



UNIVERSIDAD MICHOACANA DE SAN NICOLAS DE HIDALGO

Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas
“Mat. Luis Manuel Rivera Gutiérrez”

La Evolución Cuasi-Estática de Discos de Acreción en Torno a
Estrellas Jóvenes.

T E S I S

PARA OBTENER EL TITULO DE

LIC. EN CIENCIAS FÍSICO-MATEMÁTICAS

PRESENTA

EZEQUIEL MANZO MARTÍNEZ

ASESOR

DRA. PAOLA D’ALESSIO VESSURI

MORELIA, MICH., NOVIEMBRE 2012

Índice general

1. Introducción.	1
1.1. Formación estelar: discos alrededor de estrellas jóvenes.	1
2. ¿Cómo estudiar discos protoplanetarios?	11
2.1. Distribución espectral de energía.	11
2.2. Identificación de la estrella.	13
2.3. Identificación de la fuente.	18
2.4. Determinando la tasa de acreción de masa del disco.	22
2.5. Observaciones en radio.	26
2.5.1. Antecedentes de la Radioastronomía.	27
2.5.2. Resolución angular y sensibilidad.	27
2.5.3. Imágenes en Radioastronomía.	28
2.5.4. El SMA.	30
2.6. Evidencias observacionales de evolución.	31
3. Teoría detrás de los modelos evolutivos.	39
3.1. Análisis del potencial gravitacional central.	39
3.2. Discos de acreción.	41
3.2.1. Sistema de coordenadas.	41
3.2.2. Ecuaciones de estructura y evolución de un disco.	42
3.3. Soluciones para la evolución de un disco viscoso.	46
4. Modelando la estructura vertical de un disco que evoluciona.	53
4.1. Modelo estacionario y código.	53
4.1.1. Polvo.	56
4.2. Emisión de disco.	58
4.3. Cálculo teórico de la intensidad emergente del disco.	59
4.4. Cálculo de emisión de continuo y de la línea J=3-2 de CO.	62
4.5. Modificaciones al código	64
4.6. Cálculo de la estructura.	64
5. Resultados.	67
5.1. Modelos.	67
5.2. Resultados.	70

5.2.1.	Superficie de irradiación del disco.	70
5.2.2.	Temperatura fotosférica.	72
5.2.3.	Densidad superficial de masa.	74
5.2.4.	Temperatura del plano medio.	76
5.2.5.	Densidad de masa.	78
5.2.6.	Temperatura vertical.	79
5.3.	Resultados del cálculo teórico de las distribuciones espectrales de energía.	81
5.3.1.	SED de un modelo con distribución de granos de polvo con tamaños máximos de $0.25\mu\text{m}$ en todo el disco, a t_0	81
5.3.2.	SED's totales de ambos modelos con distribuciones de granos de polvo distintas a t_0	82
5.3.3.	SED's del modelo con granos de polvo chicos, para distintos tiempos.	84
5.3.4.	SED's del modelo con granos de polvo grandes, para distintos tiempos.	85
5.4.	Resultados del cálculo de emisión de continuo y de la línea J=3-2 de CO.	87
5.4.1.	Emisión a 271GHz del modelo con distribución de granos de polvo con tamaños máximos de $0.25\mu\text{m}$ en todo el disco en distintos tiempos.	87
5.4.2.	Emisión a 341GHz del modelo con distribución de granos de polvo con tamaños máximos de $0.25\mu\text{m}$ en todo el disco en distintos tiempos.	88
5.4.3.	Emisión a 691GHz del modelo con distribución de granos de polvo con tamaños máximos de $0.25\mu\text{m}$ en todo el disco en distintos tiempos.	89
5.4.4.	Emisión a 271GHz del modelo con distribución de granos de polvo con tamaños máximos de 1mm en el plano medio del disco, en distintos tiempos.	90
5.4.5.	Emisión a 341GHz del modelo con distribución de granos de polvo con tamaños máximos de 1mm en el plano medio del disco, en distintos tiempos.	91
5.4.6.	Emisión a 691GHz del modelo con distribución de granos de polvo con tamaños máximos de 1mm en el plano medio del disco, en distintos tiempos.	92
5.4.7.	Mapa de emisión molecular del modelo con granos de polvo chicos en distintos tiempos, donde se muestra la emisión de la línea J=3-2 de CO.	94
5.4.8.	Mapa de emisión molecular del modelo con granos de polvo grandes en distintos tiempos, donde se muestra la emisión de la línea J=3-2 de CO.	95

6. Resumen y conclusiones.	97
6.1. Resumen.	97
6.2. Resultados.	98
6.3. Trabajo futuro.	99
7. Agradecimientos	107

Capítulo 1

Introducción.

1.1. Formación estelar: discos alrededor de estrellas jóvenes.

La formación de estrellas y sistemas planetarios comienza con el colapso gravitacional de núcleos densos que se encuentran dentro de las nubes moleculares, las cuales son nubes de gas y polvo que poseen miles de millones de veces la masa del Sol. Estos núcleos son las regiones más densas de la nube, contienen entre 0.4 y $20M_{\odot}$, poseen temperaturas entre 10 y 30K , tienen tamaños entre 0.01 y 0.1 pc y densidades mayores a 10^4cm^{-3} (Lizano 2004, diFrancesco et al. 2007). En el proceso de formación estelar por el colapso de núcleos densos, la gravedad, la presión térmica, la rotación y los campos magnéticos juegan un papel importante; dependiendo de la masa inicial de las estrellas, algunos de estos procesos dominarán sobre el resto (Shu, Adams & Lizano 1987). Se piensa que en el proceso de formación de estrellas con decenas de masas solares, una gran parte del gas de las nubes termina formando parte de las estrellas (Frank, King & Raine 1995 y referencias ahí citadas, de ahora en adelante será citado como FKR).

Es tanta la masa que poseen los núcleos, que su gravedad vence todas las fuerzas de presión y magnéticas, y el núcleo se colapsa. Debido a que hay rotación inicial de la nube y los núcleos, durante el colapso el material se acumula en una estructura delgada y se forma un disco (fig. 1.1 y 1.2) y/o sistemas estelares múltiples (Cassen & Moosman et al. 1981, Terebey et al. 1984).

Una vez que se forma el disco alrededor de una estrella joven, conocido como disco circunestelar, este acompaña a la estrella durante sus primeros millones de años de vida. Los discos circunestelares suelen denominarse discos de acreción porque la estrella gana masa a expensas de la masa del disco (FKR).

Colapso sin rotación

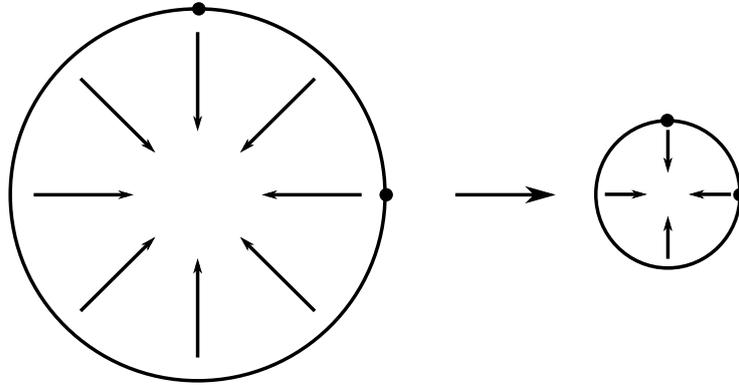


Figura 1.1: Durante el colapso gravitacional de un núcleo sin rotación, las partículas se van concentrando en el centro del mismo, siguiendo trayectorias radiales.

Colapso con rotación

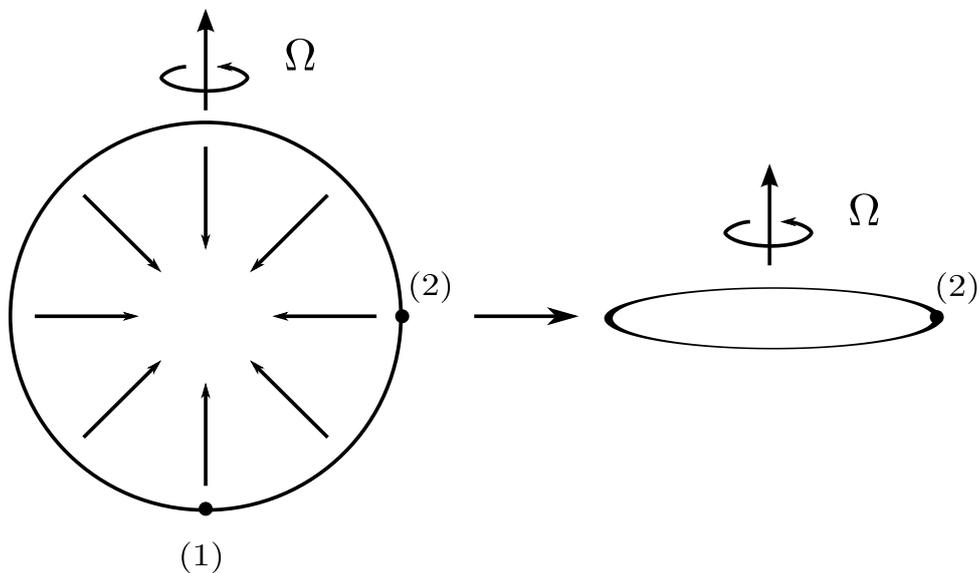


Figura 1.2: Durante el colapso gravitacional de un núcleo con rotación (con vel. angular Ω), la partícula de prueba (1) no siente la fuerza centrífuga debida a la rotación; en contraste, una partícula de prueba (2) siente la fuerza centrífuga que se opone a la fuerza de gravedad que desencadena el colapso. El resultado final es la formación de una estructura delgada en forma de disco.

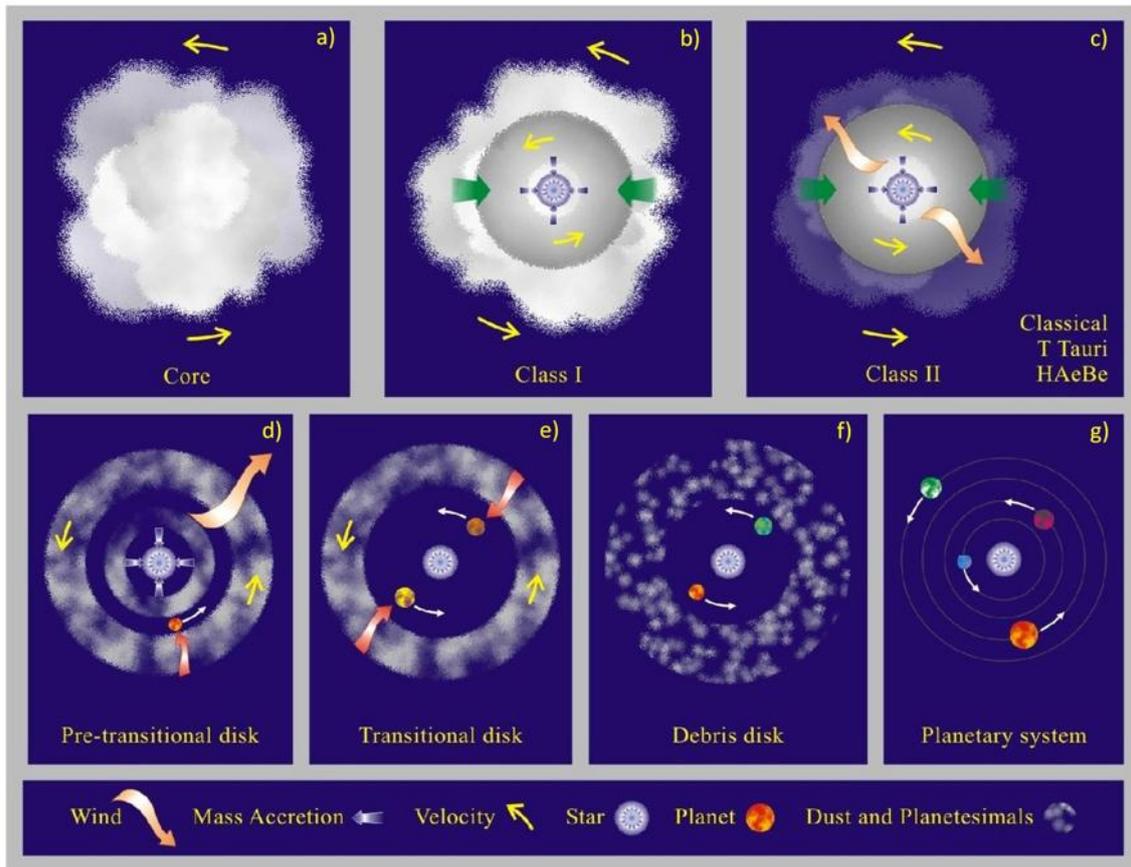


Figura 1.3: En esta figura se muestran las distintas etapas del proceso de formación estelar. Crédito: Alberto García "El artista".

En la figura 1.3 se puede ver de manera esquemática el proceso de formación de estrellas de baja masa ($M_* \lesssim 2M_\odot$). En el panel *a*), un núcleo denso en rotación está representado como la nube clara. El panel *b*) representa un objeto Clase I (ver §2.3), es decir, una estrella en formación rodeada de una envoltura de polvo y gas; esta etapa tiene lugar de los 10,000 a los 100,000 años desde el colapso del núcleo. En el panel *c*), después de que ocurre el colapso del núcleo, podemos ver una estrella joven que gana masa a expensas de la masa del disco de gas y polvo que la rodea, el cual aún acreta material de la envoltura en la que el sistema está embebido. También se muestran los vientos estelares característicos de las estrellas jóvenes, que se encargan de desplazar la envoltura. Esta etapa ocurre en un tiempo de 1 a 10 millones de años. En el panel *d*) se representa un disco *pre-transicional* (ver §2.3) en el cual los planetas en formación están abriendo brechas en el disco al ir limpiando sus órbitas, produciendo torcas sobre el disco. Esta etapa corresponde a tiempos mayores que 10 millones de años después del colapso. En el panel *e*) el disco pre-transicional ha evolucionado y se ha convertido en un disco *transicional*, caracterizado por un agujero interno de grandes dimensiones (~ 12 a $40AU$). El panel *f*) muestra un *disco de escombros* que tiene muy poco material remanente del proceso de formación de la estrella. En el panel *g*) se observa que el disco se ha disipado en

su totalidad, dejando lugar a un sistema planetario joven orbitando alrededor de la estrella central.

Un descubrimiento inesperado a principios de la década de 1980 fue el de los flujos bipolares en estrellas jóvenes, ya que los astrónomos buscaban evidencia de colapso gravitacional y encontraron evidencia de una eyección intensa de masa. Esto representó un problema porque no se podía explicar cómo una estrella joven que arrojaba grandes cantidades de masa por medio de los flujos bipolares, pudiera crecer hasta llegar a ser adulta. Sin embargo, para que el material del disco circunestelar pueda alimentar a la estrella, tiene que perder momento angular. El mecanismo que la naturaleza ideó para resolver el conflicto, es la eyección de material circundante en un viento que se lleva momento angular, mientras que el resto, ya sin exceso de momento angular respecto a la estrella central, puede acoplarse a esta, alimentándola de materia y permitiéndole crecer. Las teorías recientes dicen que las tasas de pérdida de masa tan altas de las estrellas jóvenes son producidas por una combinación de fuerzas magnéticas y por las rotaciones de la estrella y del disco en torno a la estrella. Estos vientos terminarán por desplazar a la nube materna (Lizano 2004).

En etapas tempranas, una nube de polvo y gas rodea un sistema *estrella + disco*, esta etapa tiene una duración de $\sim 10^5$ años y revela, después de cierta pérdida de masa, una nueva estrella T Tauri (ver §2.2) (Hartmann, Kenyon & Hartigan 1991), es decir, lo que queda del núcleo denso termina formando una envoltura alrededor del sistema *estrella + disco*, la cual será desplazada eventualmente por vientos estelares (Shu, Adams & Lizano 1987) o del disco. Debido a que las estrellas jóvenes masivas ($M_* > 18M_\odot$) se forman muy rápidamente en las nubes moleculares, estas permanecen ocultas a la vista en sus etapas más tempranas, y en el momento en que se hacen visibles a nuestros instrumentos el disco circunestelar ha desaparecido; quizá nunca terminó de consolidarse o quizá fue disipado por procesos dinámicos o vientos estelares (FKR). Afortunadamente, la formación de estrellas con masas $\lesssim 2M_\odot$ es menos problemático desde el punto de vista observacional, ya que es más accesible a observaciones en etapas tempranas y por lo tanto es un proceso mejor entendido teóricamente que el correspondiente a estrellas con masas $> 18M_\odot$. Estimados observacionales recientes sugieren que una vez que la estrella se ha vuelto visible, acreta del 5% al 10% de su masa gracias al disco circunestelar (FKR). Las estrellas tipo T Tauri (ver §2.2), por lo general, acretan material del disco a una tasa de $\sim 10^{-8}M_\odot/\text{yr}$ (Calvet N. & D'Alessio P. 2011, de ahora en adelante será citado como CNDP; Hartmann et al. 2008). La presencia de discos circunestelares en torno a estrellas jóvenes permite explicar un gran número de propiedades observacionales de estos sistemas.

Se han acumulado evidencias de la existencia de discos en las últimas décadas (CNDP) y se han realizado observaciones a los discos en varias longitudes de onda, que van desde el UV hasta el radio. La astronomía se vió beneficiada en varias de sus áreas con el lanzamiento del Telescopio Espacial Hubble (HST) en 1990, diseñado

para observar al universo en el óptico; está colocado sobre la atmósfera terrestre para que el vapor de agua y la turbulencia atmosférica no limiten su potencial de obtener imágenes nítidas y tiene un diámetro de 2.4 mts. El HST detectó las primeras imágenes ópticas de discos tales como: HH30 (Burrows et al. 1996), discos en la nebulosa de Orión (Bally et al. 1998, McCaughrean & O'Dell et al. 1996).

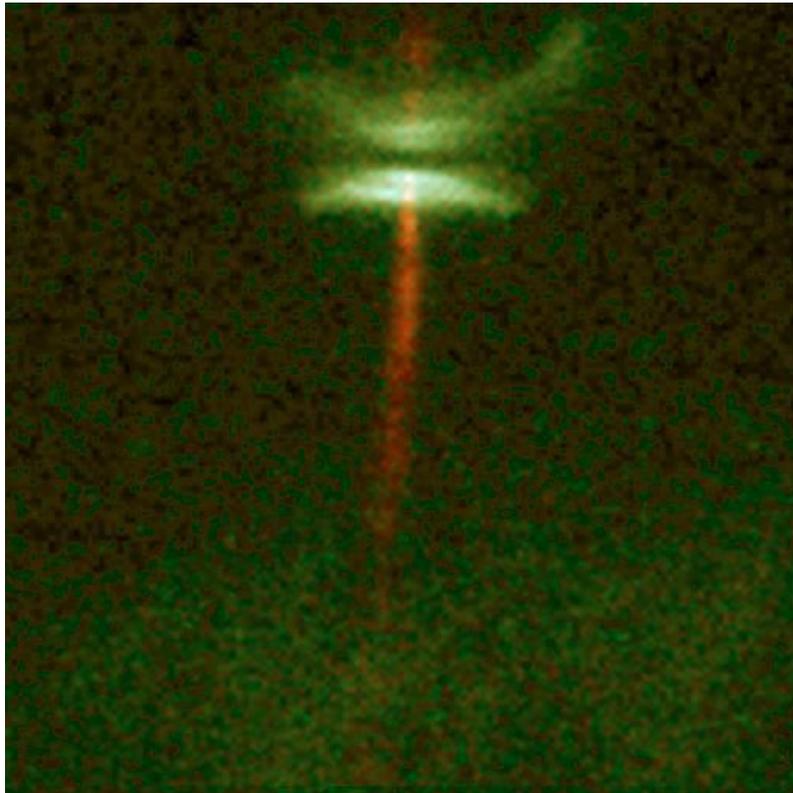


Figura 1.4: Imagen de HH-30 tomada con el Telescopio Espacial Hubble. El disco aparece como una banda oscura que oculta a la estrella central. La radiación de la estrella es dispersada por el polvo de las partes más altas del disco y aparece como dos nebulosas de reflexión. En color rojo se observan los flujos bipolares presentes en este objeto. Crédito: Burrows et al. 1996.

El Telescopio Espacial Hubble ha tomado imágenes de discos de alta resolución en el óptico e IR cercano (ver fig. 1.5); estas imágenes se han complementado con otras tomadas en el IR (Close et al. 1997). Las primeras imágenes de discos en ondas de radio fueron obtenidas por un equipo pionero de astrónomos liderado por el Dr. Luis F. Rodríguez (Rodríguez et al. 1992, 1994). Observaciones de líneas de ^{13}CO realizadas con interferómetros en longitudes de onda milimétricas han resuelto algunos sistemas cercanos con discos (Koerner et al. 1993, Simon et al. 2000). En algunos casos, los discos son muy grandes (HL Tau y DG Tau) donde se observa que el disco se extiende $\sim 10^3$ unidades astronómicas o AU por sus siglas en inglés. Una unidad astronómica es la distancia promedio entre la Tierra y el Sol. La evidencia de discos entorno a estrellas jóvenes es extensa y está basada en un gran número de

objetos astronómicos.



Figura 1.5: En esta imagen se observan varios discos en la nebulosa de Orión. Algunos de ellos aún están rodeados por los restos de la envoltura de la cual se formaron. Imágenes tomadas con el Telescopio Espacial Hubble. Crédito: NASA, ESA, M. Robberto (STScI)/ESA the HST Orion Treasury Project Team, L. Ricci (ESO), O'Dell/Rice University; NASA, Mark McCaughrean (Max-Planck-Institute for Astronomy), C. Robert O'Dell (Rice University), and NASA, Burrows et al. (1996).

El lugar más natural para formar un sistema planetario es el disco, aunque el que suceda dependerá de si existe el tiempo suficiente que requiere la formación planetaria. Sin embargo, dar un tiempo específico para que esto ocurra es imposible, ya que es en la actualidad un tema en discusión. La idea de que el sistema solar se formó de un disco no es tan reciente; se ha desarrollado desde 1948 con artículos de von Weisäcker y posteriormente de Lüst (1952). En años recientes ha aumentado el número de exoplanetas -planetas que orbitan alrededor de otras estrellas- descubiertos, y esto respalda la idea de que el proceso de formación de sistemas planetarios no es excepcional ni poco frecuente; por esta razón los discos de acreción son llamados comúnmente discos protoplanetarios, reflejando su potencial para formar planetas. La masa del disco tiene destinos distintos, puede ser acretado por la estrella central, formar planetas o desaparecer en un viento.

Es muy difícil obtener imágenes de discos ya que se requieren instrumentos muy sensibles y con mucha resolución angular para poder detectarlos, pero las imágenes han permitido conocer más detalladamente la estructura del disco y es por esto que se hacen esfuerzos considerables para obtenerlas.

El Very Large Array (VLA), un gran interferómetro (ver §2.5.2) con 27 antenas de 25m. de diámetro cada una, localizado en Nuevo México, está diseñado para detectar ondas de radio y fue capaz de detectar la primera imagen de un disco alrededor de una estrella joven (HL Tau: Rodríguez et al. 1992, 1994). Entre la década 1990-2000 se implementaron detectores de $\lambda = 7mm$ en el VLA; esto tuvo un gran impacto para el estudio de estos objetos, ya que el polvo presente en los discos emite intensamente en esta longitud de onda y no se ve afectado por la emisión de los vientos estelares ni los chorros ionizados que caracterizan a las estrellas jóvenes. Posteriormente se realizaron un gran número de observaciones de varios objetos con discos, algunos ejemplos son: HL Tau (Wilner et al. 1996), L 1551 (Rodríguez et al. 1998), TW Hydrae (Wilner et al. 2000); el estudio de estas observaciones permitió tener una noción más confiable del tamaño de los discos, hacer un mejor estimado de sus masas y estudiar más a detalle sus regiones externas.

Como enfatizamos previamente, el desarrollo tecnológico de telescopios que operan en la superficie terrestre, como aquellos que orbitan la Tierra, logró que se hiciera un avance importante en el estudio y conocimiento de los discos protoplanetarios en las últimas décadas. Destacan los siguientes instrumentos: el interferómetro Submillimeter Array (ver §2.5.4), localizado en Hawai, que permite observar la distribución espacial de brillo en diferentes líneas moleculares (Öberg et al. 2010), los telescopios Gemini Norte y Sur, que utilizan la tecnología de óptica adaptiva, la cual consiste en que deforman la superficie de su espejo para corregir efectos de distorsión de la radiación que interactúa con la atmósfera terrestre (Jayawardhana et al. 2002), los interferómetros infrarrojos como el Palomar Testbed Interferometer (PTI) o el Keck Interferometer (KI), que permiten estudiar la región del disco más cercana a la estrella (Millan-Gabet et al. 2007, Dullemond & Monnier et al. 2010).

En años recientes (2008) se pensó que se había logrado obtener la primera imagen de un exoplaneta: Fomalhaut b (Kalas et al. 2009). Sin embargo, Jayawardhana et al. (2011) mostraron que lo que se pensaba era el planeta, se había movido de una manera *distinta* al movimiento esperado en su órbita y argumentan que quizá se trata de una inestabilidad dinámica del disco y esto explicaría porqué el planeta no ha perturbado considerablemente al disco, dado que la masa que habían inferido para Fomalhaut b era suficiente para abrir una brecha de grandes dimensiones en el disco. En la figura 1.6 se observa al objeto que se pensaba era el planeta orbitando alrededor de la estrella Fomalhaut, y un disco de escombros. Esto refleja lo complicado que es hacer estas observaciones y todos los errores que pueden surgir en el proceso.

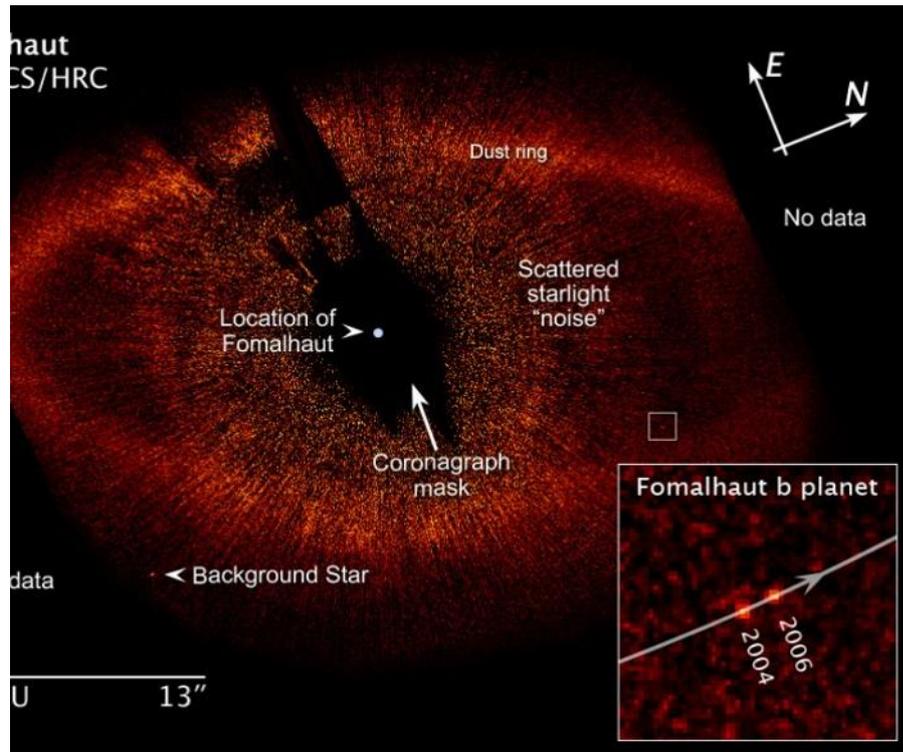


Figura 1.6: Imagen de Fomalhaut tomada en el óptico con el Telescopio Espacial Hubble. La imagen revela la presencia de lo que se creía era un planeta, bautizado como Fomalhaut b, orbitando la estrella. Un disco de escombros aún rodea a la estrella. Créditos: NASA, ESA, P. Kalas, J. Graham, E. Chiang y E. Kite (University of California, Berkeley), M. Clampin (NASA Goddard Space Flight Center, Greenbelt, Md.), M. Fitzgerald (Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, California) y J. Krist (NASA Jet Propulsion Laboratory, Pasadena, California).

Como ya mencionamos, los discos son los lugares naturales para formar sistemas planetarios, pero para que esto suceda tienen que poder formar estructuras sólidas grandes, llamadas planetésimos, con tamaños del orden de $\sim Km$, en escalas de tiempo de 100,000-3,000,000 de años, a partir del polvo como el del medio interestelar, con tamaños de micrones. Al estudiar las poblaciones de discos rodeando estrellas de diferentes edades, en distintas regiones de formación estelar, se ha encontrado evidencia observacional que muestra que los discos evolucionan (e.g. Calvet et al. 2005). Su evolución es el resultado de la combinación de varios efectos. No sólo los granos de polvo de los discos crecen, probablemente favorecidos por trampas turbulentas, sino que las propiedades del gas en el disco cambian, debido a la evolución viscosa. También la presencia de planetas en formación afecta la estructura del disco, perturbándolo dinámicamente y formando brechas y agujeros. Los objetos con estos tipos de discos se clasifican como *pre-transicionales* y *transicionales*, y se han descubierto varios usando el telescopio espacial Spitzer (Espaillat et al., 2009, 2010, 2012), e imágenes milimétricas (Hughes et al. 2007).

En esta tesis estudiaremos en detalle la estructura y algunas propiedades obser-

vables de discos evolucionando en el tiempo. Nos basaremos en el modelo propuesto por Hartmann et al. (1998) para describir la distribución de densidad superficial de masa de un disco sometido a evolución viscosa, incluyendo el efecto del crecimiento inicial de los granos de polvo, e incorporándolo al cálculo de la estructura vertical detallada del disco. En el capítulo 2 introduciremos las propiedades observacionales que modelaremos y describiremos cómo se obtienen observacionalmente las distintas propiedades físicas que sirven de restricciones a los modelos. En el capítulo 3 discutiremos la teoría en la que se basan los modelos evolutivos. En el capítulo 4 presentaremos las características del código que usamos para el cálculo de la estructura vertical, describiendo en detalle las modificaciones que realizamos para incorporar los efectos evolutivos. También explicamos cómo se calculan los espectros e imágenes a partir de los modelos. En el capítulo 5 presentamos los resultados y, finalmente, en el capítulo 6 hacemos un resumen y concluimos la tesis.

Capítulo 2

¿Cómo estudiar discos protoplanetarios?

El estudio de las estrellas jóvenes requiere de gran ingenio para saber interpretar la gran cantidad de información que nos revelan mediante la luz que recibimos de ellas. Los avances tecnológicos y teóricos han permitido entender cada vez más la física de las estrellas en sus primeras etapas evolutivas y nunca dejan de sorprendernos y maravillarnos. Hay una estrecha relación entre las SED's (§2.1), las imágenes de emisión de continuo de polvo y las imágenes de emisión de líneas moleculares de las estrellas y discos (§2.6). La información que nos brindan por separado se complementa y gracias a eso se tienen más herramientas disponibles que permiten tener un mejor entendimiento de los procesos que se llevan a cabo en estos objetos. En este capítulo describiremos brevemente el tipo de observaciones que inspiran este trabajo teórico y cómo se infieren los ingredientes básicos que necesitamos para construir los modelos de discos, que son la masa, la temperatura efectiva, la edad, el radio de la estrella central y la tasa de acreción de masa (§2.4).

2.1. Distribución espectral de energía.

La radiación electromagnética es la principal fuente de información en el estudio de objetos astronómicos. Aún cuando nuestra experiencia cotidiana está restringida a la parte visible del espectro electromagnético, este se extiende tanto a mayores como menores longitudes de onda. La frecuencia de la radiación está relacionada con su longitud de onda por la fórmula $\lambda\nu = c$, donde λ es la longitud de onda, ν es la frecuencia y c es la velocidad de la luz.

Las distribuciones espectrales de energía (SED's por sus siglas en inglés) son básicamente los espectros de las estrellas. La figura 2.1 muestra un espectro típico de una estrella T Tauri. Una distribución espectral de energía se construye colocando en el eje horizontal a la longitud de onda, λ , o la frecuencia, ν , de la radiación recibida (comúnmente se usan sus logaritmos cuando se cubren intervalos amplios

de longitudes de onda o frecuencias) y en el eje vertical se usa el flujo radiativo por intervalo de longitud de onda, F_λ , o de frecuencia, F_ν , cuyas unidades son $\text{erg cm}^{-2} \text{seg}^{-1} \mu\text{m}^{-1}$ o $\text{erg cm}^{-2} \text{seg}^{-1} \text{Hz}^{-1}$, respectivamente. En el caso de discos se suele tomar el logaritmo decimal de νF_ν o λF_λ que son cantidades equivalentes. Esto es para que al graficar $\log \lambda F_\lambda$ vs $\log \lambda$, como en la figura 2.1, sea más evidente el exceso de emisión en el infrarrojo, el radio y el ultravioleta, respecto al espectro de una estrella del mismo *tipo espectral*.

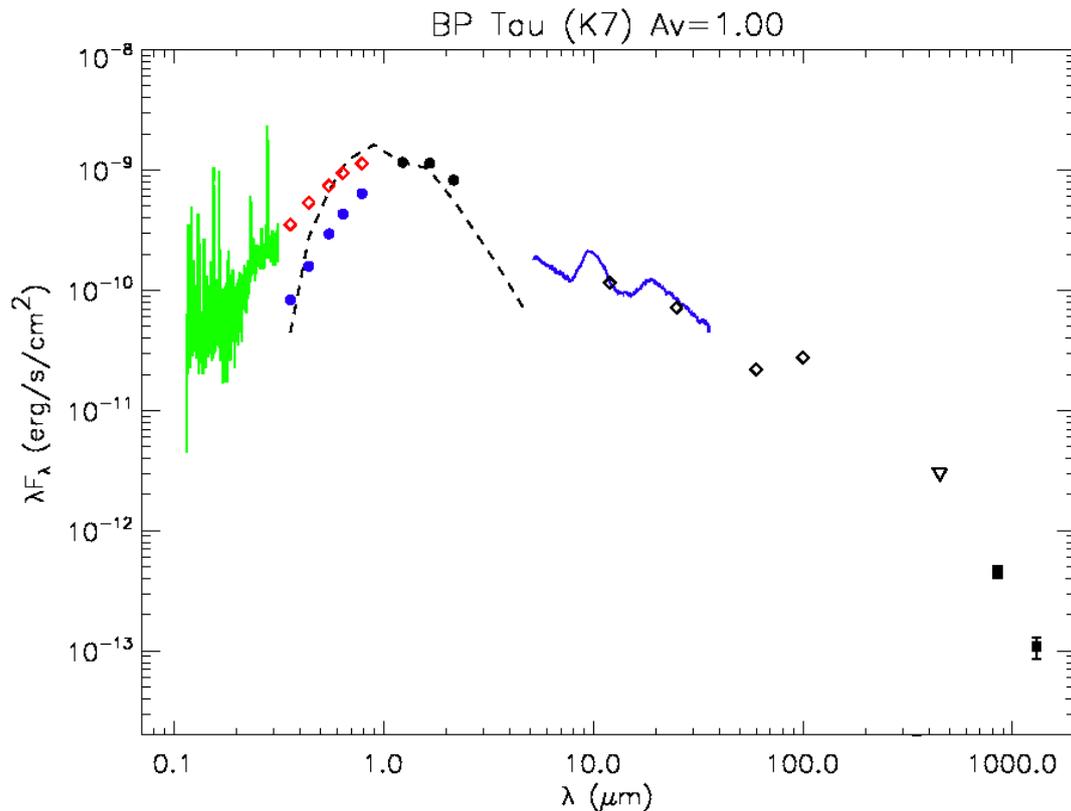


Figura 2.1: Distribución espectral de energía de la fuente BP Tau. El espectro de la estrella se muestra como línea discontinua. Los círculos abiertos corresponden a los flujos observados, mientras que los círculos rellenos son los flujos corregidos por extinción interestelar. Los datos en el UV son del HST (Bergin et al. 2004), los datos ópticos (azules y rojos) se tomaron de Kenyon & Hartmann (1995), el infrarrojo cercano es de 2MASS, el espectro en el infrarrojo medio es del espectrógrafo infrarrojo IRS del SST (Furlan et al. 2006) y los flujos milimétricos son de Andrews & Williams (2005). Crédito: Calvet & D'Alessio (2011).

Las SED's se construyen con observaciones realizadas con diferentes instrumentos especializados, sensibles a ciertos intervalos de longitudes de onda; algunos de ellos se encuentran localizados en la superficie terrestre y otros sobre la atmósfera, dependiendo de la intensidad de la interacción del intervalo de longitudes de onda que detectan, con la atmósfera terrestre. El Telescopio Espacial Spitzer (SST), lan-

zado en 2003, ha sido de mucha ayuda para construir espectros de varias estrellas jóvenes en el infrarrojo cercano y medio (de ~ 5 a $40\mu m$).

2.2. Identificación de la estrella.

Las observaciones nos ayudan a entender mejor los procesos físicos y tener acceso a la realidad de los objetos estelares; esto las convierte en la base de cualquier modelo teórico realizado o a realizar; las observaciones restringen los modelos y verifican su validéz como descripciones apropiadas de la realidad. Comúnmente es posible explicar una observación con varios modelos, pero sólo unos pocos son capaces de explicar el gran conjunto de observaciones disponibles y permiten hacer predicciones observacionales que ponen a prueba la validéz de las teorías detrás de los modelos.

El descomponer la luz proveniente de un objeto en las diferentes longitudes de onda del espectro electromagnético es una técnica que ha tenido una gran aplicación en la astronomía; gracias a esta técnica podemos obtener e inferir datos de las condiciones físicas del objeto de interés, tales como su temperatura, composición química, densidad, presencia de campos magnéticos, entre otros. En laboratorio, si se analiza con esta técnica un gas confinado entre una fuente de radiación y un dispositivo de espectrografía, se observa la presencia de líneas de absorción en el espectro, las cuales se manifiestan como líneas oscuras, cuyo grosor depende del ancho de los niveles energéticos de los átomos del gas. En el caso de las estrellas, las propiedades de las capas superficiales (que son más frías que las capas más internas) son responsables de que el ancho de las líneas de absorción aumente, porque el ancho de los niveles de transición de los átomos incrementa. Básicamente, la atmósfera de la estrella es un gas cuyos electrones absorben fotones de ciertas frecuencias características (que dependen de la composición química), provocando que los electrones pasen a un estado de mayor energía; es decir, las líneas dependerán de las condiciones físicas de la atmósfera estelar

Clasificando las estrellas, y en particular conociendo su luminosidad y distancia, pueden compararse con modelos evolutivos de estrellas jóvenes, que se presentan en la forma de un diagrama H-R. Como mencionamos antes, es importante conocer las propiedades físicas de la estrella central para entender mejor la dinámica y evolución de los discos, ya que éstos se ven afectados por la gravedad de la estrella, su luminosidad, su temperatura efectiva, entre otras; conocer la edad de la estrella es importante para cuantificar la evolución del disco. Las estrellas revelan una cantidad importante de sus propiedades mediante el estudio que se realiza a sus espectros y de ubicarlas en el diagrama H-R, que resume lo que se sabe acerca de estructura y evolución estelar.

El diagrama H-R teórico es una gráfica de la luminosidad vs la temperatura efec-

tiva o tipo espectral de estrellas de diferentes masas, en distintas fases evolutivas. Las posiciones de las estrellas en este diagrama dependen de la masa de la estrella, M_* , del tiempo, de su composición química y de cómo la masa de la estrella puede variar en el tiempo. La figura 2.2 muestra un diagrama H-R teórico típico. También se pueden construir diagramas H-R observacionales (fig. 2.3); en estos para el eje vertical se usa la *magnitud absoluta* en algún filtro o también la *magnitud aparente*, si se conoce la distancia a las estrellas; si no se conoce la distancia se consideran estrellas que se infiere que están a la misma distancia de nosotros (por ejemplo estrellas que forman un cúmulo); para el eje horizontal se usa un *color* que se sabe es un buen indicador de la temperatura efectiva. El diagrama contiene regiones, en una de ellas se encuentran las estrellas jóvenes las cuales, conforme colapsan cuasi-estáticamente, elevan su temperatura hasta que comienzan a fusionar Hidrógeno, y este proceso se convertirá en la principal fuente de energía de la estrella.

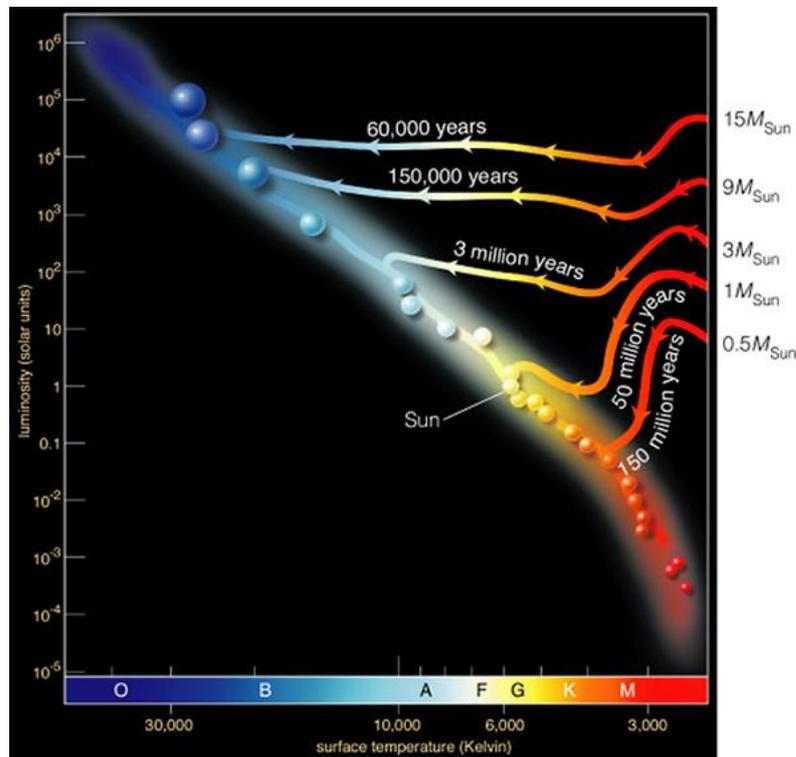


Figura 2.2: Diagrama H-R Teórico. En él se muestran las trazas evolutivas de las estrellas dependiendo de su masa inicial. Los colores reflejan la temperatura de las estrellas. En el eje Y se coloca la luminosidad de la estrella en luminosidades solares y en el eje X se coloca la temperatura en grados Kelvin. Crédito: Dale Gary (New Jersey Institute of Technology).

En el diagrama H-R existe una línea imaginaria llamada Secuencia Principal de Edad Cero (ZAMS) donde se encuentran las estrellas que comienzan a fusionar Hidrógeno en sus núcleos. Las estrellas jóvenes están ubicadas a la derecha y por encima de la ZAMS en una región conocida como Pre-Secuencia Principal. Duran-

te esta etapa la energía de la estrellas proviene principalmente de la contracción gravitacional y, en menor proporción, de la fusión de Deuterio y Litio, ya que el principal componente de las estrellas es el Hidrógeno; lo que sucede es que durante el colapso del núcleo denso de la nube, los átomos de Deuterio y Litio comienzan a sufrir reacciones nucleares. Durante la pre-secuencia principal, el gradiente de presión térmica del gas es el responsable de detener el colapso en un tiempo de caída libre. A lo largo de esta etapa la estrella en formación sigue contrayéndose a través de una serie de estados de equilibrio, o cuasi-estáticamente; además la estrella es totalmente convectiva, es por esto que su composición química es muy homogénea, entonces el Deuterio y el Litio se agotan definitivamente en un periodo de tiempo muy corto, comparado con la vida de la estrella. La figura 2.3 muestra un diagrama H-R observacional para varios objetos estelares jóvenes.

Es importante tomar en cuenta que la luz que detectamos proveniente de las estrellas y los discos se ve afectada por la nube molecular y por el medio interestelar por el que tiene que viajar para llegar a nosotros. Una parte de la radiación estelar y del disco se extingue debido al polvo; entonces, para conocer el espectro que salió del sistema *estrella + disco*, hay que conocer y corregir por este efecto.

Hay 2 procesos importantes por los cuales el medio interestelar afecta la radiación:

1. **Dispersión.**

Llega un fotón e interactúa con los electrones presentes en los granos de polvo; este es reemitido con la misma frecuencia pero en una dirección distinta a la original.

2. **Absorción.**

El fotón que llega es absorbido y transforma su energía en energía térmica, la cual calienta la nube o el polvo del ambiente donde fue absorbido.

A la combinación de ambos procesos se le llama *extinción*. Ambos procesos sacan fotones (provenientes de la estrella y el disco) de la visual, uno porque los manda a otras direcciones y el otro porque transforma su energía en energía térmica que puede emitirse en el infrarrojo.

Para saber cómo corregir por extinción el espectro de un sistema *estrella + disco*, se necesita cuantificar el espectro de la estrella central. Comparando el espectro de la estrella problema y un espectro sin extinguir de una estrella del mismo tipo espectral, se cuantifica el efecto del polvo en el camino de la radiación entre nuestro objeto problema y nuestros detectores.

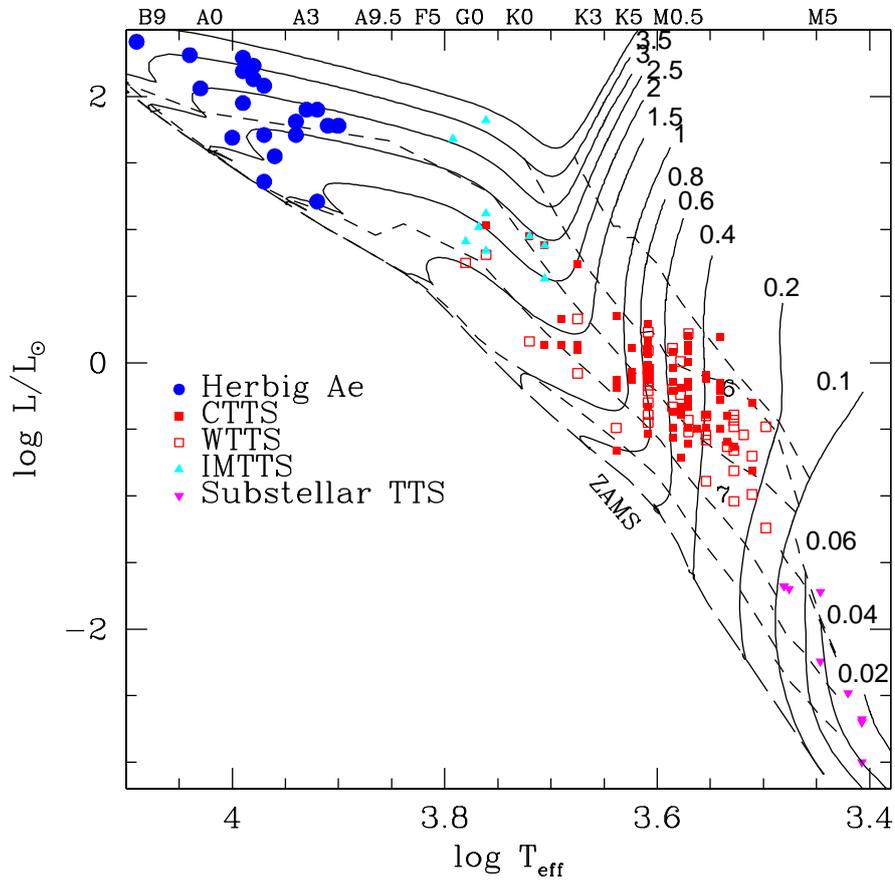


Figura 2.3: Diagrama H-R Observacional construido con objetos estelares jóvenes. Se muestran estrellas T Tauri clásicas (CTTS), débiles (WTTS), Estrellas Ae/Be de Herbig (HAes) y sus predecesoras, estrellas T Tauri de masa intermedia (IMTTS) y objetos subestelares. También se muestra la secuencia principal de edad cero (ZAMS), las trazas evolutivas para estrellas de distintas masas (línea continua, las etiquetas corresponden a la masa estelar en M_{\odot}) y las isocronas para 0.3, 1, 3 y 10 millones de años de edad, desde arriba hasta abajo (líneas discontinuas). Crédito: Calvet & D'Alessio (2011).

En el diagrama H-R, superpuesta a los puntos que representan las estrellas observadas, se encuentra una red de líneas que marcan las predicciones teóricas de los modelos de evolución estelar. Las líneas sólidas (ver fig. 2.3) se denominan trazas evolutivas y cada una corresponde a una masa estelar dada. Las líneas discontinuas se llaman isocronas y cada una corresponde a una edad estelar (Siess et al. 2000). De esta forma, de la posición de una estrella respecto a esta red de líneas, podemos

estimar su masa y su edad. Estudios de carácter estadístico realizados a cúmulos y asociaciones de estrellas de distintas edades muestran que la fracción de estrellas con exceso de emisión en el cercano infrarrojo, asociado a las regiones internas de discos circunestelares, decrece en el tiempo (Hernández et al. 2007). Cúmulos de más de 5 millones de años tienen discos en menos del 20 % de sus estrellas jóvenes, mientras que cúmulos de más de 10 millones de años no poseen evidencias de estrellas con discos; esto permite tomar este tiempo como una escala característica de la vida de estos. Esto tiene como consecuencia restricciones importantes en las teorías de formación planetaria.

Las estrellas visibles en el óptico están clasificadas de acuerdo a la presencia/ausencia de distintas líneas en sus espectros ópticos; esta clasificación espectral refleja una secuencia de temperatura y gravedad de la atmósfera de las estrellas relacionada con la masa y edad de ellas. Siguiendo una secuencia de temperatura decreciente de la estrella, primero se tiene a las estrellas más masivas y calientes, las cuales corresponden al tipo espectral O; estas estrellas viven solamente de uno a dos millones de años (Rodríguez 2001), y terminan su vida de manera violenta en una explosión de supernova. Después se encuentran las estrellas jóvenes de tipos espectrales B y A, que presentan líneas en emisión superpuestas a sus espectros de líneas de absorción típicamente estelares, y se conocen como estrellas Ae/Be de Herbig (Herbig et al. 1960). Siguiendo esta secuencia encontramos a las estrellas jóvenes de los tipos espectrales F, G, K y M, conocidas como estrellas T Tauri (TTS). Recientemente se han incorporado al conjunto de estrellas jóvenes unas con tipos espectrales como las T Tauri, pero con masas similares a las de las Ae/Be de Herbig; se les ha denominado estrellas T Tauri de masas intermedias (IMTTS) y se piensa que son una etapa anterior a las estrellas Ae/Be (Calvet et al. 2004). Por último, las subestrellas o enanas cafés corresponden al tipo espectral L y T y tienen masas $M_* < 0.08M_\odot$ (Adame 2010). Se puede expresar de una manera simple esta clasificación:

- **Estrellas Ae/Be Herbig (HAeBe):** Estrellas tipo A y B que presentan líneas de emisión y tienen masas $1M_\odot < M_* < 8M_\odot$. Las temperaturas fotosféricas de estas estrellas son $T_* \gtrsim 10,000\text{K}$.
- **Estrellas T Tauri (TTS):** Se caracterizan por tener líneas intensas en emisión a longitudes de onda largas y tienen masas $0.008M_\odot < M_* < 3M_\odot$. Además poseen temperaturas fotosféricas de $\sim 3,700\text{-}4,700\text{K}$.
- **Enanas cafés jóvenes (YBD):** Objetos con masas $M_* < 0.08M_\odot$ que jamás alcanzarán una temperatura central suficientemente alta para fusionar Hidrógeno (aunque sí fusionan Deuterio y Litio). Estas tienen temperaturas fotosféricas de $T_* \lesssim 3,000\text{K}$.

2.3. Identificación de la fuente.

Con el tiempo ha sido posible clasificar a las SED's de estrellas jóvenes de manera natural, siguiendo un criterio basado en las características que exhiben estos objetos en las distintas etapas de sus vidas. En esta sección se presenta esta clasificación y se muestran algunos ejemplos de estrellas jóvenes en distintas fases evolutivas.

El término Objeto Estelar Joven (YSO) es empleado para referirse a una estrella muy joven, en las primeras etapas evolutivas. El término protoestrella se usa para referirse a los YSO's que aún forman parte de los restos del núcleo denso del cual se formaron. Se cree que el exceso correspondiente a longitudes de onda largas, presente en las SED's de las estrellas jóvenes, es producida por un disco circunestelar. Las SED's brindan información acerca de las propiedades físicas de los discos tales como su distribución de temperatura, de masa y propiedades del polvo. Las distribuciones espectrales de energía son la principal herramienta que ha permitido conocer los mecanismos de calentamiento de los discos y la forma en la que evolucionan; esto se logra al realizar comparaciones entre SED's predichas teóricamente y las obtenidas observacionalmente.

De acuerdo a la pendiente $\alpha_{IR} = d \log \lambda F_{\lambda} / d \log \lambda$ de las SED's en el intervalo de 2.2 a 25-50 μm , las estrellas jóvenes se clasifican en:

- **Fuentes Clase I:** tienen pendiente positiva y se piensa que aún se encuentran rodeadas de material de la envoltura de la cual se formaron. Presentan gran exceso en el infrarrojo que crece con la longitud de onda.
- **Fuentes Clase II:** tienen pendiente negativa, pero más plana que la correspondiente al límite de Rayleigh-Jeans de las fotosferas estelares $\lambda F_{\lambda} \propto \lambda^{-3}$, es decir, presentan un exceso infrarrojo y la pendiente tiene valores $-1.3 < \alpha_{IR} < 0$, el exceso de estas fuentes decrece con la longitud de onda.
- **Fuentes Clase III:** tienen pendientes fotosféricas, es decir, tiene valor $\alpha_{IR} \sim -3$ y se piensa que éstos objetos han disipado sus discos.

Posterior a esta clasificación, se descubrieron las **Fuentes Clase 0** (Andre et al. 1993), los cuales tienen una emisión muy débil en el infrarrojo, su máxima emisión se da a longitudes de onda submilimétricas.

Adams et al. (1987) propusieron que esta clasificación de los YSO's corresponde a una secuencia evolutiva; plantearon que la disminución gradual en el exceso de emisión en el infrarrojo es un indicador de la disminución de la cantidad de polvo y gas que rodean a la estrella. Siguiendo este esquema de evolución, una protoestrella es una Fuente Clase 0 y I, que posee una envoltura de gas y polvo en colapso, cuya densidad irá decreciendo en el tiempo. Una vez que ha disminuido de manera considerable la cantidad de polvo y gas de la envoltura, el disco circunestelar domina la

emisión en el infrarrojo, así tendríamos una Fuente Clase II. Conforme evoluciona el sistema estrella + disco, pueden formarse un sistema planetario o el disco puede disiparse y, en este caso, la estrella central será la principal fuente de radiación y dominará la SED convirtiéndose en una Fuente Clase III.

Se puede aplicar la clasificación espectral mencionada en §2.2 a las estrellas jóvenes que son Fuentes Clase II y III, pero no a las Fuentes Clase 0 y I, ya que están rodeadas de una nube densa de polvo y gas que hace imposible detectarlas en el óptico. Por otro lado, las estrellas T Tauri han sido objeto de estudio constante. Se pueden clasificar, dependiendo de la intensidad de sus líneas espectrales que presentan en emisión (en especial la línea $H\alpha$), en estrellas T Tauri clásicas (CTTS) y estrellas T Tauri débiles (WTTS). Comúnmente se asocia a las primeras con Fuentes Clase II, con discos circunestelares; las segundas se consideran Fuentes Clase III, sin discos o con discos de escombros. La fase T Tauri termina cuando la acreción finaliza y el sistema evoluciona hacia una estrella T Tauri de emisión débil. El hecho de que algunas estrellas CTTS y WTTS se encuentren sobre las mismas isocronas (fig. 2.3) indica que tienen edades similares; en primera instancia esto parece una contradicción a la secuencia evolutiva mencionada anteriormente, pero quizá esto es un reflejo del hecho de que el tiempo no es la única variable de la que depende la velocidad con que se forman los planetas o se disipa el disco, sino que también depende de las condiciones iniciales, propiedades del ambiente, entre otras cosas.

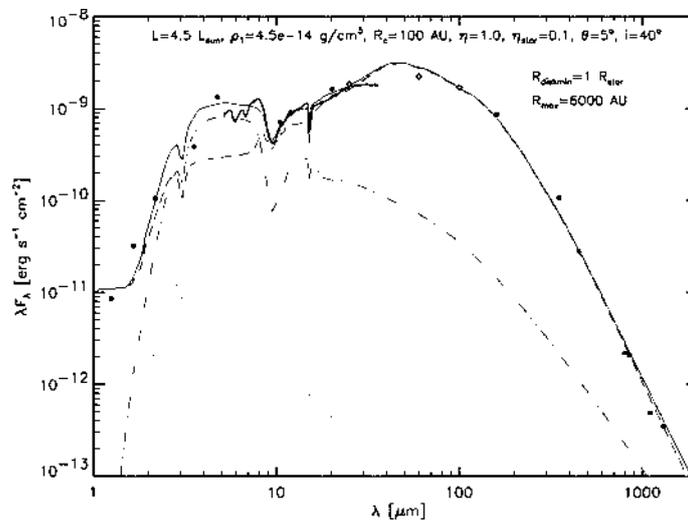


Figura 2.4: Ejemplo de un objeto Clase I. Espectro tomado con el espectrógrafo infrarrojo del Spitzer y datos fotométricos de la fuente 04108+2803B. Las líneas grises representan las distintas componentes: la envoltente (línea con rayas), la estrella (línea punteada) y el disco (línea de rayas y puntos), ambos extinguidos por la envoltente; la suma de todas las componentes es la línea gris sólida. Tomado de Furlan et al. 2008.

Un acontecimiento interesante es que con ayuda de las observaciones infrarrojas

realizadas con el Telescopio Espacial Spitzer, se descubrieron objetos que se han asociado con una etapa de transición entre Fuentes Clase II y III; a estos extraños objetos se les ha denominado discos transicionales y discos pre-transicionales (Espaillat 2009); observacionalmente están caracterizados por una falta de exceso en el infrarrojo cercano, donde su espectro es más semejante al de una Fuente Clase III (es decir al de una estrella sin disco), pero simultáneamente presentan exceso de emisión en el infrarrojo medio y lejano característico de las Fuentes Clase II (Espaillat 2009). Los discos transicionales poseen un agujero interno muy extendido (~ 12 a $40AU$), mientras que los pre-transicionales están abriendo brechas en el disco gracias a la posible formación de planetas, produciendo torcas en el disco (figs. 2.5 y 2.7).

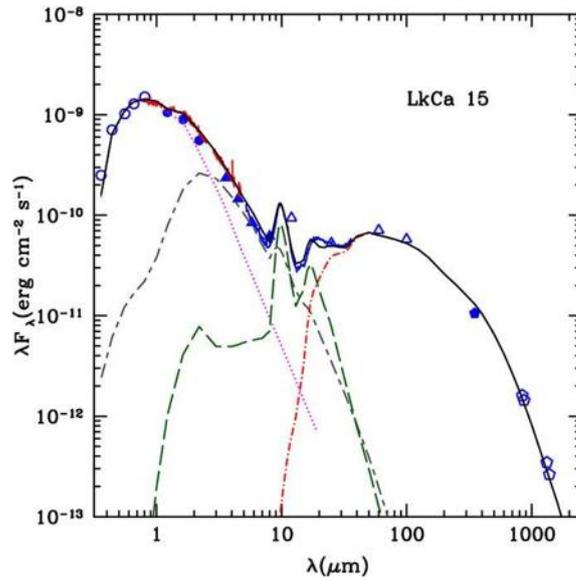


Figura 2.5: Disco pre-transicional de la fuente LkCa 15. El modelo que mejor ajusta los datos observacionales (línea sólida negra) consiste en un disco interno ópticamente grueso cuyo radio es $< 0.19AU$, y un disco externo de 58 a $300AU$. Las componentes al espectro son: la fotosfera estelar (línea rosa punteada), el disco interno (línea gris con rayas cortas y largas), el disco externo (línea de puntos roja) y el polvo ópticamente delgado ubicado dentro de la brecha del disco (línea verde de rayas). Tomado de Espaillat et al. 2010.

La figura 2.4 muestra el espectro de la fuente 04108+2803B, así como su modelo correspondiente (línea sólida gris) y las diferentes componentes que contribuyen al espectro; este es un ejemplo de un objeto Clase I. Su espectro está dominado por la emisión de la envoltura (Furlan et al. 2008). La fig. 2.5 muestra el espectro de la fuente LkCa 15 y el modelo correspondiente (línea sólida negra). Se piensa que esta fuente consiste en un disco pre-transicional, con un disco interno ópticamente grueso de radio $< 0.19AU$ y un disco externo con una extensión de 58 a $300AU$. El modelo predice que dentro de las $4AU$ de la brecha entre el disco interno y el externo hay $\sim 10^{-11}M_{\odot}$ de polvo ópticamente delgado (Espaillat et al. 2010). La fig. 2.6 corresponde a una muestra observacional de varios objetos con discos transicionales y

pre-transicionales y los modelos teóricos que se realizaron para explicar la forma de sus espectros; en la figura 2.6 se pueden observar las contribuciones al espectro de la pared interna, tanto del disco externo como del interno, irradiadas por la estrella central (Espaillat et al. 2012).

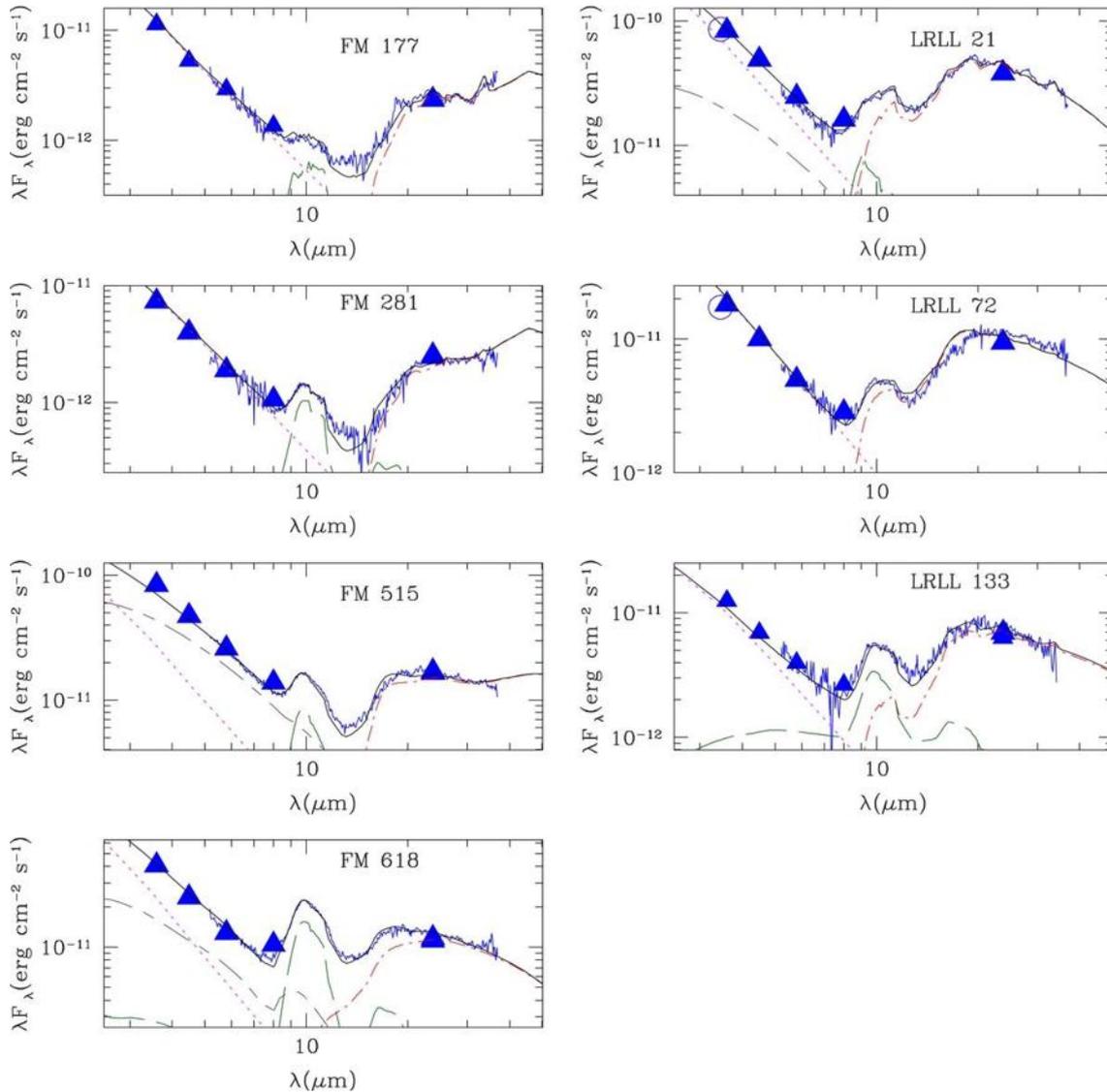


Figura 2.6: Espectros en el IR para una muestra observacional, con sus correspondientes modelos (líneas sólidas negras) de discos transicionales y pre-transicionales. Las componentes de los modelos son la fotosfera estelar (línea rosa punteada), la pared interna (línea gris de rayas cortas y largas), la pared externa (línea roja con rayas y puntos) y el polvo ópticamente delgado dentro del disco interno (línea verde con líneas largas). Tomado de Espaillat et al. 2012.

Los discos de escombros forman parte de las Fuentes Clase III y son discos de polvo y gas con muy poca densidad, que han sido disipados casi en su totalidad y se

encuentran alrededor de estrellas más viejas que las T Tauri. Las imágenes de estos discos presentan subestructura que se asocia con planetas orbitando alrededor de la estrella central.

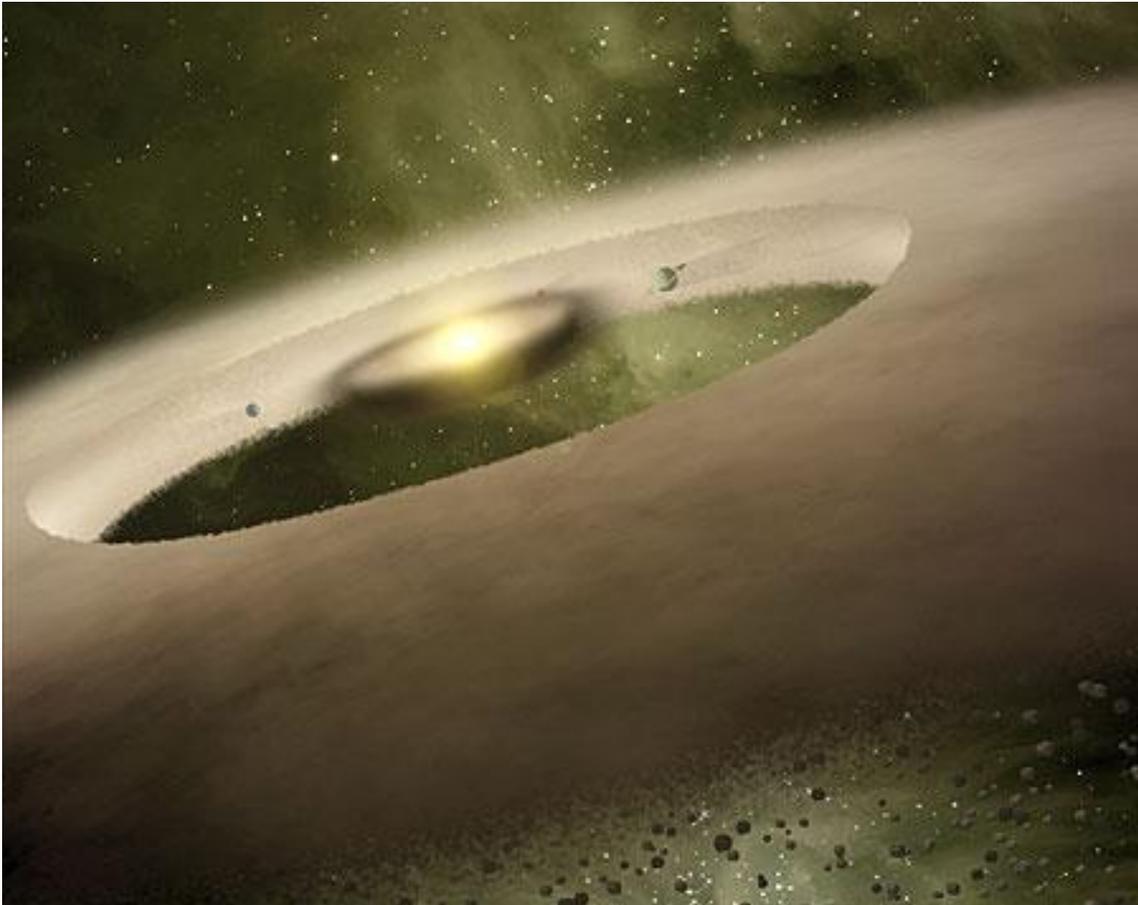


Figura 2.7: Representación artística de un disco pre-transicional. Se piensa que planetas en formación abren brechas en el disco al ir limpiando sus órbitas produciendo torcas en el disco. Fuente: <https://www.cfa.harvard.edu/cespail/>

2.4. Determinando la tasa de acreción de masa del disco.

Es importante cuantificar la tasa de acreción de masa de los discos para así poder construir modelos que sean capaces de explicar las observaciones disponibles y hacer predicciones observacionales y teóricas, que permitan lograr un avance en el entendimiento de la evolución de los discos.

Se sabe que el polvo y el gas de los discos está rotando alrededor de la estrella central y el momento angular se redistribuye debido a la viscosidad; además, una

fracción del material del disco pierde energía y momento angular y cae a la estrella central a una tasa \dot{M} , que es la tasa a la cual el material del disco se acopla a la estrella por intervalo de tiempo. En el capítulo 3 profundizaremos el análisis de la evolución del disco.

Las estrellas con discos presentan exceso de emisión a longitudes de onda cortas como el ultravioleta (UV) y el óptico (fig. 2.1). El exceso se cuantifica comparando la distribución espectral de energía de la estrella joven con el de una estrella estándar del mismo tipo espectral; ambas estrellas tienen las mismas líneas de absorción porque son del mismo tipo espectral, sus atmósferas poseen temperaturas similares y los átomos o iones de ambas se están excitando en los mismos niveles de energía. Una diferencia importante radica en que para el caso de la estrella con exceso presente, las líneas de absorción son menos profundas que en caso de la estrella estándar, a este fenómeno se le conoce como velamiento. La SED de una estrella *velada* puede analizarse como el correspondiente al de una estrella estándar más un flujo radiativo adicional. En las CTTS, la luminosidad del exceso es, típicamente, $\sim 10\%$ de la luminosidad estelar, pero en algunos casos particulares puede llegar a ser comparable e incluso mayor que la luminosidad estelar. Es posible encontrar estrellas T Tauri con un velamiento tan intenso que no presentan líneas en absorción y por ello se les llama *de continuo* (CNDP).

Hace algunas décadas, la explicación al exceso de emisión en el UV y el óptico era atribuida al material del disco que se acoplaba a la estrella en el ecuador. Algunas observaciones habían demostrado que las estrellas rotaban con una velocidad angular de alrededor de 0.1% del valor de la velocidad kepleriana (ver §3.1) evaluada en el radio de la estrella, teniendo como consecuencia que el gas se frenara para incorporarse a la superficie estelar. Este proceso de frenado se daría en una *capa límite* que emitiría radiación en el UV y el óptico (Lynden-Bell & Pringle 1974).

Por otro lado, las estrellas jóvenes, al igual que las estrellas de la secuencia principal, poseen campos magnéticos. Las mediciones realizadas para estimar la magnitud de los campos magnéticos en las T Tauri, dado el ensanchamiento de las líneas espectrales por el efecto Zeeman, han demostrado que tienen la intensidad suficiente (Johns-Krull et al. 2007) para desviar el material que circula en los discos, haciendo que este suba por las líneas del campo magnético y caiga a la superficie estelar, con una velocidad cercana a la de caída libre, y en regiones a altas latitudes en los llamados *choques de acreción* (fig. 2.8) (Camenzind et al. 1990, Koenigl et al. 1991 y Shu et al. 1994). El campo magnético de la estrella trunca al disco en el llamado radio magnetosférico, R_m , y se estima que tiene un valor de 3 a $5 R_*$.

El material del disco se acopla a la estrella canalizado por las líneas o tubos del campo magnético estelar, formando lo que se conoce como flujo de acreción magnetosférico, y eventualmente cae a la estrella en los choques de acreción (fig. 2.8), donde se disipa el exceso de energía cinética del gas (Hartmann 2009), dejando a un

lado el modelo que afirmaba que el material se acoplaba a la estrella en su ecuador. Así, el exceso de emisión UV es atribuido a los choques de acreción.

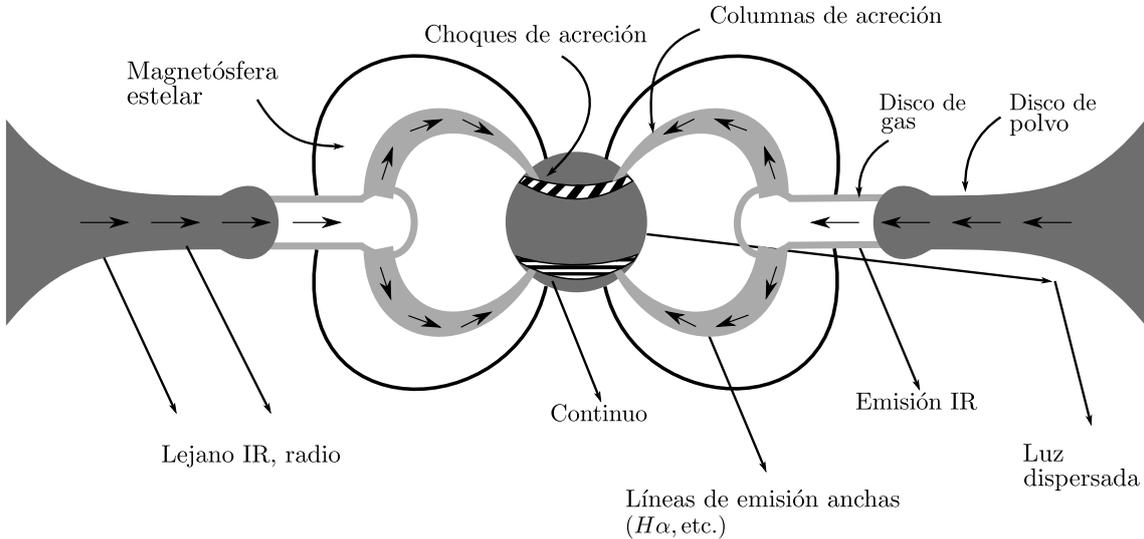


Figura 2.8: Esquema de un disco de acreción alrededor de una T Tauri. La estrella pre-secuencia principal está rodeada de un disco de acreción que emite en el IR, mm y submm. La magnetósfera de la estrella trunca al disco en la parte interna, desviando al material a caer hacia la estrella siguiendo las líneas del campo magnético. El flujo de acreción provoca líneas en emisión conforme el material circula en las columnas de acreción y también produce un continuo caliente al acoplarse a la estrella en los choques de acreción. Se piensa que el radio magnetosférico se localiza dentro del radio de sublimación del disco, donde la radiación de la estrella y de los choques sublima al polvo.

Estudios y análisis detallados de estos choques y de sus espectros permiten cuantificar la tasa de acreción de masa, \dot{M} , que es expresada comúnmente en masas solares/año. Mediante la expresión

$$L_{acc} \propto \frac{GM_*\dot{M}}{R_*}, \quad (2.1)$$

podemos cuantificar observacionalmente la luminosidad de acreción y así obtener la tasa de acreción de masa, es decir, las mediciones de la luminosidad del continuo caliente nos permiten estimar tasas de acreción de masa a partir de la ec. 2.1. El continuo caliente provoca que las líneas de absorción se vean menos intensas, es decir, que el espectro aparezca *velado*, sin embargo, como se mencionó previamente, es posible identificar el tipo espectral de la estrella y así, dependiendo de la intensidad de las líneas, cuantificar el exceso de emisión. La figura 2.9 muestra un ejemplo del cálculo detallado de un modelo teórico de un choque de acreción comparado con observaciones (Calvet & Gullbring 1998). En la emisión se muestran las distintas componentes. Para el modelo correspondiente a la fig. 2.9, las velocidades del choque son $\sim 200 - 300 km\ seg^{-1}$. Una vez que choca el material en la superficie de la estrella, produce rayos X y radiación UV. Esta radiación es absorbida y reemitida por

la superficie estelar a longitudes de onda más largas; una fracción de esta radiación se emite hacia la fotosfera de la estrella, elevando su temperatura y produciendo el continuo caliente, mientras que otra fracción de la radiación calienta al gas que viene cayendo a la estrella central, produciendo el salto de Balmer del continuo en la emisión (fig. 2.9).

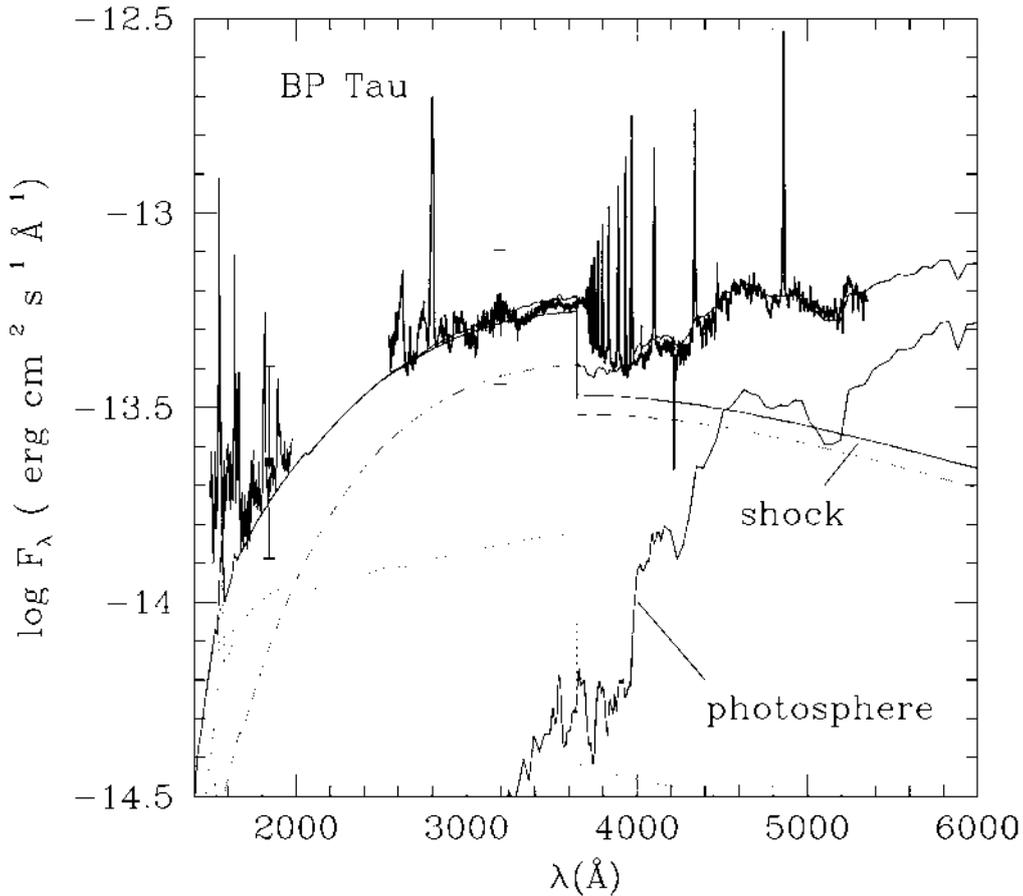


Figura 2.9: En la figura se muestra la comparación entre un espectro observado (curva sólida gruesa) y un modelo de acreción calculado para la fuente BP Tau. El modelo teórico (línea sólida delgada) es la suma de la contribución del choque y de la emisión fotosférica. La emisión total del choque es la suma de la emisión del gas que chocó con la superficie estelar, de la emisión del gas que viene cayendo a la estrella central (línea punteada) y de la atmósfera que está siendo calentada (línea de guiones). Tomado de Calvet & Gullbring 2000.

Para las CTTS, el valor típico de \dot{M} es de $1 - 3 \times 10^{-8} M_{\odot} yr^{-1}$ (Gullbring et al. 1998, Calvet & Gullbring et al. 1998, Gullbring et al. 2000, Hartmann et al. 1998). Otro punto a favor del modelo de acreción magnetosférica es su capacidad de explicar los perfiles de algunas líneas espectrales en emisión (de H o Na neutros) de las estrellas T Tauri: los centros de las líneas serían producidos por el material que se está levantando del disco, y que posee baja velocidad, mientras que las alas

serían emitidas por el gas que está cayendo a la estrella a velocidad de caída libre (fig. 2.8) (Muzerolle et al. 1998a,b, Muzerolle et al. 2000).

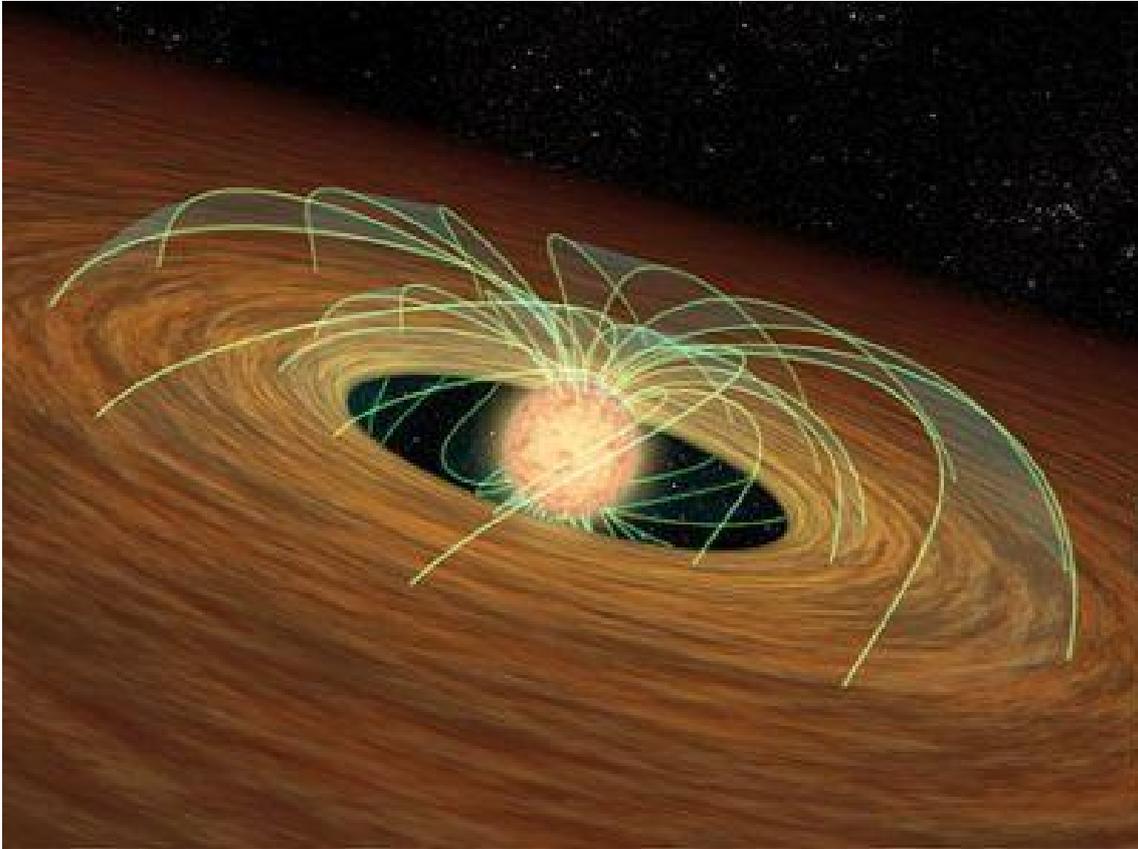


Figura 2.10: Representación artística de una T Tauri con su disco protoplanetario. El material del disco sigue las líneas del campo magnético de la estrella antes de acoplarse a la misma en los denominados choques de acreción. Crédito: NASA/R. Hurt.

2.5. Observaciones en radio.

Un instrumento que ha facilitado al hombre el estudio de los objetos celestes es el telescopio. Hoy en día se han desarrollado diversos tipos de estos aparatos capaces de detectar no solamente el intervalo visible del espectro electromagnético, sino también las ondas de radio, los rayos x, los rayos γ , y las demás ventanas del espectro. Otra parte importante es la manera en que se obtienen y procesan los datos obtenidos. En las primeras etapas de la astronomía, los astrónomos observaban directamente a los objetos celestes a través de los telescopios ópticos; en la actualidad la computadora es la responsable de procesar la información que el telescopio detecta, sin importar la banda del espectro electromagnético en que se esté trabajando. Los científicos analizan y manipulan la información y de esta forma obtienen resultados que les permiten realizar investigación. En esta sección nos enfocamos en la ciencia que estudia

los astros en ondas de radio: la Radioastronomía, pero antes demos un vistazo a los orígenes de esta ciencia. Gran parte de esta sección está basada en Rodríguez (1984).

2.5.1. Antecedentes de la Radioastronomía.

En 1865, Maxwell descubre el fenómeno de la radiación electromagnética y encontró que esta viaja a la velocidad de la luz (en el vacío); por otro lado en 1888 Hertz demostró experimentalmente la existencia de las ondas de radio y a partir de ese entonces los cables en el sistema de comunicaciones dejaron de ser indispensables. Algunos científicos de la época esperaban recibir ondas de radio de algunos cuerpos celestes, especialmente del Sol, pero todos los intentos en detectarlas resultaron fallidos. No fue sino hasta 1931, que el físico estadounidense Karl Guthe Jansky descubrió accidentalmente la emisión de radio proveniente de una región del cielo. Jansky atribuyó esta radiación a emisión interestelar proveniente del centro galáctico, lo cual era correcto, pero no supo identificar el mecanismo físico que la producía.

Actualmente en radioastronomía la unidad de flujo de radio utilizada es conocida como Jansky (Jy).

$$1Jy = 10^{-23} \text{erg cm}^{-2} \text{Hz}^{-1} \text{seg}^{-1}$$

Posteriormente Reber, en 1937, construyó una antena de 9 mts. de diámetro en el patio de su casa con la que mapeó la emisión de radio de nuestra galaxia, sus observaciones las realizó a 160 MHz.

Hoy en día, la ocupación más importante del astrónomo observacional es determinar de manera precisa la intensidad de la radiación electromagnética proveniente de los cuerpos celestes que estudia.

2.5.2. Resolución angular y sensibilidad.

El diseño más común de un radiotelescopio -aparato diseñado para detectar ondas de radio de fuentes astrofísicas- es el de un plato parabólico metálico, aunque en la actualidad los interferómetros son la herramienta más potente en radioastronomía. Para entender la manera en que se realizan las imágenes en radioastronomía, retrocedamos hacia los años cincuentas, cuando las observaciones se realizaban utilizando un solo radiotelescopio.

Hay dos aspectos fundamentales en el radiotelescopio: la sensibilidad y la resolución angular. Ambos dependen del tamaño de la apertura del telescopio; la sensibilidad depende específicamente del área total del plato o conjunto de platos, mientras que la resolución angular depende de las dimensiones del radiotelescopio o arreglo de

radiotelescopios. Para que una antena pueda ser útil como radiotelescopio, debe ser dirigible y tener un área colectora lo suficientemente grande para los propósitos de interés.

La resolución angular es la capacidad de distinguir radiación que proviene de un ángulo sólido en el cielo. Se considera que entre menor es este ángulo, mejor es el instrumento, porque puede estudiar con más detalle objetos celestes muy pequeños. Esta cantidad determina el tamaño angular de los cuerpos que pueden ser diferenciados por el radiotelescopio. De manera simplificada, uno puede considerar que un radiotelescopio acepta únicamente radiación proveniente de una región circular del cielo con diámetro angular dado por:

$$\theta \sim \frac{\lambda}{D},$$

donde θ es el diámetro angular en radianes de la región que el radiotelescopio *ve* (el haz), λ es la longitud de onda a la que se observa con el radiotelescopio y D es el diámetro del mismo. A primera aproximación, dos fuentes dentro del haz con una cierta emisión son prácticamente indistinguibles de una sola fuente con el doble de emisión. A esta falta de capacidad de distinguir los detalles se le conoce como *falta de resolución angular*.

Para lograr una buena resolución angular, es necesario entonces tener un radiotelescopio con un diámetro enorme, esto es poco práctico ya que es muy complicado construir superficies parabólicas tan grandes con un porcentaje de imperfecciones superficiales pequeño; la solución a la falta de resolución angular se buscó en el desarrollo de los interferómetros. En un interferómetro dos o más radiotelescopios separados por distancias que van de kilómetros a miles de kilómetros observan la misma fuente. Las señales son combinadas, ya sea en tiempo real o bien grabadas en cinta magnética para su posterior procesamiento. La resolución angular de un interferómetro es

$$\theta = \frac{\lambda}{B},$$

donde B es la longitud de la línea de base que une las antenas o la distancia total del arreglo.

2.5.3. Imágenes en Radioastronomía.

Ahora, procedemos a ilustrar de manera simple los puntos más importantes del proceso de formación de imágenes. Los fundamentos de formación de imágenes con base en datos interferométricos (mapeo sintético) fueron desarrollados por Ryle (1952).

Definimos como $I(\vec{s}_0, \nu)$ a la intensidad (medida en $ergs\ cm^{-2}\ Hz^{-1}\ sr^{-1}$) en la dirección del vector unitario \vec{s}_0 , a la frecuencia ν , de la fuente que se quiere estudiar. La visibilidad está dada por la ecuación

$$V(\vec{B}, \vec{s}_0) = \int_{\Omega} I(\vec{s})A(\vec{s}) \exp[i2\pi\nu(\vec{B} \cdot d\vec{s}/c)]d\Omega, \quad (2.2)$$

donde $V(\vec{B}, \vec{s}_0)$ es la **visibilidad de la fuente** con intensidad dada por $I(\vec{s})$, B es el ancho de la línea de base del instrumento y $A(\vec{s})$ es el área de la antena. Realmente los receptores responden solamente a un ancho de banda, $\Delta\nu$, muy pequeño comparado con la frecuencia central ν_0 .

En la práctica, se usa un sistema de coordenadas distinto, que se obtiene de la siguiente manera. Si se escriben las componentes de \vec{s}_0 (que están en radianes) como

$$d\vec{s} = (x, y).$$

entonces $\nu\vec{B} \cdot d\vec{s}/c$ se puede escribir como

$$\nu\vec{B} \cdot (x, y)/c = \left(\frac{\nu B_x}{c}, \frac{\nu B_y}{c} \right) \cdot (x, y).$$

Ya que la longitud de onda de la radiación es $\lambda = c/\nu$ tenemos que

$$\left(\frac{B_x}{\lambda}, \frac{B_y}{\lambda} \right) \cdot (x, y) = (u, v) \cdot (x, y).$$

Las variables (u, v) son pues las proyecciones de la línea de base sobre las coordenadas anteriores (x, y) respectivamente, dadas en unidades de longitud de onda. Entonces la ec. 2.2 puede escribirse como

$$V(u, v) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} I(x, y)A(x, y) \exp[i2\pi(u x + v y)]dxdy. \quad (2.3)$$

La ecuación 2.3 es la ecuación básica de la interferometría de radio. Para entender mejor el proceso de observación en radiofrecuencias, podemos pensar el problema de la siguiente manera: en el cielo tenemos el plano (x, y) donde hay una fuente con una intensidad $I(x, y)$. Cada vez que el interferómetro hace una observación, produce un punto de visibilidad en el plano (u, v) . Conforme la fuente se mueve en el cielo, la proyección de \vec{B} en el plano (x, y) va cambiando y vamos obteniendo las visibilidades en diferentes puntos (u, v) . Más aún, los interferómetros modernos están constituidos por muchas antenas, distribuidas de modo que, de manera simultánea, producen un número grande de visibilidades en el plano (u, v) . A este proceso se le llama *llenado* del plano (u, v) . Idealmente, si pudiéramos medir la visibilidad de la fuente en todo el plano (u, v) podríamos recuperar exactamente la intensidad, $I(x, y)$, de la fuente mediante la transformada de Fourier del plano (u, v) , puesto que

$$A(x, y)I(x, y) = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} V(u, v) \exp[-i2\pi(ux + vy)] dudv.$$

En resumen, un interferómetro mide la convolución de la intensidad de la fuente (en el caso de este trabajo, de la estrella y del disco) con el patrón de respuesta del interferómetro (generalmente es una gaussiana). Esta convolución se conoce como *visibilidad* (ec. 2.2). En radio frecuencias, la visibilidad es la transformada de Fourier de la imagen. Si se tiene suficiente información en el dominio de Fourier, se puede *anti-transformar* la visibilidad y construir la imagen observada, aunque muchas veces se trabaja directamente con la visibilidad.

$A(x, y)$ se conoce a priori y podemos entonces recuperar $I(x, y)$. Con un plano (u, v) bien *lleno* la transformada de Fourier produce mapas de una calidad decente. A estos mapas que no se les ha hecho ninguna manipulación adicional se les llama *mapas sucios*, los cuales posteriormente pasarán por todo un proceso de *limpieza*.

2.5.4. El SMA.

El SMA (Submillimeter Array) es un interferómetro dedicado a observar en la región del milimétrico y submilimétrico. Consta de 8 antenas de 6mts. de diámetro cada una y está localizado en Hawaii. Realiza operaciones en frecuencias de $180GHz$ a $700GHz$, su intervalo de longitudes de onda va de $0.3mm$ a $1.7mm$ y sus antenas pueden tener configuraciones con líneas de base de hasta $509mts$, que le brindan una resolución angular de menos de un segundo de arco. Cada elemento puede observar mediante dos receptores simultáneamente, con $8GHz$ de ancho de banda. El correlador digital permite una distribución flexible de miles de canales de resolución espectral. El arreglo submilimétrico es operado conjuntamente por el Observatorio Astrofísico Smithsoniano y la Academia Sínica de Taiwan.

El correlador del SMA puede ser operado en tres formas diferentes para obtener varias resoluciones espectrales y/o anchos de banda:

- Uso de un solo receptor, con $2GHz$ de ancho de banda aproximadamente.
- Uso de dos receptores simultáneamente, con $2GHz$ de ancho de banda aproximadamente.
- Uso de un solo receptor con $4GHz$ de ancho de banda, este es el modo de operación más reciente.

Cuatro de las configuraciones básicas de las antenas disponibles son:

1. Subcompacta: esta configuración es la que proporciona menor resolución, pero es útil para obtener imágenes de objetos extendidos. La resolución característica es de $5''$ a $345GHz$.

2. Compacta: proporciona una máxima longitud de línea de base de aproximadamente $70mts$, con una resolución característica de $2.5''$ a $345GHz$.
3. Extendida: proporciona una máxima longitud de línea de base de $220mts$, y tiene una resolución característica de $0.7''$ en la banda de $345GHz$.
4. Muy extendida: alcanza una línea de base máxima justo sobre los $550mts$. Para hacer observaciones con éxito en esta configuración se requiere una atmósfera excelente.

2.6. Evidencias observacionales de evolución.

En esta sección describiremos dos tipos de observaciones que se pueden considerar como evidencia de evolución de los discos de acreción. Estas son el cambio temporal de la tasa de acreción de masa a la estrella y las imágenes tomadas con alta resolución espacial, usando el Submillimeter Array (§2.5.4).

Las observaciones muestran que los discos desaparecen en escalas de tiempo de $\sim 1 - 10$ millones de años (Hartmann 2009). Se piensa que los discos poseen cierta viscosidad anómala la cual hace que el disco evolucione. La viscosidad y las torcas gravitacionales transfieren momento angular a una fracción del material del disco, la cual termina desplazándose a las regiones más externas, incrementando el radio del disco (CNDP). Por otro lado, el material que ha perdido momento angular termina cayendo hacia la estrella central; simultáneamente los granos de polvo crecen dentro del disco, desde tamaños de décimas de micras, tales como granos típicos del medio interestelar difuso, hasta milímetros y se da un asentamiento de los granos hacia el plano medio los cuales, eventualmente, formarán planetésimos (CNDP).

Un disco con una viscosidad no nula tiene que cambiar sus características conforme transcurre el tiempo. Como se detalla en §3.2.2, un anillo de un disco viscoso tiende a expandirse, tanto a radios más grandes como más chicos que su radio original, porque el momento angular se redistribuye debido a la viscosidad y se disipa energía.

En los últimos años se han observado en detalle varios cúmulos de estrellas jóvenes de distintas edades (Calvet et al. 2005), lo cual ha permitido hacer mejores estimados de las propiedades de los discos y entender mejor la evolución de los discos T Tauri. La figura 2.11 muestra las tasas de acreción de masa de varias estrellas jóvenes de distintas edades, localizadas en diferentes regiones de formación estelar.

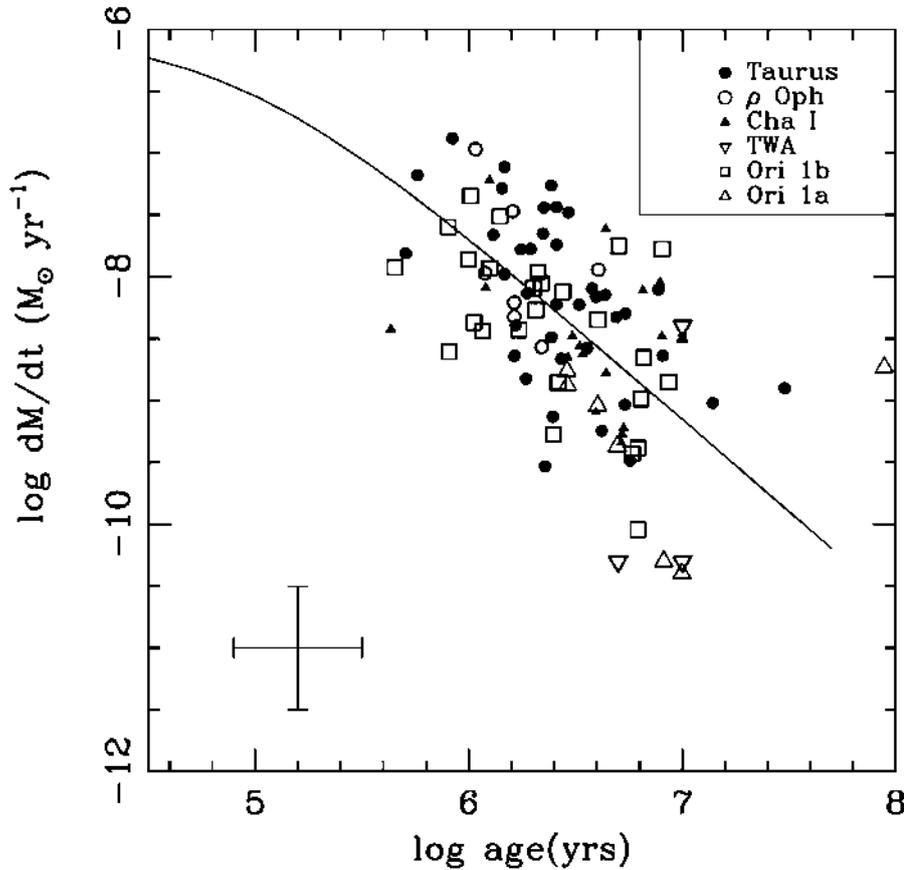


Figura 2.11: Tasas de acreción de masa observadas en varias estrellas de distintos cúmulos con edades de 100,000 a 10,000,000 años (tomado de Calvet et al. 2005).

La evolución de los discos se debe a la viscosidad y, también gracias a ella, existe una tasa de acreción de masa que cuantifica la cantidad de material que cae a la estrella por intervalo de tiempo; al mismo tiempo el disco debe expandirse para conservar el momento angular perdido durante el proceso de acreción. La tasa a la cual el transporte de momento angular y el proceso de acreción ocurren es proporcional a la viscosidad, de esta forma la evolución del disco puede predecirse si se conoce la viscosidad. Debido a que no hay una manera directa de medir las edades de las estrellas T Tauri, las edades son inferidas a partir de sus posiciones en el diagrama H-R y de la comparación con trazas evolutivas teóricas (ver §2.2). En la fig. 2.11, aunque la tendencia general de los objetos sea la misma, se observa una gran dispersión en las tasas de acreción de masa, y esto es porque no solamente la edad juega un papel importante en la evolución del disco; las condiciones iniciales y propiedades del ambiente también influyen en ella. Ya desde la década de 1940, Peek y Von Weizsäcker habían llegado a la conclusión de que el efecto de la viscosidad turbulenta en la nebulosa solar temprana sería separarla en dos partes: un núcleo central donde recidía la mayor parte de la masa y el resto en la forma de un disco infinito que contenía la mayor parte del momento angular. También argumentaron

que la viscosidad turbulenta debía ser el proceso de disipación dominante.

La descripción y el conocimiento de la distribución del gas y polvo presente en los discos protoplanetarios ayuda a entender mejor el proceso de formación planetaria, ya que es material del cual es probable se formen sistemas planetarios. En 2007, Hughes et al. realizaron observaciones con el SMA y encontraron discrepancias en tamaños de varios discos, que parecen confirmar la existencia de una zona externa donde la densidad superficial de masa decae exponencialmente (ver §3.3), basados en observaciones a 271 y 345 GHz (en continuo de polvo) y de la línea J=3-2 de CO. El radio externo obtenido a partir de la emisión de continuo de polvo es siempre más pequeño que el derivado de emisión de CO. Encontraron que modelos de discos truncados a cierto radio no son capaces de reproducir de manera satisfactoria la emisión de gas y polvo; en contraste los modelos con soluciones de similaridad que presentan una caída exponencial en la densidad superficial de masa a radios grandes son más consistentes con las observaciones, particularmente el modelo de Hartmann et al. (1998) (ver §3.3).

El trabajo de Hughes et al. 2007 consistió en usar datos multifrecuencia del SMA para investigar las discrepancias en 4 sistemas con discos (HD 163296, TW Hydrae, GM Aurigae y MWC 480) en el contexto de 2 clases de modelos de estructuras de discos:

1. Se considera una ley de potencias truncada para la densidad superficial de masa y temperatura.

$$\Sigma \propto R^{-p} \qquad T \propto R^{-q}$$

2. Se toma una solución de similaridad para la evolución temporal de un disco de acreción, con una Σ dada por la ecuación 3.38.

La diferencia fundamental entre ambos modelos radica en la emisión de la línea J=3-2 de CO, mientras que las *visibilidades* (ver §2.5.3) de continuo son bastante similares. La discrepancia en el tamaño de los radios de los discos aparece solamente en los modelos que obedecen leyes de potencias y puede corregirse si se consideran modelos en los que los discos desarrollan una región donde la densidad superficial de masa decae exponencialmente a radios grandes; estos se adaptan bien a las observaciones de continuo de polvo y de emisión de líneas moleculares.

El análisis siguiente corresponde al trabajo observacional de Hughes et al. (2007) que está basado fuertemente en el modelo de Hartmann et al. (1998), el cual está descrito de manera detallada en §3.3. Si la viscosidad se escribe como $\nu \propto R^\gamma$, entonces la solución de similaridad para la densidad superficial de masa es

$$\Sigma(r) = \frac{c}{r^\gamma} \mathbb{T}^{-(5/2-\gamma)/(2-\gamma)} \exp\left(\frac{-r^{2-\gamma}}{\mathbb{T}}\right), \quad (2.4)$$

donde c es una constante, r es el radio del disco en unidades del factor radial R_1 tal que $r = R/R_1$ y \mathbb{T} es el tiempo adimensional $\mathbb{T} = t/t_s + 1$ y t_s es el tiempo característico viscoso. Hughes et al. (2007) consideran una densidad superficial de masa de la forma

$$\Sigma(R) = \frac{c_1}{R^\gamma} \exp\left[-\left(\frac{R}{c_2}\right)^{2-\gamma}\right], \quad (2.5)$$

donde R es el radio del disco en AU y c_1 , c_2 y γ fueron constantes que dependen del proceso del ajuste de datos observacionales.

Si tomamos $r = \frac{R}{R_1}$ y $\mathbb{T} = \frac{t}{t_s} + 1$ y sustituimos en (2.4), tendremos

$$\Sigma\left(\frac{R}{R_1}\right) = \frac{c}{\left(\frac{R}{R_1}\right)^\gamma} \left[\frac{t}{t_s} + 1\right]^{-\frac{(\frac{5}{2}-\gamma)}{(2-\gamma)}} \exp\left[\frac{-\left(\frac{R}{R_1}\right)^{(2-\gamma)}}{\frac{t}{t_s} + 1}\right], \quad (2.6)$$

de (2.5) despejamos c_1 y obtenemos

$$c_1 = \Sigma(R) R^\gamma \exp\left[\left(\frac{R}{c_2}\right)^{(2-\gamma)}\right]. \quad (2.7)$$

Sustituimos (2.6) en (2.7) para obtener

$$c_1 = \frac{c R^\gamma}{\left(\frac{R}{R_1}\right)^\gamma} \left[\frac{t}{t_s} + 1\right]^{-\frac{(\frac{5}{2}-\gamma)}{2-\gamma}} \exp\left[\frac{-\left(\frac{R}{R_1}\right)^{(2-\gamma)}}{\left(\frac{t}{t_s} + 1\right)}\right] \exp\left[\left(\frac{R}{C_2}\right)^{(2-\gamma)}\right] \quad (2.8)$$

\Rightarrow

$$c_1 = \frac{c R^\gamma}{\left(\frac{R}{R_1}\right)^\gamma} \left[\frac{t}{t_s} + 1\right]^{-\frac{(\frac{5}{2}-\gamma)}{2-\gamma}}; \quad (2.9)$$

finalmente,

$$c_1 = C R_1^\gamma \left[\frac{t}{t_s} + 1\right]^{-\frac{(\frac{5}{2}-\gamma)}{2-\gamma}}. \quad (2.10)$$

Al considerar iguales las densidades superficiales de Hartmann et al. (1998) y Hughes et al. (2009), igualamos las exponenciales de (2.6) y (2.7):

$$\exp\left[\frac{-\left(\frac{R}{R_1}\right)^{(2-\gamma)}}{\left(\frac{t}{t_s} + 1\right)}\right] = \exp\left[\left(\frac{R}{c_2}\right)^{(2-\gamma)}\right] \quad (2.11)$$

⇒

$$c_2 = R_1 \left(\frac{t}{t_s} + 1 \right)^{\frac{1}{2-\gamma}}. \quad (2.12)$$

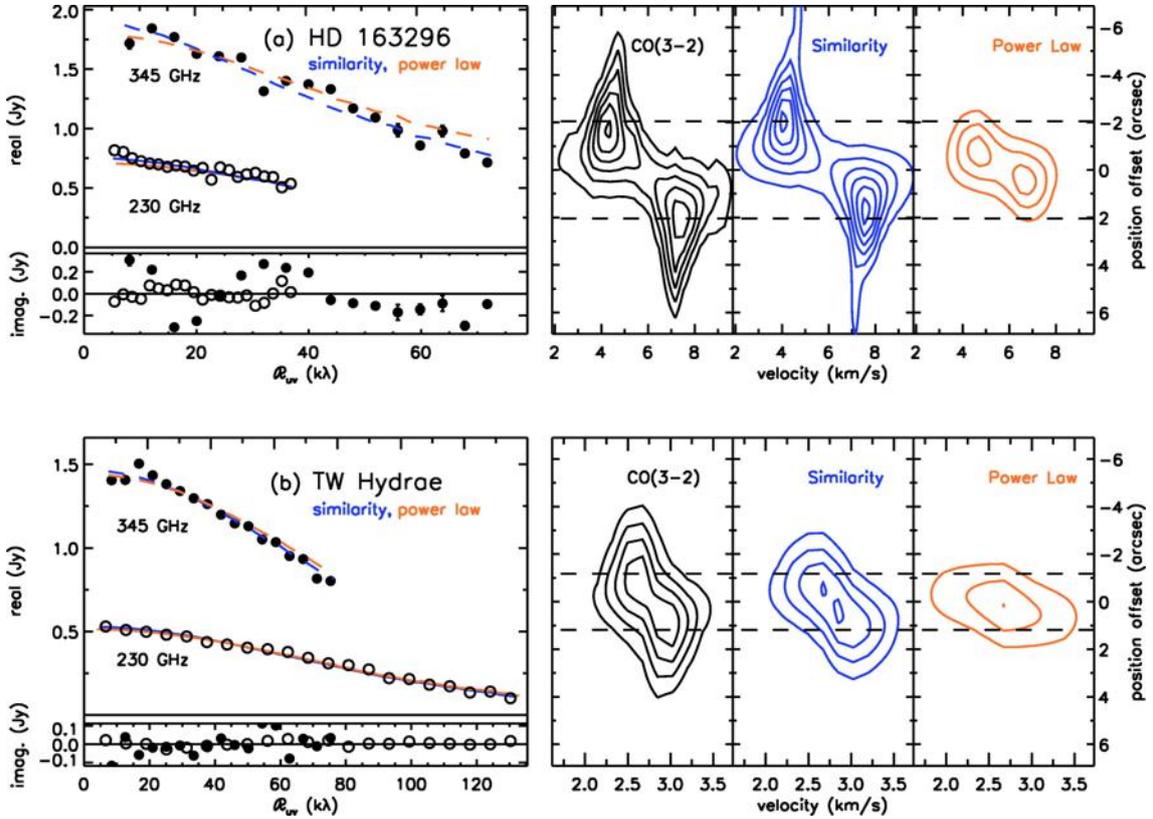
Si $\gamma = 1$ (Hartmann et al. 1998) la ec. (2.5) se convierte en:

$$\Sigma(R) = \frac{c_1}{R} \exp \left[- \left(\frac{R}{c_2} \right) \right] \quad (2.13)$$

y c_1 y c_2 se convierten en:

$$c_1 = CR_1 \left[\frac{t}{t_s} + 1 \right]^{-(3/2)} \quad (2.14)$$

$$c_2 = R_1 \left[\frac{t}{t_s} + 1 \right] \quad (2.15)$$



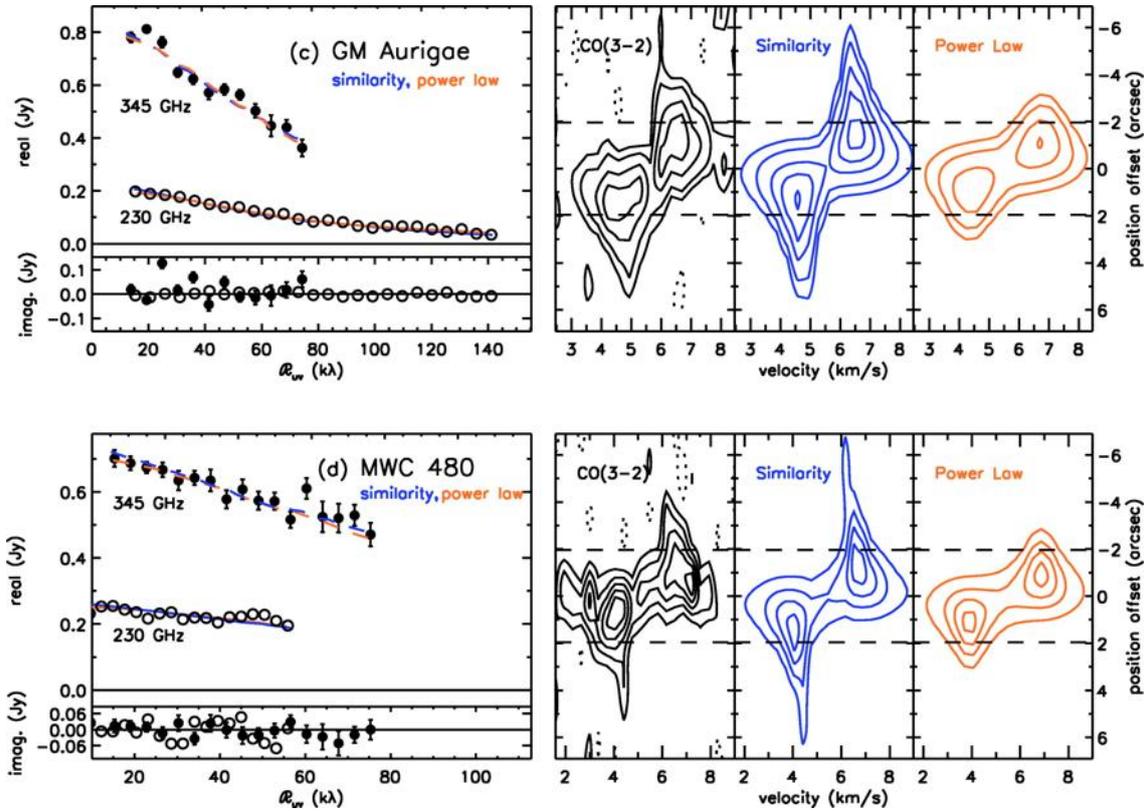


Figura 2.12: Comparación entre los resultados de ambos tipos de modelos (ley de potencias y solución de similaridad) para los 4 sistemas con discos: a) HD 163296, b) TW Hydrae, c) GM Aurigae y d) MWC 480. Para cada fuente, el panel de la izquierda muestra la visibilidad real y la imaginaria. Los círculos son datos del SMA; los círculos abiertos corresponden a emisión de continuo a 230 GHz y los círculos rellenos a 345 GHz. Las rectas son los mejores ajustes al continuo para la ley de potencias (línea naranja) y los modelos solución de similaridad (línea azul). Las líneas punteadas muestran el modelo a 345 GHz mientras que las sólidas son para 230 GHz. El panel de la derecha muestra diagramas de posición-velocidad de la transición $J=3-2$ de CO. El panel izquierdo (contornos negros) muestra datos del SMA. El panel medio (contornos azules) muestra la emisión predicha por los modelos con solución de similaridad y el panel de la derecha (contornos naranjas) muestra la emisión predicha por los modelos con leyes de potencias. La línea punteada horizontal a lo largo del panel derecho representa la extensión del radio externo inferido para cada fuente a partir del ajuste de la emisión de continuo en el contexto de modelos con leyes de potencias. Los isocontornos, el $beam$ y la velocidad para cada fuente son los siguientes: a) $[2, 4, 6, 8, 10, 12] \times 1.1 Jy beam^{-1}$, $3.0'' \times 2.1''$ a un ángulo de posición de 14.3° , y $0.35 km seg^{-1}$; b) $[2, 4, 6, 8] \times 2 Jy beam^{-1}$, $4.0'' \times 1.8''$ a un ángulo de posición de 3.2° , y $0.18 km seg^{-1}$; c) $[2, 4, 8, 16] \times 0.5 Jy beam^{-1}$, $2.3'' \times 2.1''$ a un ángulo de posición de 12.9° , y $0.35 km seg^{-1}$; d) $[2, 4, 6, 8, 10] \times 0.5 Jy beam^{-1}$, $2.5'' \times 2.3''$ a un ángulo de posición de 45.3° , y $0.35 km seg^{-1}$.

En la fig. 2.12 se muestra la emisión predicha por los modelos que obedecen leyes de potencias y de los que tienen soluciones de similaridad. La emisión de la transición $J=3-2$ de CO se muestra en el panel de la derecha. El panel izquierdo

(contornos negros) muestra los datos obtenidos con el SMA. La solución de similitud se muestra en el panel central con contornos azules y los modelos con leyes de potencias se muestran en el panel a la derecha con contornos naranjas. La línea horizontal punteada en cada figura representa el tamaño o la extensión del radio externo del disco para cada fuente, obtenido a partir de los modelos que obedecen leyes de potencias. De la fig. 2.12 se concluye que para las cuatro fuentes, los modelos con solución de similitud describen mejor la emisión de la línea J=3-2 de CO, a diferencia de aquellos que obedecen leyes de potencias.

Capítulo 3

Teoría detrás de los modelos evolutivos.

En este capítulo se describen la teoría y las ecuaciones de estructura y evolución que gobiernan la dinámica de los discos de acreción y las suposiciones adoptadas para el análisis. En §3.2 se construyen las ecuaciones básicas de la teoría de discos y en §3.3 se profundiza en un modelo que propone soluciones para la evolución de un disco viscoso, que tiene toda una física detrás y, además, ha tenido gran éxito en explicar observaciones.

3.1. Análisis del potencial gravitacional central.

Analicemos el movimiento de una partícula de masa m en un potencial gravitacional central producido por una estrella de masa M_* . La partícula posee energía cinética y energía potencial. La energía de una partícula en movimiento está dada por

$$E = \frac{1}{2}mv^2 - \frac{GM_*m}{r}.$$

Como el potencial gravitacional es atractivo, el signo del término correspondiente a dicho potencial es negativo, G es la constante de gravitación universal. Si tomamos las componentes de la velocidad, tendremos:

$$E = \frac{1}{2}mv_r^2 + \frac{1}{2}mv_\theta^2 - \frac{GM_*m}{r}.$$

Podemos definir un potencial efectivo, U_{eff} , de la forma

$$U_{eff} = \frac{1}{2}mv_\theta^2 - \frac{GM_*m}{r} = \frac{L^2}{2mr^2} - \frac{GM_*m}{r},$$

donde L es el momento angular de la partícula. De esta forma tendremos

$$E = \frac{1}{2}mv_r^2 + U_{eff}.$$

Si no hay torcas externas, la partícula de prueba conserva su momento angular, L , y tiene una órbita cuya excentricidad depende de su energía total E ; la de menor energía es una órbita circular de radio r , en la que la partícula tiene una velocidad angular $\Omega_k = (GM_*/r^3)^{1/2}$ llamada *velocidad kepleriana*.

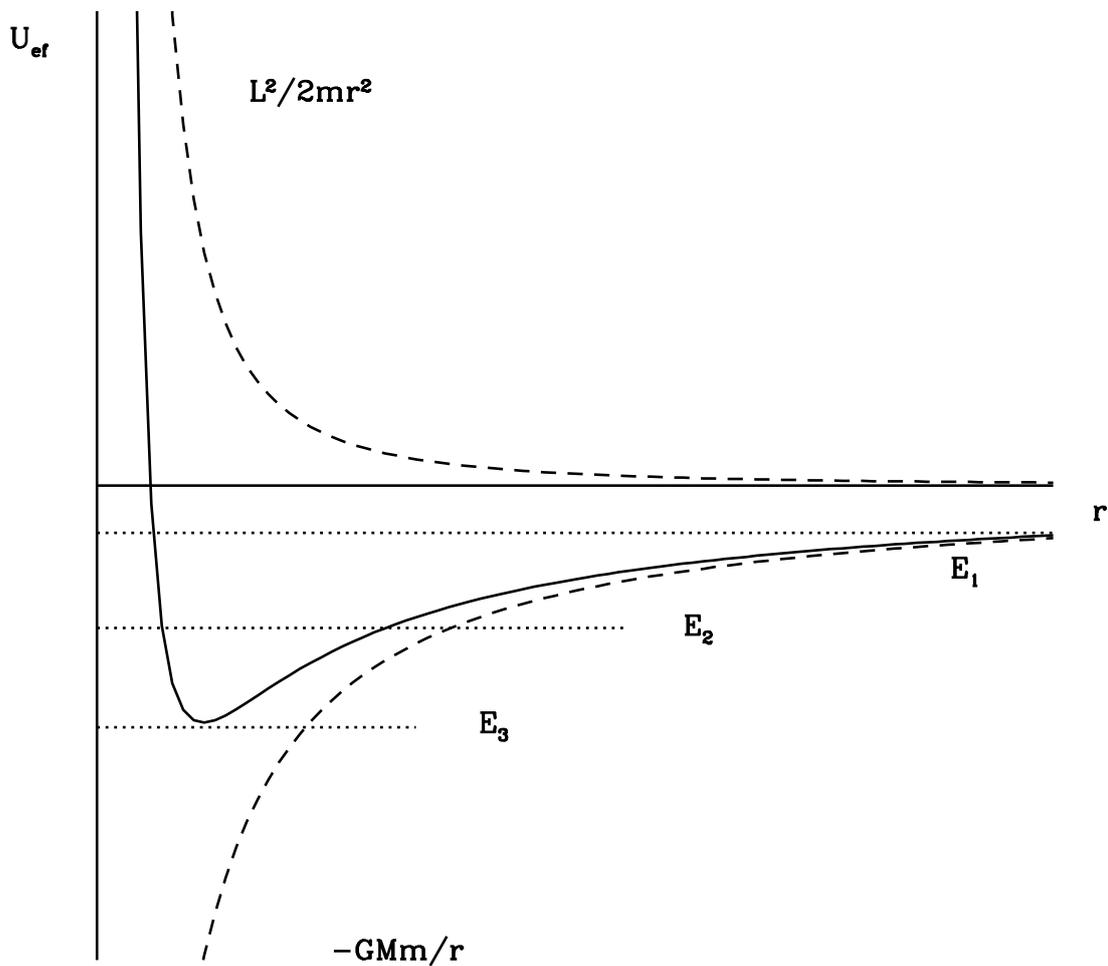


Figura 3.1: Gráfica del potencial efectivo, U_{eff} , que siente una partícula en orbitando alrededor de una estrella. La órbita de la partícula dependerá de su energía total. En general, las órbitas son elípticas, con radios mínimos y máximos dados por los puntos donde $E = U_{eff}$. Cuando E es la mínima posible, la partícula de prueba se encuentra en una órbita circular llamada órbita kepleriana.

Si la partícula pierde energía pero no momento angular, se queda en la órbita de mínima energía correspondiente a dicho momento angular. Sin embargo, si estas partículas de prueba son de un disco circunestelar compuesto principalmente de gas, entonces la viscosidad presente en el disco se encarga de transportar momento angular de unas parcelas de gas a otras. Aquellos elementos que pierden energía, y también pierden momento angular, van pasando por distintas órbitas cayendo hacia la estrella central; aquellos que ganan momento angular se van alejando de la estrella. De esta forma el material que pierde momento angular es acretado por la estrella, y el que gana momento angular se posiciona a radios más externos.

Al graficar el potencial efectivo (ver figura 3.1), para cierto nivel de energía, E_2 , se tienen 2 puntos en el potencial efectivo, es decir la órbita de la partícula está oscilando entre estos radios, por lo tanto tendremos una órbita elíptica; para otro nivel específico de energía mínima, E_3 , tendremos un solo punto correspondiente a un solo radio, que corresponde a una órbita circular para esta energía mínima.

3.2. Discos de acreción.

3.2.1. Sistema de coordenadas.

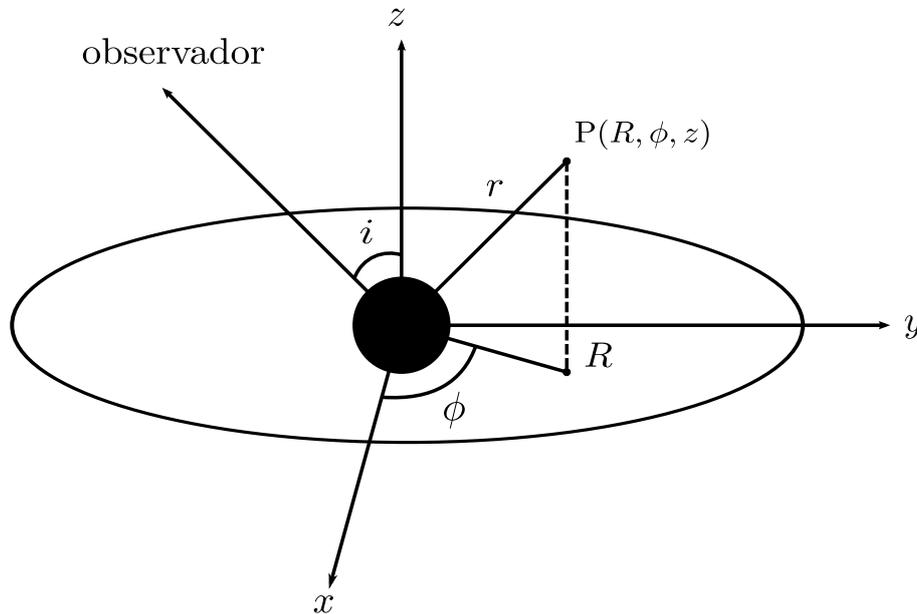


Figura 3.2: Sistema de coordenadas cilíndricas del disco. El punto P tiene coordenadas (R, ϕ, z) ; el ángulo entre la visual y el eje del disco es i .

Para el análisis en los modelos de discos se usan las coordenadas cilíndricas (R, ϕ, z) como se muestran en la figura 3.2. El eje de rotación del disco se considera

en la dirección del eje \vec{z} . Para simplificar el análisis se considera simetría acimutal respecto a ϕ , es decir, las propiedades físicas del disco dependen únicamente de la distancia, R , a la estrella central y de la altura z en la cual nos ubiquemos. La distancia radial desde el centro de la estrella a un punto arbitrario en el disco puede escribirse como

$$r = (R^2 + z^2)^{1/2}.$$

En el caso de un disco geoméricamente delgado, $z \ll R$ y $r \approx R$. Cuando se calcula cómo se observa el disco, se debe especificar además su orientación respecto a la visual. Para eso se usa al ángulo i (fig. 3.2).

3.2.2. Ecuaciones de estructura y evolución de un disco.

El colapso de nubes protoestelares con cierta cantidad de momento angular termina en la formación de discos y protoestrellas. La formación de discos durante la fase de colapso es seguida por una etapa más larga de acreción en los discos durante la cual el momento angular es transportado hacia una fracción de las partículas del disco, que se mueve a radios más externos. Este proceso permite que la mayor parte de la masa del disco caiga hacia la estrella central.

Analicemos la dinámica de un disco delgado. Todo el análisis siguiente está basado en FKR. En coordenadas cilíndricas, (R, ϕ, z) , suponemos que la mayor parte de la masa del disco se localiza en el plano medio del disco, es decir, en $z = 0$. Consideramos que el material del disco se encuentra rotando con velocidad angular, Ω_k (conocida como *velocidad kepleriana*), en órbitas circulares alrededor de su estrella central, la cual tiene un radio R_* . La velocidad angular tendrá un valor de

$$\Omega_k(R) = \left(\frac{GM_*}{R^3} \right)^{1/2}, \quad (3.1)$$

de esta forma la velocidad circular es

$$v_\phi = R\Omega_k(R). \quad (3.2)$$

Adicionalmente a v_ϕ , se supone que el gas del disco posee una velocidad de deriva, v_R , que es negativa cerca de la estrella central y de esta forma el material puede ser acregado. En general v_R será una función tanto de R como de t . El disco está caracterizado por su **densidad superficial de masa**, $\Sigma(R, t)$, que se define como la densidad superficial de masa por unidad de área de cada anillo de radio R y está dada por la integral de la densidad volumétrica de masa en la dirección vertical, es decir,

$$\Sigma(R) = \int_{-\infty}^{\infty} \rho(R, z) dz. \quad (3.3)$$

La integral anterior va de $-\infty$ a ∞ porque el disco no tiene una frontera definida. Las consideraciones anteriores permiten escribir ecuaciones de conservación para la masa y el momento angular en el disco.

Un anillo del disco con radio interno R y radio externo $R + \Delta R$ tiene masa total $2\pi R \Delta R \Sigma$ y momento angular total $2\pi R \Delta R \Sigma R^2 \Omega$. La tasa de cambio de ambas cantidades está dada por el flujo neto de los anillos vecinos. Para la masa del anillo,

$$\begin{aligned} \frac{\partial(2\pi R \Delta R \Sigma)}{\partial t} &= v_R(R, t) 2\pi R \Sigma(R) - v_R(R + \Delta R, t) 2\pi (R + \Delta R) \Sigma(R + \Delta R) \\ &\cong -2\pi \Delta R \frac{\partial(R \Sigma v_R)}{\partial R}, \end{aligned} \quad (3.4)$$

entonces, en el límite $\Delta R \rightarrow 0$, obtenemos la **ecuación de conservación de masa**

$$R \frac{\partial \Sigma}{\partial t} + \frac{\partial(R \Sigma v_R)}{\partial R} = 0. \quad (3.5)$$

La ecuación de conservación de momento angular es similar, a excepción que debemos incluir el transporte debido a los efectos netos de las torcas viscosas $G(R, t)$. Entonces

$$\begin{aligned} \frac{\partial(2\pi R \Delta R \Sigma R^2 \Omega)}{\partial t} &= v_R(R, t) 2\pi R \Sigma(R, t) R^2 \Omega(R) \\ &\quad - v_R(R + \Delta R, t) 2\pi (R + \Delta R) \Sigma(R + \Delta R, t) (R + \Delta R)^2 (R + \Delta R) + \frac{\partial G}{\partial R} \Delta R \\ &\cong -2\pi \Delta R \frac{\partial(R \Sigma v_R R^2 \Omega)}{\partial R} + \frac{\partial G}{\partial R} \Delta R, \end{aligned} \quad (3.6)$$

nuevamente tomamos el límite $\Delta R \rightarrow 0$ y obtenemos la **ecuación de conservación de flujo de momento angular**

$$R \frac{\partial}{\partial t} (\Sigma R^2 \Omega) + \frac{\partial}{\partial R} (R \Sigma v_R R^2 \Omega) = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial G}{\partial R}. \quad (3.7)$$

Las ecuaciones (3.5) y (3.7) junto con la relación

$$G(R, t) = 2\pi R \nu \Sigma R^2 \Omega', \quad (3.8)$$

que define la torca, y una relación para ν en términos de las otras variables, determinan la estructura del disco en la dirección radial. Usando (3.5), (3.7) puede simplificarse para obtener

$$R \Sigma v_R (R^2 \Omega)' = \frac{1}{2\pi} \frac{\partial G}{\partial R}, \quad (3.9)$$

donde hemos supuesto $\partial\Omega/\partial t = 0$. Esto es válido para órbitas en un potencial gravitacional fijo. Combinando las ecuaciones (3.5) y (3.9) para eliminar v_R , se tiene

$$R \frac{\partial \Sigma}{\partial t} = - \frac{\partial}{\partial R} (R \Sigma v_R) = - \frac{\partial}{\partial R} \left[\frac{1}{2\pi (R^2 \Omega)'} \frac{\partial G}{\partial R} \right]. \quad (3.10)$$

En el siguiente paso se usa la suposición de órbitas keplerianas. Sustituyendo G de (3.8) y usando (3.1) se obtiene finalmente

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{3}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[R^{\frac{1}{2}} \frac{\partial}{\partial R} (R^{\frac{1}{2}} \nu \Sigma) \right]. \quad (3.11)$$

Esta es la ecuación que describe la **evolución temporal de la densidad superficial de masa** en un disco kepleriano. En general, es una ecuación de difusión no lineal para Σ , porque ν puede ser una función de variables locales en el disco, es decir Σ , R y t . Dada una solución de (3.11), v_R sale de (3.9) y (3.8):

$$v_R = - \frac{3}{\Sigma R^{\frac{1}{2}}} \frac{\partial}{\partial R} [\nu \Sigma R^{\frac{1}{2}}]. \quad (3.12)$$

Claramente se necesita alguna prescripción para el coeficiente de viscosidad ν para poder avanzar en el análisis. Realmente no hay alguna elección particularmente apropiada pero se obtiene un mejor entendimiento de la evolución de los discos si se eligen formas para ν que hacen que la ecuación (3.11) sea manejable; si ν es una función dada que depende del radio entonces (3.11) es una ecuación lineal para Σ . Si además ν va como una potencia del radio, la ecuación (3.11) puede resolverse analíticamente. Por ejemplo, si ν es constante, (3.11) puede escribirse como una ecuación para $R^{\frac{1}{2}}\Sigma$ la cual es separable en términos de las variables $(t, R^{\frac{1}{2}})$.

Pringle (1981) muestran la evolución de un anillo de masa y encuentran que el papel de la viscosidad en el anillo inicial es aumentar su extensión. La mayor parte de la masa se mueve hacia el interior del anillo perdiendo energía y momento angular en el proceso, mientras que otra parte del material se mueve a radios más externos llevándose el momento angular, de esta manera el momento angular se conserva. En el caso que estamos considerando, el momento angular, h , para material en órbita circular a un radio R está dado por $h = R^2 \Omega \propto R^{\frac{1}{2}}$ y tiende a infinito a radios grandes.

El análisis siguiente se basó en Pringle (1981) & FKR. La tasa de acreción de masa se da alrededor de una masa puntual central M_* . La velocidad de acreción circular es supersónica, mientras que la velocidad de acreción radial es subsónica.

En un flujo, la **ecuación de conservación de flujo de momento** se convierte en

$$v_R \frac{\partial v_R}{\partial R} - \frac{v_\phi^2}{R} + \frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial R} + \frac{GM}{R^2} = 0, \quad (3.13)$$

donde p y ρ son la presión y la densidad respectivamente. La velocidad de entrada, v_R , es del orden de ν/R : $v_R \sim \nu/R$.

Perpendicular al disco no hay flujo de material y podemos aplicar la **ecuación de equilibrio hidrostático** en la dirección vertical

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} = \frac{\partial}{\partial z} \left[\frac{GM}{(R^2 + z^2)^{1/2}} \right], \quad (3.14)$$

que en el caso de discos muy delgados se convierte aproximadamente en

$$\frac{1}{\rho} \frac{\partial p}{\partial z} = -\frac{GMz}{R^3}, \quad (3.15)$$

En un disco estacionario se piensa que existe una tasa de acreción de masa constante hacia el interior del disco, \dot{M} , y notando que $v_R < 0$, obtenemos de la ecuación (3.5)

$$\dot{M} = 2\pi R \Sigma (-v_R). \quad (3.16)$$

Si suponemos estado estacionario, de la ecuación de conservación de flujo de momento angular (3.7), con $\partial/\partial t = 0$, obtenemos

$$R \Sigma v_R R^2 \Omega = \frac{G}{2\pi} + \frac{C}{2\pi} \quad (3.17)$$

donde C es una constante. Usando (3.8) para G obtenemos

$$\nu \Sigma (-\Omega') = \Sigma (-v_R) \Omega + C/(2\pi R^3). \quad (3.18)$$

La constante, C , está dada por la condición de frontera en $R=R_*$ y se relaciona con la tasa a la cual el momento angular fluye hacia la estrella.

En el modelo más clásico de un disco de acreción en torno a una estrella, la velocidad circular es kepleriana ($\Omega_k = (GM/R^3)^{1/2}$) para todo radio R hasta llegar a una frontera anular delgada o *capa límite*, con un ancho $L \ll R_*$ (Pringle. 1977a). Dentro de la frontera límite, Ω varía rápidamente desde un valor cercano a $\Omega_k(R_*) = (GM/R_*^3)^{1/2}$ hasta la velocidad de rotación estelar en la superficie de la estrella, que es $\Omega_* \ll \Omega_k(R_*)$; por lo tanto el valor de Ω donde $\Omega' = 0$ es cercano al valor kepleriano a un radio R_* . Despreciando términos de orden (L/R) podemos escribir $C = \dot{M}(GMM_*)^{1/2}$ y para un disco alrededor de una estrella podemos reescribir la ecuación (3.17) de la forma

$$\nu \Sigma = \frac{\dot{M}}{3\pi} \left[1 - \left(\frac{R_*}{R} \right)^{1/2} \right]. \quad (3.19)$$

Notemos que para $R \gg R_*$ tenemos $v_R = -3\nu/2R$. De la dinámica de flúidos, la viscosidad cinemática ν genera disipación en el disco a una tasa $D(R)$ por unidad de área, por unidad de tiempo, donde

$$D(R) = \frac{1}{2}\nu\Sigma(R\Omega')^2 = \frac{3GM\dot{M}}{4\pi R^3} \left[1 - \left(\frac{R_*}{R} \right)^{1/2} \right]. \quad (3.20)$$

Para obtener la expresión final hemos usado la ecuación (3.18). Este resultado simple subraya la simplicidad atractiva de la teoría de discos estacionarios. La mayor incertidumbre de la teoría (la viscosidad) ha desaparecido, esto es a expensas de suponer que la viscosidad es la que da la tasa de acreción de masa \dot{M} . Este resultado no es tan sorprendente ya que la tasa de disipación local para una tasa de acreción de masa estacionaria dada, está determinada solamente por el pozo de potencial (es decir M_* y R). Naturalmente las otras propiedades locales del disco (densidad superficial de masa, profundidad óptica, entre otras) dependen de la viscosidad.

3.3. Soluciones para la evolución de un disco viscoso.

Las evidencias observacionales de un decaimiento en la tasa de acreción de masa (fig. 2.11) como función de la edad en estrellas con discos, indica que se ha podido detectar la evolución de los discos (§2.6). Hartmann et al. (1998) examinaron las propiedades de discos viscosos simples que pudieron ser comparadas con observaciones. Con la muestra observacional encontraron que la tasa de acreción de masa disminuye con la edad (como en la fig. 2.11). La cantidad η es la pendiente de la relación $\log(\dot{M}) - \log(t)$, es decir, la tangente a la curva que ajusta los datos de las gráficas. En esos modelos el único transporte de momento angular lo proporcionan las torcas viscosas; por otro lado la acreción del material hacia la estrella central implica que debe ocurrir una expansión del disco para que se conserve el momento angular global. Se usan las soluciones de *similaridad* para la evolución de un disco discutidas en Lynden-Bell & Pringle (1974) donde se supone que la viscosidad sigue una ley de potencia radial y es independiente del tiempo. Estas soluciones brindan una forma analítica muy útil, ya que ayudan a entender mejor el papel que juegan los distintos parámetros involucrados.

Las propiedades generales de estas soluciones pueden comprenderse de una manera simple. Comenzamos con una escala de tiempo característico de evolución viscosa $t_s \sim R/v_R$ que puede escribirse como

$$t_s \sim R^2/\nu, \quad (3.21)$$

donde ν es el coeficiente de viscosidad. Este es el tiempo en que una perturbación en densidad, de tamaño $\sim R$, se borraría por difusión de las partículas en el gas,

es decir, es el tiempo característico en el que el gas recorrería una distancia R . Si se considerara a la viscosidad molecular (es decir el transporte de momento entre elementos del gas adyacentes por intercambio de moléculas, átomos o iones que se mueven con velocidades térmicas, y que tienen una distribución de velocidades de Maxwell evaluada a temperatura local) como el proceso dominante en la dinámica de los discos, se tendrían tiempos viscosos de 10^{17} años (Shu 2009) que son aproximadamente 10 órdenes de magnitud mayores que la edad máxima de los discos estimada observacionalmente.

Esta es una de las razones por las que se ha propuesto que la viscosidad en el disco es anómala, en el sentido en que no es la viscosidad molecular conocida y medible en laboratorio. Si la viscosidad va como una ley de potencias de la forma $\nu \propto R^\gamma$, entonces

$$\frac{dR_{cd}}{dt} \propto \frac{R_{cd}}{t_{visc}} \propto R_{cd}^{\gamma-1}, \quad (3.22)$$

donde R_{cd} es un radio característico. La variación del tamaño del disco en el tiempo está dado por

$$R_{cd} \propto t^{1/(2-\gamma)}. \quad (3.23)$$

Usando la conservación del momento angular tenemos que la masa del disco es

$$M_d \propto t^{-1/[2(2-\gamma)]}, \quad (3.24)$$

y la variación de la tasa de acreción de masa puede encontrarse derivando la ecuación (3.24) respecto al tiempo. Quizá no es del todo exacto considerar que el coeficiente de viscosidad obedece una ley de potencias radial y que es independiente del tiempo, pero aún así esto nos provee de una buena primera aproximación del análisis de la física del problema.

Recordemos que la evolución de la densidad superficial de masa Σ (ver ec. 3.11) de un disco viscoso kepleriano sujeto a la gravedad de una masa puntual M_* está dada por (Pringle 1981)

$$\frac{\partial \Sigma}{\partial t} = \frac{3}{R} \frac{\partial}{\partial R} \left[R^{\frac{1}{2}} \frac{\partial}{\partial R} (R^{\frac{1}{2}} \nu \Sigma) \right], \quad (3.25)$$

donde ν es el coeficiente de viscosidad. Si escribimos ν como una ley de potencias del radio, R , independiente del tiempo

$$\nu \propto R^\gamma, \quad (3.26)$$

entonces la ecuación (3.25) tiene una **solución de similitud para Σ** (Lynden-Bell & Pringle 1974) dada por

$$\Sigma = \frac{C}{3\pi\nu_1 r^\gamma} \mathbb{T}^{-\frac{(\frac{5}{2}-\gamma)}{(2-\gamma)}} \exp\left[\frac{-r^{(2-\gamma)}}{\mathbb{T}}\right], \quad (3.27)$$

en donde se han introducido las definiciones

$$r = R/R_1 \quad \nu_1 = \nu(R_1) \quad (3.28)$$

y donde R_1 es un radio característico y C es una constante. También se ha definido un tiempo adimensional \mathbb{T} como

$$\mathbb{T} = \frac{t}{t_s} + 1 \quad (3.29)$$

donde el tiempo característico viscoso t_s es

$$t_s = \frac{1}{3(2-\gamma)^2} \frac{R_1^2}{\nu_1}. \quad (3.30)$$

Nótese en (3.27) que para un tiempo dado, la densidad superficial de masa está dada por el producto de un término que va como una ley de potencias de la distancia, $r^{-\gamma}$, y otro término que representa una caída exponencial a radios grandes, $\exp\left[\frac{-r^{(2-\gamma)}}{\mathbb{T}}\right]$. A distancias pequeñas, es decir menores a cierto radio crítico, R_c (a partir del cual Σ decae exponencialmente), domina el primer término, y el resultado es una densidad superficial similar a la de un disco estacionario, con la misma forma para la viscosidad; a distancias grandes domina la caída exponencial, como hemos mencionado antes. La razón física de que se desarrolle esta región externa donde la densidad superficial de masa decrece exponencialmente, es que una fracción del material del disco gana momento angular y debe moverse hacia radios cada vez más grandes.

En el caso $t = 0$, Σ toma la forma:

$$\Sigma(0) = \frac{C}{3\pi\nu_1 r^\gamma} \exp(-r^{(2-\gamma)}) \quad (3.31)$$

y esto significa que aún inicialmente el disco tiene una caída exponencial.

Dada esta solución (ec. 3.27) para Σ , se pueden escribir expresiones para la tasa de acreción de masa, la velocidad radial y el momento angular. La tasa de acreción de masa puede escribirse como

$$\dot{M}(R, t) = C \mathbb{T}^{-(5/2-\gamma)/(2-\gamma)} \exp\left(-\frac{r^{(2-\gamma)}}{\mathbb{T}}\right) \left[1 - \frac{2(2-\gamma)r^{(2-\gamma)}}{\mathbb{T}}\right]. \quad (3.32)$$

En el límite cuando r tiende a cero,

$$\dot{M}/\Sigma = 3\pi\nu_1 r^\gamma = 3\pi\nu(r). \quad (3.33)$$

La dependencia temporal de la tasa de acreción de masa de la estrella está dada por la dependencia radial de la viscosidad, es decir, η depende de γ :

$$\gamma = \frac{(2\eta - 5/2)}{(\eta - 1)} \quad (\eta > 1). \quad (3.34)$$

En principio, el valor observado de η puede usarse para inferir γ , aunque las limitantes que vienen de las observaciones nos llevan a una gran incertidumbre. A tiempos grandes el disco se ha expandido tanto que el radio inicial no afecta su tamaño, el cual más bien está controlado por la magnitud de la viscosidad y la edad.

Como mencionamos previamente, el principal obstáculo para resolver la ecuación 3.25 es la falta de una prescripción definitiva para la viscosidad. Estudios sugieren que la llamada *Inestabilidad Magneto-Rotacional Balbus-Hawley* (Balbus & Hawley 1991) es el candidato favorito para producir la disipación viscosa y el transporte de momento angular necesarios en los discos; y aunque estas predicciones teóricas son prometedoras, las predicciones cuantitativas de las viscosidades son inciertas. Hartmann (2009) brinda una explicación para esta inestabilidad: pensemos en una línea de campo magnético que conecta dos anillos del disco; como el más cercano a la estrella central se mueve con velocidad angular mayor que el más lejano, ya que ambos rotan keplerianamente, la línea de campo va a estirarse; si el campo magnético no es suficientemente fuerte como para forzar al disco a rotar como un cuerpo rígido, es decir con velocidad angular uniforme, ocurre que la línea de campo trata de comprimirse. Al hacer esto, forza al anillo externo a moverse más rápido y al anillo interno más lentamente que las velocidades angulares que corresponden a sus respectivos radios, es decir ocurre un transporte de momento angular del anillo interno al externo, a través de la línea de campo magnético. Este proceso es inestable, porque el anillo interno que pierde momento angular se mueve a radios menores, mientras que el anillo externo que gana momento angular se mueve a radios mayores, haciendo que la línea de campo magnético se estire aún más. Al ser inestable, se vuelve turbulento.

Las viscosidades de origen turbulento suelen ser escritas usando la parametrización α de la forma

$$\nu = \alpha C_s H \quad (3.35)$$

por analogía a resultados de viscosidad molecular experimentales medidos en laboratorio. La viscosidad molecular de un fluido es $\nu_{mol} = v\lambda$ donde v es la velocidad y λ es el camino libre medio de las partículas del fluido. Para el gas del disco, se considera que la v típica es la velocidad del sonido, C_s , y H es la escala de altura del gas (Pringle 1981) y toda la incertidumbre respecto al origen y eficiencia de la viscosidad turbulenta se resumen en el parámetro α . Se puede traducir la magnitud

de la viscosidad requerida al formalismo α a partir de las siguientes consideraciones. Si el disco es verticalmente (no radialmente) isotermo, entonces $H = C_s/\Omega(R)$.

Sustituyendo entonces

$$\nu \propto \alpha T_d R^{3/2} \quad (3.36)$$

donde T_d es la temperatura del disco a un radio R . Si α es constante y si $T_d \propto R^{-q}$, entonces la viscosidad tiene una dependencia radial como ley de potencias con el exponente

$$\gamma = 3/2 - q \quad (\alpha = \text{constante}), \quad (3.37)$$

si $q = 1/2$, entonces $\gamma = 1$. Los modelos muestran (D'Alessio et al. 1998) que la radiación de la estrella central domina el calentamiento del disco a $R \gtrsim 2AU$ (para parámetros típicos); a radios grandes, la temperatura del plano medio del disco va como $T \propto R^{1/2}$. Si esta se toma como la temperatura representativa del disco para estimar el coeficiente de viscosidad, entonces $q \sim 1/2$.

Las soluciones de similaridad para la evolución de un disco tienen cuatro parámetros: la masa inicial del disco, el radio inicial característico del disco (que no es tan importante a tiempos grandes), el valor de la viscosidad a cierta distancia radial específica y la dependencia radial de la viscosidad γ .

Caso $\gamma = 1$

Hartmann et al. (1998) encontraron que el caso $\gamma = 1$ es el que mejor describe las muestras observacionales. Para este caso la densidad superficial de masa es

$$\Sigma = \frac{M_d(0)}{2\pi R_1^2} \frac{1}{(R/R_1)\mathbb{T}^{3/2}} \exp^{-(R/R_1)/\mathbb{T}}, \quad (3.38)$$

la masa del disco interior a R es

$$M_d(R, t) = M_d(0)\mathbb{T}^{-1/2} \left\{ 1 - \exp \left[-\frac{R}{(R_1\mathbb{T})} \right] \right\} \quad (3.39)$$

y la tasa de acreción de masa es

$$\dot{M} = \frac{M_d(0)}{2t_s} \frac{1}{\mathbb{T}^{3/2}} \exp^{-(R/R_1)/\mathbb{T}} \left[1 - \frac{2(R/R_1)}{\mathbb{T}} \right], \quad (3.40)$$

con

$$t_s = \frac{1}{3} \frac{R_1^2}{\nu_1}. \quad (3.41)$$

Las ecuaciones (3.27) y (3.32) han sido evaluadas en términos de la masa inicial del disco $M_d(0)$. R_1 es el radio tal que el $\sim 60\%$ de la masa inicial del disco es interior a ese radio. Hartmann et al. toman $R_1 \approx 10AU$. Usando estos resultados y la ecuación 3.36 para la prescripción de la viscosidad, podemos escribir las soluciones anteriores en términos de valores típicos en discos alrededor de estrellas T Tauri:

$$\Sigma \sim (1.4 \times 10)^3 \left(\frac{\exp^{-r/\mathbb{T}}}{r\mathbb{T}^{3/2}} \right) \left(\frac{M_d(0)}{0.1M_\odot} \right) \left(\frac{R_1}{10AU} \right)^{-2} \frac{grs.}{cm^2} \quad (3.42)$$

$$t_s \sim (8 \times 10^4) \left(\frac{\alpha}{10^{-2}} \right)^{-1} \left(\frac{R_1}{10AU} \right) \left(\frac{M_*}{0.5M_\odot} \right)^{1/2} \left(\frac{T_{d2}}{10K} \right)^{-1} yrs. \quad (3.43)$$

$$\dot{M} \sim (6 \times 10^{-7}) \frac{\exp^{-r/\mathbb{T}}}{\mathbb{T}^{3/2}} \left(1 - \frac{2r}{\mathbb{T}} \right) \left(\frac{R_1}{10AU} \right)^{-1} \left(\frac{M_*}{0.5M_\odot} \right)^{-1/2} \left(\frac{T_{d2}}{10K} \right) \frac{M_\odot}{yr} \quad (3.44)$$

donde T_{d2} es la temperatura del disco a 100 AU.

Capítulo 4

Modelando la estructura vertical de un disco que evoluciona.

Como primera aproximación al cálculo de la estructura vertical de un disco evolucionando en el tiempo, usamos un código diseñado para calcular la estructura de un disco estacionario, irradiado y lo modificamos para incluir el efecto de la caída exponencial en la densidad superficial de masa que resulta del cálculo evolutivo. En otras palabras, estamos considerando que el disco evoluciona cuasi-estáticamente en una sucesión de estados estacionarios. En §4.1 se resume el código utilizado en este trabajo, en §4.2 se describe el cálculo para la emisión del disco y en §4.3 se explica cómo se construyen las SED's correspondientes. En §4.4 se explica cómo se contruyen imágenes de emisión de continuo y de líneas moleculares usando interferometría de radio y finalmente en §4.5 y §4.6 se describen las modificaciones realizadas al código para este trabajo.

4.1. Modelo estacionario y código.

En esta sección se hace un resumen de las características del código que usamos como base. Este está descrito de manera detallada en una serie de artículos: D'Alessio et al. (1997, 1999, 2001, 2006). Las suposiciones básicas de un modelo calculado con el código son:

- Estado estacionario, $\frac{\delta}{\delta t} = 0$.
- Simetría acimutal, $\frac{\delta}{\delta \phi} = 0$
- Viscosidad α , es decir, el coeficiente viscoso está escrito como $\nu = \alpha C_s(T)H(R, T)$, donde C_s y H están evaluadas localmente.
- La energía se transporta principalmente por radiación, aunque se toman en cuenta también el flujo turbulento de energía y la convección.

- El gas se considera en equilibrio termodinámico local, es decir, las poblaciones de los estados moleculares, ionizados y ligados se describen por las ecuaciones de Saha y Boltzmann, evaluadas a la temperatura y densidad locales.
- Se supone que el disco es geoméricamente delgado, y por lo tanto, los gradientes de las variables relevantes en la dirección z son más importantes que los gradientes de las mismas en la dirección R . Esto permite separar las ecuaciones que describen la estructura vertical de las que describen la estructura radial. A este tipo de modelos se les suele llamar $1 + 1D$ ($1 + 1$ dimensiones).

Con todas estas suposiciones implícitas, se plantea un conjunto de ecuaciones diferenciales que dependen de z , y cuya solución dará la estructura vertical del disco. En resumen, estas ecuaciones corresponden a:

1. Equilibrio Hidrostático en la dirección vertical.

Esta es una ecuación para el gradiente vertical de la presión térmica del gas. Se supone que el disco no se está ni expandiendo ni contrayendo en la dirección vertical, lo cual implica que todas las componentes verticales de las fuerzas involucradas deben ser 0. Las principales fuerzas son la componente vertical de la gravedad de la estrella y la fuerza de presión térmica. La autogravedad del disco se desprecia, ya que para ser estable, la masa del disco debe ser menor que $\sim 1/3M_*$ (Hartmann 2009).

2. Calentamiento viscoso.

Esta es una ecuación para la tasa de calentamiento producida por disipación viscosa a cada altura, que depende del parámetro viscoso α .

3. Calentamiento por irradiación.

Este es un conjunto de ecuaciones semi-analíticas que describen cómo penetra la radiación estelar efectiva en el disco, y una fracción es dispersada y otra absorbida. La fracción absorbida, así como la absorción de parte de la radiación dispersada a otras alturas, se toman como fuente de calentamiento local del disco.

4. Transporte de energía por radiación.

Aquí se usan los llamados momento 0 y momento 1 de la ecuación de transporte radiativo (ec. 4.2), integrada en frecuencias. Estas son ecuaciones para la derivada de la intensidad promedio y del flujo del campo de radiación del disco (que son cantidades integradas angularmente), integradas a su vez en longitud de onda, como función de la altura.

5. Transporte turbulento y/o convectivo.

Se escribe una ecuación para el gradiente vertical de temperatura, dado un flujo turbulento de energía que depende del parámetro viscoso α . Se usa el criterio de Schwarzschild de estabilidad convectiva a cada altura, y cuando se encuentra que el disco se vuelve inestable a la convección, esta se incluye como mecanismo de transporte (ver D'Alessio 1996 para más detalles).

En lugar de considerar sólo la estrella como fuente de radiación, se usa una estrella efectiva, que incluye la contribución de los choques de acreción en la superficie estelar. Estos choques se toman como manchas calientes en la superficie estelar, con una temperatura efectiva de $\sim 8000K$ y una luminosidad igual a la de acreción (ec. 2.1), que es proporcional a \dot{M} . A continuación, cuando hablamos de radiación estelar efectiva, en realidad nos referimos a radiación estelar y de los choques de acreción en la superficie de la estrella.

Parte de la complicación del cálculo de la estructura vertical de un disco es que algunas de las condiciones de frontera se conocen en el plano medio, mientras que otras se conocen en la superficie del disco, y la altura de dicha superficie es una cantidad desconocida *a priori*. Para resolver esto, se incluye la altura de la superficie del disco, definida como la altura donde la presión térmica alcanza un valor arbitrario, pequeño, P_∞ , como un *eigenvalor* del problema. A cada radio, se integran las ecuaciones de estructura vertical partiendo de la frontera superior, estimando las condiciones desconocidas en la frontera superior y el lugar donde se encuentra dicha frontera, y se itera hasta cumplir con las condiciones de frontera conocidas en la frontera inferior. En la práctica, en el código se implementa una combinación de métodos numéricos para resolver la estructura vertical del disco de manera automática (ver D'Alessio et al. 1998).

Otra complicación del problema es que la fracción del flujo estelar y de los choques de acreción que es interceptada por el disco a un radio dado depende de la estructura detallada tanto de la atmósfera del disco a dicho radio como a radios más internos. El código parte del cálculo de la estructura de un disco viscoso no irradiado (solución inicial). A este disco se le encuentra la superficie donde la profundidad óptica (ec. 4.1) a la radiación estelar efectiva es uno. Esta superficie, que llamaremos *de irradiación* (ver fig. 4.1) permite calcular cuánto flujo de la estrella es interceptado por el disco, y en qué dirección esta radiación efectiva externa se propaga en la atmósfera del disco. Entonces se calcula la estructura de un disco añadiendo la radiación estelar efectiva interceptada como fuente de calentamiento. Debido a que el disco se calienta más con irradiación que sin ella, su temperatura aumenta, y esto hace que cambie su distribución de densidad (a través de la ecuación de equilibrio hidrostático). Esto implica que la nueva estructura tendría otra superficie de irradiación distinta a la de la solución inicial. A esta nueva estructura se le calcula la nueva superficie de irradiación, se encuentra el nuevo flujo de irradiación y ángulo de

incidencia, y la nueva estructura irradiada. El procedimiento se repite tantas veces como sea necesario para encontrar una estructura de disco que sea consistente con la irradiación estelar efectiva que se está incluyendo en el cálculo de la temperatura. El código hace estas iteraciones automáticamente.

El campo de radiación en el disco se divide en dos componentes, de longitudes de onda características distintas (ver Calvet et al. 1991, D'Alessio et al. 1997), que intercambian energía entre sí. Una de las componentes es producida por la estrella efectiva y la otra por el disco, la primera se caracteriza por tener longitudes de onda más cortas que la componente producida por el propio disco, porque la estrella es mucho más caliente que este último.

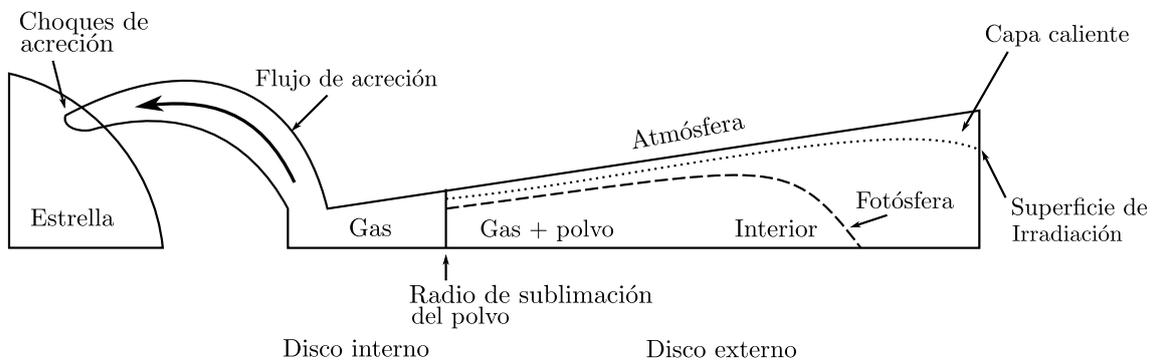


Figura 4.1: Estructura de un disco viscoso irradiado. En la parte más externa se encuentra la atmósfera, en la cual se especifica la superficie de irradiación y la fotósfera. Debajo de esta se ubica el interior del disco, compuesto de gas y polvo. También se indica el radio de sublimación del polvo; interior a este radio encontramos solamente gas. De igual forma se observa el flujo de acreción magnetosférico, así como los choques de acreción en la superficie de la estrella.

La radiación estelar efectiva que entra en el disco es en parte absorbida y reprocesada (es decir, calienta al disco y la energía correspondiente sale en un intervalo de longitudes de onda diferente al original, característico de la temperatura del propio disco), y también es dispersada (en el código se supone que es dispersada isotrópicamente, por simplicidad). En este último caso lo que sucede es que esa fracción del campo de radiación sigue estando en el mismo intervalo de longitudes de onda original (estelar), pero la radiación se vuelve más isotrópica, y se propaga en el disco en todas direcciones. La otra componente del campo de radiación es emisión *térmica* del propio disco, como resultado que se encuentra a una temperatura dada por los distintos mecanismos de calentamiento y transporte de energía considerados.

4.1.1. Polvo.

La componente estelar efectiva del campo de radiación se propaga a través del disco, el cual la absorbe y dispersa. La energía radiativa absorbida calienta al disco

localmente, mientras que la radiación dispersada puede viajar más adentro y ser absorbida en capas más profundas. El polvo del disco es el principal absorbedor y dispersor de la radiación estelar efectiva. Los detalles de cómo la energía de este campo de radiación se deposita a diferentes alturas dependen crucialmente de la composición química, de la abundancia y de la distribución de tamaños de los granos de polvo. El polvo caliente del disco emite a su vez radiación, que se observa en el infrarrojo cercano ($\lambda \sim 1\mu\text{m}$), medio ($\sim 10\mu\text{m}$), lejano ($\sim 100\mu\text{m}$) y en las radiofrecuencias (submilimétrico, milimétrico y centimétrico). En general, el polvo en el medio interestelar (MIE) y en el disco tiene una distribución de tamaños de la forma $n(a) \propto a^{-p}$, donde $n(a)$ es el número de granos de radio entre a y $a + da$. Esta distribución de tamaños va desde a_{min} hasta a_{max} . En el MIE, $a_{min} = 0.005\mu\text{m}$ y $a_{max} = 0.25\mu\text{m}$ (Draine & Lee 1985). En los discos, los granos pueden crecer respecto al MIE, aumentando a_{max} e incluso disminuyendo p .

En el código se permite considerar la evolución del polvo en el disco de una manera paramétrica. Se supone que el polvo puede crecer y se puede asentar. El código supone dos poblaciones de polvo, con distintas distribuciones de tamaño. Una de las poblaciones se encuentra en las capas más altas del disco y la otra en las capas cercanas al plano medio. Se introduce una altura, Z_{big} (ver fig. 5.2), que separa las dos poblaciones. También se introduce una variable ϵ , que es $\epsilon = \zeta_{atm}/\zeta_{std}$, donde ζ_{std} es el cociente de masa de polvo a gas estándar y ζ_{atm} es el cociente de masa de polvo a gas de la atmósfera del disco. En el código se supone que la masa en polvo que no está en las capas de más arriba, se ha asentado en las capas más cercanas al plano medio, y contribuyen a un aumento en el cociente en masa de polvo a gas en el interior del disco. Si el polvo fuera el mismo en todo el disco, entonces $\epsilon = 1$ y las distribuciones de tamaños de ambas componentes serían las mismas. Sin embargo, si una fracción de los granos de polvo de la atmósfera del disco ha crecido y se ha asentado, se toma una $\epsilon < 1$, y el tamaño máximo de los granos que se encuentran cerca del plano medio es mayor que el de los granos de la atmósfera. En otras palabras, ϵ describe el grado de asentamiento del polvo.

La opacidad del polvo que se usa en los códigos se calcula a partir de tablas de constantes ópticas (índices de refracción o funciones dieléctricas) que se publican en la literatura para diferentes ingredientes (e.g. Draine & Lee 1984). Se usa la teoría de Mie para calcular los coeficientes de absorción y dispersión, suponiendo que los granos son esféricos. Estos coeficientes se calculan como función de longitud de onda (opacidades monocromáticas), y se usan para calcular los coeficientes promedio (es decir, promediados en longitud de onda) que se usan en el cálculo de la estructura del disco.

4.2. Emisión de disco.

Dada la estructura de un disco (es decir, densidad, temperatura, etc., como función de posición (R, z)) y la opacidad monocromática, se calcula la intensidad emergente del disco, tal como la vería un observador. Para hacer esto, primero se debe especificar la orientación de disco respecto a la visual o al plano del cielo, luego se hace una red de rayos paralelos a la visual, que atraviesan al disco y lo cubren completamente (ver figs. 4.2 y 4.4), y finalmente se integra la ecuación de transporte radiativo (ec. 4.2) a una longitud de onda dada, en cada uno de estos rayos. Lo que se obtiene así es la intensidad específica emergente del disco, como función de la posición en el plano del cielo, que se puede escribir como $I_\nu(X, Y)$, donde las coordenadas X, Y son sobre el plano del cielo (fig. 4.4), y Z se encuentra a lo largo de la visual.

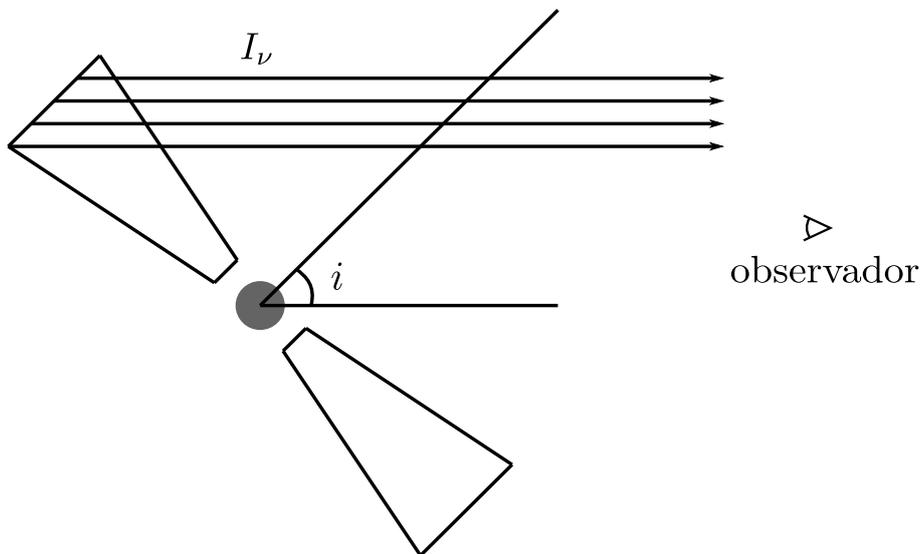


Figura 4.2: Un observador recibe la intensidad I_ν emitida por diferentes regiones del disco (flechas). El ángulo entre la visual y el eje de rotación del disco es i .

Por otro lado, si la intensidad emergente a una longitud de onda dada se integra en ángulo sólido sobre todo el disco se calcula el flujo total emergente, F_ν . Si este se calcula para varias longitudes de onda (o frecuencias), entonces se puede construir un espectro o distribución espectral de energía (SED).

Las imágenes muestran la distribución espacial de la intensidad que emerge del disco, mientras que las SED's tienen esta información integrada. Sin embargo, si un disco se observa polo, es decir, si el plano medio del disco coincide con el plano del cielo, cada anillo, caracterizado por temperaturas diferentes, contribuye principalmente a longitudes de onda diferentes. El disco más caliente cerca de la estrella central, y su temperatura decrece con la distancia, y por lo tanto, una SED donde

se ve radiación emitida en un amplio intervalo de longitudes de onda, está reflejando contribuciones de los anillos más calientes a longitudes de onda más cortas, y de los más fríos a longitudes de onda más largas.

4.3. Cálculo teórico de la intensidad emergente del disco.

Es posible calcular teóricamente la intensidad emergente del disco y de la estrella. A continuación se definen los conceptos básicos que nos permiten realizar esta tarea.

La opacidad es un coeficiente que describe la capacidad de un medio de absorber y dispersar radiación de cierta frecuencia ν ; se suele escribir como χ_ν , con unidades de $[\chi_\nu] = cm^2/gr$, es decir, como sección recta por unidad de masa.

La profundidad óptica a lo largo de un rayo \vec{s} , se define como

$$\tau_\nu = \int_{s_1}^{s_2} \chi_\nu \rho ds \quad (4.1)$$

y describe la extinción, es decir absorción y dispersión (ver §2.2) a lo largo del rayo, entre el punto s_1 y s_2 . La profundidad óptica es adimensional y su interpretación física es la distancia $\Delta s = s_2 - s_1$ en unidades de caminos libres medios de un fotón de frecuencia ν . La opacidad promedio de Rosseland es un promedio armónico, definido como

$$\chi_R^{-1} = \frac{\int_0^\infty \frac{1}{\chi_\nu} \frac{dB_\nu}{dT} d\nu}{\int_0^\infty \frac{dB_\nu}{dT} d\nu},$$

donde B_ν es la función de Planck. Esta es una opacidad promediada en frecuencias, característica de la radiación del propio disco. La profundidad óptica promedio de Rosseland del disco se define como

$$\tau_R(z, R) = \int_z^{z_\infty(R)} \chi_R(T, \rho) \rho(z, R) dz,$$

donde z_∞ es la altura máxima del disco, que depende del radio.

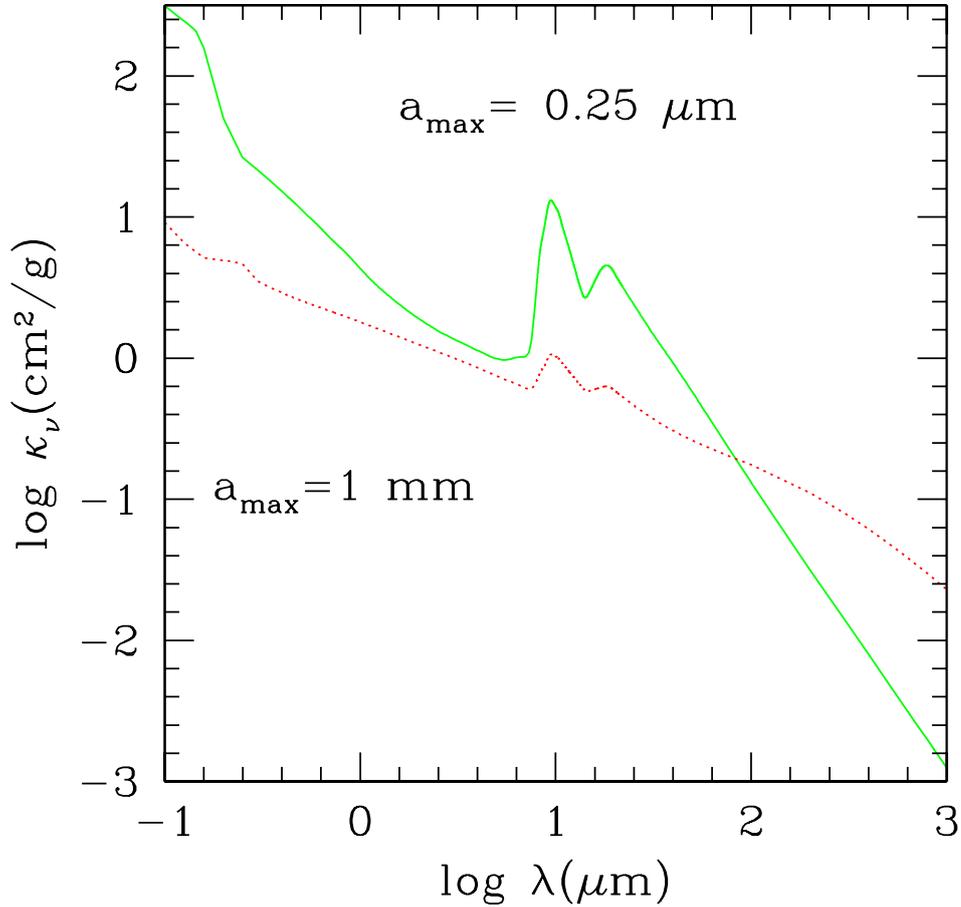


Figura 4.3: Coeficiente de absorción monocromático para una mezcla de silicatos y grafito, con abundancias típicas del medio interestelar y una distribución de tamaños dada por $n(a) \sim a^{-3.5}$, con un radio mínimo de granos de $a_{min} = 0.005\mu m$ y dos tamaños de granos máximos diferentes, típicos del medio interestelar, $a_{max} = 0.25\mu m$ (línea sólida) y $a_{max} = 1$ mm (línea punteada).

En la fig. 4.3 se muestra el coeficiente de absorción monocromática como función de la longitud de onda para una mezcla de silicatos y grafito con abundancias típicas del medio interestelar. Nótese que al aumentar el tamaño máximo de los granos de polvo, dada una masa fija en polvo, disminuye el número de granos de polvo pequeños, que son los responsables de absorber a longitudes de onda más cortas (UV, visible). Sin embargo, el coeficiente de absorción aumenta a longitudes de onda mayores que los mm. Las bandas de silicatos de 10 y $18\mu m$ se hacen más débiles cuando aumenta la proporción de granos grandes (de tamaños $\gtrsim 10\mu m$), porque los granos más grandes son *absorbedores grises*.

Dadas las estructuras de los modelos de los discos, es decir, sus $T(R, z)$, $\rho(R, z)$, etc. se calculan los espectros correspondientes. Esto se lleva a cabo integrando la

ecuación de transporte radiativo (ec. 4.2) para todas las longitudes de onda, considerando que el disco tiene cierto ángulo i respecto a la visual, que corresponde al ángulo entre el eje de rotación del disco y la visual. Se consideró la extinción de la radiación por el propio disco (D'Alessio 1996) pero despreciamos la extinción por el medio interestelar.

La ecuación de transporte radiativo está dada por

$$\mu \frac{dI_\nu}{d\tau_\nu} = I_\nu - S_\nu, \quad (4.2)$$

donde I_ν es la intensidad específica del campo de radiación (energía por unidad de área, tiempo, frecuencia y ángulo sólido), τ_ν es la profundidad óptica, μ es el coseno del ángulo entre la dirección vertical (paralela al eje del disco) y la dirección del observador (ver fig. 4.2) y S_ν es la función fuente, que se define como el cociente entre la emisividad, η_ν (que es la energía emitida por intervalo de tiempo, frecuencia, volumen y ángulo sólido), y la opacidad, χ_ν . En la aproximación de equilibrio termodinámico local, la función fuente es igual a la función de Planck ($S_\nu = B_\nu$).

Cuando conocemos la intensidad emergente monocromática $I_\nu^0(x, y)$ para cada elemento del disco proyectado en el plano del cielo, es decir, para cada (x, y) , se multiplica la intensidad emergente por el área asociada al punto (x_i, y_j) y se suma sobre todos los puntos para obtener el flujo emergente del disco a la frecuencia ν

$$F_\nu = \sum_{i,j} I_\nu^0(x_i, y_j) A(x_i, y_j) / 4\pi d^2,$$

donde d es la distancia a la fuente y $A(x_i, y_j) / 4\pi d^2$ es el ángulo sólido subtendido por el área $A(x_i, y_j)$ desde el punto de vista del observador (ver fig. 4.4). Para construir la distribución espectral de energía total (SED), se suman las contribuciones de la estrella.

Un efecto interesante es que debido a que el disco (que contiene granos chicos en la atmósfera) es irradiado directamente por la estrella y por la luminosidad que producen los choques de acreción, las bandas de silicatos entre 10 y 18mic se ven en emisión. Esto se relaciona con la inversión de temperatura, descrita en §5.2.6: el continuo se forma en capas más profundas y frías que las líneas.

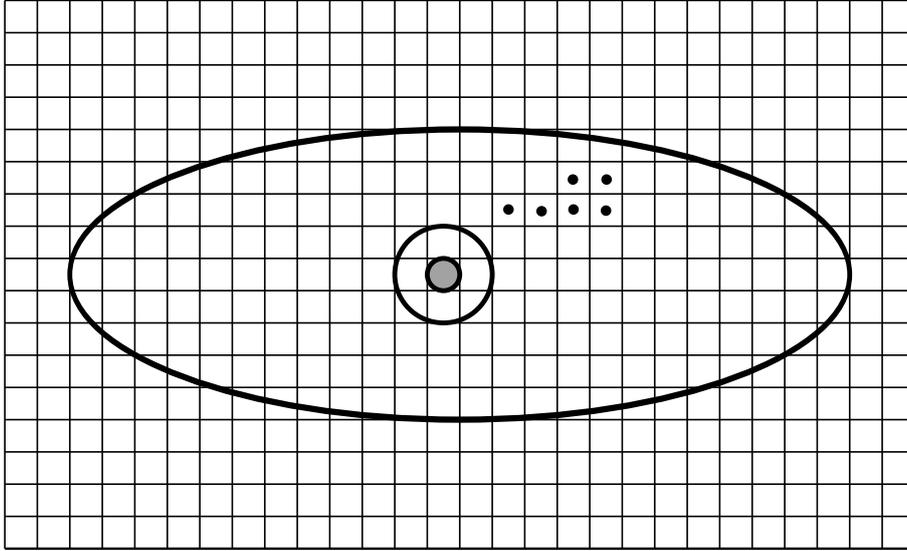


Figura 4.4: Distintos elementos del disco proyectados en el plano del cielo. Cada elemento (x_i, y_j) tiene asociada un área $A(x_i, y_j)$ utilizado para calcular el espectro total del disco.

4.4. Cálculo de emisión de continuo y de la línea J=3-2 de CO.

Para realizar las imágenes sintéticas de las observaciones, dado el cálculo de las estructuras de los distintos modelos, se calculó la intensidad, $I_v^0(x, y)$, para las frecuencias $271GHz$, $341GHz$ y $691GHz$ (que corresponden a $\lambda = 110.70cm$, $87.97cm$ y $43.41cm$, respectivamente) en muchos puntos en plano del cielo (el área del disco proyectada). Convolucionando la intensidad emergente calculada con la respuesta de un telescopio, antena de radio o interferómetro, se puede predecir cómo son las imágenes que se espera produzca el disco a la longitud de onda para la que se hizo el cálculo. Así se construyen *imágenes sintéticas*. A cada longitud de onda el instrumento tiene una resolución dada (el tamaño del haz o la resolución espacial se muestra en las figuras como una elipse oscura). En cada figura se muestra el tamaño del haz y los isocontornos correspondientes a la imagen de los discos. Se dice que una imagen está resuelta cuando esta es mayor que la elipse; cuando es menor que la elipse se dice que no está resuelta.

También se pueden realizar mapas sintéticos de emisión molecular (fig. 4.5), que son de gran utilidad para determinar la cinemática del disco. Esto no se puede lograr con los mapas de continuo. Esto se debe gracias a que, en los mapas de emisión molecular, estamos observando la emisión de líneas en distintas regiones del disco, y estas aparecen desplazadas en frecuencia (o longitud de onda) por el efecto Doppler debido a su velocidad relativa al observador. Cada panel de velocidad representa cierta fracción de material del disco de una región específica del mismo, moviéndose

hacia a nosotros o alejándose de nosotros, ya que el disco está rotando. En la fig. 4.5 de izquierda a derecha, primero observamos el material alejándose de nosotros más cercano a la estrella (rojo) y que rota más rápidamente, luego vemos material más externo que se mueve con menor velocidad (amarillo). En el panel central está el material que se mueve perpendicular a la línea de visión (verde) por lo que no aparece desplazado en frecuencia o longitud de onda (no presenta corrimiento Doppler). Posteriormente observamos material más externo del disco que se mueve hacia nosotros (cyan) y, finalmente, se observa el material más cercano a la estrella que rota con mayor velocidad y se acerca hacia el observador (azul).

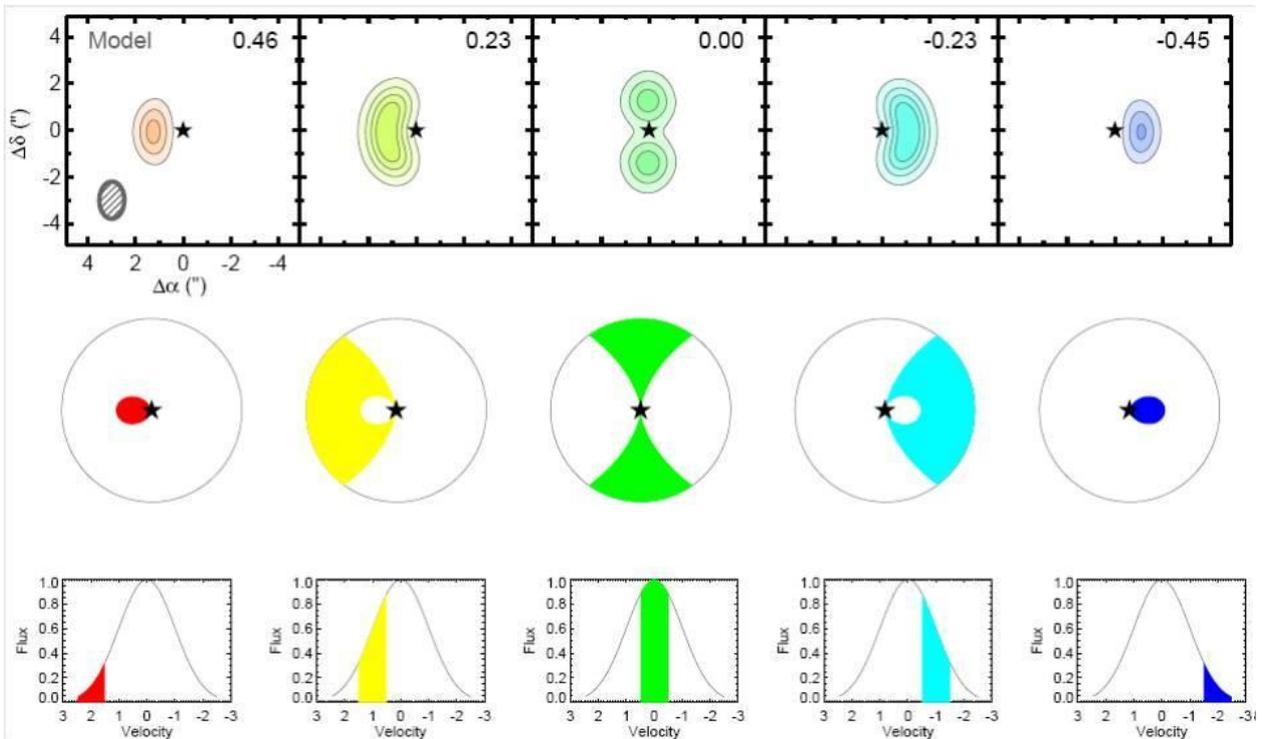


Figura 4.5: Se pueden apreciar las diferentes regiones del disco que detectamos de la emisión de una línea molecular. La línea está desplazada debido al efecto Doppler, causado por la rotación del disco. Una fracción del material se acerca hacia nosotros (vel. negativas), mientras que otra fracción se aleja (vel. positivas). El canal central (con vel. 0) corresponde al material que se mueve perpendicularmente a la visual (no se aleja ni se acerca), por lo tanto no presenta corrimiento Doppler. Imagen adaptada de Beckwith & Sargent 1993. Crédito: Chunhua Qi.

Lo que se ve en los mapas de las líneas son distintos canales de velocidad, comenzando por los negativos (velocidades negativas se asocian con aquellas que se acercan al observador) hasta los positivos (alejándose del observador), es decir, se está observando la emisión de la línea desplazada en longitud de onda hacia λ 's más cortas y más largas que la correspondiente a la de reposo de la línea. Aquí hablamos de corrimiento al rojo y al azul, aunque debemos recordar que estamos en el

intervalo de longitudes de onda milimétricas.

4.5. Modificaciones al código

El código para el cálculo de la estructura de un disco estacionario dada una estrella central, tiene como parámetros de entrada la tasa de acreción de masa del disco (\dot{M}) y el parámetro viscoso α . Una de las cantidades resultantes de la integración de la estructura vertical es la densidad volumétrica de masa del disco, $\rho(R, z)$, y al integrar esta densidad en z , se obtiene la densidad columnar, Σ (ver ec. 3.33). En general, el resultado es que

$$1. \Sigma \approx \frac{\dot{M}\Omega_k}{3\pi\alpha c_s(T_c)^2}$$

donde $C_s(T_c)$ es la velocidad del sonido evaluada en el plano medio del disco, dada por

$$2. c_s(T_c) = \sqrt{\frac{kT_c}{\mu m_H}}$$

donde μ es la masa molecular media en unidades de la masa de hidrógeno.

Por otro lado, el modelo evolutivo descrito en §4.1, predice una densidad superficial de masa como función del radio. Para no modificar el código, cambiando los parámetros de entrada, lo que hicimos fue usar $\alpha(R)$, tal que

$$\Sigma \approx \frac{\dot{M}\Omega_k}{3\pi\alpha(R)c_s(T_c)^2} = \Sigma(R).$$

Cómo T_c no se conoce antes de hacer la integración numérica, supusimos válida la misma aproximación en la que se basa la solución de Hartmann et al (1998), es decir, $T_c \sim R^{-1/2}$, y por lo tanto solo hicimos $\alpha(R) = \alpha_0 e^{R/R_1}$.

La idea es que α_0 es el valor de α para las regiones del disco más cercanas a la estrella, pero el aumento a partir de R_1 va a simular el efecto de la caída exponencial de la densidad superficial de masa a radios grandes. También va a aumentar la eficiencia de la disipación viscosa, pero pensamos que este no es un efecto muy grave, porque en los discos estacionarios, el calentamiento de las partes externas del disco está dominado por la irradiación estelar, siendo la disipación viscosa solo importante muy cerca de la estrella (a $R \lesssim 2\text{AU}$, para una tasa de acreción típica). Por supuesto que esto es aproximado, y se debe evaluar su validez *a posteriori*.

4.6. Cálculo de la estructura.

La densidad superficial de masa de un disco estacionario tiene la forma

$$\Sigma_{ss} = \frac{\dot{M}}{3\pi\alpha C_s H} \left[1 - \sqrt{\frac{R_*}{R}} \right], \quad (4.3)$$

donde $H = \frac{C_s}{\Omega_k}$ y $\Omega_k = \left(\frac{GM_*}{R^3}\right)^{1/2}$, así,

$$\Sigma_{ss} = \frac{\dot{M}\Omega_K}{3\pi\alpha(C_s)^2} \left[1 - \sqrt{\frac{R_*}{R}}\right], \quad (4.4)$$

con $C_s^2 = \frac{KT}{\mu m_H}$. La temperatura T va como $T \propto R^{-q}$ y tomamos el caso de $q = \frac{1}{2}$ (D'Alessio et al. 1998) para que se cumpla que $\gamma = 1$ (Hartmann et al. 1998) y tenemos $T = T_0 \left(\frac{R}{R_0}\right)^{-1/2}$, entonces (para $R \gg R_*$)

$$\Sigma_{ss} \cong \frac{\dot{M}}{3\pi\alpha} \frac{\mu m_H}{KT} \Omega_K = \frac{\dot{M}\mu m_H}{3\pi\alpha KT_0} \left(\frac{R}{R_0}\right)^{-1/2} \left(\frac{GM_*}{R^3}\right)^{1/2}, \quad (4.5)$$

finalmente

$$\Sigma_{ss} \cong \frac{\dot{M}}{3\pi\alpha} \frac{\mu m_H}{KT_0} R_0^{1/2} (GM_*)^{1/2} R^{-1}. \quad (4.6)$$

De esta forma, para un disco evolucionado tendremos

$$\Sigma_{ev} = \Sigma_{ss}(\alpha_0) e^{-R/R_c}; \quad (4.7)$$

donde Σ_{ss} corresponde al estado estacionario. Comparando 4.6 con 2.13 para que tengamos la forma de 4.7, obtenemos que

$$C_1 \cong \frac{\dot{M}}{3\pi\alpha} \frac{\mu m_H}{KT_0} R_0^{1/2} (GM_*)^{1/2} \quad (4.8)$$

y

$$C_2 \cong R_c. \quad (4.9)$$

Por otro lado, tenemos las expresiones

$$c \left[\frac{t}{t_s} + 1 \right]^{-3/2} = \frac{\dot{M}(t)(GM_*)^{1/2}}{3\pi\alpha_0 \left(\frac{K}{\mu m_H}\right) T_0(R_1)^{3/2}} \quad (4.10)$$

y

$$R_c = R_1 \left(\frac{t}{t_s + 1} \right), \quad (4.11)$$

entonces

$$c \left(\frac{R}{R_1} \right)^{-1} \left[\frac{t}{t_s} + 1 \right]^{-3/2} = \frac{\dot{M}_{ss}(t) (GM_*)^{1/2}}{3\pi\alpha_0(t) \frac{K}{\mu m_H}} \left[\frac{R^{-3/2}}{T_c(R, t)} \right]; \quad (4.12)$$

además, C va como

$$C = \frac{M_d(0)}{2\pi R_1^2}. \quad (4.13)$$

Así, tenemos que

$$\frac{M_d(0)}{2\pi R_1^2} \left[\frac{t}{t_s} + 1 \right]^{-3/2} = \frac{\dot{M}(t)(GM_*)^{1/2}}{3\pi\alpha_0 \left(\frac{k}{\mu m_H} \right) T_0 R_1^{3/2}} \quad (4.14)$$

entonces

$$\dot{M}(t) = \frac{M_d(0)}{2\pi R_1^2} \left[\frac{t}{t_s} + 1 \right]^{-3/2} \frac{3\pi\alpha_0 K T_0 R_1^{3/2}}{(GM_*)^{1/2} \mu m_H} \quad (4.15)$$

la cual es la fórmula que utilizamos para calcular la tasa de acreción de masa de los modelos.

Capítulo 5

Resultados.

En este capítulo se describen los modelos que calculamos en nuestro trabajo teórico. En §5.1 se aborda el tema del polvo en los discos y detallamos los parámetros que utilizamos en el cálculo de nuestros modelos. En §5.2, §5.3 y §5.4 se presentan los resultados de este trabajo obtenidos para la estructura radial y vertical de los discos, las SED's calculadas teóricamente y el cálculo de la emisión en continuo de polvo a 271 GHz, 341 GHz y 691GHz y de la emisión de la línea J=3-2 de CO, respectivamente.

5.1. Modelos.

Para estudiar el crecimiento de los granos de polvo, usamos 2 modelos.

- El primero considera que la distribución de tamaños de los granos de polvo es la misma a toda altura y tomamos el tamaño máximo como un tamaño típico de los granos de polvo del medio interestelar ($a_{min} = 0.005\mu m$ y $a_{max} = 0.25\mu m$) (ver fig. 5.1).
- El otro modelo tiene granos de polvo de dos tamaños máximos distintos: en las capas $Z > Z_{big}$ los granos son como los del medio interestelar, mientras que más cerca del plano medio, para $Z < Z_{big}$, los granos han crecido tal que a_{maxbig} es 1mm (ver fig. 5.2).

Solo tomamos como componentes del polvo a silicatos y grafito. Por simplicidad llamaremos a los discos que usan el primer modelo de polvo, discos de polvo pequeño y a los que usan el segundo modelo discos de polvo grande. Se hicieron 9 modelos, cada uno correspondiente a un tiempo t_i . Estos solo diferían en R_c y \dot{M} .

Modelamos una serie de discos con una estrella central fija, que representarían distintas etapas evolutivas de un mismo objeto. Se tomaron varias parejas R_c y \dot{M} basándonos en el modelo de Hartmann. Los parámetros de entrada de cada modelo

se dan en la tabla 1. Se considera que los discos están a 140pc que es la distancia a la que se encuentra la nube de Tauro, una región de formación estelar activa.

Parámetros de todos los modelos.

- Temperatura de choques de acreción de $8000K$.
- Masa de la estrella $0.5M_{\odot}$.
- Radio de la estrella $2R_{\odot}$
- $\alpha = 0.01$
- Radio interno= $3R_*$
- $Z_{big}=1$ (en escalas de altura del gas, evaluada en el plano medio)
- Grado de asentamiento $\epsilon=1$ (no asentamiento)
- Angulo de inclinación respecto a la visual $i = 60^{\circ}$
- Se considera que los choques de acreción tienen una luminosidad igual a la de acreción:

$$L_{shock} = L_{acc} \propto \frac{GM_*\dot{M}}{R_*}$$

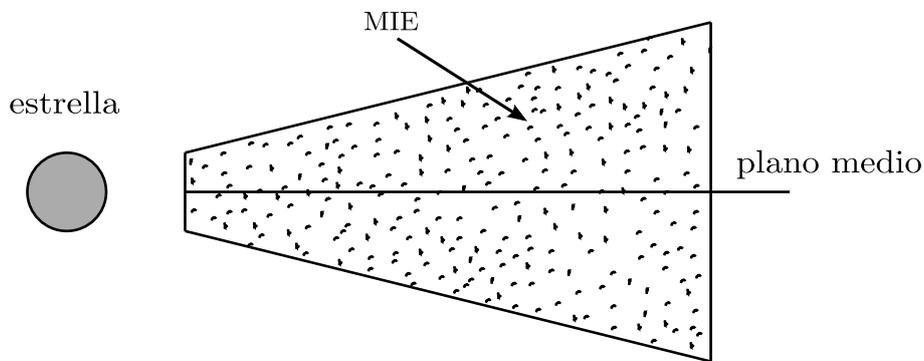


Figura 5.1: Disco con distribución de granos de polvo con tamaños tipo MIE a toda altura.

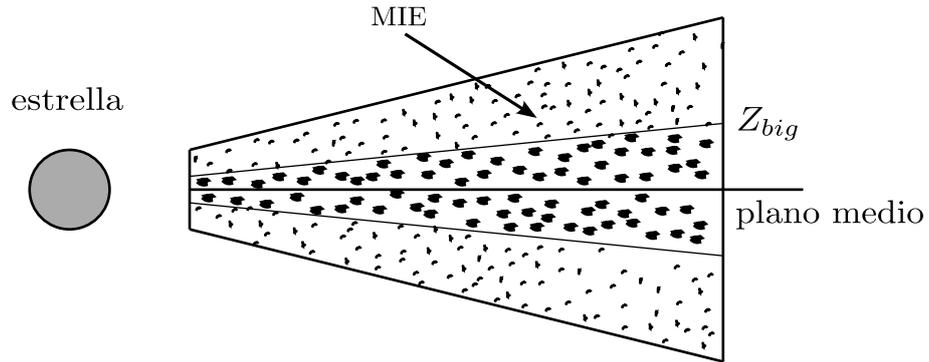


Figura 5.2: Disco con distribución de granos de polvo con tamaños máximos de $1mm$ por debajo de la altura Z_{big} .

τ	t/t_s	rc	Rc	$\dot{M}(M_{\odot}/yr)$	$R_{disc}(AU)$
1	0	1	10	5×10^{-7}	50
2	1	2	20	1.77×10^{-7}	60
3	2	3	30	9.62×10^{-8}	70
4	3	4	40	6.25×10^{-8}	80
5	4	5	50	4.47×10^{-8}	100
6	5	6	60	3.4×10^{-8}	110
8	7	8	80	2.21×10^{-8}	200
10	9	10	100	1.58×10^{-8}	300
12.5	11.5	12.5	125	1.28×10^{-8}	600

5.2. Resultados.

5.2.1. Superficie de irradiación del disco.

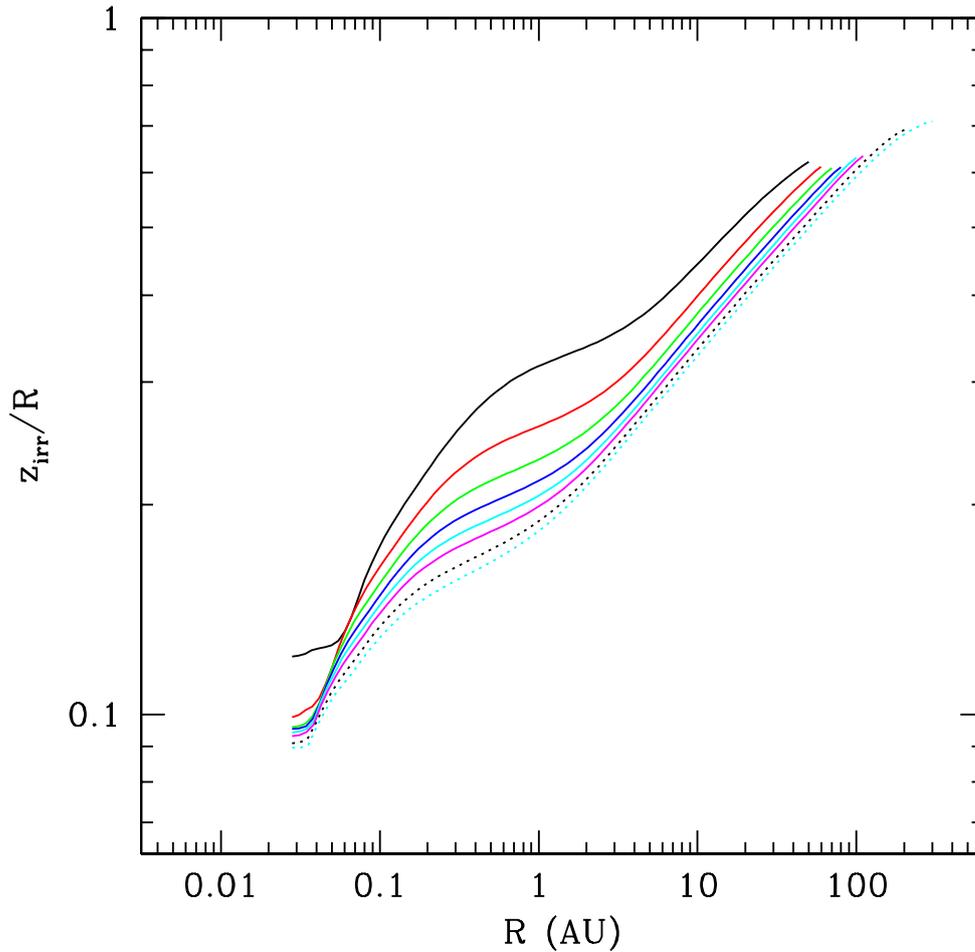


Figura 5.3: Gráfica que muestra cómo cambia la altura de irradiación del disco en función del radio, para discos de distintas edades. La línea negra corresponde al modelo más joven. La línea punteada color cian corresponde al modelo más evolucionado. El patrón de colores será el mismo para todas las gráficas de estructura del disco.

La figura 5.3 muestra la dependencia radial de la superficie de irradiación del disco (ver §4.1) y se observa que esta va disminuyendo conforme el disco evoluciona, ya que este se expande y baja su densidad. Al bajar la densidad del disco, la opacidad del polvo baja y la radiación estelar efectiva penetra más adentro. La superficie de irradiación es donde la profundidad óptica a la radiación estelar efectiva es del orden de 1, y esto ocurre a alturas más pequeñas. Una consecuencia de esto es que

el flujo estelar interceptado por el disco disminuye con el tiempo, como se puede ver en las figuras 5.11 y 5.12.

5.2.2. Temperatura fotosférica.

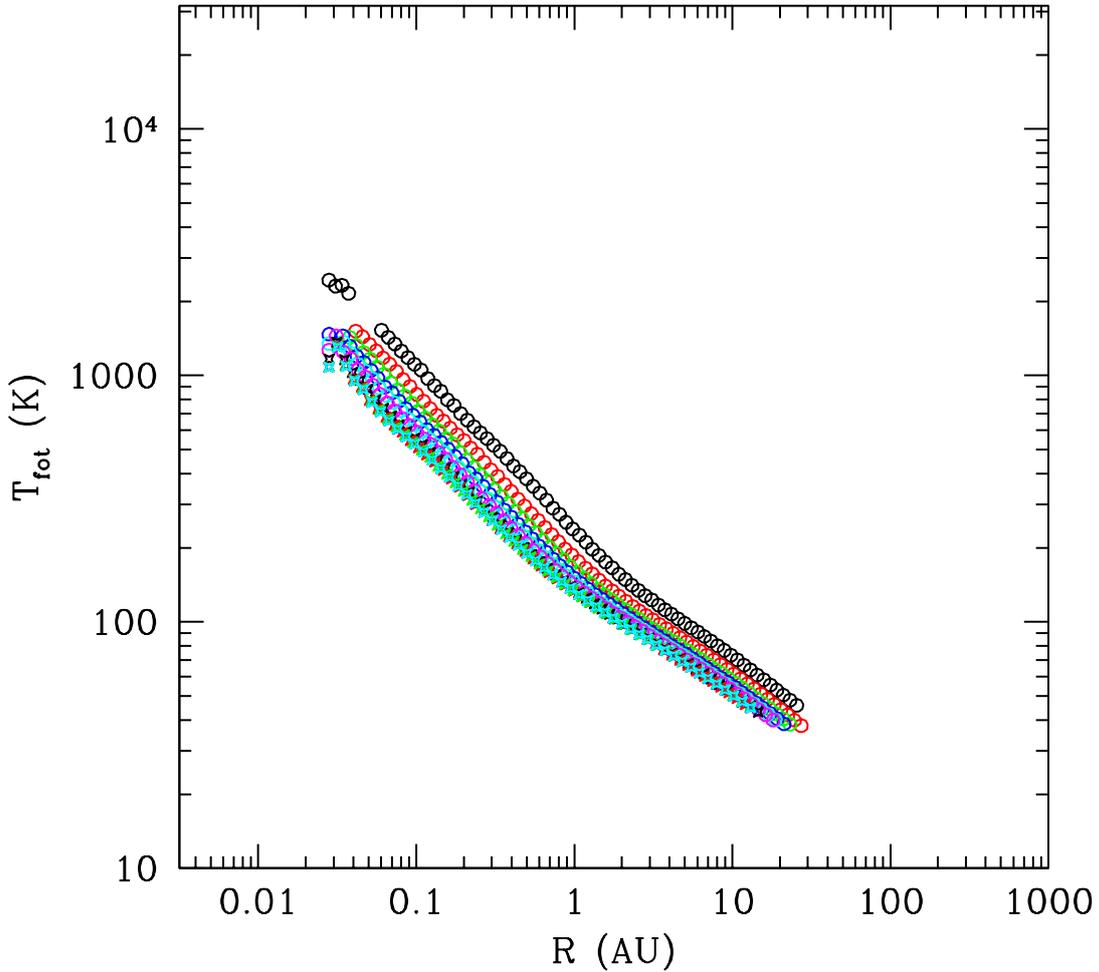


Figura 5.4: Gráfica que muestra cómo cambia la temperatura fotosférica en función del radio.

La temperatura fotosférica es la temperatura característica de las capas más profundas de la atmósfera del disco. De la fotosfera (ver fig. 4.1) escapa la mayor parte de la radiación del disco, y se define como la altura donde la profundidad óptica promedio de Rosseland (ver §4.3) es $\sim 2/3$.

Cuando el disco se vuelve ópticamente delgado a su propia radiación, esta escapa de toda altura y no solo de una altura específica. En este caso ya no tiene sentido hablar de la fotosfera y esta es la razón por la cual las gráficas solamente llegan a ~ 30 AU y no más allá.

En las zonas más densas, y ópticamente gruesas, la radiación del plano medio no se ve, es decir, el observador no la recibe. Los fotones que salen del plano medio interactúan con el gas y el polvo muchas veces antes de lograr escapar, y una vez que lo logran, salen de la fotosfera o de regiones más altas, y esos son los que el observador recibe. Es por esta razón que se dice que la fotosfera es la región de donde emerge la mayor parte de la radiación del disco. El mismo fenómeno ocurre en las estrellas como el Sol; el núcleo del Sol está a varios millones de grados K , pero no recibimos la radiación que viene directamente del núcleo, más bien la que podemos observar es la que logra escapar, que sale de la fotosfera del Sol, la cual tiene una temperatura característica de ~ 5600 K. Del núcleo del Sol recibimos directamente neutrinos, que son partículas que casi no interactúan con nada.

5.2.3. Densidad superficial de masa.

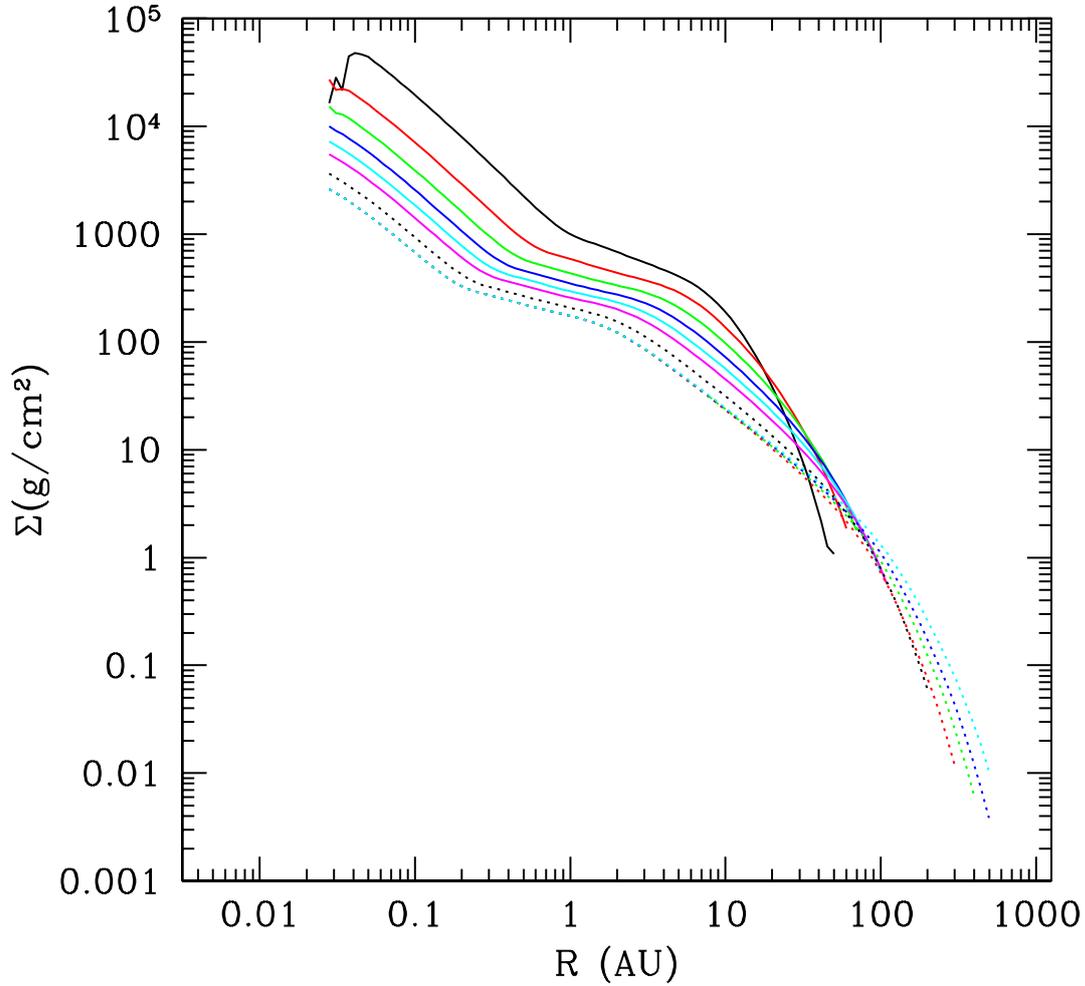


Figura 5.5: Gráfica que muestra cómo cambia la densidad superficial de masa en función del radio.

En la figura 5.5 se puede observar que todos los modelos, a partir de cierto radio crítico, R_c , que depende de la edad del disco, presentan el decaimiento exponencial en la densidad superficial de masa, predicho teóricamente (Hartmann et al. 1998) y confirmado observacionalmente (Hughes et al. 2007). En el caso del modelo más joven (línea continua negra), el disco es el menos extenso, por lo tanto su R_c correspondiente es el más chico ($\sim 8AU$). El modelo más evolucionado (línea punteada cian) tiene el radio crítico más grande, con valor aproximado de $\sim 110AU$, lo cual es consistente con el hecho de que el disco se expande en el tiempo, esto tiene como

consecuencia que el radio crítico se vaya desplazando a radios cada vez mayores.

5.2.4. Temperatura del plano medio.

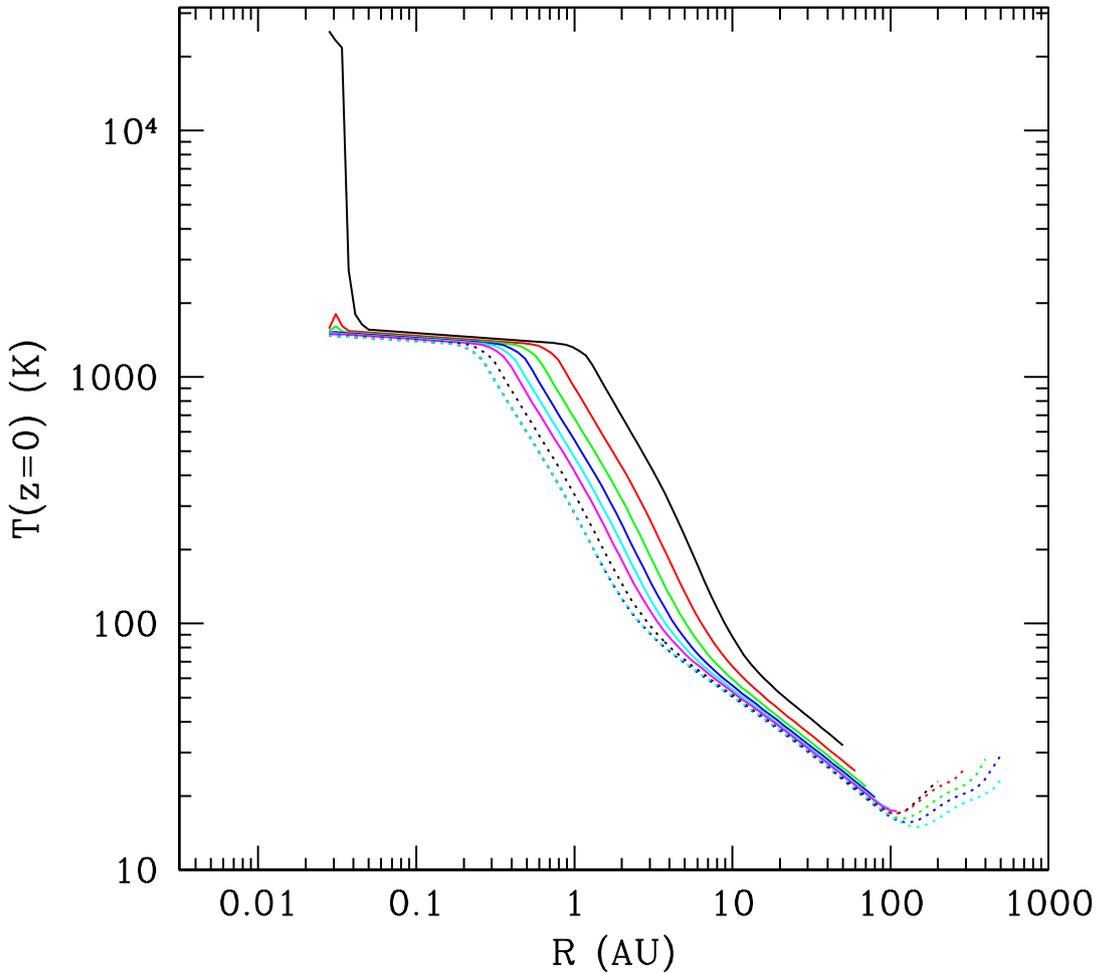


Figura 5.6: Gráfica que muestra cómo cambia la temperatura del plano medio en función del radio.

En la gráfica 5.6 se muestra la temperatura en el plano medio, es decir $T(z = 0)$, también llamada T_c , como función del radio. La subida abrupta de temperatura cerca de la estrella ocurre en el disco más denso y de tasa de acreción más alta como consecuencia de que posee mayor disipación de energía por viscosidad y mayor capacidad de atrapar energía, porque el disco es ópticamente grueso. En esta zona el polvo está sublimado (ver fig. 4.1), y la opacidad está dominada por la ionización de Hidrógeno. La dependencia en temperatura de esta opacidad podría ser responsable de una inestabilidad térmica que se ha asociado a los FU Orionis (Bell et al. 1993).

La zona donde T es constante corresponde a la sublimación del polvo, y tiene un valor aproximado de $1400K$.

La T_c disminuye con el radio porque el calentamiento disminuye con la distancia a la estrella, y esto sucede tanto con el calentamiento por disipación viscosa como con la irradiación. En las partes más externas, la T_c sube porque el disco se vuelve ópticamente delgado a su propia radiación, y su temperatura tiende a parecerse más a la temperatura superficial, es decir la temperatura característica para valores de z altos, que es más alta que la del plano medio a radios grandes.

5.2.5. Densidad de masa.

Evolucion de $\rho(z)$ a 1AU

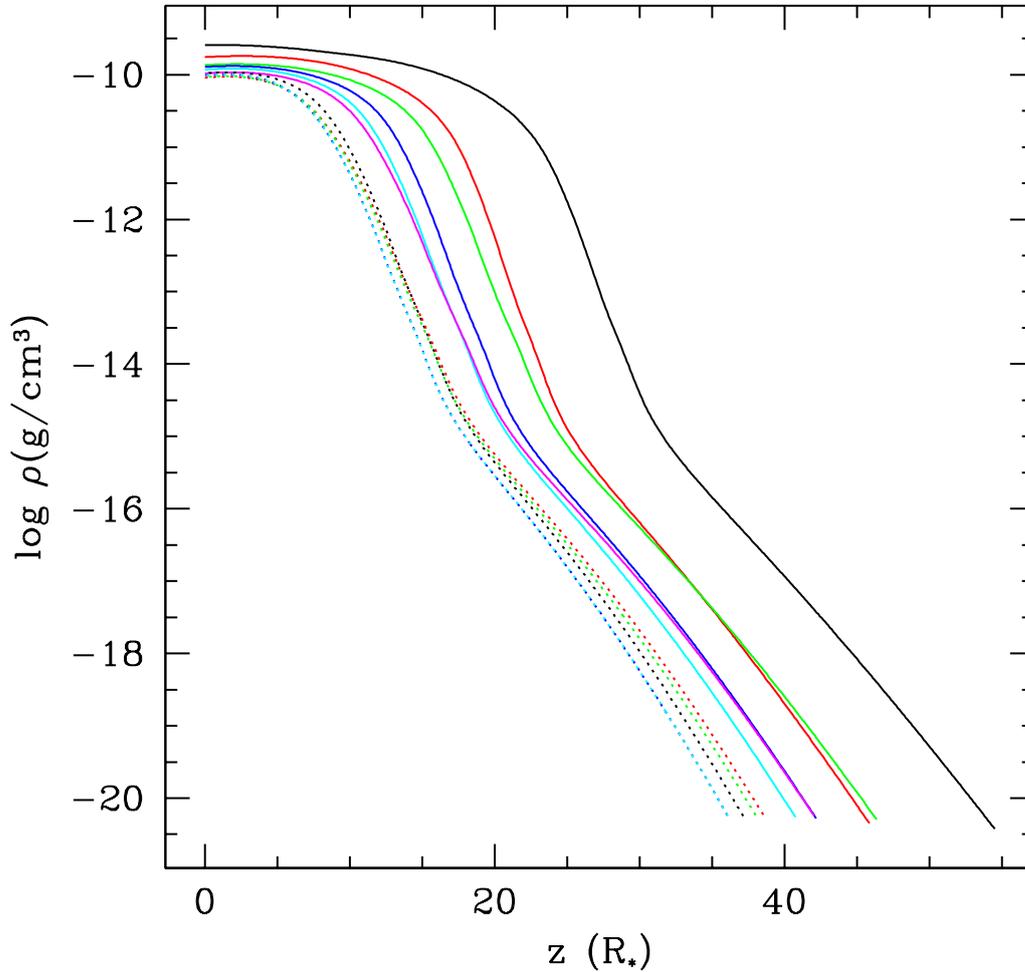


Figura 5.7: Gráfica que muestra cómo cambia la densidad de masa en función de la altura para un radio con valor de 1AU.

Lo que se observa es la estructura de densidad volumétrica como función de la altura a un radio dado (1AU). En la figura 5.7 se observa que el comportamiento de los modelos no es gaussiano (como en Hughes et al. 2007); esto se debe a que ellos suponen que el disco es verticalmente isoterma, se decir, $T(z) = cte.$ a un radio dado, y nosotros calculamos la temperatura a cada altura (z) para cada radio (R_*). El decaimiento más lento de densidad en la superficie, respecto a una gaussiana, se debe a que el disco no es verticalmente isoterma, sino que la $T(z)$ tiene una subida con z a grandes alturas (ver fig. 5.8).

5.2.6. Temperatura vertical.

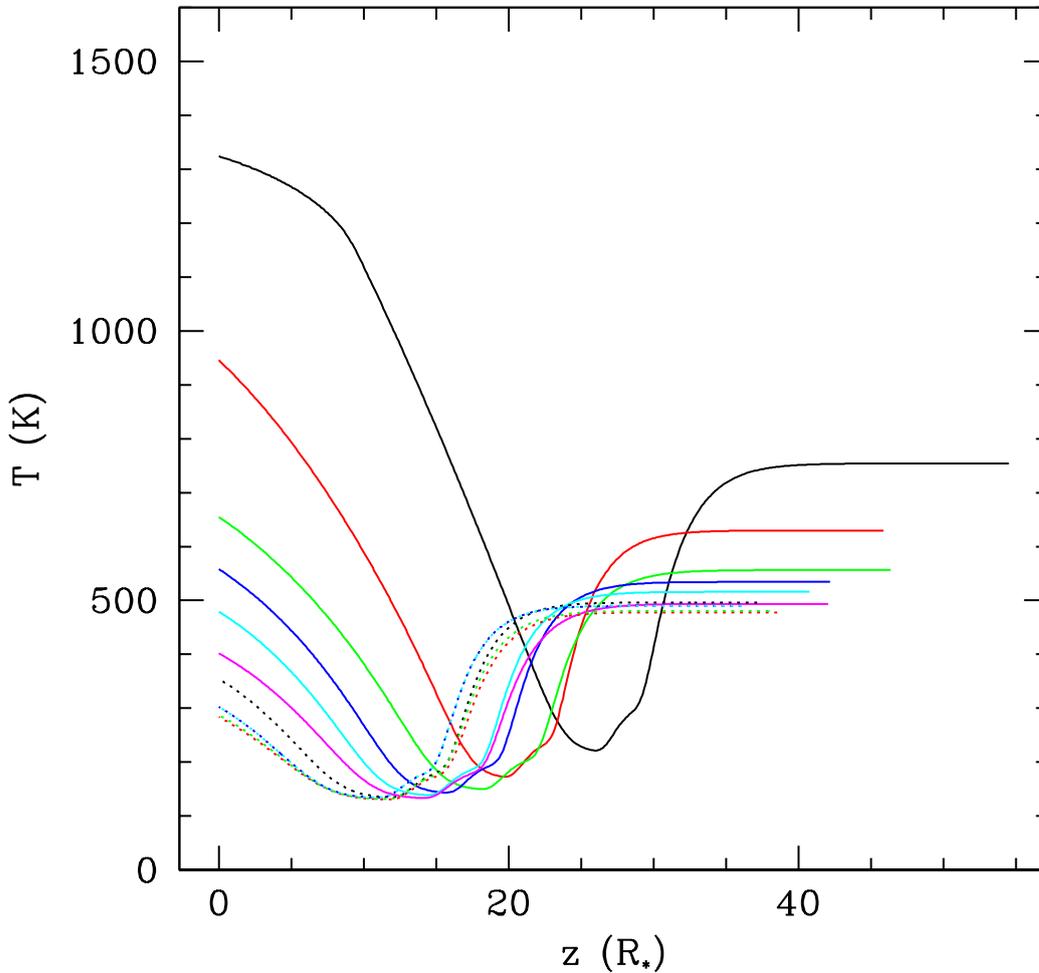
Evolucion de $T(z)$ a 1AU

Figura 5.8: Gráfica que muestra cómo cambia la temperatura del disco en función de la altura a 1AU.

La figura 5.8 muestra la distribución vertical de temperatura ($T(z)$) de los modelos de discos, a una distancia $R = 1AU$, en distintos tiempos. El disco más caliente (línea negra) corresponde al disco más joven, que tiene la tasa de acreción de masa más alta. Lo primero que se puede apreciar es que para un tiempo dado, la temperatura decrece desde la superficie del disco (valores grandes de z) hacia abajo (z disminuyendo), alcanza un valor mínimo, y luego vuelve a crecer hacia el plano medio.

La temperatura superficial refleja el calentamiento del disco debido a la radiación estelar efectiva incidente (ver §4.1). La energía de este campo de radiación externo se deposita en las capas más altas de la atmósfera del disco (ver fig. 4.1). Capas más internas se calientan por radiación emitida por las capas calientes superficiales y por disipación viscosa. Este último proceso es más importante cerca del plano medio y cerca de la estrella ($R \lesssim 2AU$ para parámetros típicos), y el flujo de energía generado por él es proporcional a la tasa de acreción de masa.

A medida que pasa el tiempo, la densidad del disco y su tasa de acreción de masa disminuyen. Al disminuir la densidad del disco, decrece la capacidad de este de atrapar la energía generada por disipación viscosa, y decrece la altura donde se deposita la radiación externa. Esto último hace que el mínimo de temperatura se mueva a alturas menores. Por otro lado, debido a que disminuye la tasa de acreción de masa, decrece el flujo de energía liberado por disipación viscosa, y por lo tanto disminuye la temperatura del plano medio. También decrece la luminosidad de los choques de acreción sobre la superficie de la estrella (que es proporcional a la tasa de acreción de masa) y esto tiene como consecuencia que el polvo presente en las capas altas de la atmósfera del disco se caliente menos, por ello disminuye la temperatura superficial. Nótese que el radio utilizado para esta gráfica está mucho más cerca de la estrella que el R_c característico de cualquiera de los modelos calculados, por lo tanto no corresponde a la región donde la densidad superficial de masa decrece exponencialmente.

5.3. Resultados del cálculo teórico de las distribuciones espectrales de energía.

5.3.1. SED de un modelo con distribución de granos de polvo con tamaños máximos de $0.25\mu\text{m}$ en todo el disco, a t_0 .

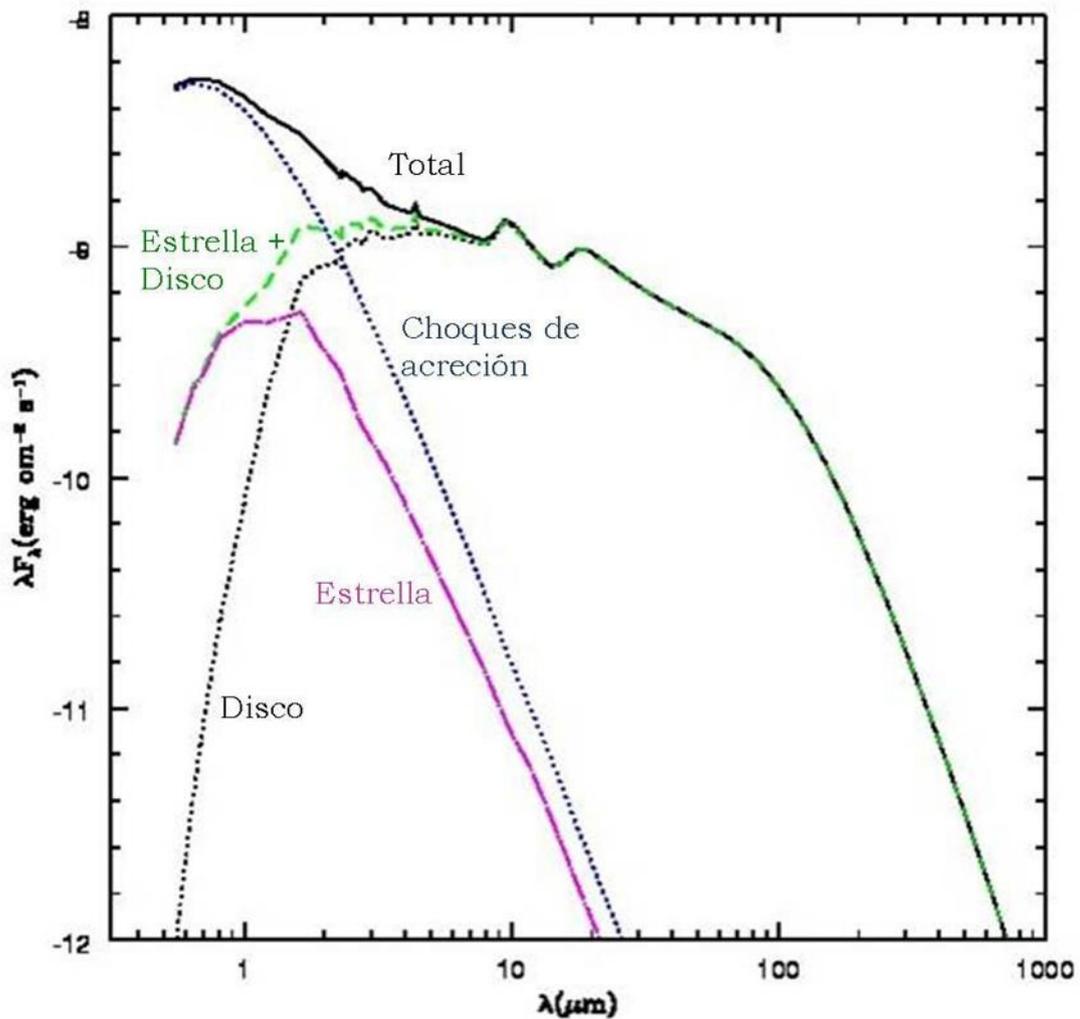


Figura 5.9: Esta gráfica muestra todas las contribuciones a la distribución espectral de energía de un modelo de edad fija (t_0) y distribución de tamaños de granos con tamaños máximos de $0.25\mu\text{m}$ en todo el disco. La línea rosa corresponde a la contribución de la estrella central, la línea punteada azul indica la contribución de los choques de acreción, la línea punteada negra es la contribución del disco, la línea verde muestra lo correspondiente al sistema *estrella+disco* y finalmente, la línea negra continua muestra la SED total debido a todas las contribuciones individuales.

5.3.2. SED's totales de ambos modelos con distribuciones de granos de polvo distintas a t_0 .

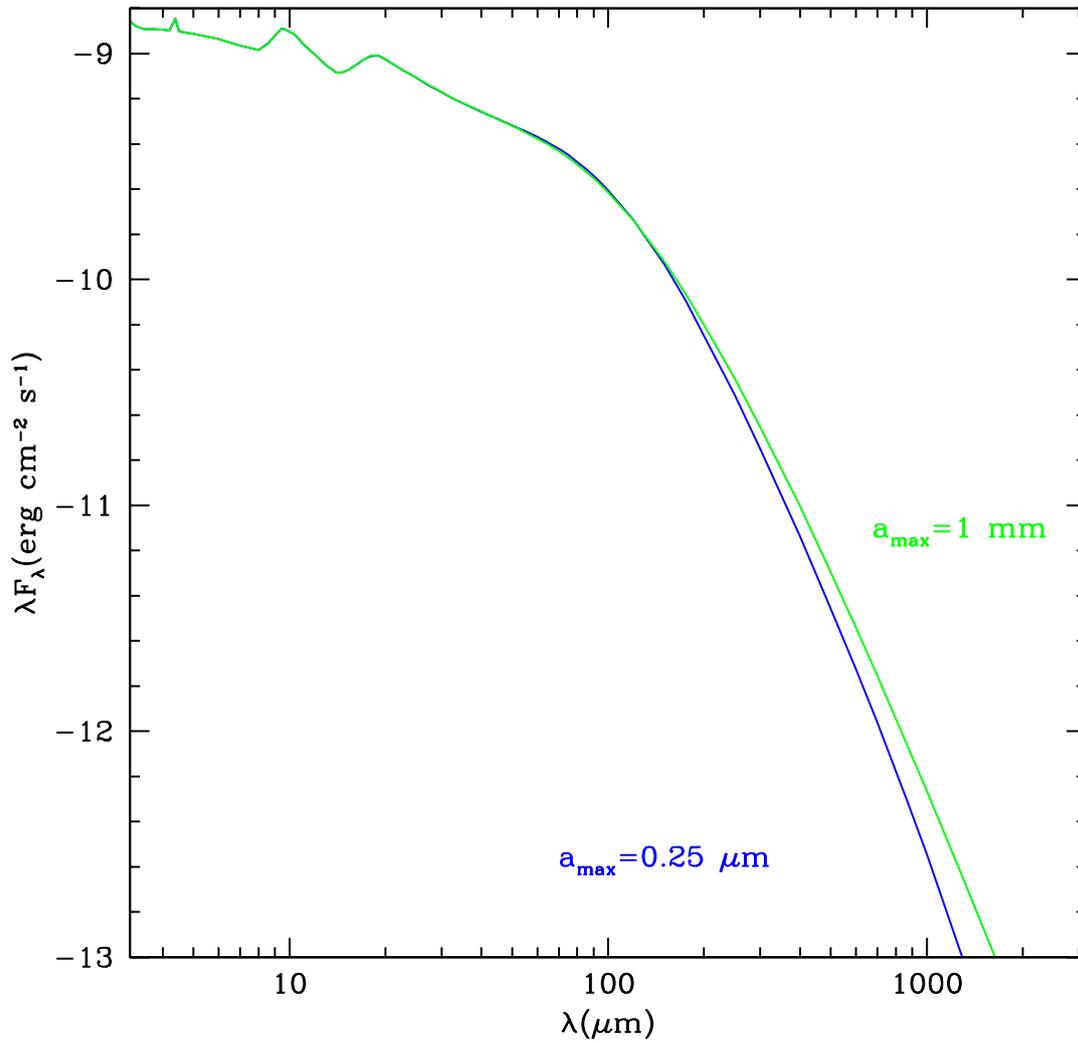


Figura 5.10: Distribuciones espectrales de energía de ambos casos de granos de polvo al tiempo t_0 . La línea verde corresponde al espectro total para el modelo de distribución de polvo con tamaños máximos de 1mm en el plano medio. La línea azul corresponde al espectro total para el modelo de distribución de granos con tamaños máximos de $0.25\mu\text{m}$ en todo el disco.

Las figs. 5.9, 5.10, 5.11 y 5.12 son las SED's calculadas teóricamente, correspondientes a los modelos calculados en §5.1. Se consideró un valor de $\cos(i) = 0.5$, es decir $i \sim 60^\circ$, que es el ángulo de inclinación típico para varios discos observados.

En la fig. 5.9 se muestra el espectro emergente de un modelo de disco con una tasa de acreción de $5 \times 10^{-7} M_\odot/yr$, una temperatura de los choques de $8000K$, una masa estelar de $0.5M_\odot$, un radio de $2R_\odot$, un coeficiente $\alpha = 0.01$, un radio interno de $3R_*$, grado de asentamiento $\epsilon = 1$, ángulo $i = 60^\circ$ y con granos de $a_{max} = 0.25\mu m$ en todo el disco. Se pueden distinguir diferentes contribuciones al espectro, como son:

- Los choques de acreción en la superficie de la estrella (línea punteada azul), con un máximo de emisión alrededor de $\sim 0.5-0.6\mu m$ (óptico).
- La estrella central (línea rosa), con un máximo de emisión a $\sim 1\mu m$ (IR cercano).
- El disco (línea punteada negra), que contribuye al espectro entre $\sim 1\mu m - mm$.

El disco que mostramos aquí es muy compacto y tiene una alta tasa de acreción ($\dot{M} \simeq 5 \times 10^{-7} M_\odot yr^{-1}$), por ello el flujo cae rápidamente a $\lambda > 100\mu m$ y el exceso óptico es tan importante. En las figuras 5.11 y 5.12 veremos cómo cambian las contribuciones a medida que \dot{M} disminuye y R_c crece.

En la fig. 5.10 se comparan los efectos de modelos de discos muy similares, excepto que uno (línea azul) tiene granos de $a_{max} = 0.25\mu m$ en todos lados (polvo del medio interestelar), mientras que el otro (línea verde) tiene $a_{max} = 0.25\mu m$ en la atmósfera y $a_{max} = 1mm$ en el plano medio (polvo crecido). Se puede ver que la única diferencia es la pendiente del espectro en longitudes de onda mm. El caso con polvo MIE tiene una pendiente $\alpha = d \log \lambda F_\lambda / d \log \lambda = -4$, mientras que el caso con polvo crecido tiene $\alpha = -3$, sin embargo, ambos modelos muestran las bandas de silicatos en emisión y sus espectros son muy parecidos a $\lambda < 100\mu m$, porque el flujo emergente del disco a estas longitudes de onda depende del polvo atmosférico. En longitudes de onda largas (mm) el disco se vuelve transparente, y el observador recibe fotones de toda altura (principalmente del plano medio).

5.3.3. SED's del modelo con granos de polvo chicos, para distintos tiempos.

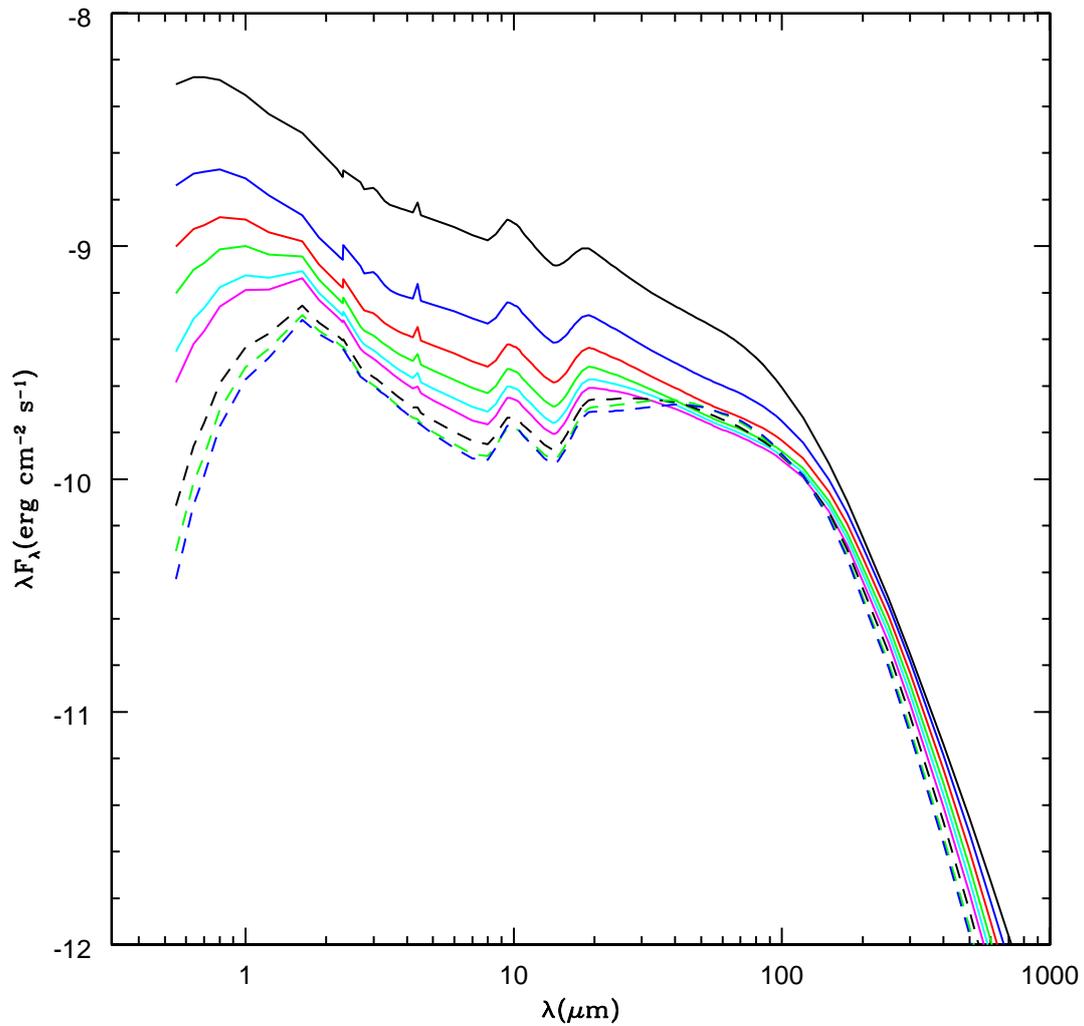


Figura 5.11: Distribuciones espectrales de energía para el modelo con granos de tamaños máximos de $0.25\mu m$ en todo el disco, en distintos tiempos. La línea continua negra corresponde al modelo más joven (t_0), mientras que la línea punteada azul corresponde al modelo más evolucionado (t_{11p5}).

5.3.4. SED's del modelo con granos de polvo grandes, para distintos tiempos.

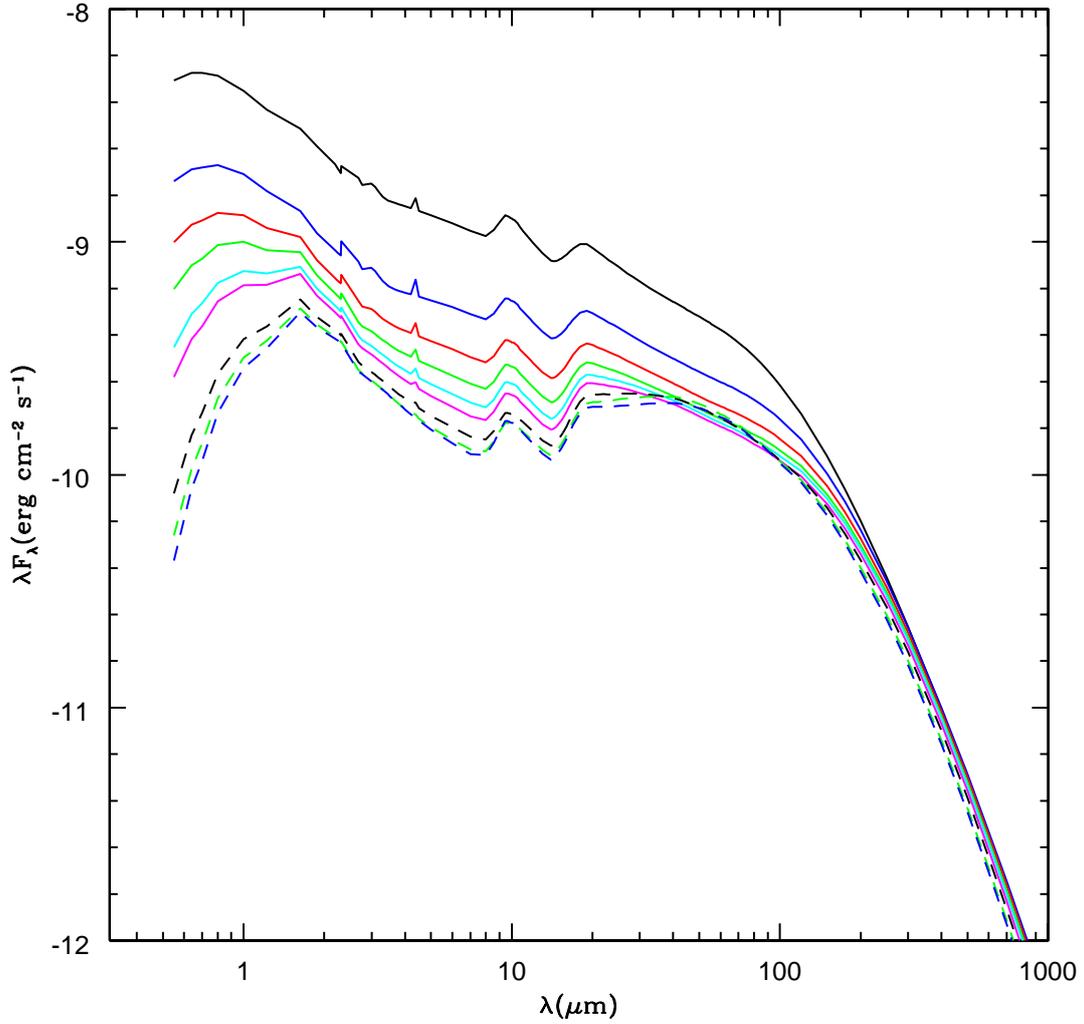


Figura 5.12: Distribuciones espectrales de energía para el modelo con granos de tamaños máximos de $1mm$ en el plano medio, en distintos tiempos. La línea continua negra corresponde al modelo más joven (t_0), mientras que la línea punteada azul corresponde al modelo más evolucionado (t_{11p5}).

Se puede ver cómo disminuye la contribución de los choques de acreción a medida que pasa el tiempo (y decrece \dot{M}) como muestran las figuras 5.11 y 5.12. Se puede observar que el flujo del disco entre $\sim 1\mu m$ y $60\mu m$ decrece con el tiempo; esto sucede por dos efectos:

1. La tasa de acreción de masa, \dot{M} , decrece y esto implica que el disco tiene menos disipación de energía viscosa y también menos irradiación por los choques de

acreción.

2. La densidad del disco decrece (ver fig. 5.5) y la superficie de irradiación baja (ver fig. 5.3), es decir, la altura de la superficie donde se deposita la energía de la irradiación estelar efectiva decrece. El disco se vuelve más delgado geométricamente, interceptando menos flujo radiativo incidente, y por lo tanto, reprocesando menos energía.

En el sub-mm. y mm. ($\lambda > 60\mu m$) se puede ver el resultado de una combinación de dos efectos:

1. La densidad y temperatura de los anillos más externos disminuye, por lo que se menciona anteriormente.
2. El radio del disco aumenta.

Estos dos efectos contradictorios explican por qué en algún momento los espectros se cruzan alrededor de $60\mu m$, y no necesariamente el flujo mm decrece a medida que \dot{M} decrece.

5.4. Resultados del cálculo de emisión de continuo y de la línea J=3-2 de CO.

5.4.1. Emisión a 271GHz del modelo con distribución de granos de polvo con tamaños máximos de $0.25\mu m$ en todo el disco en distintos tiempos.

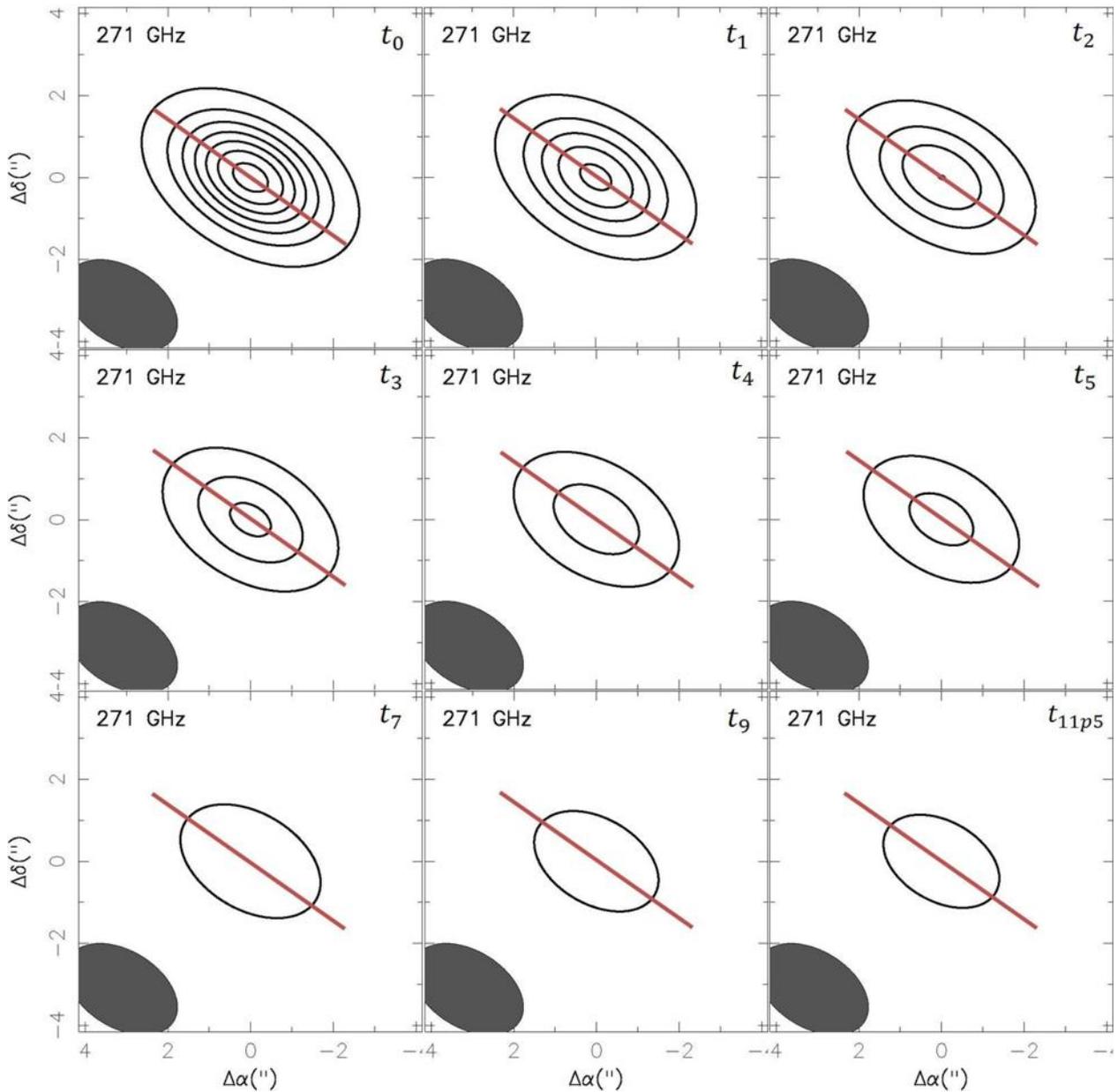


Figura 5.13: Emisión en continuo de polvo a $271GHz$ para el modelo con granos chicos. La resolución del SMA no fue suficiente para poder resolver la emisión de los modelos calculados en este trabajo; por esta razón la imagen presenta el mismo patrón que el *beam*. Los isocontornos y el *beam* son los siguientes: $[1, 3, 5, 7, 9, 11, 13, 15, 20, 25, 30, 35, 40, 45, 50, 55, 60] \times 0.005 Jy beam^{-1}$.

5.4.2. Emisión a 341GHz del modelo con distribución de granos de polvo con tamaños máximos de $0.25\mu m$ en todo el disco en distintos tiempos.

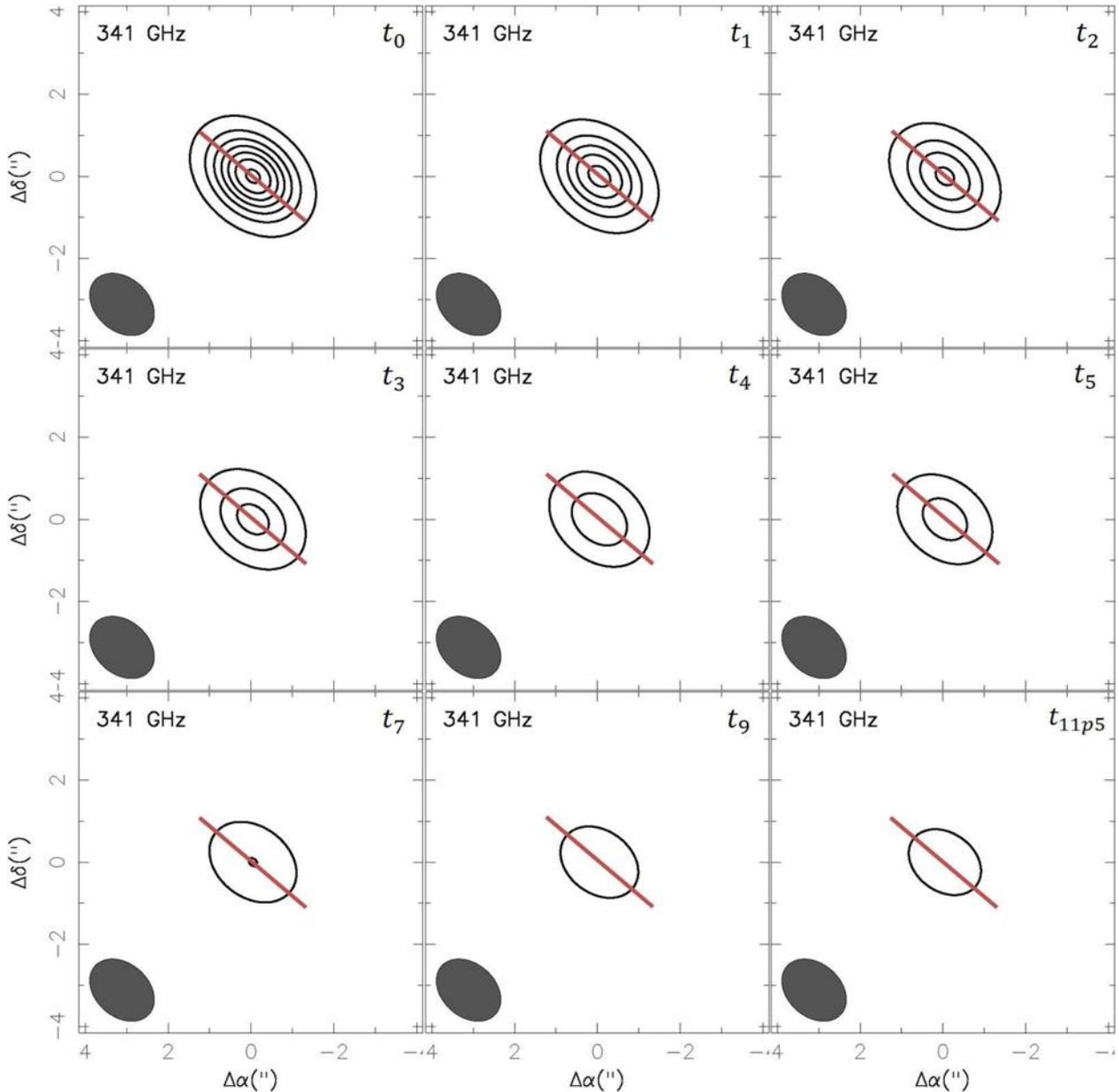


Figura 5.14: Emisión en continuo de polvo a $341GHz$ para el modelo con granos chicos. La resolución del SMA no fue suficiente para poder resolver la emisión de los modelos calculados en este trabajo; por esta razón la imagen presenta el mismo patrón que el *beam*. Los isocontornos y el *beam* son los siguientes: [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 12, 14, 16, 18, 20] $\times 0.01 Jy beam^{-1}$.

5.4.3. Emisión a 691GHz del modelo con distribución de granos de polvo con tamaños máximos de $0.25\mu m$ en todo el disco en distintos tiempos.

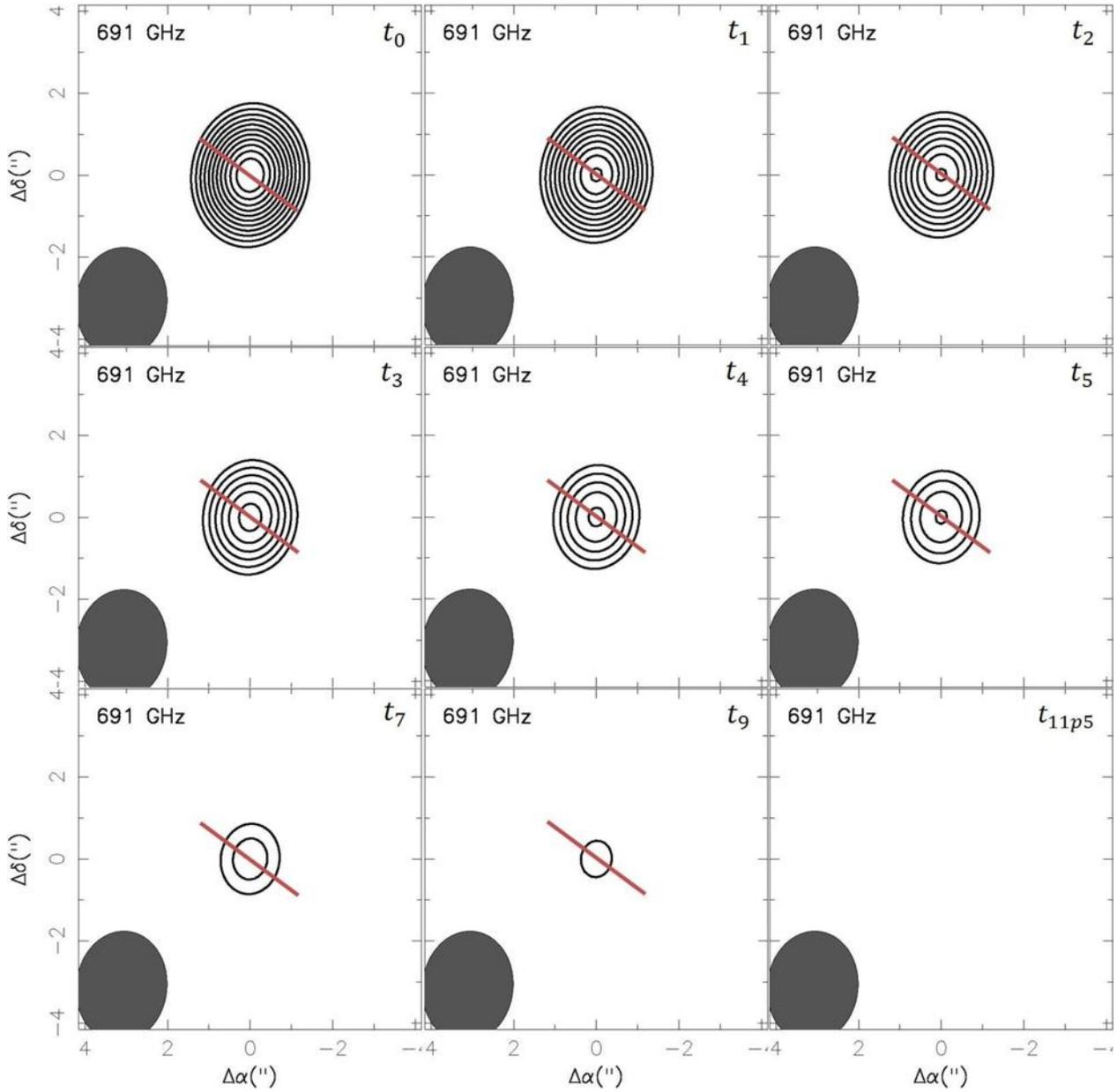


Figura 5.15: Emisión en continuo de polvo a 691GHz para el modelo con granos chicos. La resolución del SMA no fue suficiente para poder resolver la emisión de los modelos calculados en este trabajo; por esta razón la imagen presenta el mismo patrón que el *beam*. Los isocontornos y el *beam* son los siguientes: $[2.5, 3, 3.5, 4, 4.5, 5, 5.5, 6, 6.5, 7, 7.5, 8, 8.5, 9, 9.5, 10, 10.5, 11] \times 0.1 Jy beam^{-1}$.

5.4.4. Emisión a 271GHz del modelo con distribución de granos de polvo con tamaños máximos de $1mm$ en el plano medio del disco, en distintos tiempos.

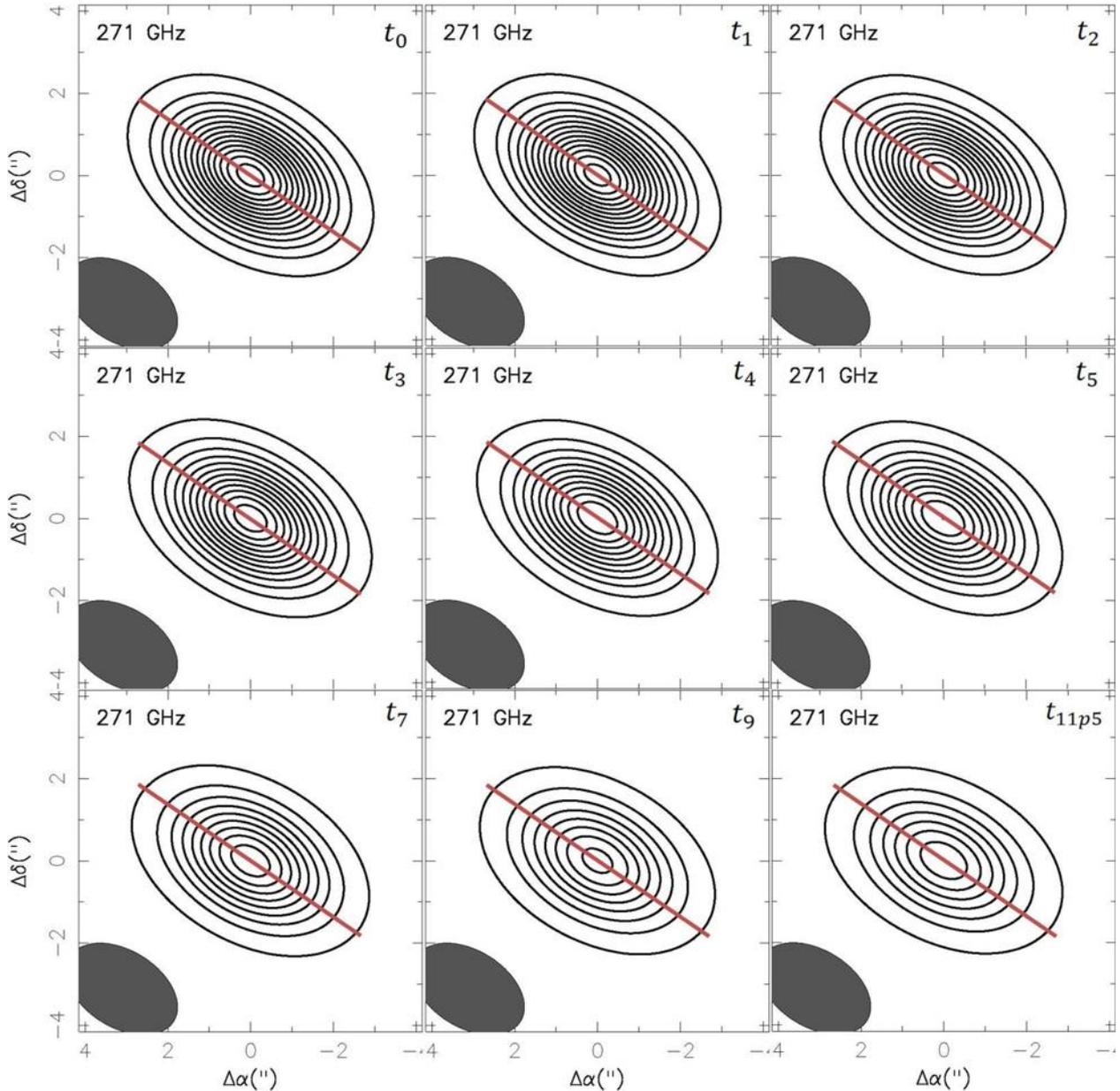


Figura 5.16: Emisión en continuo de polvo a $271GHz$ para el modelo con granos grandes. La resolución del SMA no fue suficiente para poder resolver la emisión de los modelos calculados en este trabajo; por esta razón la imagen presenta el mismo patrón que el *beam*. Los isocontornos y el *beam* son los siguientes: $[1, 3, 5, 7, 9, 11, 13, 15, 20, 25, 30, 35, 40, 45, 50, 55, 60] \times 0.005 Jy beam^{-1}$.

5.4.5. Emisión a 341GHz del modelo con distribución de granos de polvo con tamaños máximos de $1mm$ en el plano medio del disco, en distintos tiempos.

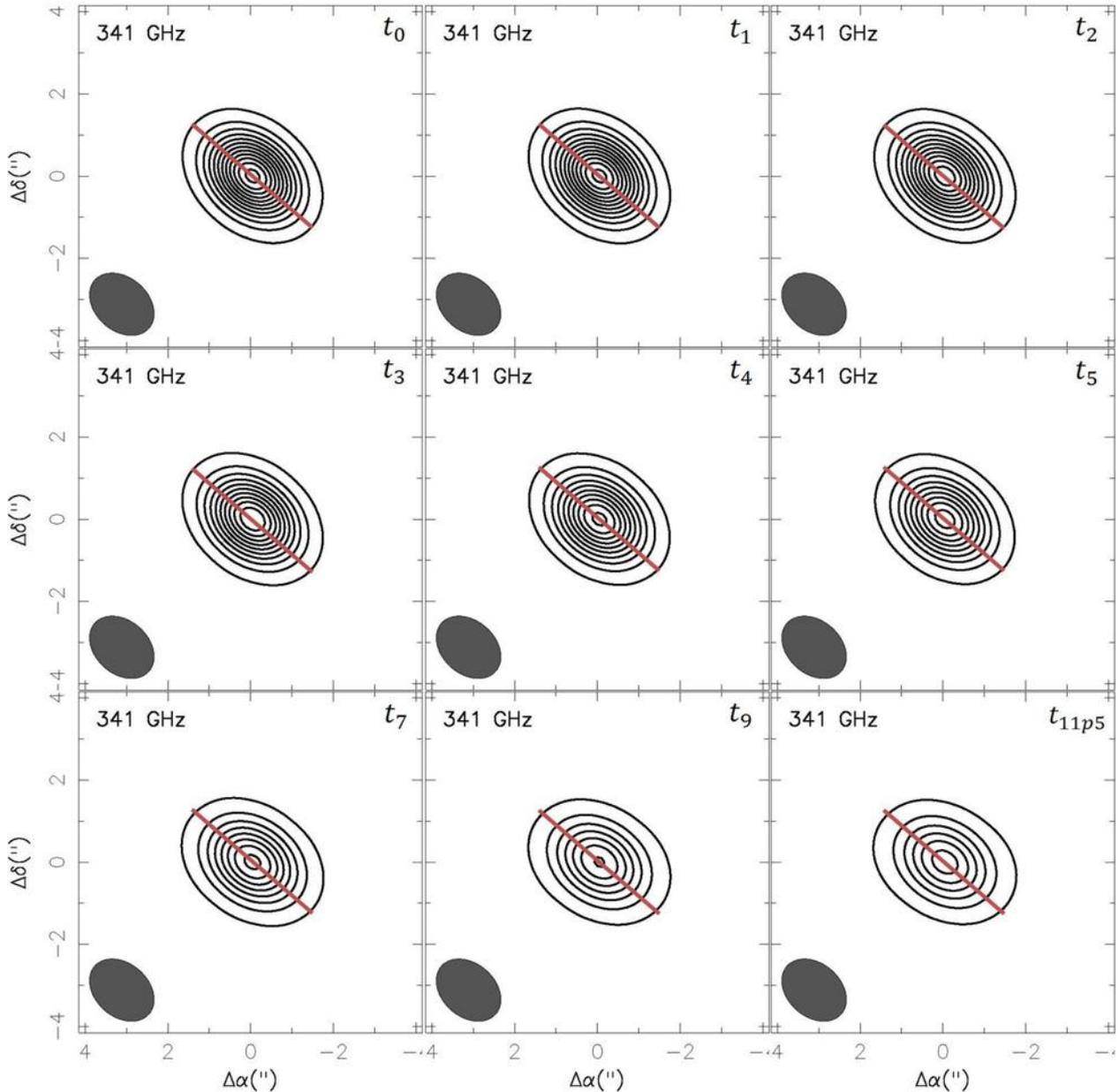


Figura 5.17: Emisión en continuo de polvo a $341GHz$ para el modelo con granos grandes. La resolución del SMA no fue suficiente para poder resolver la emisión de los modelos calculados en este trabajo; por esta razón la imagen presenta el mismo patrón que el *beam*. Los isocontornos y el *beam* son los siguientes: [1, 2, 3, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 12, 14, 16, 18, 20] $\times 0.01 Jy beam^{-1}$.

5.4.6. Emisión a 691GHz del modelo con distribución de granos de polvo con tamaños máximos de $1mm$ en el plano medio del disco, en distintos tiempos.

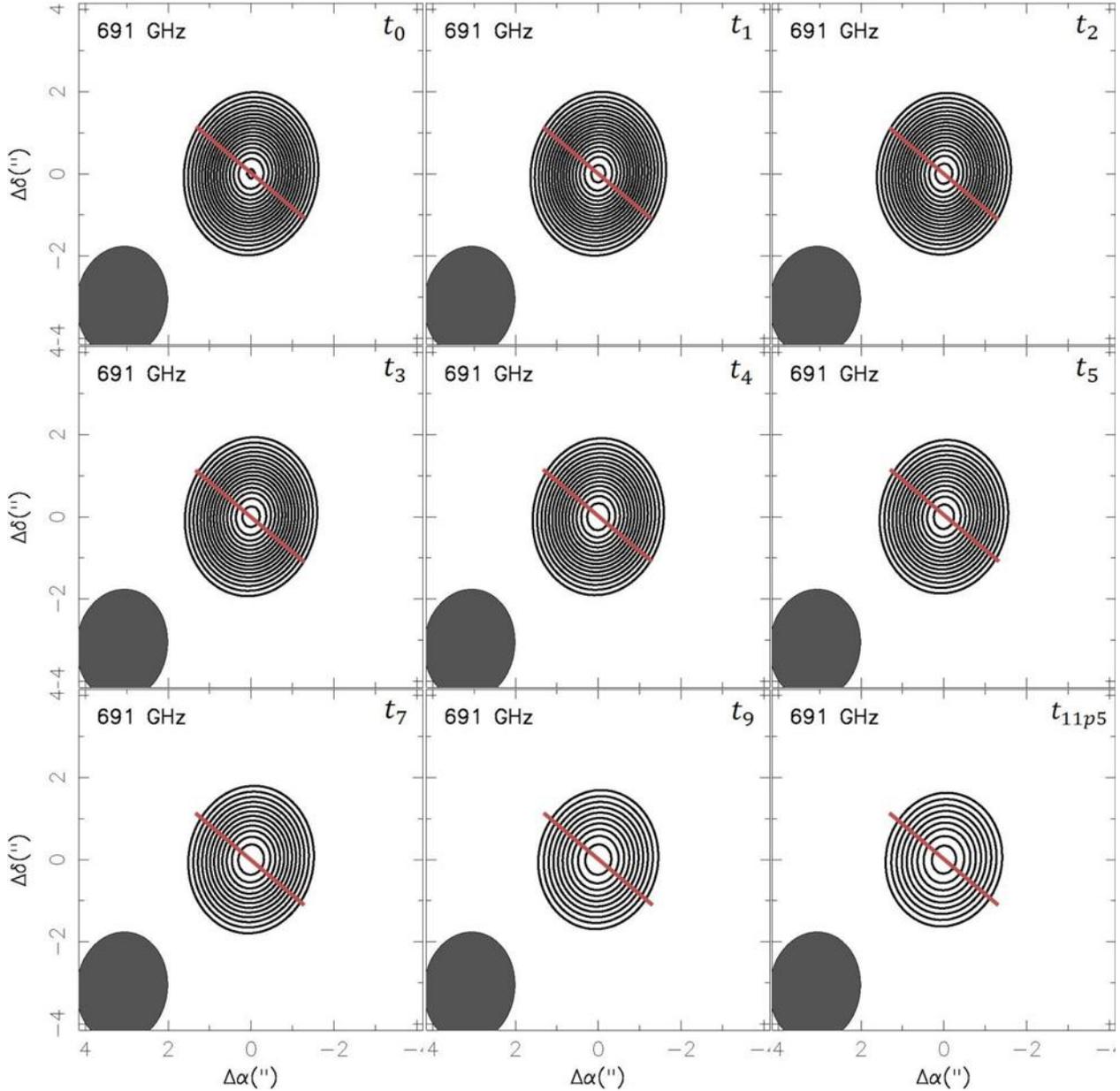


Figura 5.18: Emisión en continuo de polvo a $691GHz$ para el modelo con granos grandes. La resolución del SMA no fue suficiente para poder resolver la emisión de los modelos calculados en este trabajo; por esta razón la imagen presenta el mismo patrón que el *beam*. Los isocontornos y el *beam* son los siguientes: $[2.5, 3, 3.5, 4, 4.5, 5, 5.5, 6, 6.5, 7, 7.5, 8, 8.5, 9, 9.5, 10, 10.5, 11] \times 0.1 Jy beam^{-1}$.

En §4.4 se explicó que las imágenes de emisión en continuo de polvo se pueden resolver si la resolución del instrumento, dada por el *beam* (elipse oscura), es menor que el tamaño de la fuente. Desafortunadamente, las figs. 5.13, 5.14, 5.15, 5.16, 5.17 y 5.18 muestran que los discos que estudiamos en este trabajo no se pueden resolver con la resolución del SMA (quizá pueden estar resueltos parcialmente) para ambos casos de granos de polvo considerados (chicos y grandes), es por esto que las imágenes siguen el mismo patrón que el *beam* correspondiente a cada frecuencia dada. Quizá los discos están muy lejanos, o quizá el polvo no emite con la intensidad suficiente para que las fuentes puedan ser resueltas con la resolución del SMA. La línea roja en cada panel, que corresponde a cada tiempo, se colocó con la intención de mostrar cómo cambiaba el tamaño del semi eje mayor de los discos conforme transcurre el tiempo, en relación al semi eje mayor del disco más joven. Por supuesto el tamaño del semi eje mayor depende de la intensidad con la que emite el disco a una frecuencia dada. Los discos emiten más intensamente en unas frecuencias que en otras y esto depende de la densidad, las propiedades del polvo, entre otras.

5.4.7. Mapa de emisión molecular del modelo con granos de polvo chicos en distintos tiempos, donde se muestra la emisión de la línea J=3-2 de CO.

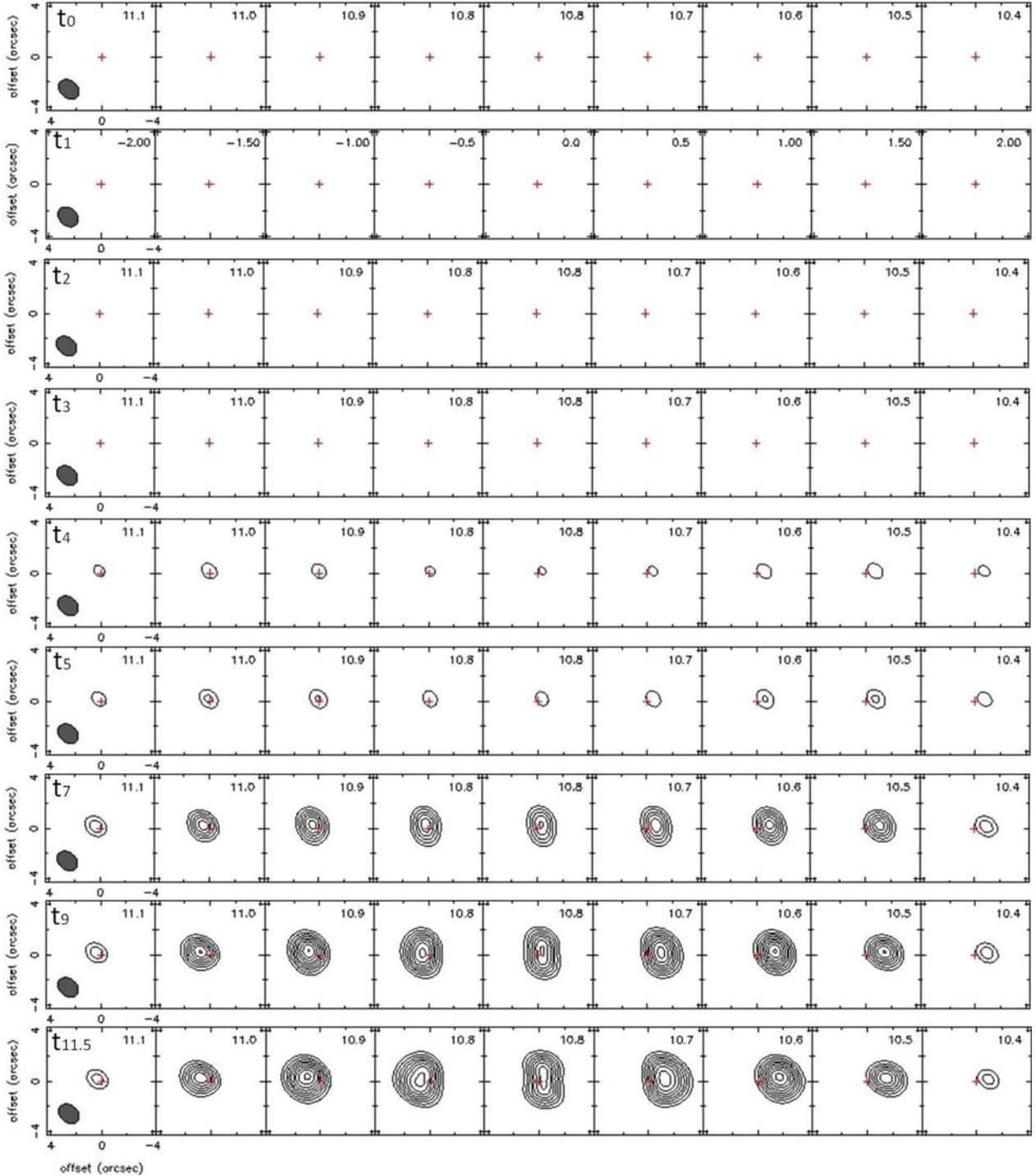


Figura 5.19: Mapa de emisión de la línea J=3-2 de CO del modelo de granos de polvo chicos. En este caso los modelos mejor resueltos corresponden a los más evolucionados. Esto tiene que ver con que la emisión molecular persiste una vez que el disco ha bajado su densidad. Los isocontornos y el *beam* son los siguientes: [2, 3, 4, 5, 6, 8, 10, 14, 18, 22, 26, 30, 35, 40, 45, 50] $\times 0.5 Jy beam^{-1}$.

5.4.8. Mapa de emisión molecular del modelo con granos de polvo grandes en distintos tiempos, donde se muestra la emisión de la línea J=3-2 de CO.

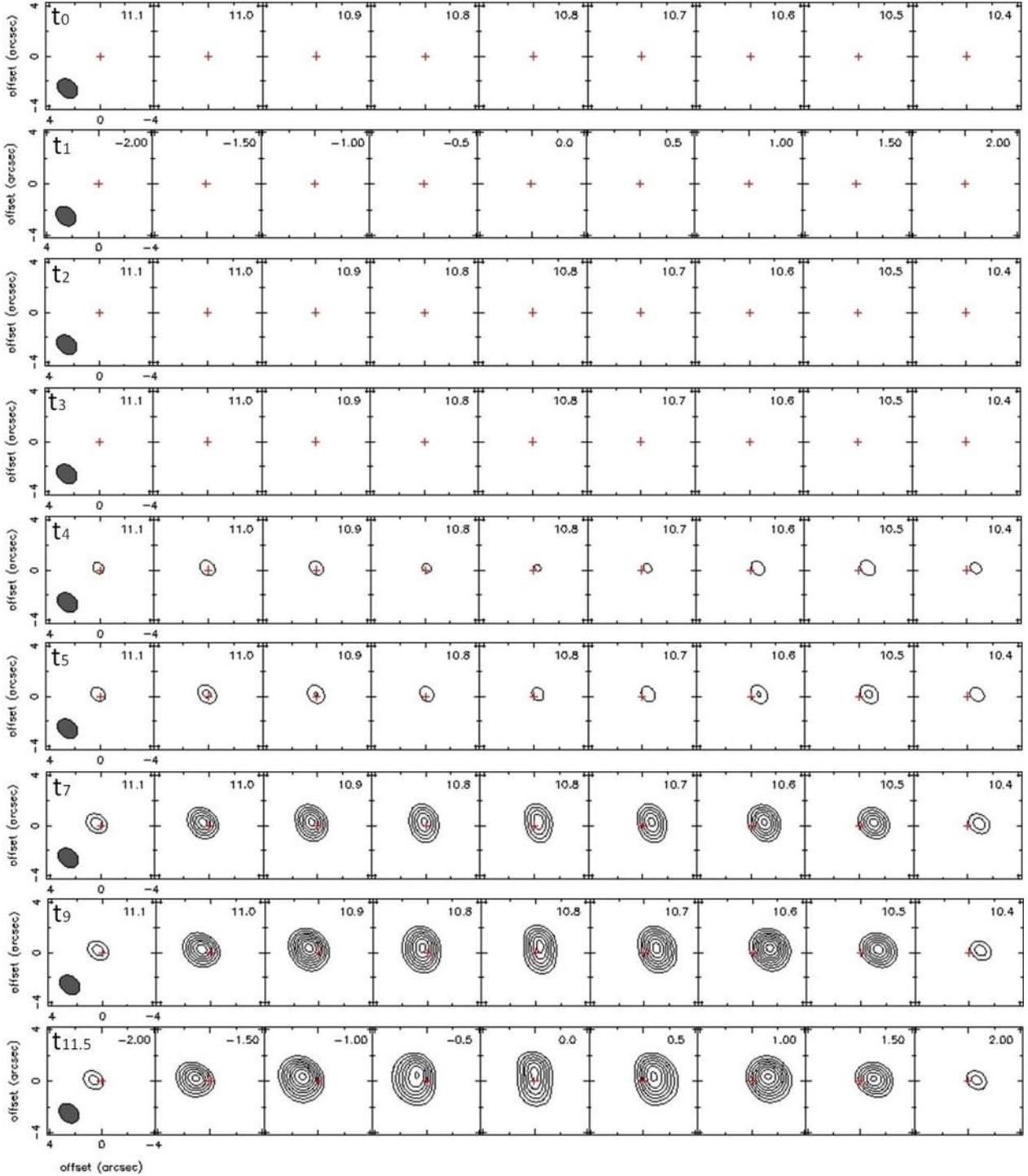


Figura 5.20: Mapa de emisión de la línea J=3-2 de CO del modelo de granos de polvo grandes. En este caso los modelos mejor resueltos corresponden a los más evolucionados. Esto tiene que ver con que la emisión molecular persiste una vez que el disco ha bajado su densidad. Los isocontornos y el *beam* son los siguientes: [2, 3, 4, 5, 6, 8, 10, 14, 18, 22, 26, 30, 35, 40, 45, 50] $\times 0.5 Jy_{beam}^{-1}$.

Las figs. 5.19 y 5.20 muestran mapas de emisión de la línea molecular $J=3-2$ de CO (ver §4.4) para el modelo con granos de polvo chicos y para el modelo con granos de polvo grandes, respectivamente. De ellas se puede inferir que los discos se encuentran rotando keplerianamente y muestran distintas regiones de los discos, moviéndose a diferentes velocidades. Cada franja horizontal en las figuras corresponde a un tiempo fijo, comenzando con el modelo más joven y terminando con el más evolucionado. De izquierda a derecha, primero observamos el material que se acerca a nosotros con mayor velocidad, debido a la rotación del disco, que está más cercano a la estrella, seguido por regiones cada vez más externas del disco que se mueven con menor velocidad. Los paneles centrales corresponden al material que no se aleja ni se acerca de nosotros porque se mueve perpendicular a la línea de visión. Siguiendo esta secuencia, en los siguientes paneles (hacia la derecha), se muestra material del disco lejano a la estrella central que se aleja de nosotros y, finalmente, encontramos el material más cercano a la estrella, con mayor velocidad, que se aleja de nosotros. Los discos más evolucionados siempre son los que están mejor resueltos en estos mapas porque, una vez que el disco ha bajado su densidad de polvo, la emisión molecular se vuelve más intensa y persiste a lo largo del tiempo, mientras que el polvo emite cada vez con menor intensidad conforme evoluciona el objeto. Es importante aclarar que la línea de CO se forma en ciertas regiones donde el CO no está congelado ni disociado y la línea puede excitarse; por otro lado, el área emisora de la línea se relaciona directamente con la intensidad de la emisión y, en las regiones más cercanas a la estrella central, las imágenes son menos intensas porque hay menor emisión intrínseca de CO ya que las temperaturas son muy grandes y hay una gran densidad de polvo.

Capítulo 6

Resumen y conclusiones.

6.1. Resumen.

En este trabajo se utilizó un potente código que calcula la estructura radial y vertical, así como la distribución e intensidad específica de la radiación emergente de discos de acreción en torno a estrellas jóvenes de baja masa e intermedia. Los detalles de este código pueden consultarse en D'Alessio (1996, 1997, 1999, 2001, 2006). Para este trabajo, modificamos el código para incluir el efecto de la caída exponencial en la densidad superficial de masa a radios grandes propuesta por Hartmann et al. 1998. Encontramos varias parejas (R_c, \dot{M}) para caracterizar la evolución de un mismo objeto y ver cómo cambia sus propiedades al evolucionar en una serie de estados de equilibrio o cuasi-estáticamente. Los siguientes puntos resumen este trabajo:

- Como primera aproximación, calculamos la estructura vertical y radial de un disco viscoso que evoluciona en el tiempo cuasi-estáticamente, simulando el efecto de la caída exponencial en la densidad superficial de masa.
- Se calcula el espectro (SED) de cada modelo y así se predicen propiedades observacionales que ponen a prueba la validez de los modelos. Las SED's calculadas reproducen los espectros típicos de varias estrellas jóvenes, obtenidos observacionalmente.
- Se simula cómo se observarían estos discos usando el SMA, lo cual nos permite identificar la edad de los discos, el tipo de granos que podrían contener y las condiciones físicas de los mismos. Posteriormente se afinarían detalles de la teoría para tener modelos más completos y realistas y así simular como se verían con el nuevo interferómetro de punta, ALMA, que muy pronto estará operando a su máximo potencial y con el que se podrá observar con gran detalle la estructura y composición de los discos, y cuyas observaciones abrirán nuevos campos en el estudio de las estrellas jóvenes. Finalmente, se contribuirá a hacer propuestas observacionales al SMA Y ALMA.

6.2. Resultados.

Los resultados más interesantes se resumen a continuación:

- **Superficie de irradiación.** Encontramos que la superficie de irradiación del disco disminuye en función de radio, y también que tiene una fuerte dependencia con la edad. Cuando ha evolucionado el disco, este ha bajado su densidad y se ha expandido, por lo tanto la superficie donde la radiación estelar efectiva penetra más adentro se mueve a alturas menores.
- **Temperatura fotosférica.** Esta temperatura característica de las capas profundas de la atmósfera del disco va decreciendo con el radio. Los modelos más jóvenes son los que poseen la mayor temperatura fotosférica porque son los que están sujetos a mayor radiación estelar efectiva y también tienen la mayor cantidad de energía liberada por disipación viscosa.
- **Densidad superficial de masa.** Un logro importante es que pudimos simular el efecto de la caída exponencial en la densidad superficial de masa (Σ) de los discos; todos nuestros modelos presentan esta caída exponencial a partir de cierto radio crítico, R_c , el cual es mayor para los discos más evolucionados. Esto es congruente con el hecho de que el disco se expande en el tiempo.
- **Temperatura del plano medio.** Esta temperatura disminuye con el radio, porque el calentamiento es mayor para las regiones más cercanas a la estrella central. A radios grandes la temperatura sube porque el disco es menos denso y se vuelve ópticamente delgado a su propia radiación.
- **Densidad de masa.** La densidad volumétrica en función de la altura, a 1AU, va disminuyendo conforme nos alejamos del plano medio. La densidad decae más lentamente que una gaussiana repentinamente porque, en nuestros modelos, el disco no es verticalmente isoterma.
- **Temperatura vertical.** Para los objetos más jóvenes, a 1AU, la temperatura vertical es mayor en el plano medio porque en esa región la energía liberada por disipación viscosa es el principal mecanismo de calentamiento y es más importante que la misma radiación estelar. Conforme nos ubicamos a alturas mayores, la temperatura baja y luego vuelve a subir porque la radiación estelar efectiva calienta las capas superficiales del disco. Los modelos más evolucionados no tienen tanta energía liberada por disipación viscosa porque el disco ha bajado su densidad y también la intensidad de los choques de acreción, siendo la radiación estelar efectiva el proceso de calentamiento dominante en el disco.

- **Distribuciones espectrales de energía.** Las SED's de los modelos reflejan que a medida que pasa el tiempo, y disminuye \dot{M} , la contribución de los choques de acreción es menor. Por otro lado, para $\lambda \sim 1 - 60\mu m$ el flujo del disco decrece, porque el disco se vuelve más ópticamente delgado, e intercepta menos flujo radiativo incidente, reprocesando menos energía. Para $\lambda > 60\mu m$ se observa que, debido a que la densidad y temperatura de los anillos más externos disminuye y el radio del disco aumenta, los espectros se cruzan alrededor de $60\mu m$ y no necesariamente el flujo en el mm disminuye conforme \dot{M} decrece.
- **Emisión de continuo.** Desafortunadamente no fue posible resolver los modelos de discos presentados en este trabajo (al menos de manera total), con la resolución del SMA.
- **Emisión de la línea J=3-2 de CO.** En estos mapas se puede observar que los modelos correspondientes a discos más evolucionados son los que se resuelven mejor porque en ellos la emisión molecular es intensa una vez que el disco se ha enfriado y la densidad del polvo ha disminuido, persistiendo la emisión molecular. También con los mapas se demuestra que los discos se encuentran rotando keplerianamente.

6.3. Trabajo futuro.

Como trabajo futuro se pretende afinar detalles en la teoría de los discos para construir modelos más realistas y así poder realizar propuestas observacionales, tanto para el SMA como para ALMA, que pronto se convertirá en el instrumento de interferometría de radio más potente del mundo. Se pretende también comprobar el alcance de las predicciones observacionales de estos modelos teóricos al compararse con observaciones. En estos momentos, el estudio de las estrellas jóvenes y los discos está en un momento crucial, ya que ALMA podrá resolver varios de estos sistemas con gran detalle, así como determinar la composición química de los mismos y es necesario contar con modelos teóricos muy finos para poder explicar el gran conjunto de datos que, desde estos momentos, está comenzando a obtener ALMA.

Bibliografía

- [1] Adame, L., 2010, Tesis Doctoral, Discos Circunsubestelares, Instituto de Astronomía, UNAM.
- [2] Adams, F. C., Lada, C. J., & Shu, F. H., 1987, *ApJ*, 312, 788
- [3] Andre, P., Ward-Thompson, D., & Barsony, M., 1993, *ApJ*, 406,122
- [4] Balbus, S.S., & Hawley, J.F., 1991, *ApJ*, 374, 214
- [5] Bally, J., Sutherland, R.S., Devine, D., & Johnstone, D., 1998, *ApJ* 116, 293
- [6] Beckwith, S.V.W, Sargent, R.S., Chini & R. Güsten, 1990, A Survey for Circumstellar Disks Around Young Stellar Objects, *Astron. J.* 99, 924-945
- [7] Burke, F.B., Graham-Smith, F., *An Introduction to Radio Astronomy*, first edition. Published by Cambridge University Press.
- [8] Burrows C.J., 1996, *ApJ*, 473, 437
- [9] Calvet et al. 1991, *ApJ*, 380,617
- [10] Calvet et al. 2005, *ApJ,Lett.*, 630,L185
- [11] Calvet, N., & Gullbring, E., 1998, *ApJ*, 509, 802
- [12] Calvet, N., Muzerolle, J., Briceño, C., Hernández, J., Hartmann, L., Saucedo, J.L., & Gordon, K.D., 2004, 128, 1294

-
- [13] Camenzind, M., 1990, *Reviews in Modern Astronomy*, 3, 234
- [14] Cassen, P. & Moosman, A., 1981, 48, 353
- [15] Close, L. M., Roddier, F., Northcott, M.J., Roddier, C., & Graves, J.E., 1997, *ApJ*, 478, 766
- [16] D'Alessio, P. & Calvet, N., 2011, *Physical Processes In Circumstellar Disks Around Young Stars*. Edited by Paulo J. V. García. Published by University Of Chicago Press.
- [17] D'Alessio, P., 1996, Tesis Doctoral, *Discos de Acreción en Torno a Estrellas Jóvenes*. UNAM
- [18] D'Alessio, P., Calvet, N., & Hartmann, L. 1997, *ApJ*, 474, 397
- [19] D'Alessio, P., Cantó, J., Calvet, N. & Lizano, S., 1998, *ApJ*, 500, 411
- [20] D'Alessio, P., Cantó, J., Hartmann, L., Calvet, N., & Lizano, S., 1999, *ApJ*, 511, 896
- [21] D'Alessio, P., Calvet, N., & Hartmann, L., 2001, *ApJ*, 553, 321
- [22] D'Alessio, P., Calvet, N., Hartmann, L., Franco-Hernandez, R., & Servin, H., 2006, *ApJ*, 638, 314
- [23] diFrancesco, J., Evans, N., Caselli, P., et al., *Protostars and Planets V*, 17
- [24] Draine, B.T., & Lee, H.M., 1984, *ApJ*, 285, 89
- [25] Dullemond, C.P. & Monnier, J.D., 2010 arXiv:1006.3485
- [26] Espaillat, C., Ph.D Thesis, *The Evolution of Dusty Disks Around Low-Mass Pre- Main Sequence Stars*. University of Michigan.

-
- [27] Espaillat, C., D'Alessio, P., Hernández, J., Nagel, E., Luhman, K.L., Watson, D.M., Calvet, N., Muzerolle, J., McClure, M., 2010, *ApJ*, 717:441-457
- [28] Espaillat, C., Ingleby, L., Hernández, J., Furlan, E., D'Alessio, P., Calvet, N., Andrews, S., Muzerolle, J., Qi, C., & Wilner, D., 2012, *ApJ*, 747:103
- [29] Frank, J., King, A. & Raine, D., 1995, *Accretion Power in Astrophysics: Second Edition*. Published by Cambridge University Press, Cambridge U.K.
- [30] Furlan, E., McClure, M., Calvet, N., Hartmann, L., D'Alessio, P., Forrest, W.J., Watson, D.M., Uchida, K.I., Sargent, B., Green, J.D., & Herter, T.L., 2008, *ApJ*, 176:184-215
- [31] Gullbring, E., Calvet, N., Muzerolle, J., & Hartmann L., 2000, *ApJ*, 544, 927
- [32] Gullbring, E., Hartmann, L., Briceño, C., & Calvet, N., 1998, *ApJ*, 492, 323
- [33] Hartmann, L., Calvet, N., Gullbring, E., D'Alessio, P., 1998, *ApJ*, 495:385-400
- [34] Hartmann, L., Kenyon, S. J. & Hartigan, P., 1991, *Protostars and Planets III*, eds. E. H. Levy, J. Lunine & M. S. Matthews, University of Arizona Press.
- [35] Hartmann, L., 2009, *Accretion Processes in Star Formation: Second Edition*. Published by Cambridge University Press, Cambridge U.K.
- [36] Hernández, J., 2007, *ApJ*, 671, 1784.
- [37] Hughes, M., Wilner, J.D., Qi, C., Hogerheijde, M., 2007, *Gas and Dust Emission at the Edge of Protoplanetary Disks*, *ApJ*, 678:1119-1126
- [38] Jayawardhana, R., Luhman, K.L., D'Alessio P., & Stauffer, J.R., 2002, *ApJ*, 571, L51
- [39] Johns-Krull, C.M., 2007, *ApJ*, 664, 975

-
- [40] Kalas, P., Fitzgerald M.P., Clmapin, M., Graham, J.R., Chiang, E., Kite, E.S., Stapelfeldt, K., & Jrist, J., 2009, *Bulletin of the American Astronomical Society*, 41, 491
- [41] Kenyon, S.J. & Hartmann, L., 1987, *ApJ*, 323,714
- [42] Kenyon, S.J. & Hartmann, L., 1995, *ApJ*, 101,117
- [43] Koenigl, A., 1991, *ApJ*, 370, L39
- [44] Koerner, D.W., Sargent, A.I., & Beckwith, S.V.W. 1993, *Icarus*, 106,2.
- [45] Lizano, S., 2004, *Siete Problemas de la Astronomía Contemporánea*, Poveda A., Rodríguez, L.F., Peimbert, M., *El Colegio Nacional*
- [46] Lüst, R., 1952, *Z. Naturforsch*, 7a, 87
- [47] Lynden-Bell, D. & Pringle J.E., 1974, *MNRAS*, 168, 603
- [48] McCaughrean, M.J., & O'Dell, C.R., 1996, 111, 1997
- [49] Millan-Gabet, R., Malbet, F., Akenson, R., Leinert, C., & Waters, R., 2007, *Protostars and Planets V*, 539
- [50] Muzerolle, J., Ph.D Thesis.
- [51] Muzerolle, J., Hartmann, L., & Calvet, N., 1998, 116,455
- [52] Öberg, K.I., 2010, *ApJ*, 720, 480
- [53] Pringle, J.E., 1977a, *MNRAS*:178, 195
- [54] Pringle, J. E. *Accretion Disks in Astrophysics*, 1981, *Annual Review Astronomy and Astrophysics*

-
- [55] Rodríguez, L.F., El nacimiento de las estrellas, 2001.
- [56] Rodríguez, L.F., 1984, Formación y procesamiento de imágenes en la interferometría radioastronómica
- [57] Rodríguez, L.F., Canto, J., Torettes, J.M., Gómez J.F., Anglada, G., & Ho, P.T.P., 1994, ApJ, 427, L103
- [58] Rodríguez, L.F., Canto, J., Torettes, J.M., Gómez J.F., & Ho, P.T.P., 1992, ApJ,393, L29
- [59] Rodríguez, L.F., 1998, Nature, 395, 355
- [60] Ryle, M., Mon Not Royal Astron Soc [1952] 211,351.
- [61] Shu, F., 2009, The Physics of Astrophysics: Gas Dynamics, University Science Books.
- [62] Shu, F. H., Adams, F. C., Lizano S., 1987, Ann. Rev. Astron. Astrophys. 25, 23-81
- [63] Shu, F. H., Najita, J., Ostriker, E., Wilkin, F., Ruden, S., & Lizano, S., ApJ, 429, 781
- [64] Siess, L., Dufour, E., & Forestini, M., 2000, A & A, 358, 593
- [65] Simon, M., Dutrey, A., & Guilloteau, S., 2000,ApJ, 545,1034
- [66] Terebey, S., Shu, F. H. & Cassen, P., 1984, ApJ, 286, 529
- [67] Trejo, A., Tesis licenciatura, Fuentes Ultraluminosas de Rayos X. Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo.
- [68] von Weisäcker, C.F., 1948, Z. Naturforsch, 3a, 524

- [69] Wilner, D.J., Ho, P.T.P., Kastner, J.H., & Rodríguez, L.F., 2000, ApJ, 534, L101
- [70] Wilner, D.J., Ho, P.T.P., & Rodríguez, L.F., 1996, ApJ, 470, L117
- [71] Wilson, T.L., Rohlfs, K., Hüttemeister, S., Tools of Radio Astronomy, fifth edition. Published by Springer

Capítulo 7

Agradecimientos

Paola D´Alessio

Luis F. Rodríguez

Yolanda Gómez

Susana Lizano

Adriana Gazol

Luis Zapata