



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

PROGRAMA DE POSGRADO EN ASTROFÍSICA

INSTITUTO DE CIENCIAS NUCLEARES
DEPARTAMENTO DE FÍSICA DE PLASMAS Y DE INTERACCIÓN DE LA
RADIACIÓN CON LA MATERIA

FORMACIÓN ESTELAR IMPULSADA POR VIENTOS DE ESTRELLAS JÓVENES

TESIS
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE:
MAESTRÍA EN CIENCIAS (ASTROFÍSICA)

PRESENTA:
LUIS FERNANDO TAPIA SCHIAVON

TUTOR:
ARY RODRÍGUEZ GONZÁLEZ
INSTITUTO DE CIENCIAS NUCLEARES

MÉXICO, CIUDAD DE MÉXICO ENERO 2019



Universidad Nacional
Autónoma de México

Biblioteca Central

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM



UNAM – Dirección General de Bibliotecas

Tesis Digitales

Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©

PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

Índice general

1. Introducción	1
1.1. Objetivo general	7
1.2. Objetivos particulares	8
2. Marco teórico	9
2.1. Radio de Strömgren	9
2.2. Tiempo y distancia de enfriamiento radiativo	10
2.3. Vientos estelares de objetos en Pre-secuencia Principal	12
2.4. Objetos jóvenes estelares tipo Herbig Ae/Be	13
2.5. Colapso por gravedad	14
2.6. Ecuaciones de la Dinámica de Gases	15
2.6.1. Flujos	16
2.6.2. Ecuaciones de conservación	17
2.6.3. Ondas de choque	18
2.7. Tasa de Formación Estelar	21
2.8. Eficiencia de calentamiento	22
2.9. Función de Masa Inicial	23
2.10. El ciclo clásico de la formación de estrellas masivas	24
3. Antecedentes astronómicos	27
4. Modelos numéricos	36
4.1. Parámetros físicos de los modelos	37
4.1.1. Condiciones a la Frontera	39
4.1.2. Tipología de los modelos	41
4.2. La Relación Global de Schmidt	41
4.3. La eficiencia de calentamiento, HE	43
4.4. El límite de Jeans para el grumo	44
5. Resultados	45
5.1. Modelos tipo L	45
5.2. Modelos tipo S	51
6. Discusión	59
6.1. SFR y HE alrededor de una Región HII Ultracompácta	62
6.2. SFR y HE en un Cúmulo Estelar Masivo en formación	64
6.3. Parámetros de Jeans y comportamiento de las sobredensidades	68

7. Conclusión	71
7.1. El ciclo de la formación de asociaciones y cúmulos estelares jóvenes .	74
7.2. Trabajo futuro, creación de Partículas Sink	79

Capítulo 1

Introducción

El impacto de la energía mecánica inyectada por las estrellas en forma de vientos estelares y explosiones de supernova en el medio interestelar ha sido un tema muy estudiado en la literatura astronómica de todas las épocas. Las estrellas con masas mayores a $8 M_{\odot}$ son las que perturban en mayor medida el medio ambiente que las rodea, debido a que estas inyectan masa y energía a su entorno, modificándole drásticamente sus propiedades físicas y químicas. Estas eyecciones de material producen fuertes ondas de choque que calientan, aceleran y comprimen el gas del medio ambiente con el que interactúan. Sin embargo, las estrellas masivas también inyectan una gran cantidad de fotones que ionizan y calientan el medio circumestelar. Las regiones ionizadas, de algunos parsecs, tienen propiedades físicas que inhiben la formación estelar. Sin embargo, desde hace unas décadas, en los años 90's, se ha descubierto que las estrellas masivas pueden nacer dentro de densos cúmulos estelares (WATSON ET AL. 1996). Es decir, decenas o centenas de estrellas con masas mayores a las 8 masas solares nacen dentro de regiones de unos cuantos parsecs. Estos cúmulos o asociaciones estelares se conocen como super cúmulos estelares. La primera observación y clasificación de estos se remonta a 1992 cuando Holtzman y sus colaboradores (HOLTZMAN ET AL. 1992) observaron en el óptico un cúmulo masivo de estrellas jóvenes en el sistema NGC 1275. Posteriormente se han observados miles de estos objetos en diferentes galaxias y con diferentes propiedades. Inicialmente estos objetos se relacionaron fuertemente con galaxias en interacción que tenían violentos brotes de formación estelar, sin embargo actualmente se ha encontrado este tipo de cúmulos en una gran variedad de entornos, por ejemplo: galaxias enanas, galaxias irregulares o galaxias de interacción (GALLAGHER ET AL. 2004). Incluso se han encontrado cúmulos masivos y jóvenes cerca del centro de nuestra Galaxia (RAHMAN ET. AL 2011).

Estos supercúmulos estelares son regiones con una alta densidad de estrellas masivas. Cada una de estas estrellas inyecta gas al medio mediante un viento con una velocidad que supera los miles de kilómetros por segundo, siendo esta velocidad mucho mayor a la velocidad del sonido local. Así pues, se producen ondas de choque que barren el gas interestelar, causando a su paso el calentamiento, la aceleración y la compresión del gas, de tal manera que el viento estelar que es continuamente suministrado por las estrellas va encontrando un medio con energía térmica mayor,

pues el evento de choque previamente suscitado en esa región es uno en el que parte de la energía cinética de la onda supersónica es transferida al gas, quedando vigente o actualizada en la energía térmica de este. La onda supersónica se puede ver como un frente de choque que se va alejando radialmente del origen del viento estelar. Pero a su vez, si colocamos el origen de nuestro sistema de referencia espacial sobre un punto de este frente de choque (en el que este mismo está en reposo), se verá un frente de choque de reversa que se aleja hacia la dirección del centro de la estrella. Este segundo choque, que se interpreta como un choque de reversa, no necesariamente se acerca al centro de la estrella, pues irá avanzando junto con el frente de choque originalmente citado, pero a una velocidad de magnitud menor que la de la velocidad con la que el choque principal va evolucionando. Es importante recalcar que al inicio de la vida de un supercúmulo estelar las estrellas se encuentran inmersas en una nube de material frío y denso (con temperaturas $\sim 10^2$ K y densidades del orden de 10^6 cm^{-3}), y las ondas de choque que se producen debido al movimiento supersónico del viento inyectado por ellas calentará el material de la nube materna. Durante las primeras etapas de la evolución de las estrellas del cúmulo, el sistema no se encontrará en equilibrio térmico debido a que las ondas de choque de los vientos estelares irán generando perturbaciones al gas frío, pero a medida que más y más material es chocado surgirán regiones termalizadas. Si bien en los puntos de encuentro de múltiples choques, antes que suceda la termalización, surge un grumo denso por la afluencia convergente de material impulsado por las ondas de choque, el gas anfitrión terminará por estabilizar temperaturas superiores a los $\sim 10^7$ K, que vendrán acompañadas de densidades más bajas que las que acompañan al gas frío. Esta combinación de circunstancias de elevación de la temperatura y de reducción de la densidad del gas termalizado traerá consigo un escalamiento de la velocidad del sonido local. Este hecho puede llevar a las velocidades de los vientos estelares a un régimen subsónico, lo cual dota la posibilidad de definir una zona de equilibrio térmico entre las ondas de choque en interacción.

Un ejemplo destacado de este tipo de cúmulos masivos o super cúmulos estelares, son los que se encuentran en M82 (MELO ET AL. 2005 y MAYYA ET AL. 2005), en donde se han descubierto cerca de un millar de ellos. En promedio estos cúmulos tienen radios de ~ 5 pc y un número de estrellas masivas de ~ 300 . Cada una de las estrellas masivas arroja una enorme cantidad de fotones “ $\sim 10^{49}$ ” capaz de ionizar el tenue gas del medio interestelar y/o el material de su nube materna. Las regiones HII son regiones de gas ionizado por los fotones emitidos por la estrella central, yendo desde una fracción hasta decenas de parsecs dependiendo de la densidad del medio circumestelar.

El mecanismo de formación de estos cúmulos estelares no es claro y no es sencillo proponer una explicación completa. Sin embargo, durante la formación de la región HII, se forma un cascarón de medio interestelar que es el resultado de la expansión supersónica del material circumestelar. Este cascarón es una región densa que puede enfriarse radiativamente, y podría ser el lugar ideal para formar una nueva población de estrellas.

Las estrellas masivas incrementan o disminuyen la tasa de formación estelar en el medio que las rodea. Podríamos llamarlas constructivas cuando su inyección de masa y energía propician la formación de nuevas estrellas, es decir cuando los vientos y los fotones inyectados por las estrellas masivas incrementan la presión de gas circunestelar. El incremento de la presión del gas aunado a la disminución de la temperatura crea regiones gravitacionalmente inestables que comenzarán a colapsarse propiciando la formación de una estrella (ELMEGREEN 1998). Por lo tanto, la expansión de regiones HII podría propiciar formación estelar en las capas más externas, donde el gas y el polvo están siendo llevados por el frente de ionización y el choque frontal producido por el movimiento supersónico del gas. El gas que está entre los frentes puede volverse gravitacionalmente inestable y fragmentarse. La fragmentación puede desencadenar la formación de nuevas estrellas individuales, de grupos de estrellas o de cúmulos estelares completos.

Por otro lado, en las regiones más internas de las regiones HII, en donde todo el gas se encuentra completamente ionizado, la alta temperatura y la baja densidad inhiben la formación estelar. Las regiones HII que evolucionan en medios interestelares con poca densidad y por lo tanto poca cantidad de polvo, suelen ser consideradas como destructivas ya que van a mitigar la formación de nuevas estrellas.

TENORIO-TAGLE ET AL. (2005) propusieron que los super cúmulos estelares podían ser el resultado de múltiples eventos de formación estelar promovidos por la aparición de estrellas masivas que forman cascarones densos. Sin embargo, sus modelos requieren tener algunas decenas o cientos de estrellas masivas en una primera generación para disparar la formación estelar. VÁZQUEZ-SEMADENI ET AL. (2017) y en algunos trabajos anteriores, han presentado modelos teóricos de la formación de cúmulos estelares debido a la interacción de nubes moleculares las cuales al chocar incrementan la densidad de local del gas, encendiendo la formación de nuevas estrellas. Pero sus modelos no son capaces de formar cúmulos estelares de grandes masas, como los observados en galaxias con brotes de formación estelar (MELO ET AL. 2005). Esto debido a que cuando se forman las estrellas masivas, estas inyectan una gran cantidad de fotones aumentando la temperatura del medio y parando la formación de nuevas estrellas.

Se han observado regiones HII constructivas, es decir, que tienen cascarones en donde se están formando nuevas estrellas. Un ejemplo de este tipo de regiones HII es el presentado por ZAVAGNO ET AL. (2007) y (2010), quienes hacen un análisis multifrecuencia de la región HII galáctica conocida como RCW 120. Esta se encuentra a 1 kpc del Sistema Solar y tiene un diámetro de 4 pc. Un cascarón está siendo empujado por los fotones y el viento de una estrella tipo O8V que se encuentra en el centro del objeto. En estos trabajos se estudia un anillo molecular y de polvo que rodea a esta región, donde se detectan 8 fragmentos dentro del cascarón externo de RCW 120, siendo el fragmento más grande de $370 M_{\odot}$. Ellos detectaron una gran cantidad de objetos protoestelares jóvenes (YSOs por sus siglas en inglés: Young Stellar Objects), de Clases 0, I y II.

Los objetos estelares Clase 0, I y II preceden la etapa de Secuencia Principal de una estrella y se diferencian entre sí por tener una Distribución Espectral de Energía (SED, por sus siglas en inglés, Spectral Energy Distribution) similar a la de un Cuerpo Negro (como el estado ideal asociado a una estrella en Secuencia Principal) pero en el caso de los objetos Clase I y II con un exceso de emisión en el infrarrojo (IR) y en energías más bajas en general (LADA 1987). La SED de emisión de los objetos de Clase 0 es más ad hoc con la función plankiana de un Cuerpo Negro con una temperatura específica de “ ~ 20 K” (BARSONY, M., 1994) con el máximo de emisión dentro de radio-frecuencias de longitudes de onda de 10^{-1} - 10^{-2} cm. La temperatura citada del Cuerpo Negro asociado a los objetos de Clase 0 “ ~ 20 K” es mayor por algunos grados que la temperatura promedio del Universo “ ~ 3 K” pero es cinco ordenes de magnitud más frío que la temperatura de Cuerpo Negro del Sol “ $\sim 10^6$ K”, el cual tiene longitudes de onda de máxima emisión en el óptico “ $\sim 10^{-9}$ m”. En realidad la emisión óptica de los objetos de Clase 0 es infinitamente más pequeña que la energía emitida por el Sol en esta parte del espectro electromagnético y se piensa que el sistema físico asociado al SED de los objetos estelares Clase 0 es una envoltente de polvo y gas cercana al núcleo protoestelar en colapso, que está siendo calentada homogéneamente (hipótesis necesaria para la asociación de Cuerpo Negro) a partir de la radiación de este núcleo, el cual es difícil de observar directamente porque la sobredensidad de la envoltente misma “ $\sim 10^7$ cm $^{-3}$ ” es la circunstancia por la que se estaría absorbiendo la radiación creada en el interior. La evidencia del colapso que acompaña a los objetos Clase 0 se encuentra a partir de la medición de líneas de emisión de iones moleculares como el H 13 CO $^{+}$ (GREGERSEN ET AL. 1997), reconociendo a través del desplazamiento y ancho de las líneas de emisión del espectro campos de velocidades simétricos, debidos al colapso en caída libre hacia un centro en cada objeto. Estos tienen una diferencia marcada con respecto a los jet por la magnitud de las velocidades, siendo más grande para un jet, además de que la amplitud de distribución de velocidades de estos últimos es más restringida por el hecho de tener una o dos direcciones para un jet monopolar o un jet bipolar, respectivamente. El siguiente paso evolutivo de estos objetos corresponde a la Clase I, en la que se tiene un núcleo protoestelar que ha despejado un poco el entorno desde el cual continúa cayendo material en caída libre, y cuya caída ha comenzado a ser contrarrestada por el viento de la estrella y/o por los fotones que ya emite. Esta envoltente parcialmente despejada a su vez es habitada por un disco de gas y polvo; se trata de un disco protoplanetario formado por la conservación de momento angular a través del cual llega más material al núcleo no necesariamente en caída libre sino en un proceso propio de migración interna de del disco y que impone su propia contribución de radiación térmica en el SED del objeto general, siendo este disco y la envoltente aún los responsables del exceso emisión IR con respecto al perfil de Cuerpo Negro que se distingue en el SED observado. Los objetos de Clase II siguen esta línea de evolución, pero estos con un menor exceso de IR debido a que se tiene una envoltente casi limpia excepto por el disco protoplanetario más evolucionado (TEREBEY ET AL. 1984) y que incluso su superficie está siendo calentada directamente por la radiación que proviene de la estrella.

ZAVAGNO ET AL. (2007) y (2010) encontraron YSOs Clases 0, I y II con masas de

entre 8 y 10 masas solares, entre el frente de ionización y el frente de choque de la Región HII RCW 120. La edad aproximada de las fuentes protoestelares es de entre mil y cincuenta mil años. Esta edad es inferior a la edad dinámica asociada a esta región HII que es de 2.5 millones de años. Por lo tanto, se considera que RCW 120 ha iniciado un nuevo episodio de formación estelar de su entorno debido a la expansión de este cascarón. Un trabajo más reciente sobre RCW 120 (FIGUEIRA ET AL. 2017) reporta datos fotométricos de varias longitudes del Infrarrojo Cercano obtenidos con el telescopio espacial Herschel, con los que produjeron mapas de densidad columnar y temperatura de H_2 y a los que aplicaron un algoritmo para la identificación de fuentes compactas. Ellos complementaron estos flujos con datos infrarrojos existentes (ZAVAGNO ET AL. (2007) Y 2010). Al ajustar sus distribuciones de energía espectral con un modelo de cuerpo negro modificado, derivaron la temperatura del polvo y la masa de la envoltura. Reportan una variación de las temperaturas de la región de 15 K a 24 K, con las regiones más cálidas apartadas hacia el gas ionizado y las regiones más frías por fuera de éste además de seguir la emisión del material frío previamente detectado. El mapa de densidad de la columna de H_2 revela una distribución del medio frío organizada en filamentos altamente estructurados. Las regiones frías observadas fuera del gas ionizado son las más densas y el entorno de la identificación de una estrella huésped coincide con las densidades columnares más altas, superiores a $2 \times 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, a las que corresponderían densidades en volumen entre $2 \times 10^5 \text{ cm}^{-3}$ y 10^8 cm^{-3} y de las cuales cinco poseen masas de envoltura mayores de $50 M_{\odot}$.

Igualmente RCW 79 es una región HII, localizada a 4.2 kpc de distancia, que se encuentra rodeada por un anillo de polvo que puede ser observado en emisión de infrarrojo medio (COHEN ET AL. 2002). El cascarón externo se encuentra fragmentado y los fragmentos más grandes tienen masas entre 400 y 1400 masas solares. A este objeto se le pueden distinguir dos grupos de estrellas muy recientemente formados; uno de ellos está formado por algunas estrellas jóvenes que parecen estar inmersas, a su vez, en otra burbuja que está siendo formada quizá por la retroalimentación de las estrellas que ahí se observan (ver Fig. 3.5). La edad dinámica de este cascarón es de 1.7 millones de años y se estudia la posibilidad de que estos objetos se hayan formado debido a la alta densidad del cascarón de gas y polvo barrido.

POMARÉS ET AL. (2009) presentaron un estudio de CO y material neutro alrededor de la región HII galáctica RCW 82. Ellos encontraron una gran cantidad de condensaciones de gas molecular aunadas a sitios de formación estelar en los bordes de RCW 82. Estas estructuras presentan formación estelar reciente, sin embargo parece que por la edad del objeto, esta formación estelar y estas condensaciones de gas molecular, no han sido formadas por los frentes de ionización provenientes de la parte caliente de la región HII.

Nosotros queremos cuantificar la tasa de formación estelar debida al incremento de la densidad por la interacción de los choques. Saber la tasa de formación solo como función de la densidad, numérica o columnar, no es una tarea fácil o trivial. Es importante revisar la literatura y encontrar relaciones empíricas que nos den una idea

de la tasa de formación estelar como función de la densidad, por ejemplo. Como ya se ha mostrado en muchos trabajos, la densidad está relacionada directamente con la emisión de los objetos que estamos analizando. KENNICUTT ET AL. 1994 combinaron mediciones H_α y UV, B, V de 210 galaxias cercanas con tipo de galaxia desde Sa hasta Sc. Comparar este tipo de galaxias es particularmente útil para estudiar la formación de estrellas a escalas galácticas en un grupo primario dentro de todos los posibles, ya que dentro de la clasificación de Hubble, galaxias elípticas (E), espirales sin barra (S) y espirales barradas (SB), las galaxias S y SB poseen una tasa de formación estelar mayor que la de las galaxias tipo E (en las galaxias E, la formación estelar está casi extinta debido a las bajas densidades de su medio interestelar), y por otro lado, el sistema estelar de las galaxias tipo S es más simple que en el caso del tipo SB por la ausencia de una estructura más: la barra. Usando sus datos observacionales y modelos de síntesis fotométrica, Kennicutt y colaboradores calcularon la historia de formación estelar de estos objetos. Con sus datos fotométricos de galaxias espirales, analizaron las historias de formación estelar de los discos independientes de las propiedades de los bulbos. El cociente de la Tasa de Formación Estelar SFR presente, con la SFR pasada, incrementa desde el orden 0.01 en galaxias Sa, a 1.0 en discos Sc-Irr, lo que confirma que el cambio en las propiedades fotométricas de las galaxias espirales a través de la secuencia de Hubble es predominantemente debido a cambios en las historias de formación estelar de discos. Además señala que los cambios de la SFR en discos galácticos por unidad de luminosidad, a lo largo de la secuencia de Hubble, parece ser mucho más grande que los gradientes radiales en la historia de formación estelar dentro de discos individuales. Y por otro lado, los cambios en la densidad superficial media del disco, a lo largo de la secuencia de Hubble, parecen ser más pequeños que los gradientes exponenciales en la superficie de densidad dentro de los discos. Esta combinación de observaciones sugiere que algún parámetro ajeno a la densidad superficial del gas, es el factor determinante en las escalas de tiempo en que sucede la formación estelar en discos galácticos. Usando esta información, ellos propusieron una ecuación que relaciona la Tasa de Formación Estelar con la densidad superficial de las galaxias observadas por KENNICUTT (1997). El ajuste de su ecuación reconstruye adecuadamente los resultados observacionales para toda su muestra de galaxias reportada, y coincide con la relación propuesta por SCHMIDT (1959), para objetos más pequeños, contenidos en la Galaxia.

Es un hecho que la SFR precisa de la condición de colapso gravitacional, y que este puede ser provocado por una perturbación hidrodinámica a diferentes escalas espaciales, como por ejemplo: un colapso de una nube de ~ 100 pc de diámetro que se desenvuelve en un colapso de tipo jerárquico global, con estructura de densidad estratificada, con nubes cada vez más densas al interior, siendo las más densas, con escalas espaciales de algunos parsecs, las anfitrionas de la formación de nuevas estrellas (VÁZQUEZ-SEMADENI, ET AL. 2017). O bien, el aumento de la SFR puede darse por la compresión post-choque de un radio-jet galáctico impactando gas molecular y decantando con esto inestabilidades gravitacionales que deriven en colapsos por autogravedad del gas anfitrión (Rashed et al. 2013).

Contamos con códigos hidrodinámicos capaces de resolver las ecuaciones que gobiernan el movimiento de los fluidos, y de incluir además la gravedad producida por las estrellas masivas y el gas. En este trabajo se presenta un estudio numérico de interacción de las ondas de choque y de la aparición de una sobredensidad en la zona de encuentro entre éstas, que es del orden de las décimas de parsec, para explorar las condiciones en las que este mecanismo de inyección y compresión simultánea y convergente de material interestelar puede impulsar la superación del límite crítico de masa que lleve al colapso del grumo por su propia gravedad y por el cual se tenga la formación de una nueva estrella. Esta posibilidad que es inducida por el desenvolvimiento y encuentro de los vientos estelares al impactar el Medio Interestelar ya fue explorada en trabajos anteriores, como es el caso de Boss 1995, quien presenta un estudio similar pero partiendo de un grumo (de $\sim 1 M_{\odot}$) previamente condensado (pre-existente) que habita el espacio entre las componentes de una estrella binaria de masa intermedia ($0.5-10 M_{\odot}$) y que es alcanzado por los vientos de baja velocidad ($\sim 25 \text{ km s}^{-1}$) que estas estrellas impulsan al salir de la Secuencia Principal y entrar en la Rama Asintótica Gigante (AGB, por sus siglas en inglés, Asymptotic Giant Branch) del Diagrama HR. Sus modelos muestran que estas suaves ondas de choque no destruyen completamente la nube, y que por el contrario la presión hidrodinámica puede comprimir la nube al borde del colapso gravitacional. Pero el caso de nuestro trabajo se centra en la fenomenología de la interacción de vientos de objetos estelares jóvenes Herbig Ae/Be, que terminarán siendo estrellas tipo A o B, y que poseen vientos más fuertes ($100-1000 \text{ km s}^{-1}$). Específicamente, queremos saber bajo qué condiciones se tendrá la formación de grumos densos que deriven gravitacionalmente inestables. Parámetros como la distancia que separa a las estrellas, la magnitud de la velocidad de sus vientos y las propiedades del medio que les rodea, son los principales ingredientes de los modelos que hemos de presentar aquí, y que tienen un antecedente en el trabajo de TAPIA- SCHIAVON ET AL. 2015, en donde se plantea que estos grumos se mantendrán formados en tanto duren los vientos estelares y la zona de interacción de sus ondas de choque no llegue al equilibrio térmico (RODRÍGUEZ-GONZÁLEZ ET AL. 2007), para actuar como *semillas* que pueden inducir el colapso gravitacional, formar nuevas estrellas, y a su vez, según la condición de interacción de las ondas de choque de los nuevos vientos estelares y de las propiedades del medio interestelar, seguir estimulando la formación de grumos que colapsen por autogravedad. De esta manera se contaría con un modelo de formación estelar a una escala de tiempo específica, propia de la fenomenología de la interacción de vientos supersónicos en el interior de los cúmulos estelares masivos en formación.

1.1. Objetivo general

Proponer un mecanismo que nos ayude a entender la formación de cúmulos estelares masivos utilizando las eyecciones de estrellas en Pre-secuencia Principal como la semilla que dispara y permea la formación de grandes asociaciones.

1.2. Objetivos particulares

1. Correr modelos hidrodinámicos que nos permitan monitorear las condiciones de Tasa de Formación Estelar (SFR) y Eficiencia de Calentamiento (HE) considerando vientos de estrellas masivas.
2. Encontrar la distancia entre estrellas necesaria para disparar la formación estelar en los cascarones alrededor de estrellas masivas.
3. Proponer las propiedades del medio interestelar mínimas para que se inicie un episodio de formación estelar intensa promovido por la energía cinética inyectada en el caso de los vientos de estrellas masivas, en o fuera de secuencia principal.

Capítulo 2

Marco teórico

A lo largo de este capítulo repasaremos algunos conceptos físicos que pueden ser importantes para poder seguir adecuadamente el estudio presentado en esta tesis.

2.1. Radio de Strömgren

Las estrellas masivas producen fotones ionizantes, que son aquellos que tiene energía mayor que la energía de ionización del hidrógeno neutro. Estos fotones ionizarán el gas que se encuentra alrededor de la estrella. Esta región ionizada, que por simplicidad supondremos compuesta únicamente por átomos de hidrógeno, se conoce como region HII y el modelo para describirla es considerando que la estrella tiene una tasa de fotones ionizantes constante, S_* , que permea un medio de densidad y temperatura homogéneas, n_H y T , respectivamente. Entonces esta estrella formará una esfera de gas ionizado con radio R_S . Además debemos considerar que la región de transición entre la región ionizada y la región neutra es muy pequeña. Así, la ecuación de balance para esta esfera, conocida como radio de Strömgren está dado por,

$$S_* = \dot{N}_{rec}, \quad (2.1)$$

donde, $\dot{N}_{rec}$ el número total de recombinaciones por unidad de tiempo que hay en el volumen concerniente. Podemos escribir el número de recombinaciones por unidad de volumen y tiempo $\dot{n}_{rec}$,

$$\dot{n}_{rec} = n_e n_{\text{HII}} \alpha_H(T), \quad (2.2)$$

como función de la densidad numérica de electrones n_e , la densidad numérica de iones de Hidrógeno n_{HII} y el coeficiente de recombinación del Hidrógeno $\alpha_H(T)$. Si se integra la ecuación 2.2 en el volumen de una esfera, y sustituyendo en ella la ecuación 2.1, se obtiene:

$$S_* = \frac{4\pi}{3} R_S^3 n_H^2 \alpha_H(T), \quad (2.3)$$

o bien,

$$R_S = \left[\frac{3S_*}{4\pi n_H^2 \alpha_H(T)} \right]^{1/3}, \quad (2.4)$$

donde para una región completamente ionizada $n_e = n_{\text{HII}} = n_H$ (RAGA & CANTÓ 2012).

2.2. Tiempo y distancia de enfriamiento radiativo

Definimos la distancia de enfriamiento como la distancia de recorrido mínima para que una parcela de gas con velocidad inicial u_0 baje su temperatura de los $\sim 10^4$ K y su pérdida radiativa entre a una fase de enfriamiento catastrófico. Para calcularlo, es necesario saber la cantidad de energía térmica actual que tiene la parcela de gas y saber, paso a paso, la tasa de enfriamiento radiativo de ella. La tasa de enfriamiento radiativo, como se verá más adelante, depende fuertemente de la temperatura y de la metalicidad de la parcela de gas. A orden cero se puede estimar un tiempo de enfriamiento considerando que la tasa de enfriamiento radiativo es constante con el tiempo. Así, haciendo el conciente entre la energía térmica del gas E_{th} y la tasa de enfriamiento radiativo L_{rad} , uno puede obtener el tiempo de enfriamiento radiativo t_Λ ,

$$t_\Lambda = \frac{E_{th}}{L_{rad}} \quad (2.5)$$

donde k_b es la constante de boltzmann, $E_{th} = (nk_bT)/(\gamma-1)$ es la energía térmica por unidad de volumen y $L_{rad} = n^2\Lambda(T, Z)$ que es la tasa de enfriamiento radiativo, con $\Lambda(T, Z)$, la función de enfriamiento en función de temperatura (T) y la metalicidad (Z). Entonces, el tiempo de enfriamiento radiativo (de la ecuación 2.5) es,

$$t_\Lambda = \frac{1}{\gamma-1} \frac{k_bT}{n\Lambda(T, Z)}. \quad (2.6)$$

En la Figura 2.1 se muestra la función de enfriamiento utilizada a lo largo toda la tesis. Podemos ver como ésta tiene un máximo de enfriamiento a temperatura $\sim 10^5$ K y tiende a cero para temperaturas menores que 10^4 K (DERE ET AL., 1997). Esta función de enfriamiento pertenece a un regimen de ionización colisional (entre iones y electrones libres) de un gas de composición atómica a cuyas partículas componentes se les asocia una función de distribución de velocidades maxwelliana bajo la cual se concreta una temperatura específica. El mencionado campo de velocidades y las secciones efectivas de área resultantes de la interacción entre pares de partículas hacen posible un entorno de interacción que estimula el desprendimiento de electrones de los átomos. La tendencia de los sistemas físicos de la naturaleza a establecer estados de mínima energía hará cubrir las vacancias electrónicas existentes en los átomos ionizados, iniciándose un proceso de recombinación de electrones que da lugar a la emisión fotones, quedando el átomo expuesto a ser nuevamente ionizado en este baño de partículas termalizadas. El pico de la tasa de emisión de energía de la función de enfriamiento de la Figura 2.1 ubicado a $T=10^5$ K sucede por la resonancia de una transición dielectrónica del oxígeno cuatro o cinco veces ionizado en la que dos electrones son capturados bajo una transición entre los niveles 2s-2p de la configuración electrónica de este Elemento. Cabe señalar que el

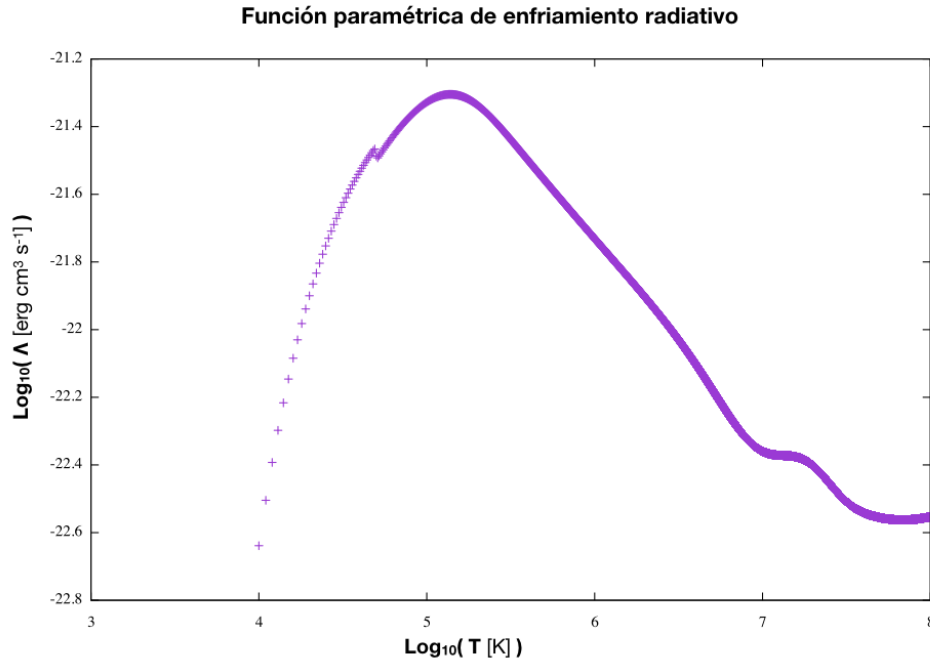


Figura 2.1: Gráfica $\log_{10}\text{-}\log_{10}$ de la función de enfriamiento radiativo $\Lambda = \Lambda(T)$, para el régimen de ionización colisional de una porción de gas con metalicidad solar.

rango de la temperatura en esta función de enfriamiento ($10^4\text{-}10^8$ K) está impuesto por la composición atómica y la metalicidad solar del gas considerado, y que no es la óptima para modelar el entorno de objetos estelares jóvenes porque en realidad este presenta temperaturas más frías que a su vez están acompañadas por magnitudes más altas que la densidad numérica de partículas que estaremos utilizando ($n_{\text{ISM}}=10^4 \text{ cm}^{-3}$). Sin embargo, contando con la disponibilidad de esta función de enfriamiento en el código hidrodinámico utilizado (GUACHO), decidimos proceder a la realización de nuestro estudio con esta misma función como una aproximación: partiendo de un entorno más caliente y menos denso que el esperado. En realidad, el entorno esperado, por sus bajas temperaturas y altas densidades, posee una composición ya no atómica sino molecular para la que es meritorio el uso de una función de enfriamiento propia, ya no solo bajo procesos de ionización colisional sino incluso de transiciones vibracionales y rotacionales de las estructuras moleculares.

Los modelos de choques radiativos de HARTIGAN ET AL. 1987 utilizan una función de enfriamiento como la que nosotros usamos (ver Fig. 2.6), que tiene el máximo de emisión cuando el gas posee una temperatura de 10^5 K. Es decir, cuando esta sea la temperatura de una porción de gas recién chocada, este gas presentará el máximo enfriamiento posible promovido por los procesos colisionales de un gas de composición atómica y metalicidad solar. Los modelos de HARTIGAN definen una distancia de enfriamiento como la distancia de recorrido necesaria para que la temperatura del choque caiga a una temperatura de 10^4 K, de tal manera que el enfriamiento radiativo de esta función (Fig. 2.6) tome sus valores de emisión más bajos. La mencionada

distancia de enfriamiento se da en los términos de la velocidad del viento estelar u_0 y la densidad numérica inicial del gas n_0 . Esta distancia puede expresarse como,

$$d_c = \left(\frac{100 \text{ cm}^{-3}}{n_0} \right) \times \left[[3 \times 10^{11} \text{ cm}] \left(\frac{u_0}{100 \text{ km s}^{-1}} \right)^{-6.4} + [8 \times 10^{13} \text{ cm}] \left(\frac{u_0}{100 \text{ km s}^{-1}} \right)^{5.5} \right]. \quad (2.7)$$

Por ejemplo, un choque radiativo que evoluciona en un medio monoatómico con metalicidad solar y con densidad de 10^4 cm^{-3} , que tiene una velocidad de 1000 km/s o una temperatura postchoque de $\sim 10^7 \text{ K}$ tiene un enfriamiento de (ver Figura 2.1) $\sim 10^{-22} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^3$, así que el tiempo de enfriamiento es de, $t_\Lambda = 65$ años. Este tiempo puede ser mucho más chico si el choque se encuentra mucho más cerca del máximo de la función de enfriamiento, es decir, si los vientos que estamos tratando son más lentos, en el orden de las centenas de km/s.

2.3. Vientos estelares de objetos en Pre-secuencia Principal

Los vientos estelares aceleran gas desde el interior de una estrella hasta alcanzar velocidades supersónicas que chocan contra el material interestelar. La tasa de inyección de masa, $\dot{M}_w$, estará determinada por la razón entre la fuerza centrífuga y la fuerza gravitacional del núcleo estelar,

$$k = \frac{\Omega_s^2 r_*^3}{GM_*}, \quad (2.8)$$

donde, k es el parámetro adimensional, Ω_s es el momento angular del núcleo estelar de masa M_* y radio r_* . Dado que el núcleo tenderá a la estabilidad de una estrella en Secuencia Principal (SP), $k \leq 1$ hasta el final de su vida como estrella de SP. Al tener presente que la densidad de una estrella decrece hacia el exterior, se puede ver que el caso de $k = 1$ facilita la expulsión de material desde regiones más densas, resultando en un viento con una tasa de inyección de masa $\dot{M}_w$. Mientras que para rotaciones más lentas, el valor de k irá decreciendo junto con el valor de $\dot{M}_w$, dado que el soporte gravitacional se impone sobre la fuerza centrífuga del momento angular (STRAPELLA ET AL., 1998).

Estamos interesados en modelar vientos de objetos en PSP debido a que estos objetos tienen vientos lentos con altas tasas de inyección de masa y ellos arrojan una pequeña cantidad de fotones ionizantes calentando muy poco el medio con el que interactúa. Además estos se encuentran embebidos en la nube sobredensa que les ve nacer, y que será impactada por vientos que comienzan a abrirse paso dentro de ella. Se tienen identificados los objetos estelares jóvenes en nubes interestelares, tales como Herbig Ae/Be y estrellas T-Tauri, cada uno dentro de diferente rango de masa.

2.4. Objetos jóvenes estelares tipo Herbig Ae/Be

El nombre de estos objetos se debe al apellido del astrónomo que los diferenció por primera vez como objetos PSP más masivos que las estrellas T Tauri, George Herbig. Sus espectros presentan rasgos propios de los de una estrella tipo A o B de la secuencia principal (HERBIG 1994), pero que se diferencian de estos últimos objetos en SP por poseer vientos más fuertes que lo que podría soportar la presión de radiación de su luminosidad H_α (línea de emisión del átomo de hidrógeno, consecuencia de una transición electrónica hacia el segundo nivel orbital desde uno superior) que es la luminosidad de mayor energía en el interior de un gas interestelar excitado o ionizado compuesto en su mayoría por hidrógeno que sufre decaimiento electrónico desde niveles superiores incluso a partir de un nivel superior que haya sido aniquilación de una recombinación electrónica. Al tratarse de (1) la radiación del átomo más abundante del Universo que (2) a su vez es el átomo que posee el potencial de atracción electro-nuclear más fuerte, será la energía radiativa que podrá ofrecer el mayor reforzamiento de la presión bolométrica que terminará por expulsar gas hasta alimentar un viento estelar. Los objetos Herbig Ae/Be evolucionarán a la Secuencia Principal como estrellas tipo A o B (HERBIG 1994) cubriendo un rango de masas de entre 2 y 18 $M_\odot$.

STRAFELLA ET AL. (1998) realizaron un estudio sobre vientos de objetos Herbig Ae/Be, en el que atribuyen la fuerza de sus vientos a la presencia de ondas alfvénicas causadas por el campo magnético del núcleo estelar en rotación, cuya interacción con el gas turbulento de la superficie excita ondas magnetohidrodinámicas que transportan momento hacia los exteriores y que terminan por aumentar la tasa de inyección de masa en el entorno.

Las velocidades típicas de este tipo de vientos varían entre 100 – 1000 km s^{-1} (mientras que la velocidad del sonido en el gas interestelar es de 1-10 km s^{-1} , ver cálculo explícito en la Sec. 2.6.3 “Ondas de choque”), con tasas de inyección de masa entre $10^{-8} - 10^{-6} M_\odot \text{ yr}^{-1}$ (NISINI ET AL. 1995). Suponiendo que estos vientos tienen una velocidad $v_w = 300 \text{ km s}^{-1}$ y una tasa de inyección de masa $\dot{M}_w = 10^{-6} M_\odot \text{ yr}^{-1}$, les correspondería una tasa de inyección de energía cinética,

$$\dot{E}_k = \frac{1}{2} \dot{M}_w v_w^2 = 4.5 \times 10^{-2} M_\odot \text{ yr}^{-1} \text{ km s}^{-1}. \quad (2.9)$$

La magnitud de esta inyección de energía es un orden de magnitud menor que el valor inyectado por una estrella tipo B0.5 (STERNBERG ET AL. 2003). Esta comparación es importante para tener un referente de inyección de energía por parte de objetos más evolucionados, pero que no necesariamente corresponderá a la evolución PSP $\rightarrow$ SP del objeto en observación debido a que, por ejemplo, el paso a la secuencia principal conlleva una disminución de la magnitud del campo magnético, y con ello la reducción de su tasa de inyección de masa.

2.5. Colapso por gravedad

Para saber si una parcela de gas sufrirá un colapso gravitacional, uno puede recurrir al criterio de la Masa de Jeans,

$$M^2 \geq \frac{T^3}{\rho} \left[\frac{3k_b}{2m_h G} \left(\frac{3}{4\pi} \right)^{1/3} \right]^3, \quad (2.10)$$

donde M es la masa total contenida en una esfera de gas homogéneo necesaria para que inicie el colapso, ρ densidad de masa, k_b y G , son las constantes de Boltzmann y de la gravitación universal, respectivamente, y m_h es la masa promedio de las partículas que componen al gas. Este criterio es el resultado de la consideración de equilibrio entre la fuerza de autogravedad del gas que siempre apunta a la dirección central de la nube, y la fuerza de soporte de la presión bolométrica de esta. En la ecuación 2.10, la superación de la igualdad representa el valor crítico de masa necesario para que ocurra el colapso. En esta ecuación se puede ver que el limite necesario para el colapso disminuirá conforme baje la temperatura o aumente la densidad en la esfera de gas, pero siendo particularmente sensible a los cambios de temperatura, dado el exponente cúbico de ésta, en contra del exponente lineal de la densidad.

La formación de las sobredensidades causadas por el encuentro de dos o más choques dentro del volumen de un cúmulo estelar, está sujeta a varios parámetros, tales como la magnitud de los vientos estelares, las propiedades del ISM y la distancia entre las estrellas. El efecto de los vientos en la formación de sobredensidades durará el tiempo que a los vientos les lleve expulsar el material del interior del cúmulo y llegar a un estado de equilibrio térmico.

Para estudiar el posible colapso por la interacción de vientos de estrellas jóvenes Herbig Ae/Be, contemplamos una distribución espacial de cuatro vientos estelares de este tipo, en la que los orígenes de cada uno de estos cuatro equidistan entre sí por 0.25 o 0.5 pc. La interacción de los vientos en la parte central termina por crear un grumo denso en el punto de encuentro (que coincide con el centro de sistema de vientos estelares) después de un tiempo $\sim 10^4$ yr de evolución, que es prácticamente el tiempo que le lleva a los vientos estelares llegar a encontrarse el punto central. Este tiempo es dos órdenes de magnitud menor que el tiempo de vida de un Cúmulo Estelar Masivo en Formación (YSMO), $\tau_{YSMO} = 10^6$ yr, lo que abre la posibilidad de que este fenómeno de formación de sobredensidades pueda replicarse 10^2 veces en el tiempo de vida de un YSMO siempre y cuando haya disponible cada vez al menos una distribución estelar de vientos Herbig Ae/Be como la que estamos proponiendo. La intención de usar este arreglo de vientos estelares como mecanismo de formación de un grumo central, es que podremos evaluar el posible colapso gravitacional de dicho grumo, viendolo como una esfera de gas interestelar cuya densidad promedio es aumentada por los vientos de las estrellas que lo han formado, y que terminará por formar una estrella al sufrir colapso. Tal vez este tipo de fenomenología está presente en las redes filamentarias sobredensas observadas por ANDRÉ (2017), quien

reporta estudios recientes de observaciones submilimétricas del Observatorio Espacial Herschel, en nubes de galaxias cercanas, que muestran una intrincada red de estructuras filamentarias en cada nube interestelar del campo de visión. Él reporta que estos filamentos exhiben anchos alrededor de una décima parte de un parsec (como será el caso de nuestros grumos, ver los perfiles de densidad obtenidos, en la Fig. 5.4), pero que solo los más densos contienen núcleos pre-estelares, lo cual sugiere que estos filamentos sean en realidad las semillas de futuras estrellas.

2.6. Ecuaciones de la Dinámica de Gases

Para estudiar un sistema de ecuaciones que resuelven la dinámica de gases impon-dremos las siguientes condiciones,

- el camino libre medio λ de las partículas es mucho menor que la distancia característica L de las variaciones espaciales de las variables macroscópicas del gas,
- el tiempo entre colisiones de partículas t_{col} es mucho menor que la escala de tiempo que caracteriza a los cambios en el flujo (macroscópico) de partículas t_{flow} ,
- la distancia media entre partículas vecinas es $l \sim n^{-1/3}$, siendo n igual al número de partículas por unidad de volumen, y dicho volumen, uno de magnitud $\sim l^3$, valga la redundancia, pues si no fuera así, es decir, si la distancia media entre partículas fuera mucho menor que este valor, se tendría la posibilidad de que una partícula interactúe con otra no como partícula (con cantidad de movimiento y posición bien definidos) sino como dos funciones de onda o campos de probabilidad de energía, saliendo así del regimen de interacción particular que a nosotros nos interesa modelar.

La deducción de las ecuaciones de la dinámica de gases se ha presentado en muchos trabajos, nosotros nos hemos basado en las notas "The physics of the interstellar medium", de RAGA & CANTÓ 2012.

La condición $\lambda \ll L$ implica que las partículas ven, en efecto, un ambiente infinito y homogéneo en el que (siempre que $t_{col} \ll t_{flow}$) se alcanza un equilibrio termodinámico local (LTE, por sus siglas en inglés). Esto significa que en un sistema de referencia que se mueve con el flujo de partículas, tiene una distribución de velocidades tipo Maxwell-Boltzmann, con una temperatura local, T , bien definida.

Además de estas tres condiciones, es necesario contar con un espacio total de diámetro L , $n^{-1/3} \ll L$, para que en su interior sea posible abarcar muchos volúmenes pequeños, tanto, que las variables de flujo sean aproximadamente constantes dentro de ellos, pero que gracias a la condición $\lambda \ll L$, posea un número muy grande de

partículas, es decir, siendo significativa también su descripción como fluido clásico (con observables macroscópicos concretados o bien definidos) dentro de estas escalas espaciales.

2.6.1. Flujos

Dividiendo el espacio en elementos de volumen V delimitados por una superficie S , donde cada elemento de volumen fijo (rodeado por una superficie inmaterial) es llamado volumen de control “Euleriano”, a partir del cual se plantean las ecuaciones de la Dinámica de Gases, también conocidas como Ecuaciones de (Leonhard) Euler, por haber desarrollado esta forma matemática del movimiento de un fluido con énfasis en las propiedades de conservación de masa, momento y energía dentro de estos volúmenes de control y su flujo a través de las superficies de frontera de dichos volúmenes.

Consideremos un elemento de superficie fijo ΔS , a través del cual fluye el gas con una velocidad $\underline{u} = u_n$ (con $n=1,2,3$, las componentes del vector de velocidad), de tal manera que el volumen del fluido que atraviesa el mencionado segmento de superficie (ΔV) está dado por,

$$\Delta V = u_n \Delta t \Delta S, \quad (2.11)$$

donde u_n es la velocidad que fluye normal al elemento de superficie que pasa a través de ΔS en un tiempo Δt . Por tanto, si se tiene una cantidad volumétrica A del flujo (por ejemplo, $A = \rho$, la densidad de masa del gas), el flujo de esta cantidad a través de la superficie contemplada es,

$$F_A = \frac{A \Delta V}{\Delta t \Delta S} = A u_n. \quad (2.12)$$

Para el caso $A = \rho$, F_A corresponde a la masa por unidad de área y tiempo que está atravesando a una superficie orientada de tal forma que u_n es la velocidad normal. Así, es posible definir un vector de flujo

$$\underline{F_A} = A \underline{u}. \quad (2.13)$$

La masa que atraviesa una superficie con vector normal $\hat{n}$ (por unidad de área y tiempo) está dada por

$$F_A = A \underline{u} \cdot \hat{n}, \quad (2.14)$$

estará implícita en las Ecuaciones de Conservación de la Dinámica de Gases.

2.6.2. Ecuaciones de conservación

Las ecuaciones de conservación de masa, momento y energía de un fluido se derivan a partir de contemplar el cambio de estas variables de conservación dentro de un paso de tiempo para cada celda o volumen de control. Estos cambios se deben al flujo neto de material, lo cual puede ser influido por un campo de fuerzas externo, por ejemplo un campo gravitacional cuya presencia aumente la cantidad de movimiento de las partículas del gas. Este tipo de campo externo actuaría como una fuente o sumidero de las variables de conservación de momento y de energía. Por otro lado, por ejemplo, el hecho de que el gas presentara enfriamiento radiativo, significaría un sumidero en la ecuación de conservación de la energía.

Ecuación de continuidad

Dentro de un volumen de control como el previamente citado, la densidad de gas, ρ , y su velocidad, $\underline{u}$ cumplen la condición de conservación,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \underline{u}) = 0, \quad (2.15)$$

donde el primer término de izquierda a derecha representa el cambio en el tiempo de la densidad, y el segundo término representa el cambio en el espacio de la densidad que estará siendo causado por un desplazamiento de gas con velocidad $\underline{u}$.

Ecuación de conservación del momento

El momento a lo largo de la i -ésima dirección está dado por,

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u_i \underline{u}) + \frac{\partial P}{\partial x_i} = f_i, \quad (2.16)$$

donde el primer término del lado izquierdo representa el cambio en la cantidad de momento por unidad de tiempo en la dirección i , el segundo término es el cambio en el espacio de esta misma debido al flujo de materia, el tercer término es el cambio de la presión del gas, y el término derecho representa una fuerza externa (por unidad de volumen) f_i actuando a lo largo del flujo en la i -ésima dirección (esta podría ser resultado de la interacción con un campo gravitacional).

Ecuación de conservación de la energía

Se trata de una ecuación de conservación de energía cinética + térmica por unidad de volumen, E ,

$$E = \frac{1}{2} \rho u^2 + \frac{P}{\gamma - 1}, \quad (2.17)$$

donde u es la velocidad del flujo y $\gamma = C_p/C_v$ es el cociente de calores específicos (5/3 para un gas monoatómico, e igual a 7/5 para un gas diatómico molecular con

estados de rotación termalizados).

Consideremos el flujo de energía $E \underline{u}$, el trabajo $P \underline{u}$ de la fuerza de presión en la superficie del volumen de control, el trabajo $\underline{f} \cdot \underline{u}$ de posibles fuerzas externas (por unidad de volumen), y la energía neta ganada menos la pérdida por unidad de volumen $\Gamma - L_{rad}$ debido a emisión/absorción de radiación,

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot [\underline{u}(E + P)] = \Gamma - L_{rad} + \underline{f} \cdot \underline{u}, \quad (2.18)$$

donde el primer término del lado izquierdo es el cambio en el tiempo de la energía del gas y el segundo término es el cambio en el espacio de esta misma debido a un desplazamiento o flujo incluyendo el trabajo realizado por una fuerza de presión. El primer y segundo términos del lado derecho representan el balance entre la energía ganada y pérdida de forma radiativa, y el tercer y último término representa la influencia de un campo de fuerzas externo tal y como podría ser un campo gravitacional.

Las ecuaciones de “dinámica de gases” o de “Euler” (ecuaciones 2.15 - 2.18), junto con la ecuación de estado del gas ideal, forman un grupo cerrado de ecuaciones diferenciales a partir del cual se puede derivar ρ , $\underline{u}$ y P como función de la posición y del tiempo, para cualquier conjunto de valores iniciales y condiciones a la frontera.

2.6.3. Ondas de choque

El movimiento supersónico de un fluido se propaga como una onda de choque, que se define como una zona de transición con una distancia característica dentro de la cual cambian discontinuamente las propiedades físicas del gas que es barrido por la estructura del choque, y que avanza como un espacio de transición entre el gas inicial y la zona postchoque. En esta sección presentamos las condiciones de salto del gas a partir de las ecuaciones de conservación y de una ecuación de estado, suponiendo que la zona de transición es muy delgada (de algunas veces el camino libre medio de las partículas). Si bien existe una zona de transición postchoque y prechoque, por simplicidad será tratada como una zona de discontinuidad, como se representa en la Figura 2.2, expresando a esta zona de transición como una mera frontera de las propiedades físicas del gas antes y después del choque.

En un punto ubicado sobre la discontinuidad, cuando el volumen $V \rightarrow 0$, es decir con un volumen muy delgado y próximo a cubrir sólo la delgada zona de transición, se tiene un flujo estacionario con $\partial \rho / \partial t = 0$, y así la ecuación de continuidad en una dimensión se reduce a la siguiente forma,

$$\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2. \quad (2.19)$$

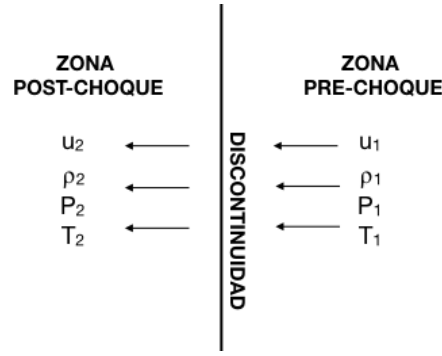


Figura 2.2: Esquema de la transición de las propiedades físicas del gas al ser barrido por el frente de una onda de choque.

Ahora, en la **ecuación de momento**, (2.16) en ausencia de fuerzas externas, el caso unidimensional es,

$$\rho_1 u_1^2 + P_1 = \rho_2 u_2^2 + P_2, \quad (2.20)$$

Y finalmente la **ecuación de conservación de la energía** (2.18) sin fuentes/sumideros, cuando $V \rightarrow 0$, se tiene que la derivada del miembro izquierdo es igual a cero, y así, para un fluido moviéndose en una sola dirección, se tiene que,

$$\rho_1 u_1 \left(H_1 + \frac{u_1^2}{2} \right) = \rho_2 u_2 \left(H_2 + \frac{u_2^2}{2} \right). \quad (2.21)$$

donde H_1 y H_2 son la Entalpía $H = \gamma(\gamma - 1)^{-1} P \rho^{-1}$ de uno y otro lado de la discontinuidad del choque.

Las ecuaciones 2.19, 2.20, y 2.21, conforman las **Condiciones de Salto** antes y después del choque, que serán útiles para derivar el salto de la densidad ρ_1/ρ_2 bajo ciertas circunstancias, que tomaremos en cuenta a continuación.

Para obtener el salto en densidad en función del Número de Mach, $M_{ch} = v_{wind}/c_s$, donde v_{wind} es la velocidad del viento y c_s es la velocidad del sonido (ver Ec. 2.25), combinamos las ecuaciones 2.19 y 2.20, para obtener:

$$P_2 = P_1 + \rho_1 u_1^2 \left(1 - \frac{\rho_1}{\rho_2} \right). \quad (2.22)$$

con soluciones,

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{\gamma M_{ch-1}^2 + 1 \pm \sqrt{(\gamma M_{ch-1}^2 - 1)^2}}{(\gamma - 1) M_{ch-1}^2 + 2}, \quad (2.23)$$

con $\rho_2/\rho_1 = 1$ para el caso "-", y para el caso "+",

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(\gamma + 1) M_{ch-1}^2}{(\gamma - 1) M_{ch-1}^2 + 2}. \quad (2.24)$$

Es importante señalar que el salto de la densidad de la Ec. (2.24) se derivó a partir de las condiciones de salto (2.19), (2.20), y (2.21) que fueron derivadas de manera expresa a partir de la conservación del flujo de masa, momento y energía antes y después del choque, o dicho de otra forma, fueron derivadas bajo la suposición de adiabaticidad, por lo que esta expresión del salto en la densidad es también exclusiva de un choque adiabático, es decir, un choque que no presenta pérdidas radiativas.

Cada viento estelar, al impactar el gas del medio con velocidades supersónicas, causará una compresión, calentamiento e impulso del gas anfitrión del impacto. La evolución colectiva de esta zona de transición continuará propagándose en la dirección del impacto aún con velocidades supersónicas como sobredensidad de alta temperatura debido a que su velocidad es superior a la velocidad del sonido c_s . La velocidad del sonido puede expresarse en función de la densidad y la presión del gas,

$$c_s = \sqrt{\gamma \frac{P}{\rho}}. \quad (2.25)$$

Para el medio interestelar con temperaturas entre 100 y 10^4 K, su velocidad del sonido es,

$$c_{s\,ISM} \sim 1 - 10 \text{ km s}^{-1}. \quad (2.26)$$

La velocidad del viento ($u_w = 300 \text{ Km s}^{-1}$) es orden y medio veces la velocidad del sonido en el entorno (con $T_{ISM} = 5 \times 10^3$, $n_{ISM} = 10^4 \text{ cm}^{-3}$ y $m_h = 2.16 \times 10^{-24} \text{ g}$), es decir con un número de mach $M_{ch} \sim 50$, razón por la cual la energía del viento continuará propagándose como onda de choque: no necesariamente con la misma materia en el frente de choque, sino con una zona de transición que va dejando a su paso una compresión y una elevación de la temperatura del gas en la zona postchoque, cada vez más cerca de la homogeneización de las variables que hace posible la migración de gas de un volumen de control hacia los volúmenes contiguos. El frente de choque irá reduciendo su velocidad hasta haber transferido, al gas chocado, la energía suficiente para bajar su velocidad a valores menores que el de la velocidad del sonido, momento a partir del cual la perturbación continuará propagándose como una onda mecánica subsónica que no perturbará drásticamente en las variables de conservadas.

El salto en densidad causado por una onda de choque adiabática, en función del número de Mach M_{ch} , está dado en la ecuación 2.24, en donde se puede ver que para choques fuertes, con $M_{ch} \gg 1$,

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{u_1}{u_2} = \frac{\gamma + 1}{\gamma - 1}. \quad (2.27)$$

La máxima diferencia de densidad entre el gas atrás y enfrente del choque adiabático para un gas monoatómico ($\gamma = 5/3$) es $\rho_2/\rho_1 = 4$ y $u_2/u_1 = 1/4$, cuando se calcula

la velocidad tomando como marco de referencia la onda de choque (donde u'_1 y u'_2 son la velocidad del gas en el sistema de referencia donde se considera a la onda de choque en reposo).

Ahora bien, cuando la temperatura atrás y enfrente de la onda de choque es igual,

$$T_2 = T_1,$$

En la ecuación 2.24, mediante el uso de un cociente de calores específicos $\gamma = 1$ se impone, incluso antes que la adiabaticidad, la condición del caso isotérmico, para obtener,

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = M_{ch}^2, \quad (2.28)$$

es decir, el cociente de densidad post/pre-choque de un caso isotérmico puede ser tan grande como el número de Mach al cuadrado. Cabe mencionar que el caso isotérmico es totalmente opuesto a la condición de adiabaticidad, porque en la etapa post-choque del caso isotérmico la energía inyectada o suministrada por la onda supersónica se pierde mediante procesos radiativos en el corto tiempo de transición pre/post-choque incluso hasta retomar la temperatura inicial del gas ($T_2 = T_1$). La diferencia entre los saltos de densidad de los casos adiabático e isotérmico es notable, pues al contemplar las correspondientes ecuaciones de salto de densidad para cada caso, ecuaciones (2.24) y (2.28), respectivamente, se puede ver que mientras el salto del primer caso varía entre 1 y 4 (siempre que $M_{ch} > 1$), el segundo lo supera por un factor de $M_{ch}^2/4$ (siempre que $M_{ch} > 2$), lo que nos lleva a señalar que las significativas pérdidas radiativas del gas durante la etapa de transición pre/post-choque posibilitan una compresión de material más efectiva, siendo el caso de mayor efectividad posible el extremo isotérmico.

2.7. Tasa de Formación Estelar

La Tasa de Formación Estelar (SFR, por sus siglas en inglés: Star Formation Rate), se basa en una relación empírica, observada entre la densidad superficial de gas interestelar, Σ_{ISM} , y el número de estrellas en secuencia principal que se encuentran embebidas en él. Las estrellas de baja masa poseen tiempos de vida tan largos como la propia edad del universo, es decir, no devolverán nunca su material y serán marcadores de la SFR pasada. Se considera una función de distribución de luminosidad inicial $\psi(M_v)$ en función de la Magnitud Absoluta M_v de las componentes de la población estelar. Se cuenta con una expresión analítica de la SFR en función de la densidad superficial de gas, llamada Ley (o Relación) de Schmidt, que contempla una Función de Luminosidad Inicial $\psi(M_v)$ constante, regulada por una tasa de formación $f(t)$ que carga consigo la escala temporal en la que se concreta la población en estudio (SCHMIDT 1959).

Schmidt propuso esta relación en 1959, como una dependencia de potencias sobre la densidad superficial del gas del medio interestelar. Su estudio en una vecindad

solar cilíndrica, -con base en el Plano Galáctico-, restringió a 2 el valor de tal potencia:

$$f(t)\Psi(M_V) = A \times \Sigma_{gas}^2, \quad (2.29)$$

siendo $f(t)\Psi(M_V)$ el número de estrellas formadas por unidad de tiempo, bajo una Función de Luminosidad (o de Masa) Inicial $\Psi(M_V)$.

Dicha relación fue aplicada a regiones de formación estelar -no solamente en cúmulos estelares dentro de la Galaxia-, sino incluso sobre discos de galaxias completas, como sucedió con el trabajo de KENNICUTT ET AL. (1998), quienes a partir de datos de distribución de luminosidad H_α , HI y CO de discos, independientes del bulbo, derivaron la densidad del gas observado e hicieron un ajuste de datos para esta misma ley de potencias, con un coeficiente y un exponente propios de ésta para discos galácticos con y sin brotes de formación estelar, llamada Ley de Kennicutt-Schmidt, o Ley Global de Schmidt:

$$\Sigma_{SFR} = A \left(\frac{\Sigma_{gas}}{M_\odot pc^{-2}} \right)^\beta M_\odot yr^{-1} kpc^{-2} \quad (2.30)$$

donde, $\beta = 1.4 \pm 0.15$ y $A = (2.5 \pm 0.7) \times 10^{-4}$. Utilizamos esta fórmula para monitorear el cambio de la SFR dentro de nuestros modelos. La distribución espacial que los vientos guardan entre sí permite una región de interacción de los choques supersónicos, en donde después de un tiempo, termina por formarse una nube densa por la acumulación de gas impulsado por ellos.

2.8. Eficiencia de calentamiento

La Eficiencia de Calentamiento, (HE, por sus siglas en inglés, Heating Efficiency), es un parámetro que mide la fracción de la energía cinética inyectada por las estrellas y que continua presente en el medio en forma de energía térmica. El valor de HE requiere dos momentos de observación del sistema debido a que se obtiene de comparar la energía presente en el sistema con la energía de un tiempo pasado. Así pues $HE=1$ cuando la energía presente sea igual a la energía pasada, y $HE=0$ cuando se agote la energía inyectada en el sistema debido a la radiación, y los valores intermedios sucederán en la medida en que el gas tenga más o menos pérdidas radiativas.

Los modelos hidrodinámicos que aquí presentamos funcionan con una función de enfriamiento radiativo sustentada por procesos colisionales (ver 2.1). Esta función de enfriamiento es paramétrica y depende solamente de la temperatura del gas. Los choques supersónicos de los vientos estelares se propagarán como ondas de choque, generando la compresión, el calentamiento y la aceleración del gas que dejan a su paso, por lo que la mera presencia de los vientos y cascarones formados por estos incrementará el enfriamiento radiativo a lo largo del tiempo de simulación. Bajo esta

circunstancia, se tendrá un $HE < 1$, siempre que se tenga un enfriamiento. Así pues, se tendrá un $HE < 1$, dado por la ecuación,

$$HE = \frac{E_{presente} - \Delta E_{cooling}}{E_{presente}}, \quad (2.31)$$

donde $E_{presente}$, es la energía total presente en el sistema de observación; y $\Delta E_{cooling}$ es la energía perdida por medio del enfriamiento radiativo.

Además del impacto en el HE por parte del enfriamiento causado alrededor de los choques individuales, estamos interesados en ver el efecto de la nube sobredensa que se forma por la interacción entre éstos. Dado que en el grumo se concentrará cada vez más gas, la probabilidad de colisión de sus partículas se hace también más grande, causando un aumento de la energía irradiada por unidad de tiempo. Estas pérdidas de energía conllevan una disminución de la temperatura del gas en cuestión, o dicho de otra manera, se trata de un enfriamiento que a su vez posibilita una mayor densidad de partículas por volumen y refuerza el fenómeno de la emisión por procesos colisionales. Esta inhomogeneidad sobredensa, al enfriarse, será todavía víctima de fluctuaciones de temperatura dado el impacto de los vientos estelares sobre ella. Cabe decir que la inclusión de una mayor metalicidad en el gas abriría nuevas posibilidades de procesos de recombinación electrónica y con esto la función de enfriamiento propia de este gas tendría nuevas y mayores contribuciones en partes un poco más bajas del rango de temperatura (~ 1000 K). La inclusión de especies químicas, moleculares, sería meritoria para rangos de temperatura de menor magnitud debido a que su formación es posible en entornos fríos, con temperaturas entre 10 y 100 K. Como las moléculas poseen sus propios orbitales electrónicos, similar a los átomos pero ahora teniendo como *centro* no solo un núcleo atómico sino una variedad de estos, la función de enfriamiento tendrá contribuciones por transiciones electrónicas, pero a temperaturas más bajas, además de que a la fenomenología de emisión radiativa de este gas se suman las posibles transiciones vibracionales y rotacionales de los iones moleculares.

2.9. Función de Masa Inicial

La Función de Masa Inicial (IMF, por sus siglas en inglés) es una función de probabilidad construida a partir de datos empíricos observacionales de la distribución de luminosidades, que se traducen a masas de una población estelar en secuencia principal. Actualmente se cree que la función es universal, pero existen varias versiones de esta función, con ligeras variaciones entre sí, dependiendo del entorno de la población y de errores sistemáticos de las observaciones.

La forma de esta función es una ley de potencias sobre la masa. Nosotros haremos uso de la Función segmentada de Kroupa, que posee dos puntos específicos de la masa en los que cambia dicho exponente. La introducción de esta variación permite reproducir bastante bien la dispersión observada en la determinación del índice de

la ley de potencias (KROUPA ET AL. 2001) y está definida como,

$$\phi(m) = \phi_0 m^{-\alpha}, \quad (2.32)$$

$\alpha = 0.3$, para $m < 0.08$,

$\alpha = 1.3$, para $0.08 < m < 0.5$,

$\alpha = 2.3$, para $m > 0.5$.

2.10. El ciclo clásico de la formación de estrellas masivas

Como ya hemos mencionado, las estrellas masivas arrojan fuertes vientos al medio interestelar y cuando mueren todo el material que las forma es aventado a su entorno modificando drásticamente las propiedades de ese gas, lo cual incrementa la tasa de pérdida de energía porque se aumentan los procesos que enfrían radiativamente al gas, desexcitación colisional y recombinación. Será más inestable, gravitacionalmente hablando, y por lo tanto promoverá la formación de una, o varias, nuevas estrellas.

En la Figura 2.3 presentamos el ciclo clásico de la formación estelar en donde hemos enumerado todas las etapas que intervienen y que se describen a continuación.

- (1) **Formación estelar:** Hemos empezado el ciclo con la formación estelar. Este es el momento en el que se forma la estrella masivas. Los procesos que intervienen en la formación de las estrellas masivas son aún poco entendidos, además de no ser el objetivo de este trabajo. En este punto se considera que la acreción de gas ya no es importante y que un objeto estelar o proto-estelar ha sido formado. Este objeto está embebido en el gas y polvo de la nube que lo formó y tardará algunos cientos de miles de años en entrar a la secuencia principal.
- (2) **Estrella masiva en secuencia principal:** Una vez que una estrella masiva (con masa mayor a las $8 M_{\odot}$) entra a la Secuencia Principal, esta comenzará a aventar un gran flujo de fotones ionizantes. Estos fotones son muy energéticos y pueden llegar a ser flujos con tasas de entre 10^{48} a 10^{49} fotones ionizantes por segundo, que calientan el gas al ionizar incluso los átomos de hidrogeno, que es el elemento más abundante en el Universo, a la vez que es el que posee un potencial de ionización más alto por tener solo un electrón ligado al núcleo, sin que este tenga efecto alguno de apantallamiento de otros electrones en capas inferiores. La presencia de estos fotones causará el calentamiento del gas que se encuentra alrededor de las estrellas porque el desprendimiento electrónico de los átomos del medio interestelar conlleva la deposición de electrones libres en el entorno, y estos aún con una energía cinética no nula terminarán por aumentar la energía térmica del gas. Este proceso de ionización logrará

penetrar incluso los cascarones densos barridos por los vientos estelares. El calentamiento de estas regiones densas, como se ve en la ecuación 2.10, inhibirá la formación de nuevas estrellas. Las estrellas masivas pasan entre 3 y 10 millones de años en la secuencia principal, con una tasa de ionización constante.

- (3) **Recombinación de la región HII:** Una vez que la estrella acaba con el hidrógeno de su núcleo, saldrá de la secuencia principal y disminuirá notablemente su tasa de producción de fotones ionizantes. Es entonces cuando el gas de los cascarones ha alcanzado el tiempo de recombinación y comenzará a convertirse en gas neutro. La estrella estará fuera de la secuencia principal en aproximadamente 1 millón de años.

- (4) **Explosión de supernova:** Como es bien sabido, la vida de una estrella masiva ($> 8M_{\odot}$) termina cuando en su núcleo se forma hierro. La fusión de núcleos menos pesados que hierro es exotérmica, es decir que liberan energía. Sin embargo, la reacción termonuclear de hierro es endotérmica y así, en vez de depositar energía en el entorno, absorbe energía, con lo que mitiga el soporte que la presión térmica tiene sobre la fuerza de autogravedad de la estrella. Esto hace inestable al núcleo estelar produciendo un colapso y una posterior explosión conocida como Supernova. Las supernovas son eventos que arrojan toda la masa remanente de la estrella masiva predecesora ($0.5-5 M_{\odot}$, CHEVALIER 1977) al medio interestelar. La velocidad con la que este material es aventado es del orden de los miles o decenas de miles de kilómetros por segundo, siendo estos flujos supersónicos. Como anteriormente hemos visto, el movimiento supersónico del gas produce ondas de choque que barren el medio ambiente donde evolucionan. Estas ondas de choque forman cascarones que ahora no están expuestos a la radiación estelar, ya que la estrella se ha muerto, y estos cascarones densos se enfriarán después de unos cientos de miles de años y producirán regiones inestables gravitacionalmente. De manera similar a como se plantea la existencia de una tasa de formación estelar, se puede construir la tasa de explosiones de Supernova de un brote de formación estelar dado (LEITHERER ET AL. 1995) y contar a través de su uso con una herramienta para modelar el impacto estas explosiones en el medio interestelar a lo largo de las escalas temporales específicas de sus tiempos de aparición y de vida.

- (5) **Inestabilidades gravitacionales:** Como se expuso en la sección 2.5, el colapso gravitacional de una parcela de gas es función de la densidad y de la temperatura del medio. Una parcela de gas que se encuentra más fría se colapsará con mayor facilidad que una que se encuentra expuesta a un campo de radiación. Así mismo, una parcela más densa, por ejemplo aquella que ha sido barrida por una onda de choque, es más propensa al colapso que el tenue medio interestelar difuso que rodea a las estrellas. Por lo tanto, se espera que a medida que evolucionen las ondas de choque producidas por la supernova, estas promue-

van el colapso gravitacional de una nube promoviendo la formación de nuevas estrellas.

El ciclo clásico de la formación estelar de estrellas masivas

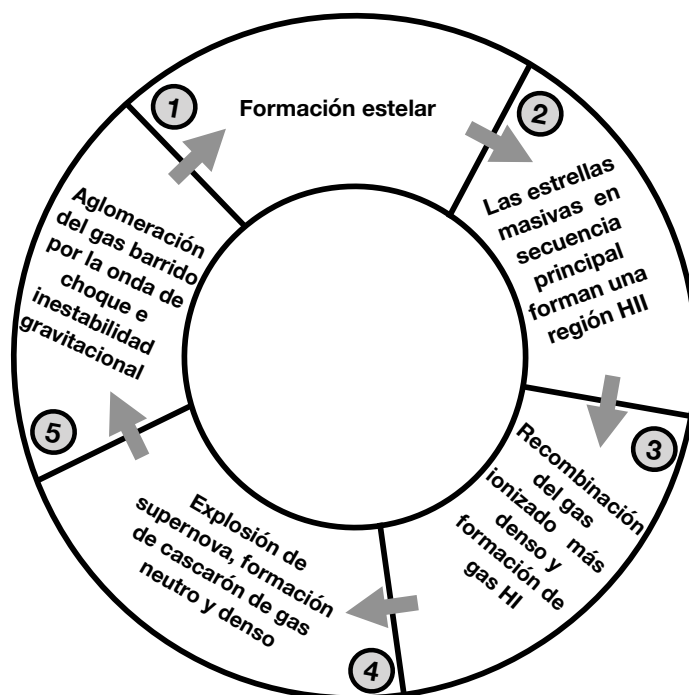


Figura 2.3: Ciclo clásico de la formación estelar

Cabe decir que el mecanismo de formación estelar que este trabajo tiene por objeto está relacionado con el impacto de los vientos estelares supersónicos de los vientos estelares de objetos jóvenes tipo Herbig Ae/Be en el medio interestelar. Siendo más específicos, más que el impacto de los vientos aislados, precisaremos de una condición de interacción entre varios de estos vientos, no solo con el fin de promover una mera perturbación hidrodinámica en la zona de interacción, sino además con el fin de promover la formación de una sobredensidad o grumo que crezca en masa y que sea susceptible de colapso gravitacional, para formar así una estrella en su seno. Se plantea esta posibilidad como un mecanismo de formación estelar paralelo al estimulado por las explosiones de Supernova.

Capítulo 3

Antecedentes astronómicos

El viento de un cúmulo estelar es el efecto combinado de los vientos de las estrellas masivas que lo conforman. Se han realizado una gran cantidad de trabajos en donde se estudia el efecto de la interacción de los vientos estelares, no radiativos en la formación del viento global del cúmulo (CHEVALIER & CLEGG 1985, CANTÓ ET AL. 2000, RAGA ET AL. 2001, ROCKEFELLER ET AL. 2005, RODRIGUEZ-GONZÁLEZ ET AL. 2007) y otros trabajos en donde se considera enfriamiento radiativo en estas interacciones (SILICH ET AL. 2004, TENORIO-TAGLE ET AL. 2005, CASTELLANOS-RAMÍREZ ET AL. 2015). En estos trabajos se ha mostrado que la interacción de los vientos de estrellas masivas, con tasas de pérdida de masa de $\sim 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$ y velocidades terminales de $\sim 1000 \text{ km/s}$, dentro de los cúmulos estelares compactos ($\sim 30\text{-}10 \text{ pc}$, con centenas o miles de estrellas masivas) que resultan en interacciones adiabática de sus cascarones.

Las observaciones infrarrojas y de radio frecuencias, de regiones con formación estelar, por ejemplo la mostrada por VIG ET AL. (2007), muestran complejas estructuras con grumos y filamentos densos que tienen una gran extinción infrarroja. Estos grumos y filamentos se pueden ver en escalas de algunos parsecs, es decir parecen haber sido formados debido a procesos estelares, por ejemplo de vientos estelares.

TESTI ET AL. (1997, 1998 y 1999 y también ver HILLENBRAND 1995, CARPENTER ET AL. 1997, CAULEY & JOHNS-KRULL 2015), realizaron búsquedas en infrarrojo de cúmulos de estrellas Herbig Ae/Be. Estas protoestrellas tienen fuertes vientos estelares y muy pocos fotones ionizantes. Ellos encontraron regiones con tamaños de 1 o 2 pc con ~ 100 estrellas Herbig Ae/Be, es decir con una separación media entre las estrellas de un décimo de parsec. Durante estos artículos mostraron una gran cantidad de objetos que parecen tener estas propiedades. Más recientemente YASUI ET AL. (2016) hicieron observaciones en el cercano infrarrojo del cúmulo estelar galáctico Quartet, que es un cúmulo estelar joven con una masa de $1000 M_{\odot}$, donde se observa un campo de radiación ultravioleta que viene de estrellas masivas, con tipo estelar OB. La edad de este cúmulo estelar es de entre 3 y 4.5 Myr. Dentro de esta región detectaron estrellas Herbig Ae/Be, las cuales representan el 40 % de la masa total del cúmulo. Este es uno de los cúmulos jóvenes con mayor cantidad de

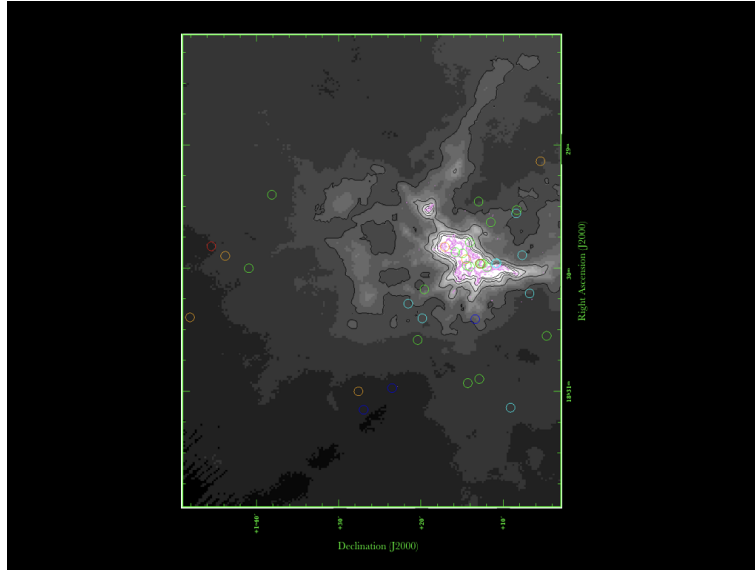


Figura 3.1: Imagen de Serpens Main observada con el Very Large Array. Estrellas representadas con círculos (círculos azules para las más tempranas y círculos rojos para las menos, desde B7 hasta G0). Los contornos violetas representan la emisión de N₂H⁺ y los contornos negros y la escala de grises corresponden a la emisión térmica de gas y polvo en el lejano infrarrojo detectada por el telescopio espacial Herschel. Tomado de FERNÁNDEZ-LÓPEZ, 2013.

objetos tipo Herbig Ae/Be. Anteriormente se habían presentado estudios en M17 (HOFFMEISTER ET AL. 2006) en donde se estima que solo el 4% de la masa de las estrellas de este cúmulo tiene edades menores que 1 Myr. Además PÉREZ-BLANCO ET AL. (2018) han presentado decenas de protoestrellas tipo Herbig Ae/Be en el Complejo de Orion, que se ven relacionadas con los cascarones formados por la interacción de los vientos con el medio interestelar.

En 2008, Rodríguez-González y sus colaboradores estudiaron un parámetro conocido como PARÁMETRO DE ENFRIAMIENTO, $\kappa = d_{cool}/D$, que es el cociente entre la distancia de enfriamiento y la separación media de las estrellas. La distancia de enfriamiento, como se ha visto en otras secciones de esta tesis (sección 2.7), es la distancia que recorre una parcela de gas para que su temperatura caiga a $\sim 10^4$ K que es el momento en el que el enfriamiento radiativo se vuelve máximo. Si la distancia de enfriamiento es al menos la mitad de la distancia entre dos estrellas, $\kappa = 0.5$, los cascarones empujados por los vientos estelares interactuarán formando una región densa y fría con propiedades que podrían llevarla a producir más estrellas. Cuando $\kappa > 1$ la interacción de los vientos no forma estructuras frías y para $\kappa < 1$ se espera que haya estructuras de gas frío entre las estrellas, siendo estas regiones lugares donde la formación estelar puede comenzar a suceder.

En la Figura 3.3 se muestran los isocontornos para κ 's para valores entre 0.08 y 20, donde la línea sólida es cuando $\kappa = 1$. Como es de esperarse, a medida que la

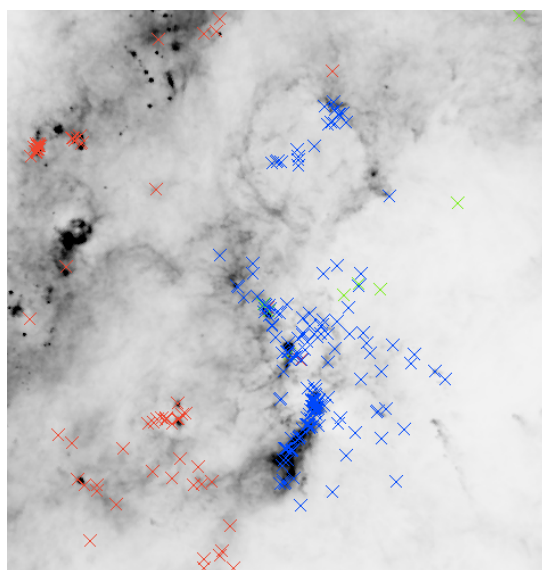


Figura 3.2: Imagen del complejo de Orion en infrarrojo (WISE) presentada por HERNANDEZ ET AL. 2018, Las cruces azules muestran la posición de objetos que son candidatos a protoestrellas Herbig Ae/Be.

velocidad del viento sea más rápida, la distancia de enfriamiento es mayor, y para alcanzar a tener regiones con $\kappa < 1$ es necesario tener estrellas o bien con una intensa pérdida de masa o más separadas para que el gas se logre enfriar entre ellas.

RODRÍGUEZ-GONZÁLEZ 2018 hicieron estudios numéricos de muy alta resolución en los cuales consideraron 75 objetos, como los reportados por VIG ET AL. (2007), con vientos estelares con velocidades de 300 km/s y tasas de pérdida de masa de $\sim 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$, dispuestos en un cúmulo estelar esférico. La Figura 3.4 muestra la estructura del gas de medio interestelar barrido que ha sido depositado en filamentos entre las estrellas. En ese trabajo, se mostró que la opacidad de los filamentos obtenidos en la simulación numérica reproduce de manera adecuada las observaciones presentadas por VIG ET AL. (2007).

Así como los cúmulos de protoestrellas Herbig Ae/Be, las estrellas masivas, que aun habitan en su nube materna, barren material de la nube y forman cascarones densos que muestran indicios de estar en colapso gravitacional. RCW 79, RCW 82 y RCW 120 son regiones HII formadas por una o varias estrellas masivas que se encuentran inmersas en su nube materna. En las Figuras 3.5, 3.6 y 3.7 se muestran los objetos estelares jóvenes RCW 79, RCW 82 y RCW 120 en una composición de imágenes infrarrojas. En azul y verde (para las 3 imágenes) se muestran observaciones a 3.6 y 8.0 μm , del Spitzer-GLIMSE, respectivamente. En rojo se muestra una imagen de Spitzer-MIPS a 24 μm . En el rectángulo se muestra la posible fuente, o fuentes, ionizante.

La densidad del medio interestelar en estos objetos es del orden de $10^3 - 10^4 \text{ cm}^{-3}$ y

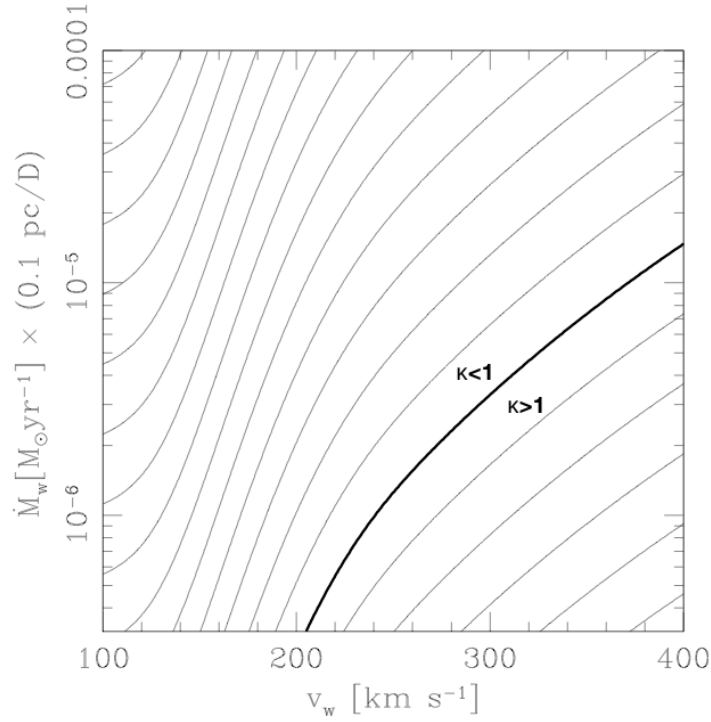


Figura 3.3: El PARÁMETRO DE ENFRIAMIENTO, $\kappa = d_{cool}/D$, donde D es la separación media entre estrellas y κ es función de la tasa de pérdida de masa $\dot{M}_w$, de la velocidad del viento v_w y de la distancia D entre las estrellas. Esta Figura fué presentada en (Rodríguez-González et al. (2008) y la línea más gruesa es la que representa el valor de $\kappa = 1$, es decir cuando la distancia media entre las estrellas es igual a la distancia de enfriamiento. Cada una de las líneas representa un κ con un factor de 2 entre cada una de las líneas

los cascarones alrededor de estos objetos muestran trazas de moléculas, como se ven en las Figuras 3.5, 3.6 y 3.7. Así mismo se pueden observar regiones más esféricas en los cascarones moleculares que parecen estar formando una nueva generación de estrellas. Hay dos posibles mecanismos que impulsan la formación del cascarón observado:

- (1): La expansión del medio interestelar alrededor de la estrella masiva. Esto debido a que el gas ionizado caliente se expandirá supersónicamente formando un cascarón de medio interestelar barrido que se mueva a unas decenas de km/s.
- (2): La formación de un cascarón de medio interestelar debido a los fuertes vientos de las estrellas masivas que impactan con el ambiente. Estos vientos suelen ser

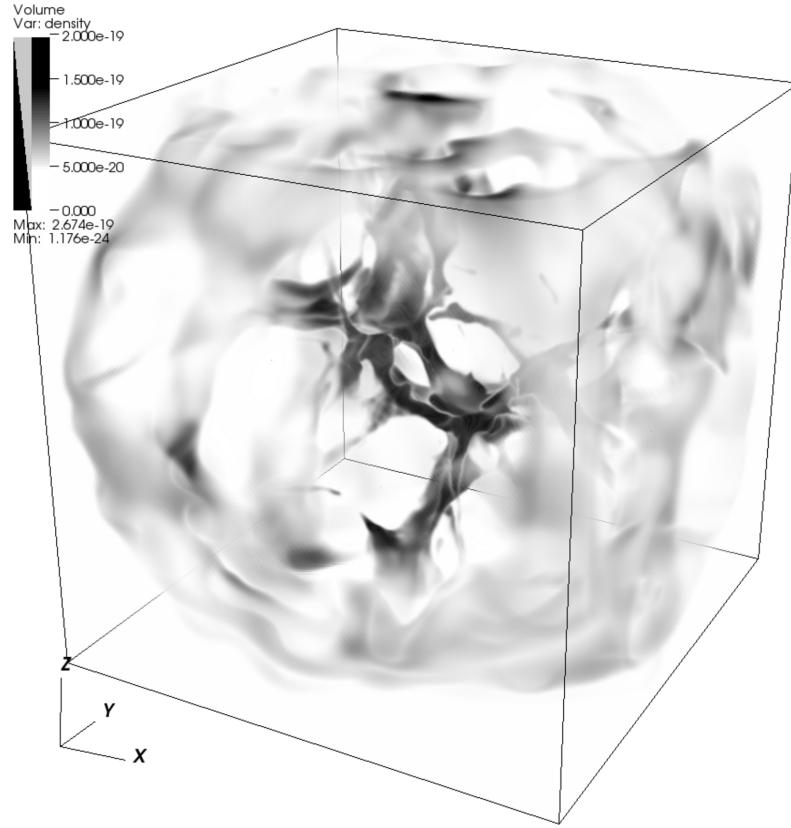


Figura 3.4: Mapa tridimensional de densidad para una simulación con una inyección de masa debida a 75 estrellas masivas con una distribución homogénea en un volumen esférico. La densidad del medio interestelar con el que fue llenada la caja de simulación es de 10^4 cm^{-3} . Las estrellas sintéticas inyectan un viento con una velocidad terminal de 1000 km/s y una inyección de masa de $10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$.

muy rápidos, del orden de los cientos de km/s, pero en el caso de que evolucionen en regiones muy densas, el medio ofrecerá una presión mayor, lo cual traerá como consecuencia un menor gradiente de presión entre el viento y el gas del entorno, de tal manera que la onda de choque será frenada más efectivamente. En este caso uno no descarta la presencia de los fotones que ionicen parte del cascarón externo, pero es el viento el principal mecanismo el que produce esta estructura. Una forma de distinguir un mecanismo del otro mediante recursos computacionales es con el uso de modelos de fotoionización que dan

seguimiento a las localidades específicas en las que hubo fotoionización. Este tipo de modelos permite ver el fondo alcanzado por la fotoionización a partir de una fuente emisora de los rayos de luz, es decir a partir de la estrella ionizante, logrando contar así con una herramienta de discernimiento entre la parte ionizada dentro de la sobredensidad causada por el choque.

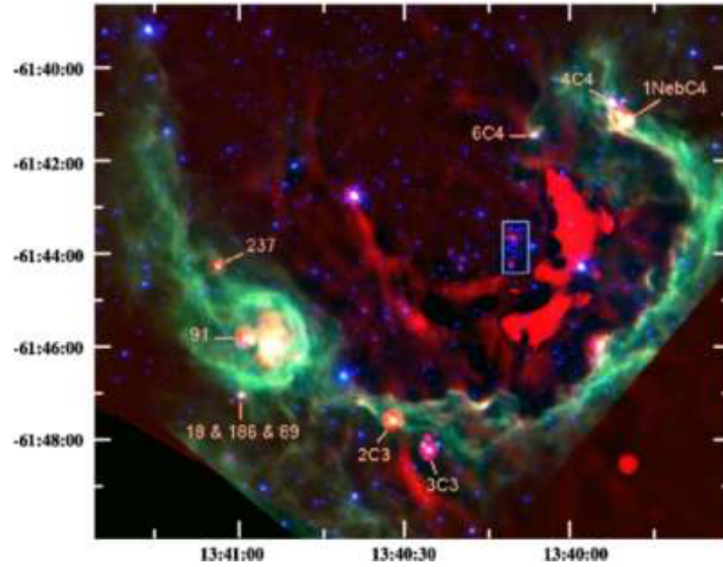


Figura 3.5: Composición de imágenes infrarrojas en RCW 79, en 3.6 y 8.0 μm de Spitzer-GLIMPSE, azul y verde respectivamente y en 24 μm de Spitzer-MIPS. El rectángulo da la localización de la fuente ionizante.

SÁNCHEZ-CRUCES ET AL. (2018) presentaron resultados observacionales y numéricos de las propiedades del viento y el medio interestelar del objeto RCW 120. Usando los cocientes de $[\text{SII}]\lambda 6717$ y $\lambda 6731$ encontraron la densidad promedio del medio interestelar de la parte sur-oeste de la región $\sim 3000 \text{ cm}^{-3}$. La Figura 3.8 muestra a RCW 120 vista en emisión $\text{H}\alpha$ y $[\text{SII}]$. Como se puede observar, hay un incremento en la emisión de ambas líneas en dirección sur-este de la imagen. En la esquina izquierda abajo se ve mucho más intensidad en el cascarón de gas, es decir hay gas acumulado debido a un choque que está apilando el gas y concentrándolo en esta región.

Ellos usaron las velocidades obtenidas de su observación de Fabry-Perot y obtuvieron que la velocidad de expansión del cascarón denso es de unos 30 km s^{-1} . Ellos realizaron modelos para reproducir las restricciones observacionales, densidad electrónica, tamaño del cascarón, ancho del cascarón y la velocidad de expansión del cascarón. Concluyen que el cascarón observado de RCW 120, parece más bien ser resultado del impacto de un viento rápido, como el de una estrella masiva ($>8M_{\odot}$) con el medio interestelar y no resultado de la expansión del gas calentado por los fotones ionizantes arrojados por la estrella masiva, como se creía anteriormente.

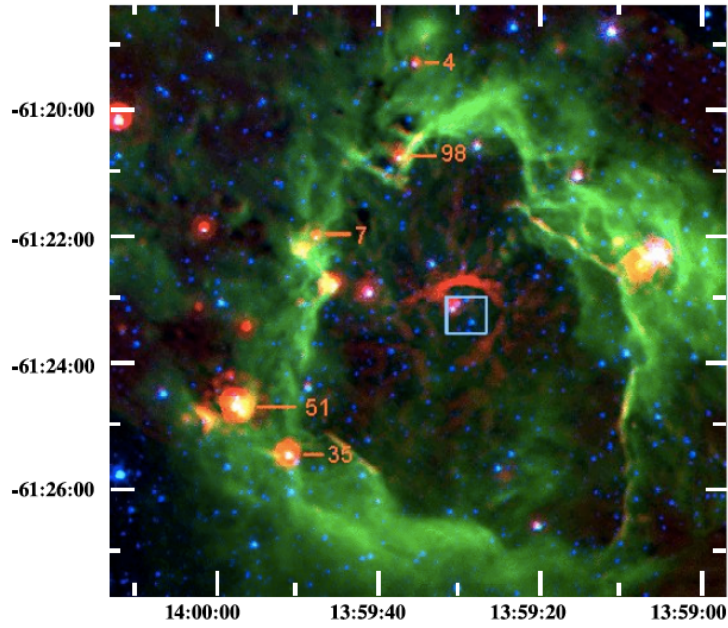


Figura 3.6: Igual que en Figura 3.5, pero para RCW 82

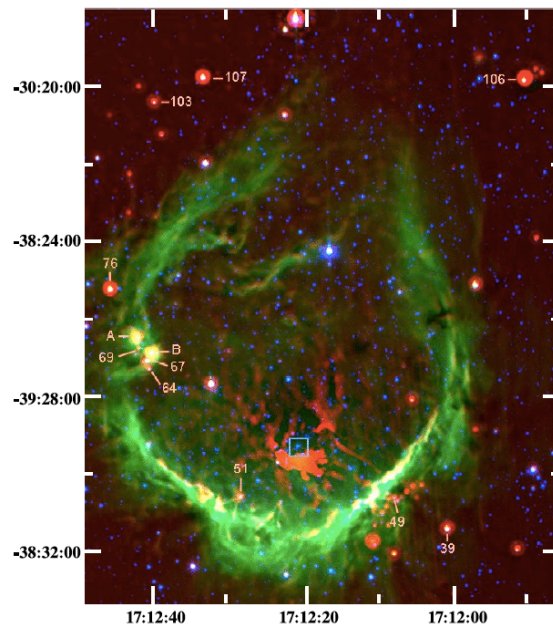


Figura 3.7: Igual que en Figura 3.5, pero para RCW 120

La historia completa de la formación de estrellas masivas en cúmulos o en asociaciones puede verse en la nebulosa M 17 y M 17 SWex, en donde se puede observar

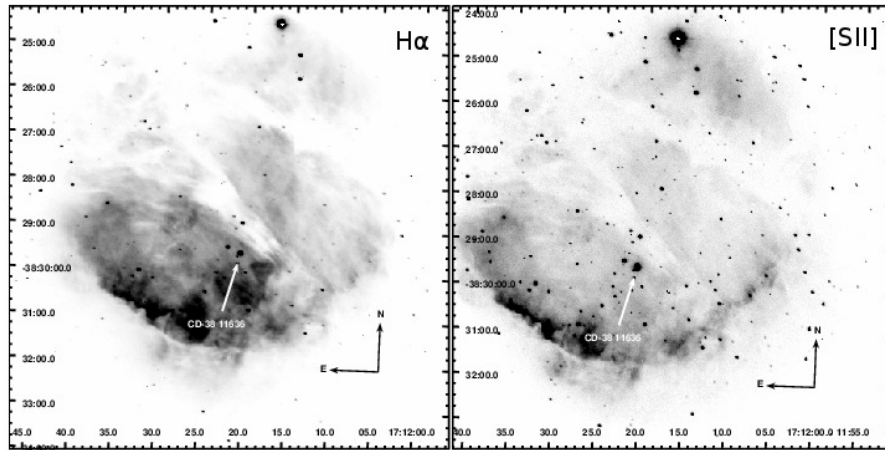


Figura 3.8: Imagen directa de RCW 120. En el panel izquierdo se muestra la emisión $H\alpha$ y en el panel derecho se muestra la emisión $[SII]\lambda\lambda 6717, 6731 \text{ \AA}$. Una flecha blanca muestra la posición de la estrella ionizante, Sh2-3.

una nube en una etapa muy temprana de la formación de estrellas masivas. M17 es una nebulosa brillante que cuando se ve en emisión óptica se observa que tiene una importante emisión óptica producida por la región HII asociada a ella, además de una emisión en rayos X producida por los vientos estelares (ver Reyes-Iturbide et al. 2009). La Figura 3.9 muestra una imagen del HST del complejo M 17. Una decena de estrellas tipo O iluminan la región más brillante de esta nube (en el centro abajo) que es conocida como M 17.

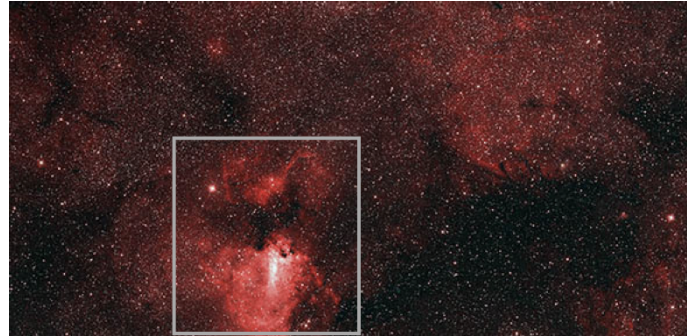


Figura 3.9: Imagen óptica del HST del complejo estelar conocido como M 17. El recuadro interno resguarda la región de formación estelar activa a la que hace referencia nuestro trabajo. RA: $18^h 20^m 47^s$ (ep=J2000) DEC: $-16^\circ 10' 18''$ (ep=J2000).

Cuando se observa esta misma nube en infrarrojo se ven cientos de estrellas dentro de sus caparazones polvorientos. La Figura 3.10 muestra una imagen compuesta de 3 colores, el azul es la emisión de $3.6 \mu\text{m}$, el verde es a $8 \mu\text{m}$ y rojo de $24 \mu\text{m}$ del complejo M 17. En la imagen se pueden contar 488 estrellas jóvenes que se encuentran alimentadas por los filamentos de polvo (las regiones oscurecidas). Una gran cantidad de estas estrellas se convertirá en estrellas tipo B y otras tantas pueden resultar en estrellas tipo O.



Figura 3.10: Imagen compuesta de 3 colores, el azul es la emisión de $3.6 \mu\text{m}$, el verde es a $8 \mu\text{m}$ y rojo de $24 \mu\text{m}$, de M 17. El recuadro interno señala la región de formación estelar activa a la que se hace referencia en el presente trabajo. RA: $18^h 20^m 47^s$ (ep=J2000) DEC: $-16^\circ 10' 18''$ (ep=J2000).

La pregunta es cuál onda fue la precursora de esta región es quizá una de las estrellas O, o quizá una explosión de una estrella masiva el que hizo inestable gravitacionalmente a la nube, desencadenando la formación estelar en la región.

En este trabajo tenemos el interés de mostrar que los vientos de las estrellas masivas -cuando son muy jóvenes y no han establecido un flujo de fotones ionizantes- pueden desencadenar intensa formación estelar por causa de las inestabilidades gravitacionales causadas por los choques supersónicos que sus vientos estelares causan, resultando en la formación de los cúmulos estelares masivos que son observados y mostrados en la naturaleza.

Capítulo 4

Modelos numéricos

Los códigos hidrodinámicos son las herramientas fundamentales para estudiar el movimiento de fluidos en regiones en donde se desea estudiar cómo se perturba el medio interestelar debido a flujos supersónicos. En la actualidad el grupo de astrofísica de plasmas de ICN trabaja con códigos hidrodinámicos tridimensionales con y sin malla adaptiva. Los códigos de malla adaptiva, como el Walicxe 3D o Walicxe 2D nos ayudan a explorar con más detalle y usando menor número de celdas cómo es la evolución de un fluido. Sin embargo, adaptar subrutinas que estudien una mayor cantidad de procesos físicos es difícil en este tipo de malla y nosotros hemos decidido utilizar el código GUACHO que es una malla fija tridimensional que puede resolver el enfriamiento atómico y es el código donde se tienen implementadas rutinas que agregan la fuerza debida al potencial gravitacional de las estrellas y del gas a la ecuación de momento (ESQUIVEL ET AL. 2009, VER TAMBIÉN CASTELLANOS & RAMÍREZ ET AL. 2018 & RAGA ET AL. 2009). Los códigos hidrodinámicos en una, dos o tres dimensiones resuelven las ecuaciones de dinámica gases en un espacio discretizado en "celdas".

Para completar los códigos hidrodinámicos hemos implementado 2 rutinas, una que calcula la eficiencia de calentamiento y otra que calcula en cada paso temporal la tasa de formación estelar. Ambos escriben un archivo con sus resultados temporales.

n_0 [cm^{-3}]	u_w [km s^{-1}]	d_c [pc]
10^4	300	1.09×10^{-4}

Cuadro 4.1: Valor de la densidad numérica inicial del medio interestelar, n_0 , de la velocidad de cada viento estelar, u_w , y de la distancia de enfriamiento d_c correspondiente a estos dos valores (evaluación de la Ec. 2.7).

Como se explicó en la Sec. (2.2), para que en nuestro caso suceda el enfriamiento del frente de choque que los vientos estelares causan, es necesario asegurar una condición sobre la distancia del camino recorrido por los choques. De no superarse

esta condición de distancia mínima de recorrido posible por parte de los choques, no habrá enfriamiento radiativo, y así la Eficiencia de Calentamiento HE siempre será del 100 %, o dicho en los términos convenidos para este parámetro (ver Sec. 4.3), siempre será igual a la unidad. El Cuadro 4.1 tiene la densidad numérica de partículas n_0 del gas, la velocidad de los vientos estelares v_w y el correspondiente valor de la distancia de enfriamiento d_c según la expresión de esta en función de n_0 y v_w (ver Ec. 2.7). Los valores de esta tabla se conservan en todos nuestros modelos.

La Figura 4.1 contiene una representación esquemática del arreglo de 4 vientos estelares que usamos en cada uno de nuestro modelos, se trata de una distribución espacial de vientos que guarda la misma distancia a entre pares de estrellas, o dicho de otra forma, se tiene un viento por cada vértice del tetraedro de lado a . Dicho arreglo está inmerso en una caja de simulación cúbica de lado $L = 4a$ llena de gas.

Arreglo de 4 vientos estelares inscrito en la caja de simulación

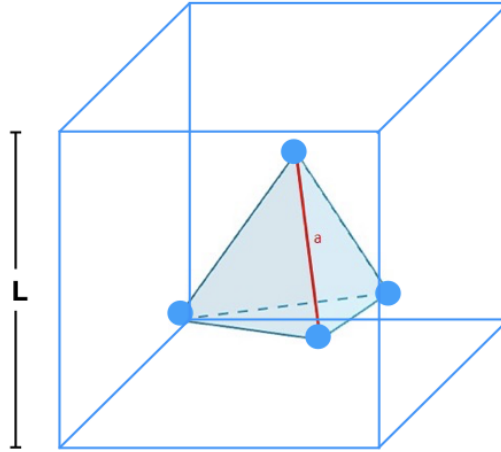


Figura 4.1: Esquema de nuestro arreglo de vientos estelares: un viento en cada esquina de un tetraedro de longitud a , el cual está centrado en una caja de simulación de L parsecs por lado, $L=4a$. La interacción de los vientos al centro de este arreglo será causa de la formación de un grumo que podría verse colapsado por autogravedad.

4.1. Parámetros físicos de los modelos

Todos los modelos que presentamos poseen los valores iniciales de densidad, $n = 10^4 \text{ cm}^{-3}$, temperatura, $T = 5 \times 10^3 \text{ K}$; así como de los parámetros de inyección de masa por vientos estelares: $v_w = 300 \text{ km s}^{-1}$ y $\dot{M}_w = 10^{-6} M_\odot \text{ yr}^{-1}$. Es importante señalar que estos parámetros de densidad y temperatura del medio interestelar son característicos de una región HII, es decir de regiones con densidades más bajas y temperaturas más altas que las de zonas de formación estelar, la decisión de tomar estos

valores en el gas de nuestros modelos corresponde a una manera de aproximarse al estudio de la formación de filamentos densos por interacción de vientos que derive en un colapso gravitacional y en la formación de una estrella, pues como mencionamos en la Sec. (2.2), hemos procedido con el presente estudio a partir de la disponibilidad de recursos numéricos específicos del código GUACHO, en particular una rutina de enfriamiento radiativo que corresponde a una función de enfriamiento para un gas de composición atómica con metalicidad tipo solar. El trabajo presente se centra en el monitoreo de la eficiencia de calentamiento y de la tasa de formación estelar de la caja de simulación, teniendo presente que las propiedades físicas asociadas al gas significan una aproximación mediante densidades un poco más bajas y temperaturas un poco más altas que las deseadas, quedando siempre presente la necesidad de completar el estudio con el uso de otros valores de densidad y temperatura en los que esté activa una función de enfriamiento adecuada, específicamente de tipo molecular para poder confrontar de forma más directa el problema de la formación estelar que, en realidad, sucede en entornos más fríos en general.

Las simulaciones fueron hechas con el código hidrodinámico GUACHO resolviendo las ecuaciones de Euler discretizadas en tres dimensiones mediante una malla computacional fija (en la que la distancia física asociada entre los puntos de esta permanece constante). Además, nuestro sistema de ecuaciones contempla la fuerza debido a un potencial gravitacional de $1 M_{\odot}$, debido a una sobredensidad central de esta magnitud en masa. La masa total de gas en los modelos es de $M_c = 320 M_{\odot}$ para un caso y de $M_c = 630 M_{\odot}$ para otro (ver Cuadro 4.3).

Dada la densidad numérica del medio interestelar y la velocidad de los vientos estelares, calculamos la distancia de enfriamiento, d_c , de acuerdo a las predicciones de los modelos de choques radiativos de Hartigan (ver ecuación 2.7), para saber cuál es la distancia mínima necesaria que los choques deben tener para poder enfriarse antes de su interacción. Dada la densidad numérica del gas de nuestros modelos, $n = 10^4 \text{ cm}^{-3}$, y la velocidad de los vientos estelares, $v_w = 300 \text{ km s}^{-1}$, se tiene una distancia de enfriamiento $d_c = 1.1 \times 10^{-4}$. Este valor se impone como una cota inferior al valor de la distancia entre los vientos estelares.

El Cuadro 4.2 muestra el nombre genérico de los modelos, la longitud a entre las estrellas, la distancia de enfriamiento d_c , una comparación entre estas últimas dos, y la longitud total de la caja de simulación, L , columnas 1, 2, 3, 4 y 5, respectivamente.

Como podemos ver, la distancia entre las estrellas es mayor que la distancia de enfriamiento y por lo tanto los choques de los vientos de nuestros modelos tendrán interacción con temperaturas inferiores a los 10^5 K , que es un rango en el que la función de enfriamiento es particularmente activa (con altas tasas de emisión radiativa), de tal manera que la región anfitriona del encuentro de los choques verá un aumento de densidad de gas por la convergencia de la presión hidrodinámica de estos, y que dicho aumento de la densidad estará siendo reforzado por causa del alto enfriamiento radiativo, pues al perder energía de esta forma, la energía térmica disminuye y se hace posible tener más gas en el mismo espacio. Por lo tanto se

puede decir que la existencia de un alto enfriamiento radiativo en el momento del encuentro de los choques lleva a la formación de estructuras frías que se mantendrán alimentadas por el material que van inyectando las estrellas a través de sus vientos, posibilitándose así el surgimiento de una sobredensidad mayor.

Modelos	a [pc]	d_c [pc]	$(a/2)/d_c$	L [pc]
M_L	0.5	1.1×10^{-4}	2.3×10^3	2
M_S	0.25	1.1×10^{-4}	1.15×10^3	1

Cuadro 4.2: Distancia de enfriamiento d_c de los modelos, para una densidad del medio interestelar, $n_H = 1 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$, y vientos estelares con velocidades, $v_w = 300 \text{ [km s}^{-1}\text{]}$. Se indica la longitud a entre las estrellas, y la longitud total de la caja de simulación, L .

4.1.1. Condiciones a la Frontera

La escala de tiempo de cada simulación depende esencialmente del tiempo que le lleva a las ondas de choque llegar a la frontera de la caja de simulación en cada modelo. Bajo Condiciones a la Frontera (CF) de tipo Periódicas (P), el tiempo de evolución puede extenderse aun más, pues el gas es simplemente confinado, saliendo por un lado de la caja de simulación y entrando por la frontera opuesta de la caja. Este tipo de frontera permite simular un entorno periódico, auto similar, por ejemplo, para nuestras simulaciones uno puede imaginar que existe un grupo de estrellas con una distribución igual en todas las direcciones que contribuyen agregando masa debido a los vientos que hay en todas direcciones.

Además de esto, presentamos modelos con CF de tipo salida libre (OF: Outflow), para el caso un grupo de 4 estrellas que están aisladas y así poder estudiar a pequeña escala cómo se induce la formación estelar de manera local.

La Figura 4.2 contiene un esquema de los diferentes entornos que las condiciones a la frontera OF o P nos permitirán modelar; se trata de los alrededores de las regiones HII para los modelos tipo OF, y de cúmulos estelares para los modelos tipo P.

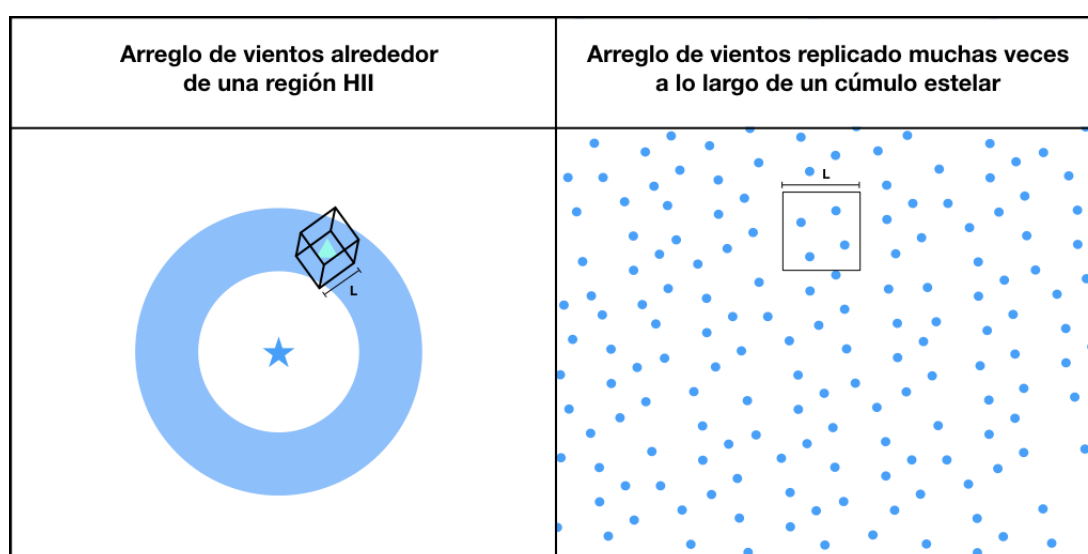


Figura 4.2: Representación esquemática de los entornos que nos permitirán modelar las diferentes condiciones a la frontera en los modelos. Izquierda: cascarón sobredenso alrededor de una región HII, los modelos con CF tipo OF se pensarán inmersos en dicho cascarón. Se puede apreciar la representación de la caja de simulación de la Figura 4.1 dentro del cascarón sobredenso. Derecha: distribución redundante de estrellas en el interior de un cúmulo estelar, los modelos con CF tipo P se pensarán replicados a lo largo y ancho del cúmulo, con las cajas de simulación contiguas una de la otra.

4.1.2. Tipología de los modelos

Para esta tesis hemos realizado modelos con una variación en las Condiciones de Frontera, tipo Outflow (OF) o Periódica (P), además de una variación en la longitud a que separa a las fuentes estelares, teniéndose un caso corto, con $a = 0.25$ pc, designado con la letra S ; y el caso L cuando $a = 0.5$ pc.

Estos valores de a para las distancias entre los vientos estelares fueron expresamente determinados para los modelos con condiciones a la frontera tipo P, que son los que nos servirán para modelar la interacción de vientos dentro de un cúmulo estelar. Una muestra de candidatos a super cúmulos estelares jóvenes (MELO ET AL. 2005) presenta radios de ~ 5 pc y masas estelares (totales) de $10^5 - 10^6 M_{\odot}$. Para un brote de formación estelar de 2.5×10^5 bajo la IMF de Kroupa (ver Sec. 2.9) se tienen ~ 300 estrellas masivas acompañadas de $\sim 4 \times 10^3$ estrellas tipo A o B (cada una con masa entre 2 y $8 M_{\odot}$). El volumen (esférico) correspondiente a estos supercúmulos estelares en formación con radios ~ 5 pc, es de $\sim 5 \times 10^2 \text{ pc}^3$. Si dividimos este volumen entre el número de estrellas A o B ($\sim 4 \times 10^3$), obtenemos 0.125 pc^3 por estrella. Si pensamos que cada una de estas estrellas está en un cubo de 0.125 pc^3 , la separación entre una y otra sería de 0.5 pc. He aquí el motivo para elegir este primer valor de $a = 0.5$ pc para uno de los casos de nuestros modelos (caso “L”). El caso “S”, al tener una distancia a más pequeña ($a = 0.25$ pc) correspondería a un estado más evolucionado del cúmulo en el que el número de estrellas A o B haya escalado a $\sim 3 \times 10^4$.

El Cuadro 4.3 muestra el valor de a para cada uno de los cuatro modelos, incluyendo las Condiciones a la Frontera (CF) en cada caso, así como el valor de la densidad numérica inicial del medio interestelar n_{ISM} y la masa inicial M_c de las respectivas cajas de simulación.

Nombre	a [pc]	CF	$n_{ISM} [\text{cm}^{-3}]$	Masa inicial $M_c [M_{\odot}]$
M_{L-OF}	0.5	OF	10^4	6.3×10^2
M_{L-P}	0.5	P	10^4	6.3×10^2
M_{S-OF}	0.25	OF	10^4	3.2×10^2
M_{S-P}	0.25	P	10^4	3.2×10^2

Cuadro 4.3: Asignación de nombres a Modelos, según la escala espacial corta, S (con $a = 0.25$ pc), o larga, L (con $a = 0.5$ pc), y según las Condiciones a la Frontera (CF) tipo Outflow (OF) o Periódica (P). El cuadro también contiene la masa inicial de la caja de simulación M_c para cada modelo.

4.2. La Relación Global de Schmidt

La forma en que obtenemos la tasa de formación estelar en el código es usando la Relación de Schmidt para un grupo de celdas. El resultado de cada paso temporal

está escrito en forma matricial utilizando desde 1 pixel por lado, hasta 256 que es la resolución máxima de las simulaciones realizadas para este trabajo.

1. El lenguaje de cómputo paralelo que estamos utilizando, FORTRAN-MPI, permite designar una tarea conjunta a varios procesadores de forma simultánea. En nuestro caso se hacen modelos hidrodinámicos de un espacio cúbico de simulación de “L” pársecs por lado, repartido en ocho procesadores, cada uno encargado de un cubo de $1/2 L$ por lado, por lo que la caja de simulación queda dividida en ocho subpartes iguales, cada una con tres superficies de flujo entre procesadores, y tres superficies con condiciones a la frontera.
2. Cada procesador resuelve 128 pixeles por lado para resolver las ecuaciones de Euler, la eficiencia de calentamiento y la tasa de formación estelar, de tal manera que en cada paso temporal hay una malla flotante de (128 pixeles) al cubo por procesador, con el valor presente de la densidad de gas en cada pixel cúbico. El cálculo de la SFR en varias escalas, corresponde al conteo de la masa sobre una línea de visión, desde un sólo pixel cuadrado, hasta la de 128 pixeles cuadrados, pasando por los divisores de 128, $\phi = 64, 32, 16, 8, 4$ y 2, al cuadrado.
3. En cada uno de los puntos de densidad superficial de las matrices, se calcula la SFR según la Relación Global de Schmidt (ver ecuación 2.30), pero en vez de evaluarla con la densidad superficial promedio de toda la caja de simulación, se hace en segmentos cúbicos de esta. Este cálculo se produce varias veces en cubos de diferente dimensión espacial, de tal manera que se obtienen matrices $\bar{\Sigma}_{SFR-local \phi}$, una para cada dimensión espacial ϕ , en cada uno de los intervalos de tiempo de salida de datos de los modelos (10^3 - 10^4 años). Usando $\phi = 1, 2, 4, 8, 16, 32, 64$ y 128, se tendrán matrices con $1^2, 2^2, 4^2, \dots$ y 128^2 entradas, respectivamente, en las que cada elemento de las matrices representa la tasa de formación estelar local (para cada índice ϕ , local a diferentes escalas espaciales).
4. Al finalizar el tiempo de cómputo, se cuenta con un conjunto de matrices $\bar{\Sigma}_{SFR-local \phi}$ para cada tiempo. Nosotros tomamos cada matriz para obtener un valor promedio de la SFR, $\bar{\Sigma}_{SFR-global \phi}$, en cada intervalo temporal. La Tasa de Formación estelar global, es un promedio de las tasas de formación locales, se puede escribir como,

$$\bar{\Sigma}_{SFR-global \phi} = \frac{1}{\phi^2} \sum_{i=1}^{\phi^2} \Sigma_{SFR-local i}, \quad (4.1)$$

con $\phi = 1, 2, 4, 8, 16, 32, 64, 128$. Donde $\Sigma_{SFR-local i}$, se puede escribir como una función de potencias aplicada a los promedios locales de densidad,

$$\Sigma_{SFR-local i} = A \left(\frac{1}{i^2} \sum_{j=1}^{i^2} \Sigma_{gas j} \right)^{\beta}, \quad (4.2)$$

con $i = 128/\phi$, y los parámetros A y β , son las constantes de la Relación Global de Schmidt (ver ecuación 2.30).

Usando la ecuación (4.2) en la ecuación (4.1), se obtiene que,

$$\bar{\Sigma}_{SFR-global\ \phi} = \frac{1}{\phi^2} \frac{1}{i^{2\beta}} \sum_{i=1}^{\phi^2} A \left(\sum_{j=1}^{i^2} \Sigma_{gas\ j} \right)^\beta, \quad (4.3)$$

Al evaluar los casos extremos $\phi = 1$ y $\phi = 128$ en la ecuación (4.3), obtenemos,

$$\bar{\Sigma}_{SFR-global\ 1} = A (\bar{\Sigma}_{gas})^\beta \quad (4.4)$$

$$\bar{\Sigma}_{SFR-global\ 128} = A (\overline{\Sigma_{gas}})^\beta \quad (4.5)$$

Las ecuaciones (4.4) y (4.5) serán iguales en tanto la densidad superficial del medio interestelar modelado sea homogénea, dicho de otra manera, las desviaciones de la igualdad serán consecuencia de las variaciones de la densidad a lo largo de la caja de simulación. Y estas variaciones serán consecuencia de la compresión de gas por parte de los vientos supersónicos, así como de la estructura sobredensa que emerge de la interacción entre ellos.

4.3. La eficiencia de calentamiento, HE

La eficiencia de calentamiento, HE, se calcula de la siguiente manera,

1. Se obtiene el promedio de la diferencia de la energía térmica y cinética antes y después de cada paso temporal ($\Delta E = E_{antes} - E_{presente}$, respectivamente),
2. Se calcula la energía pérdida en el intervalo temporal para cada celda computacional durante el paso de tiempo que se está estudiando.
3. Cada uno de los procesadores escribe en sus datos de salida el valor solución de la ecuación 2.31.

Usando las salidas de la pérdida de energía por procesador se puede obtener un promedio de la HE que será

$$\overline{HE} = \sum_{i=1}^{n_p} \frac{HE_i}{n_p}, \quad (4.6)$$

donde, n_p es el número de procesadores usados en la simulación.

Es importante señalar que la ecuación 2.31 es válida mientras el gas inyectado por las estrellas permanezca embebido o contenido en la caja de simulación. Si el viento estelar sale de la caja de simulación, el valor de $E_{presente}$ decaerá drásticamente, quedando vigente una fracción cada vez más chica de la energía original, alejándose de un HE genuino.

4.4. El límite de Jeans para el grumo

Los cuatro vientos estelares que componen nuestras simulaciones pueden formar un grumo denso en la zona de interacción a partir del centro de la caja de simulación, el cual coincide con el centro del arreglo de estrellas y a su vez con el centro de masa del sistema. A partir del centro de la caja de simulación usamos un volumen de control de diez pixeles de radio, en donde se calcula la Masa de Jeans para los valores promedio de la densidad y la temperatura de las celdas. Si la masa de Jeans obtenida usando la ecuación 2.10 es menor que la masa en el grumo, se considera que este gas se colapsará.

De ser así el grumo existirá durante el tiempo que le lleve a la densidad pasar de su valor máximo alcanzado, hasta retomar el valor inicial de la simulación.

El radio está limitado superiormente por la distancia que hay entre el centro de la distribución estelar y el radio de los vientos estelares. Esta distancia es ligeramente mayor a la mitad de la distancia que hay entre las estrellas del arreglo estelar. La proporción entre la distancia entre las estrellas, a , y la longitud de la caja de simulación, L , es $1/4$. Es decir, si la caja de simulación tiene 256 pixeles por lado, la separación entre una estrella de otra es $a = 64$ pixeles. Nosotros elegimos arbitrariamente un radio de 10 pixeles para definir la zona de monitoreo de la sobredensidad. Una vez definido el valor de a , se tendrá una longitud del cubo hidrodinámico de $L = 4a$. Esta misma relación es guardada por los diez pixeles que cubren el radio del grumo r_{clump} , por lo que se tiene $r_{clump} = (10/64) a$. Si $a = 0.5$, como en el caso de los modelos tipo L, entonces $r_{clump} = 0.08$ pc; y si $a = 0.25$, como en el caso de los modelos tipo S, entonces $r_{clump} = 0.04$ pc.

Capítulo 5

Resultados

En este capítulo se presentan los resultados de la Tasa de Formación Estelar (SFR) y de la Eficiencia de Calentamiento (HE) para nuestros modelos numéricos. El análisis de la posibilidad de colapso por autogravedad mediante el uso del criterio de la Masa de Jeans del grumo se hace en la Sección (6.3).

5.1. Modelos tipo L

Como se ha mencionado anteriormente, hemos realizado modelos en donde el tamaño de la caja es de 2 pc por lado. Para ellos la separación media de las estrellas es de 0.5 pc. El Cuadro 5.1 reúne los parámetros libres de estas simulaciones.

Nombre	a [pc]	CF	T_{ISM} [K]	n_{ISM} [cm ⁻³]	v_w [km s ⁻¹]	$\dot{M}_w$ [M _⊙ yr ⁻¹]
M _{L-OF}	0.5	OF	5×10^3	10^4	300	10^{-6}
M _{L-P}	0.5	P	5×10^3	10^4	300	10^{-6}

Cuadro 5.1: Valores de distancia entre estellas a , condiciones de frontera, la temperatura y la densidad del medio interestelar inicial (T_{ISM} y n_{ISM} , respectivamente, velocidad del viento del viento estelar (v_w) y la tasa de inyección de masa ($\dot{M}_w$).

Las Figuras 5.1, 5.2 y 5.3 muestran la evolución de los cascarones de gas producidos por la inyección de vientos de las estrellas masivas a $t=3.5 \times 10^4$, 4.0×10^4 y 4.5×10^4 años, respectivamente. Como podemos ver, el choque de los vientos forma estructuras densas entre cada par de estrellas y en el centro de la distribución estelar. La región central, en donde interactúan los vientos de todas las estrellas, la llamamos “**grumo**” y como se puede observar este tiene una densidad mayor a medida que más material es inyectado en la simulación numérica.

En la Figura 5.4 mostramos los perfiles del corte de la densidad numérica n del interior de los grumos densos de todos los modelos, se trata de perfiles de longitud

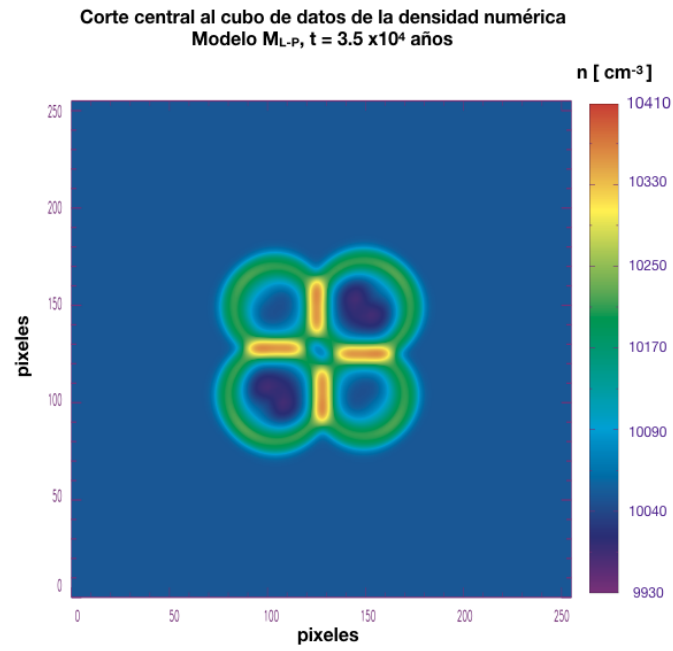


Figura 5.1: Comienzo de la interacción de los choques.

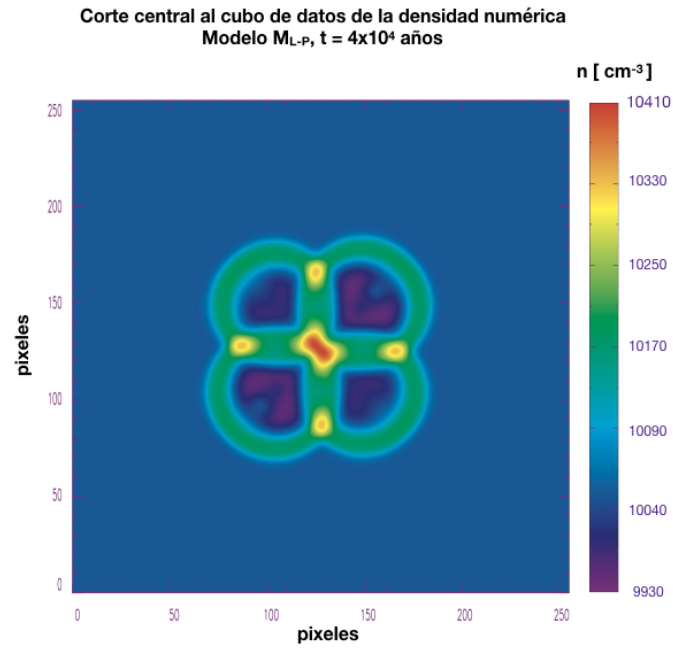


Figura 5.2: Momento cúspide de la formación del grumo.

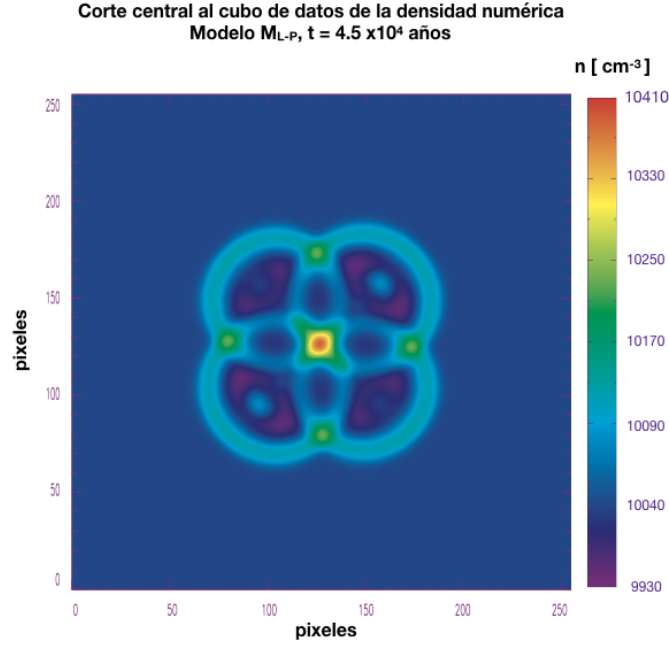


Figura 5.3: Momento posterior a la formación del grumo, cuando la zona alrededor de este comienza a ser despejada.

$d = 2r$ (donde r es el radio medido en parsecs a partir del centro de la sobredensidad) de orientación arbitraria. Este corte cubre 30 pixeles centrado en la mitad de la caja de simulación. Esta Figura 5.4 presenta los perfiles de densidades de las 4 simulaciones realizadas para este trabajo, en tiempos diferentes: $t_{clump} = 1.875 \times 10^4$ años para el modelo M_{S-OF}, $t_{clump} = 2 \times 10^4$ años para el modelo M_{S-P}, $t_{clump} = 4.25 \times 10^4$ años para el modelo M_{L-OF} y $t_{clump} = 4 \times 10^4$ años para el modelo M_{S-P}. Estos tiempos t_{clump} corresponden al momento en el que se presenta el valor de mayor densidad del gas del grumo, y a partir del cual la densidad comienza a decaer por la expulsión final del gas de este hacia los exteriores de la zona de interacción de los vientos estelares.

La Figura 5.5 muestra la tasa de formación estelar como función del tiempo para el modelo con M_{L-OF}. La figura muestra la SFR calculada en diferentes escalas de área, cubriendo toda la superficie de proyección del gas del modelo, como se explicó en la sección 4.2, según la ecuación 4.3. Dado que la densidad inicial del medio interestelar del modelo es homogénea, todos los cálculos iniciales de la SFR serán iguales, y se irán diferenciando según se vuelva inhomogénea la distribución de la densidad del gas. En todas las gráficas SFR que serán reportadas tanto en esta como en la siguiente sección, la línea continua en las figuras de la SFR correspondiente al caso $\phi = 1$ representado en la ecuación (2.30) y como se puede ver, es casi siempre la cota inferior de los valores de la SFR del resto de valores del índice ϕ . En el otro

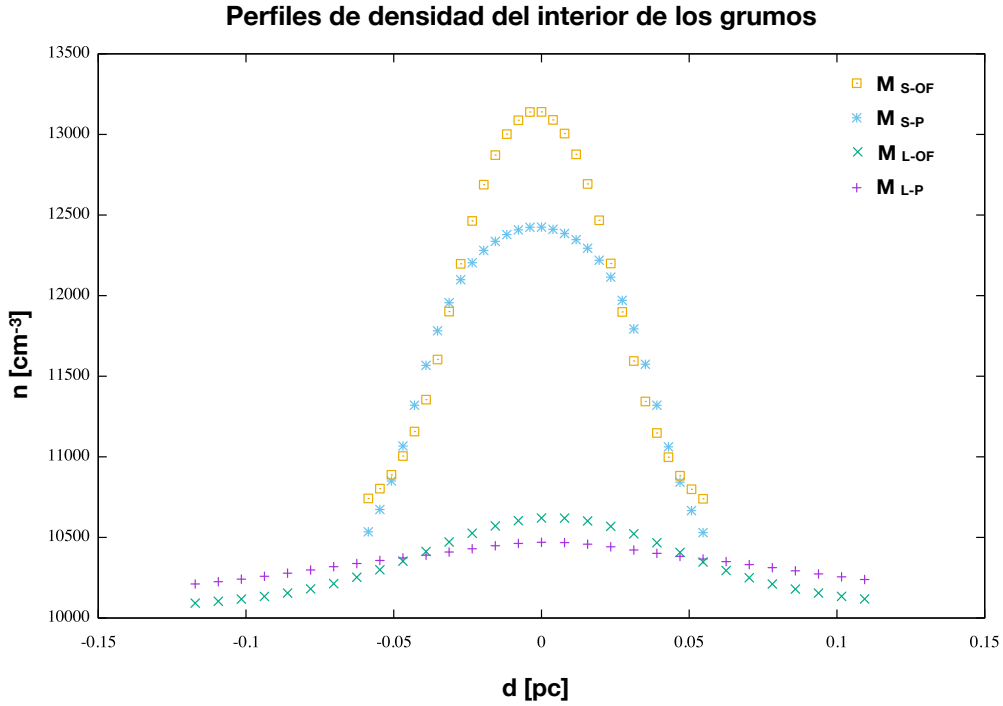


Figura 5.4: Gráfica del perfil de densidad n de los grumos a lo largo de la distancia diametral d , medida a partir del centro de cada uno.

extremo, como cota superior, está el cálculo de la SFR correspondiente a $\phi = 128$. Entonces en esta figura se muestra la evolución de todos los promedios $\bar{\Sigma}_{SFR-global-\phi}$.

Así mismo obtenemos la eficiencia de calentamiento para este modelo y la graficamos como función de tiempo en la Figura 5.6. Como se puede ver en esta figura el enfriamiento comienza en 1, cuando inicia la simulación y a medida que el choque producido por los vientos estelares barre el medio interestelar formando cascarones alrededor de las estrellas, estos empiezan a perder su energía por el enfriamiento radiativo del gas. En aproximadamente 40000 años se observa un incremento en la eficiencia de calentamiento debido a la interacción de los cascarones al comenzar a formar el grumo central. A este tiempo lo hemos denominado t_{clump} y desde ese momento y hasta que se forme un cascarón común a todas las estrellas, es el momento en el que el grumo debe de colapsarse para poder formar estrellas en su interior. Una vez que se forme el viento común de las estrellas, este calentará cualquier estructura inhibiendo la formación estelar dentro del volumen del cúmulo.

Este modelo con condiciones de salida libre tiene un mínimo de eficiencia de calentamiento que es de 0.39, es decir que solo el 39 % de la energía inyectada por las estrellas masivas sigue impulsando la formación de la burbuja, y el otro 61 % de la energía que se inyecta será radiada y no contribuirá a la dinámica del gas en esta región. La eficiencia de calentamiento para tiempos mayores a los que presentamos no puede seguirse debido a que el gas comenzará a escaparse por las caras de la

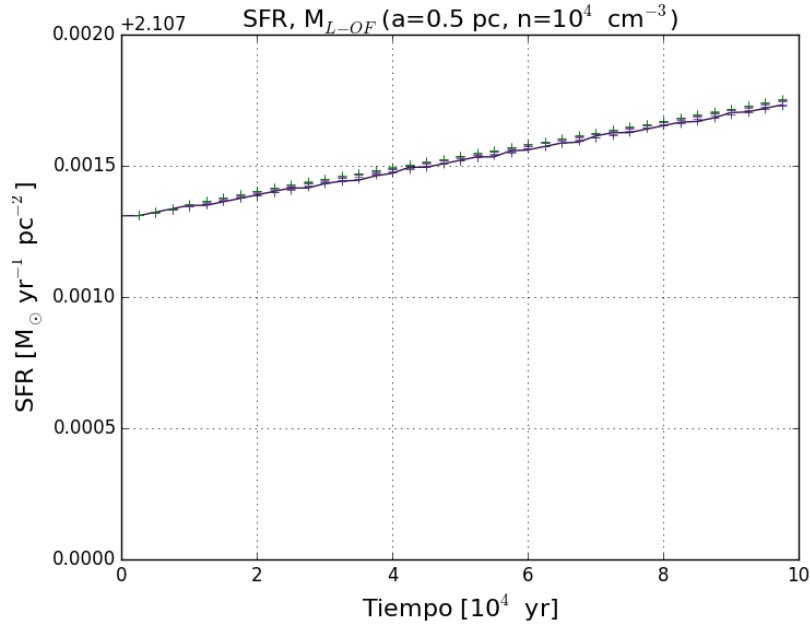


Figura 5.5: Tasa de formación estelar como función de tiempo para el modelo M_{L-OF} . En la figura se muestra la tasa de formación estelar para cada valor de ϕ ($= 1, 2, 4, 8, 16, 32, 64$ y 128), donde una línea sólida es la tasa de formación estelar para $\phi = 1$ que es la cota inferior.

caja de simulación. Sin embargo, la interacción de los vientos de muchas estrellas tenderá a formar un cascarón común a todas las estrellas conocido como superburbuja y esta tiene muy alta eficiencia de calentamiento, como el caso de las burbujas individuales (para $t < t_{clump}$).

Ahora bien, otro caso para tratar es que la idea de que la distribución de 4 estrellas respresenta una unidad que se repite en el volumen de un cúmulo, en donde cientos de estrellas se estan formando. Para estudiar el comportamiento de la dinámica del gas, la tasa de formación estelar y la eficiencia de calentamiento en este tipo de sistemas uno puede activar las fronteras periódicas y seguir la evolución de los cascarones por 2 tiempos de cruce. Para esto hemos corrido un modelo que hemos nombrado como M_{L-P} y como se puede ver en la Figura 5.4, el perfil de la densidad numérica, cruces magenta, la densidad después de 2 tiempos de cruce (2×10^5 años), tiene un máximo menor que en el modelo donde hay una sola interacción. Esto es debido a que una vez que llega el segundo frente de choque, el que viene de las caras de la simulación, el gas chocado se calienta y el grumo central comienza a desvanecerse.

La tasa de formación estelar del modelo M_{L-P} (Fig. 5.7) es más grande que la del modelo M_{L-OF} (Fig. 5.6) debido única y exclusivamente a que el tiempo de evolución total del modelo con condiciones de frontera periódicas M_{L-P} es mayor que el tiempo de evolución de su modelo opuesto M_{L-OF} . Esto se puede corroborar al ver

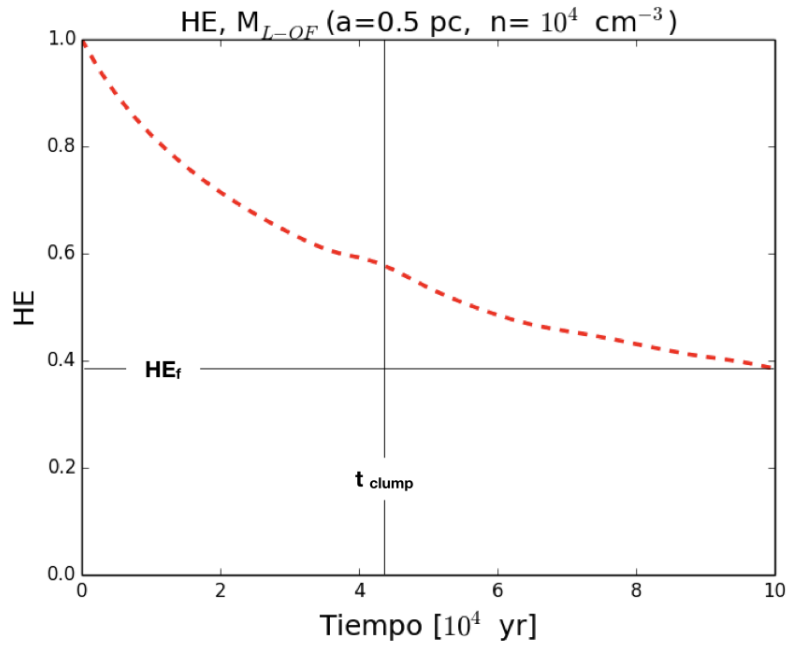


Figura 5.6: Eficiencia de calentamiento, HE , como función del tiempo para el Modelo M_{L-OF} . Se marca el momento de la formación del grumo, t_{clump} , y el valor final de la eficiencia de calentamiento, HE_f para cuando el gas abandona la caja de simulación que corresponde a la formación de las superburbuja.

la gráfica de la Figura 5.9, que contiene las gráficas SFR de ambos modelos M_{L-P} y M_{L-OF} , y en donde se ve que hay un mero empatamiento de su evolución, claro, con el tiempo de uno más limitado que el de otro (ver valores de t_{modelo} en el Cuadro 6.1).

Por otro lado, la eficiencia de calentamiento disminuye un poco más debido a que el material incrementa su enfriamiento en las diferentes regiones de la simulación debido a que el material que va saliendo de la caja de simulación regresa a esta por la condición de periodicidad impuesta. Entonces la eficiencia de calentamiento tiene un segundo máximo local en el momento que el choque reingresa por las fronteras, continua su desarrollo y vuelve a encontrarse con el grumo central a 1.36×10^5 años. Finalmente después de dos tiempos de cruce de este frente, la simulación solo conserva 25 % de la energía inyectada por las estrellas como energía mecánica.

La Figura 5.8 muestra la eficiencia de calentamiento como función de tiempo. En ella se ha incluido una línea vertical, indicando el momento de la formación del grumo denso causado por la interacción de los vientos. La identificación de dicho momento se puede hacer de forma visual con un corte bidimensional sobre el centro de la caja de simulación, aunque un criterio específico para identificar el momento del colapso se logra al monitorear la masa del grumo central en la caja de

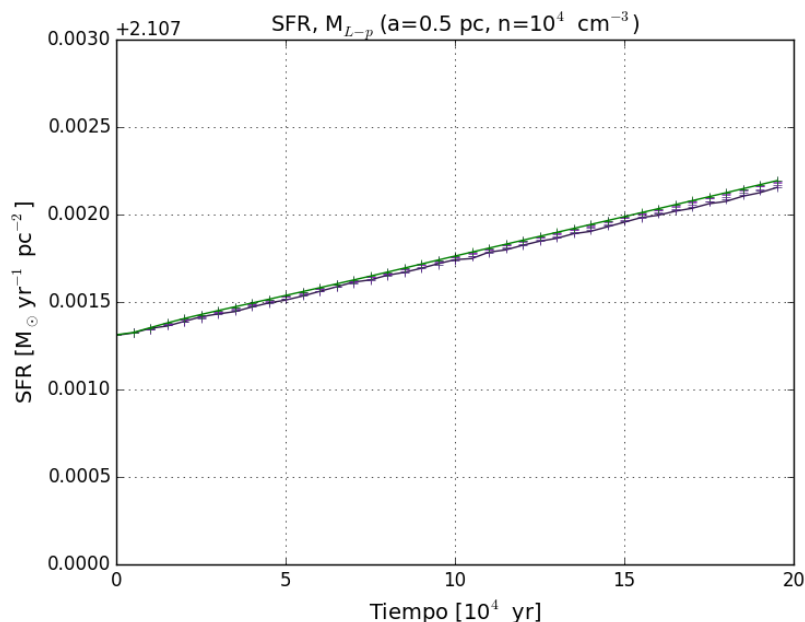


Figura 5.7: Tasa de formación estelar como función de tiempo para el modelo M_{L-P} . En la figura se muestra la tasa de formación estelar para cada valor de ϕ ($=1, 2, 4, 8, 16, 32, 64$ y 128), donde una línea sólida es la tasa de formación estelar para $\phi = 1$ que es la cota inferior.

simulación y estudiar si la masa de este grumo supera la masa del criterio de Jeans haciéndolo gravitacionalmente inestable y comenzando su colapso gravitatorio.

5.2. Modelos tipo S

Para completar nuestros modelos, nosotros hemos realizado simulaciones hidrodinámicas con menor distancia entre las estrellas. El Cuadro 5.2 muestra las propiedades de los modelos tipo “S”.

Al igual que para los modelos tipo L hemos graficado el perfil de la densidad, del grumo denso central al final de la simulación. En la Figura 5.4 mostramos estos perfiles de la densidad numérica, para los modelos “S”, con cuadrados amarillos para el modelo con salida libre y asteriscos azules para los modelos con condiciones periódicas en las tapas de la caja de simulación. Claramente se puede observar que los modelos en donde la distancia entre las estrellas es de 0.25 pc, la densidad de grumo central es mucho mayor que para el caso en donde la distancia entre las estrellas es de 0.5 pc. El máximo de la densidad del modelo M_{S-OF} es ~ 1.35 veces mayor que la densidad del medio interestelar original de las simulaciones. Esto impacta

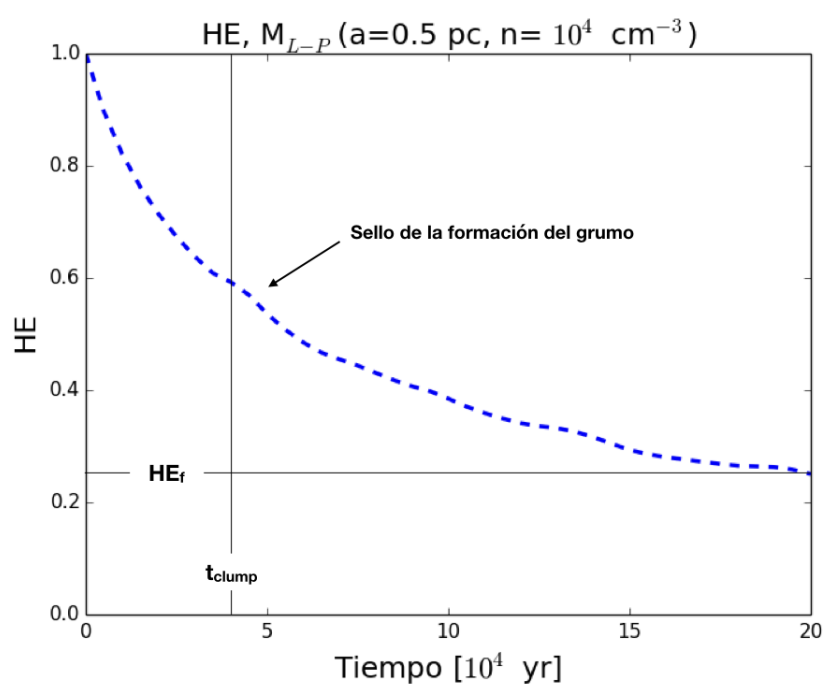


Figura 5.8: Eficiencia de calentamiento, HE , como función del tiempo para el Modelo M_{L-P} . Se marca el momento de la formación del grumo, t_{clump} , y el valor final de la eficiencia de calentamiento, HE_f para cuando el gas abandona la caja de simulación que corresponde a la formación de las superburbuja.

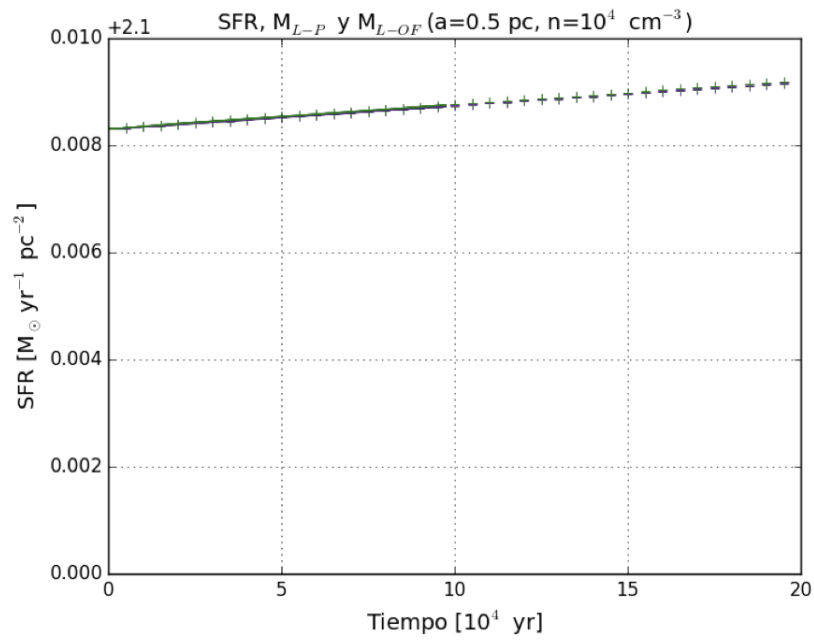


Figura 5.9: Gráficas SFR-tiempo de los los modelos M_{L-OF} (líneas continuas) y M_{L-P} (*cruces*). Se observa un mero empatamiento de sus valores durante la evolución en durante sus respectivos tiempos de duración total.

Nombre	a [pc]	CF	T_{ISM} [K]	n_{ISM} [cm ⁻³]	v_w [km s ⁻¹]	$\dot{M}_w$ [M _⊙ yr ⁻¹]
M _{S-OF}	0.25	OF	5 × 10 ³	10 ⁴	300	10 ⁻⁶
M _{S-P}	0.25	P	5 × 10 ³	10 ⁴	300	10 ⁻⁶

Cuadro 5.2: Valores de distancia entre estrellas a , condiciones de frontera, la temperatura y la densidad del medio interestelar inicial (T_{ISM} y n_{ISM} , respectivamente, velocidad del viento estelar (v_w) y la tasa de inyección de masa ($\dot{M}_w$).

fuertemente en la tasa de formación estelar y en la disminución de la eficiencia de enfriamiento.

Así mismo podemos ver que los modelos donde se consideran las fronteras periódicas, tenemos un grumo formado que tiene una densidad de 12500 cm⁻³ que es 1.25 veces la densidad del medio original. Al igual que para los modelos “L”, el modelo con las condiciones periódicas calienta más el gas del grumo central, debido a que el material que entra por las caras de la caja de simulación es supersónico y choca el material del grumo central disminuyendo la densidad de esta estructura.

Las Figuras 5.10 y 5.11, muestran la tasa de formación estelar contra el tiempo para los modelos “S” presentados en esta sección. La Figura 5.10 contiene la gráfica SFR del modelo M_{S-OF} (con condiciones a la frontera tipo Outflow), con un incremento de $\sim 7 \times 10^{-4}$ [M_⊙ yr⁻¹ pc⁻²], en contraste con la gráfica homóloga para el modelo con condiciones a la frontera tipo periódicas M_{S-P} (ver Fig. 5.11) con un incremento en la SFR de $\sim 3 \times 10^{-3}$ [M_⊙ yr⁻¹ pc⁻²]. La variación entre estos dos valores de la SFR se debe a la mera diferencia que hay entre los tiempos de evolución total de cada modelo, 5 × 10⁴ años para el primero y 2 × 10⁵ años para el segundo, con un factor de 4 como intermediario para la igualación, que es casi el mismo para esta diferencia de la SFR. Cabe recordar que la escala del tiempo de evolución de cada modelo depende de sus condiciones a la frontera, pues un modelo con condiciones tipo periódicas (P) podrá extender su evolución más allá del tiempo en el que el desenvolvimiento de los choques llegue a la frontera, mientras que cuando esto mismo suceda para los modelos con condiciones a la frontera tipo Outflow (OF), la densidad del medio interestelar comenzará a decaer estripitosamente al ser expulsado gas de la caja de simulación, dejando de ser significativo el uso de este modelo por causa de que esto también hará decaerá el valor de la tasa de formación estelar. Esto mismo sucedió con los resultados de la SFR de los modelos tipo “L”, solo que en ese caso el factor de diferencia entre sus tiempos de evolución es de 2 (ver recolección de datos en el Cuadro (6.1)). La gráfica de la Figura 5.14, que contiene las gráficas SFR de ambos modelos M_{L-P} y M_{L-OF}, y en donde se ve que hay un mero empatamiento de su evolución, claro, con el tiempo de uno más limitado que el de otro (ver valores de t_{modelo} en el Cuadro 6.1).

Al igual que para los modelos anteriores, hemos hecho modelos de la eficiencia de

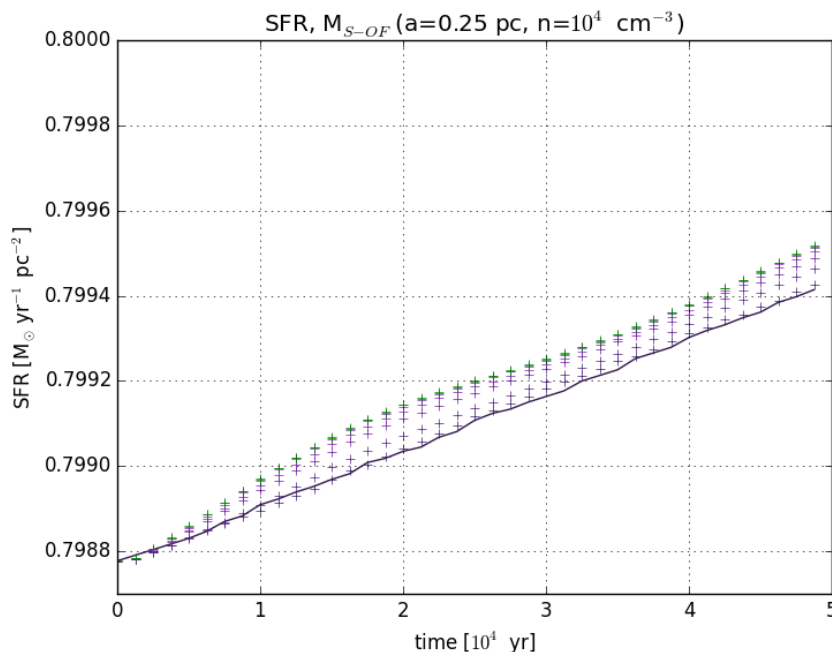


Figura 5.10: Tasa de formación estelar como función de tiempo para el modelo M_{S-OF} . En la Figura se muestra la tasa de formación estelar para cada valor de ϕ ($=1, 2, 4, 8, 16, 32, 64$ y 128), donde una línea sólida es la tasa de formación estelar para $\phi = 1$ que es la cota inferior.

calentamiento para M_{S-P} (Figura 5.13) y M_{S-OF} (Figura 5.12). Como podemos observar en la Figura 5.13, el enfriamiento es mucho menos eficiente en estos modelos que en los modelos “L” ya que solo 40 % de la energía mecánica inyectada se pierde de sistema en forma de enfriamiento radiativo. En el caso del modelo “L” esta eficiencia era de ~ 0.6 para el modelo con fronteras abiertas. Para M_{S-P} se puede observar, en la Figura 5.13, que la eficiencia de calentamiento tiene importantes variaciones a lo largo de la simulación, es decir las ondas de choque que interactúan con el medio, lo calientan y confinan repetidas veces a lo largo del tiempo de la simulación. Esto es principalmente debido a que al permitir que la simulación evolucione por 2×10^5 años, las ondas de choque que impactan con las fronteras de la caja de simulación calientan el gas y lo compacta repetidas veces.

La eficiencia de calentamiento máxima de este modelo, M_{S-P} , es mayor que el valor HE del modelo con condiciones homólogas (periódicas) del caso “L”, por un factor de 1.4.

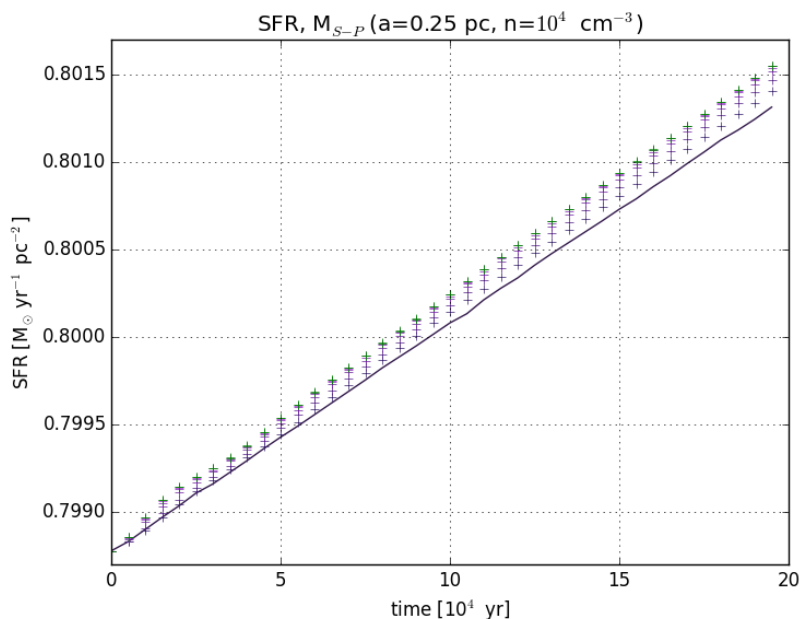


Figura 5.11: Tasa de formación estelar como función de tiempo para el modelo M_{S-P} . En la figura se muestra la tasa de formación estelar para cada valor de ϕ ($= 1, 2, 4, 8, 16, 32, 64$ y 128), donde una línea sólida es la tasa de formación estelar para $\phi = 1$ que es la cota inferior.

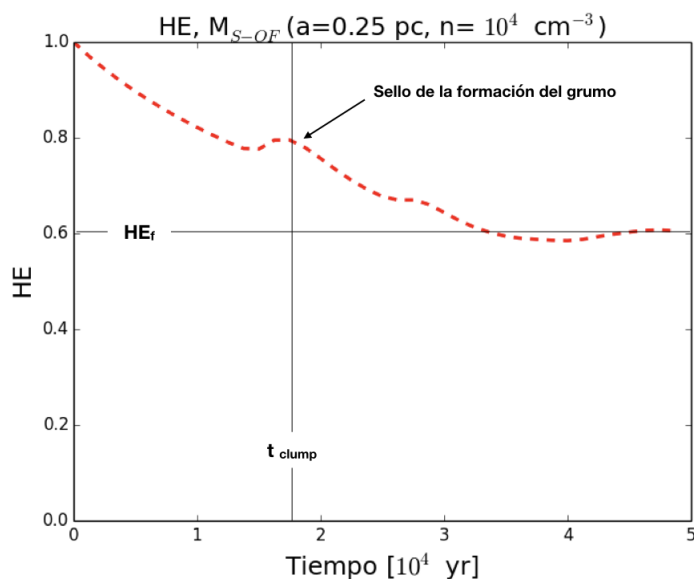


Figura 5.12: Eficiencia de calentamiento contra tiempo de evolución para el modelo M_{S-OF} . Se marca el momento de la formación del grumo, t_{clump} , y el valor final de la eficiencia de calentamiento, HE_f .

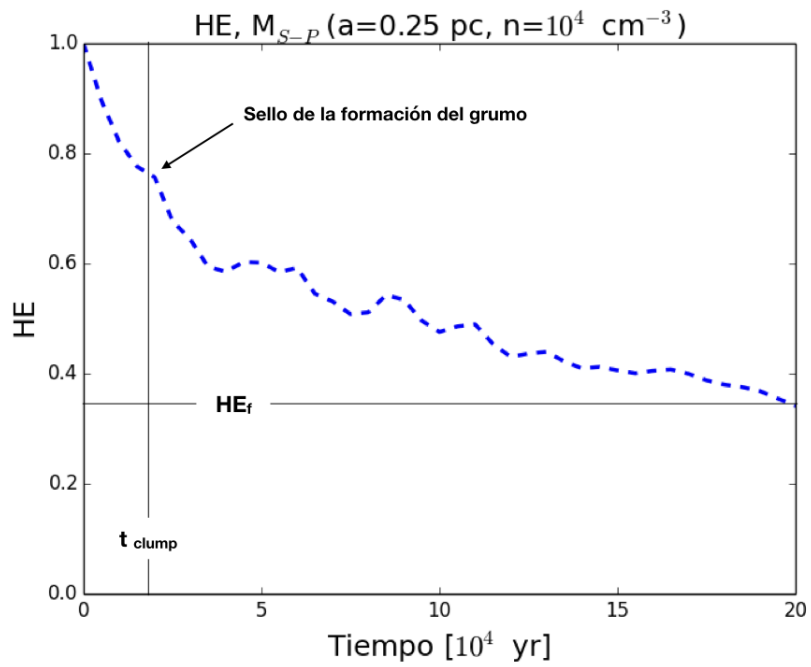


Figura 5.13: Gráfica HE-tiempo, modelo M_{S-P} . Se marca el momento de la formación del grumo, t_{clump} , y el valor final de la eficiencia de calentamiento, HE_f .

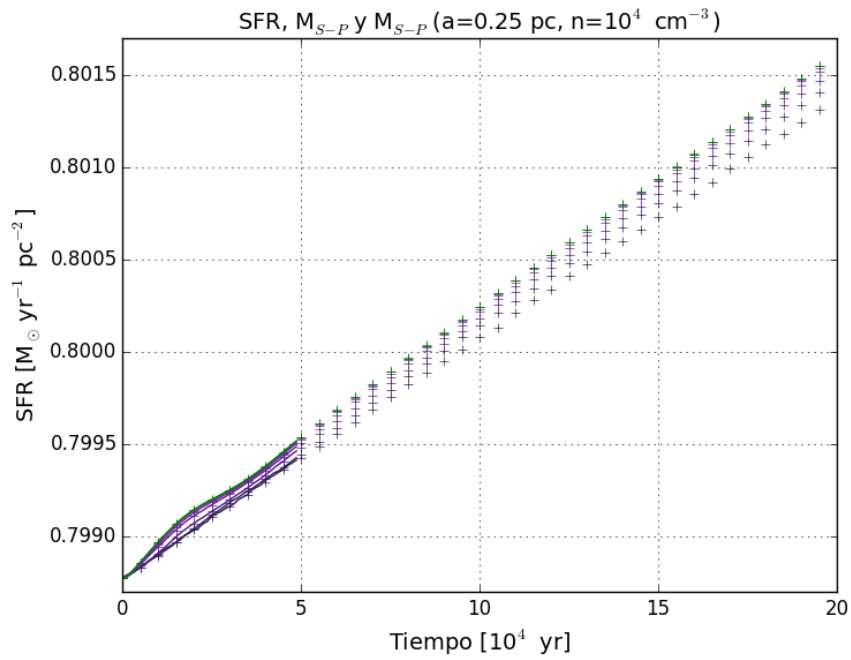


Figura 5.14: Gráficas SFR-tiempo de los modelos M_{S-P} (líneas continuas) y M_{S-OF} (cruces). Se observa un mero empatamiento de sus tasa de formación etelar en sus respectivos tiempos de evolución total.

Capítulo 6

Discusión

Para analizar globalmente los resultados que hemos obtenido de nuestros modelos numéricos, hemos puesto los resultados de nuestras simulaciones en tablas (o cuadros) que analizaremos a lo largo de este capítulo.

El Cuadro 6.1 contiene la tasa de formación estelar inicial SFR_i , así como el tiempo de evolución total de cada modelo, t_{modelo} , el aumento de la tasa de formación estelar ΔSFR , y este mismo aumento dividido por el tiempo t_{modelo} correspondiente, cociente al cual llamaremos: tasa de cambio de la SFR . En particular esta tasa de cambio servirá para hacer una comparación entre las SFR 's de modelos con diferentes longitudes espaciales (ya sea “L” o “S”) para completar la comparación ya hecha en las secciones 5.1 y 5.2, de modelos que comparten la misma escala espacial pero que varían en sus condiciones de frontera (“OF” o “P”) y que resultó en un mero empatamiento dentro de la escala temporal de evolución común entre los modelos.

Modelo	SFR_i [$M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ pc}^{-2}$]	t_{modelo} [yr]	ΔSFR [$M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ pc}^{-2}$]	$\Delta SFR/t_{modelo}$ [$M_{\odot} \text{ yr}^{-2} \text{ pc}^{-2}$]
M_{S-OF}	0.7987	5×10^4	7.4×10^{-4}	1.5×10^{-8}
M_{S-P}	0.7987	2×10^5	2.8×10^{-3}	1.4×10^{-8}
M_{L-OF}	2.1083	1×10^5	4.0×10^{-4}	4.0×10^{-9}
M_{L-P}	2.1083	2×10^5	8.0×10^{-4}	4.0×10^{-9}

Cuadro 6.1: Datos de la tasa de formación estelar inicial, SFR_i , de la variación de la SFR , ΔSFR , del tiempo de evolución total de cada modelo, t_{modelo} , y de la tasa de cambio de la SFR , $\Delta SFR/t_{modelo}$.

En el Cuadro 6.1 se puede ver que los modelos “S” y “L” tienen un aumento de la tasa de formación estelar ΔSFR menor para el caso de salida libre que cuando la condición de frontera es periódica. Es decir, los modelos con fronteras periódicas, en los que suponemos que hay un cúmulo de estrellas, se tendrá una formación estelar más acelerada debido a que hay mucho más material disponible para el colapso gravitacional y la formación de estrellas en general.

Es importante notar que el tiempo de evolución de los modelos con fronteras de salida libre está limitado por el tiempo que le lleva a los choques llegar a la frontera, así que estos están más restringidos que el caso de modelos con condiciones a la frontera tipo P. La diferencia de la tasa de formación estelar final dentro de modelos con la misma escala espacial, se debe a la extensión de tiempo que posibilita las condiciones de frontera OF y/o P.

En un caso de comparación directa entre las tasas de cambio $\Delta\text{SFR}/t_{\text{modelo}}$ entre los modelos con escalas “S” y “L”, se puede ver que es mayor para los modelos “S” que para los modelos “L”, por el simple hecho de que los modelos “S” poseen la misma tasa de inyección de masa que el modelo “L” pero distribuida en un espacio menor, elevando así la densidad superficial de gas, y consecuentemente la tasa de formación estelar.

Para el caso aislado (con condiciones a la frontera tipo OF) los modelos M_{S-OF} y M_{L-OF} , con tamaño de 1 pc y de 2 pc, respectivamente, pueden simular condiciones de formación estelar dentro de un fragmento del cascarón sobredenso que se forma alrededor de una región HII, como fue reportado por MARTINS ET AL. (2009), en el cascarón de la Región HII Ultracompacta RCW 79 (ver Fig. 6.2). En el cascarón denso formado por el frente de ionización y el frente de choque de la estrella ionizante, hay una región de ~ 1 pc de diámetro, que contiene tres objetos estelares en pre-secuencia principal. Nosotros asociamos este escenario al de los modelos con condiciones a la frontera tipo OF, con escala espacial S y L, de 1 y 2 pc de tamaño, respectivamente, pero que a su vez contienen un arreglo de cuatro vientos estelares.

Los modelos con condiciones a la frontera tipo P, sirven para modelar la formación estelar dentro de un cúmulo completo, en el que haya una distribución estelar autosimilar en el espacio, en la que se pueden enmarcar nuestros modelos tipo P, replicados muchas veces en el interior del cúmulo estelar.

Dado que las propiedades de los vientos de nuestros modelos corresponden a estrellas que serán tipo A o B de la secuencia principal, nacidas siempre en racimo de estrellas de diferentes masas, estaríamos hablando de un Cúmulo Estelar Masivo en formación.

La Figura 6.1 contiene tabulada la evolución de la eficiencia de calentamiento de los cuatro modelos, cada uno durante sus respectivos tiempos de evolución. En ella se puede ver que la evolución del HE de los modelos que comparten la misma escala espacial (ya sea L o S) es esencialmente la misma, salvo que en los modelos con condiciones a la frontera tipo Outflow (OF), queda truncada al llegar el fin de su tiempo de evolución total.

En el Cuadro 6.2 se presentan los valores finales de la eficiencia de calentamiento, HE_f , para cada modelo, así como el valor HE_{corte} , seleccionado a un tiempo específico para poder comparar el valor HE de los modelos entre sí.

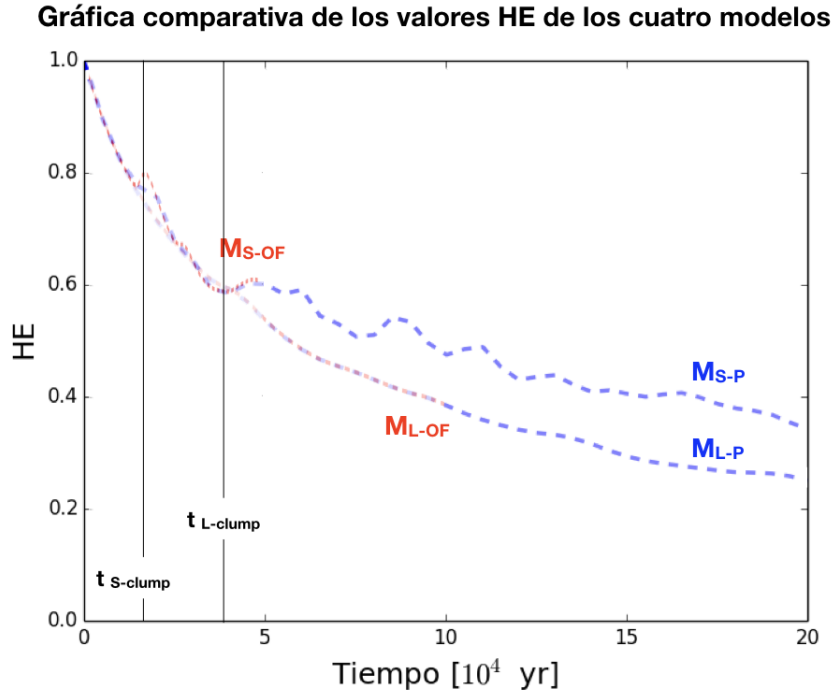


Figura 6.1: Gráficas del HE contra el tiempo de los modelos con condiciones de frontera periódicas (en azul) y de los modelos con condiciones de frontera tipo Outflow (en rojo). Se indican los tiempos de la formación del grumo $t_{S-clump}$ y $t_{L-clump}$ de los modelos S y L, respectivamente.

Como ya se dijo en la sección 2.8, la Eficiencia de Calentamiento es una medi-

Modelo	t_{modelo} [yr]	HE_f	HE_{corte}
M_{S-OF}	5×10^4	0.63	0.63
M_{S-P}	2×10^5	0.34	0.60
M_{L-OF}	1×10^5	0.39	0.55
M_{L-P}	2×10^5	0.24	0.54

Cuadro 6.2: Valor final de la Eficiencia de Calentamiento, HE_f al final del tiempo de evolución de cada modelo, así como el valor HE_{corte} , a $t = 5 \times 10^4$ yr.

da de la fracción de energía inyectada que prevalece en un sistema hidrodinámico. Nuestros modelos tienen función de enfriamiento radiativo, así que pierden energía mediante mecanismos estimulados por el aumento de la temperatura y la densidad dejado a su paso las ondas de choque producidas por los vientos estelares. Una eficiencia de calentamiento igual a 1, tendrá toda la energía inyectada disponible para la expansión del cascarón o cascarones del cúmulo. De verse reducido su valor, el sistema tendrá menos energía disponible para su expansión, pues parte de ella habrá

estimulado y sostenido procesos de emisión colisional a través del tiempo. Si uno supone que la nube es transparente a esta radiación, se tendrá un proceso que inhibirá la expansión de la nube de gas.

De la misma manera que separamos los resultados SFR, el HE de los modelos tipo OF será asociados al entorno de una región HII, y los modelos tipo P, a un cúmulo masivo en formación. Al proceder de esta forma, al tener dos modelos con la mismas condiciones a la frontera pero diferentes longitudes espaciales, podremos identificar si la condición de escala de distancia entre los vientos estelares anfitriones tiene efecto en la variación de la eficiencia de calentamiento de cada sistema.

6.1. SFR y HE alrededor de una Región HII Ultracompácta

El Cuadro 6.3 presenta la tasa de cambio de la tasa de formación estelar $\Delta\text{SFR}/t_{\text{modelo}}$ de los modelos tipo OF, además se incluye la eficiencia de calentamiento final HE_f de cada modelo. En ella se puede observar que la tasa de cambio de la tasa de formación estelar es mayor en el modelo Short (S), que para el modelo Large (L), mientras que la eficiencia de calentamiento final HE_f , también es mayor para el modelo donde las estrellas están más cercanas una con la otra. El sentido de esta diferencia se guarda al comparar las eficiencias de calentamiento al tiempo de corte, HE_{corte} , que sucede a la mayor escala temporal común entre los modelos, es decir, al tiempo mayor del modelo más rápido. Con estas dos premisas en mente, se puede decir que a menor distancia interestelar la tasa de formación estelar crecerá más rápido impulsada por los vientos estelares, pero esto vendrá acompañado de un mayor potencial de expansión de la parcela de gas de la nube original.

Modelo	ΔSFR [$\text{M}_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ pc}^{-2}$]	t_{modelo} [yr]	$\Delta\text{SFR}/t_{\text{modelo}}$ [$\text{M}_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ pc}^{-2} \text{ yr}^{-1}$]	HE_f	HE_{corte}
$\text{M}_{S-\text{OF}}$	7.4×10^{-4}	5×10^4	1.5×10^{-8}	0.63	0.63
$\text{M}_{L-\text{OF}}$	4.0×10^{-4}	1×10^5	4.0×10^{-9}	0.39	0.55

Cuadro 6.3: Cálculo de la tasa de cambio de la tasa de formación estelar inducida por los vientos, $\Delta\text{SFR}/t_{\text{modelo}}$, de los modelos con condiciones a la frontera tipo OF. Se incluyen los valores finales y de corte intermedio de la eficiencia de calentamiento, HE_f y HE_{corte} , respectivamente.

El Cuadro 6.4 contiene el tiempo de duración total de cada modelo, y el número de masas solares transformado a estrellas, N_i , según la Relación de Schmidt, a partir de la tasa de formación estelar inicial de la simulación, SFR_i . Como se puede ver en el cuadro los dos valores de N_i predicen la formación de entre 50 y 200 estrellas en total, de las cuales 10^{-1} serían estrellas tipo A o B (usando Función de Masa Inicial de Kroupa, de la ecuación 2.32).

Podríamos pensar que este tipo de brote a partir del colapso del cascarón sobre-
denso de una región HII, sucede varias veces durante el intervalo de tiempo que una
estrella está en Pre-secuencia Principal. Dicho intervalo es de $\sim 10^5$ años, lo cual
permitiría replicar dos veces el colapso de un cascarón con el estado inicial del mo-
delo S, y una vez el caso del modelo L, dados sus respectivos tiempos de evolución,
utilizados para calcular los valores de N_i . Estos valores de N_i son más de 50 veces
menores que el número de masas solares disponible en cada caja de simulación (ver
Cuadro 4.3), por lo que estaríamos hablando de la disponibilidad de un reservorio
de masa para ocuparse en varios hipotéticos brotes de formación estelar regulados
por la Relación Global de Schmidt. Esta posibilidad daría un brote estelar de 70-200
estrellas, de las cuales algunas serían tipo A o B. Estas estrellas comenzarían como
objetos Herbig Ae/Be que evolucionarían a estrellas de Secuencia Principal, convier-
tiéndose en fuentes de fotones ionizantes que inhibirán la formación de las nuevas
estrellas alrededor.

Modelo	t_{modelo} [yr]	SFR_i [$M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ pc}^{-2}$]	$A_{\text{cascarón}}$ [kpc^2]	N_i [$M_{\odot}$]
M_{S-OF}	5×10^4	0.7987	3.1×10^{-4}	12
M_{L-OF}	1×10^5	2.1083	3.1×10^{-4}	66

Cuadro 6.4: Cálculo del número de masas solares de gas del cascarón que puede sería transformado a estrellas bajo la Relación Global de Schmidt.

El Cuadro 6.5 contiene el cambio de la tasa de formación estelar ΔSFR , el área pro-
yectada por la caja de simulación de cada modelo, así como el número masas solares
que se se pueden transformar en estrellas gracias a este cambio, N_{plus} , bajo la Rela-
ción Global de Schmidt. Se tienen menos de 10^{-4} masa solares para cada caso, por
lo que la aportación a causa de los vientos estelares resulta insignificante en este ca-
so. Pensar en un escenario en el que nuestros modelos estén replicados varias veces
dentro del cascarón de una Región HII, es inviable pues para tener un aumento de
 $1 M_{\odot}$ en el brote estelar, se requerirían 10^4 - 10^5 réplicas de nuestros modelos tipo OF.

Modelo	ΔSFR [$M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ pc}^{-2}$]	t_{modelo} [yr]	A_{modelo} [kpc^2]	N_{plus} [$M_{\odot}$]
M_{S-OF}	7.4×10^{-4}	5×10^4	1×10^{-6}	3.7×10^{-5}
M_{L-OF}	4.0×10^{-4}	1×10^5	4×10^{-6}	1.6×10^{-4}

Cuadro 6.5: Cálculo del número de masas solares de gas de la caja de simulación de los modelos OF, que sería transformado a estrellas bajo la Relación Global de Schmidt debido a la inyección de gas por parte de los vientos.

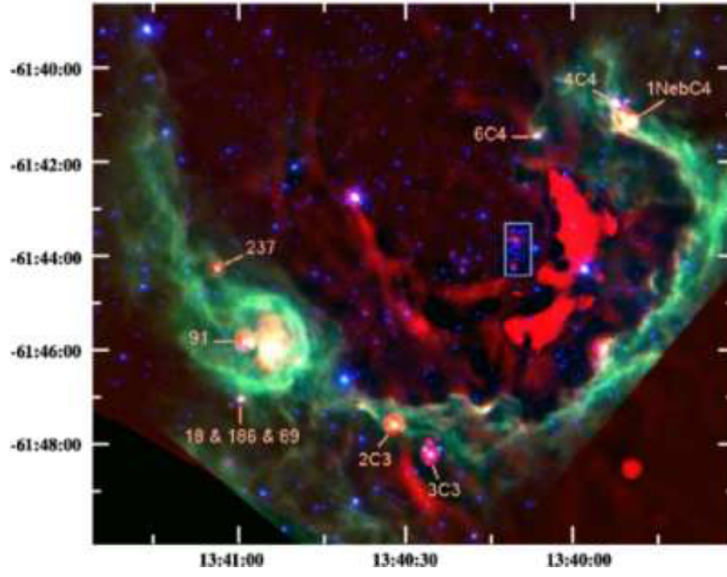


Figura 6.2: Imagen compuesta en colores infrarrojo, de la Región HII Ultracompácta RCW79. Azul y verde provienen de imágenes a 3.6 and 8.0 μm , respectivamente. Rojo es a 24 μm . El rectángulo central de color azul contiene varios candidatos a estrella ionizante, mientras que en el cascarón verde se han identificado objetos estelares jóvenes, es decir, estrellas en presecuencia principal. Del lado izquierdo, sobre el cascarón, hay tres objetos estelares jóvenes, dentro de un diámetro de ~ 1 pc. MARTINS ET AL. 2013.

6.2. SFR y HE en un Cúmulo Estelar Masivo en formación

Supongamos que la distribución estelar de nuestros modelos tipo P están replicados una y otra vez en el interior de un cúmulo estelar esférico de 5 pc de radio. La descripción del cálculo de la tasa de formación estelar global será conforme a una línea de visión que pasa por el centro del Cúmulo Estelar, y va entretejiendo pilas de modelos de longitud $(2r/\sqrt{2})/L$ alineados. Se eligió este radio limítrofe porque así se trataría de un cubo inscrito en la esfera de radio r que cubre al entorno global.

Al pasar cada vez por las hileras de este arreglo, se tendrán $\sqrt{2}r/L$ modelos replicados, cada uno con una densidad superficial de masa $\Sigma_{ism} = (\sqrt{2}r/L) \Sigma_{ism-modelo}$, que bajo la Relación de Schmidt, reflejaría una tasa de formación estelar,

$$\Sigma_{SFR} = a \Sigma_{ism}^b = a \left(\frac{2r}{\sqrt{2}L} \Sigma_{ISM-modelo} \right)^b = \left(\frac{\sqrt{2}r}{L} \right)^b a \Sigma_{ISM-modelo}^b$$

$$\Sigma_{SFR} = \left(\frac{\sqrt{2}r}{L} \right)^b \Sigma_{SFR-modelo}. \quad (6.1)$$

Esta tasa de formación estelar sería homogénea dentro del área de proyección cua-

drada del arreglo de modelos compilados, $A = \left(\frac{\sqrt{2}r}{L}\right)^2$. Para proceder al cálculo de datos, expresamos la ecuación 6.1 en términos del aumento de la tasa de formación estelar de los modelos, ΔSFR ,

$$\Delta SFR_{cumulo} = \left(\frac{\sqrt{2}r}{L}\right)^b \Delta SFR_{modelo}. \quad (6.2)$$

El Cuadro 6.6 contiene la aceleración de la tasa de formación estelar $\Delta SFR_{cumulo}/t_{modelo}$ de los modelos tipo P, calculada con la ecuación 6.2 y la eficiencia de calentamiento final HE_f . Estos dos valores son menores en el caso L que para el caso S. Esto mismo sucedió en la previa discusión de los modelos tipo OF, solo que ahora se trata el caso de un cúmulo estelar masivo en formación. Una distancia interestelar promedio mayor, reduce el crecimiento de la tasa de formación estelar, y reduce también las posibilidades de expansión del gas del cúmulo.

El Cuadro 6.7 contiene el número de masas solares del gas inicial que sería transfor-

Modelo	ΔSFR_{cumulo} [$M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ pc}^{-2}$]	t_{modelo} [yr]	$\Delta SFR_{cumulo}/t_{modelo}$ [$M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ pc}^{-2} \text{ yr}^{-1}$]	HE_f
M_{S-P}	7.4×10^{-4}	2×10^5	2.3×10^{-8}	0.33
M_{L-P}	4.0×10^{-4}	2×10^5	2.1×10^{-7}	0.24

Cuadro 6.6: Tasa de cambio de la tasa de formación estelar de un cúmulo masivo en formación, $\Delta SFR_{cumulo}/t_{modelo}$, y sus respectivas eficiencias de calentamiento finales HE_f .

mado a estrellas, $N_{i-cumulo}$, bajo la Relación Global de Schmidt dentro de un cúmulo estelar en formación. Con $N_{i-cumulo} = 1.2 \times 10^2 [M_{\odot}]$, se tendría un brote de formación estelar de 400 estrellas, de las cuales 3 serían tipo A o B. Este tipo de brote puede replicarse varias veces, hasta que surja una estrella ionizante que inhiba el colapso gravitacional en los alrededores debido a sus fotones ionizantes. Para tener al menos una estrella ionizante, se requiere de un brote de 2750 estrellas, con una masa total de 900 masas solares. La masa de este brote sería ~ 8 veces más grande que el valor $N_{i-cumulo}$ derivado de nuestro arreglo cúbico de modelos P, lo cual precisaría de ocho veces más tiempo, es decir, de 1.6×10^6 años.

Suponiendo que después de este tiempo nace una estrella ionizante, la futura formación estelar alrededor de esta estaría inhibida hasta que esta estrella salga de la secuencia principal y reduzca su tasa de emisión de fotones ionizantes, abriéndose una ventana de oportunidad para la formación de estrellas a su alrededor debido a la cesación del sistema de calentamiento de la fotoionización de los átomos que componen al gas. Mientras los fotones ionizantes de estas estrellas existan, los núcleos estelares de estrellas jóvenes tipo Herbig Ae/Be existentes, continuarán inyectando masa en el medio interestelar, aumentando la tasa de formación estelar y ejecutando un brote cuando el ambiente sea suficientemente frío.

En el momento en que la estrella ionizante anfitriona explote como Supernova, se inyectará gas de manera espontánea en la región, con una gran velocidad, arras-trando y redistribuyendo las sobredensidades de los alrededores, generando nuevas posibilidades de colapso gravitacional debido a la compresión que la onda de choque va dejando a su paso.

Modelo	t_{modelo} [yr]	$\text{SFR}_{i\text{cumulo}}$ [$M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ pc}^{-2}$]	A_{arreglo} [kpc^2]	$N_{i\text{-cumulo}}$ [$M_{\odot}$]
M_{S-P}	2×10^5	1.24×10^1	5.0×10^{-5}	1.2×10^2
M_{L-P}	2×10^5	1.24×10^1	5.0×10^{-5}	1.2×10^2

Cuadro 6.7: Número de masas solares del gas inicial transformado a estrellas en el arreglo cúbico inscrito en un cúmulo estelar esférico de 5 pc de radio, $N_{i\text{cumulo}}$.

El Cuadro 6.8 muestra el número de masas solares del gas inicial que es transfor-mado a estrellas debido única y exclusivamente a la inyección de masa por parte de los vientos en un contexto de condiciones a la frontera tipo periódicas, $N_{\text{plus-cumulo}}$, calculado a partir del crecimiento de la tasa de formación estelar $\Delta\text{SFR}_{\text{cumulo}}$, en el área de proyección del arreglo cúbico correspondiente (Short y Large), durante el tiempo de evolución de cada uno. Los modelos tienen un valor de $N_{\text{plus-cumulo}}$ de 10^{-1} o 10^0 . El comportamiento lineal observado en las gráficas SFR-tiempo 5.7 y 5.11, nos permite extender en el tiempo a manera de múltiplos del valor del tiempo de nuestras simulaciones, hasta cubrir, por ejemplo, 1.6×10^6 años, que es el tiempo que le llevaría a la densidad inicial (no intervenida por los vientos) proveer un brote de formación estelar con al menos una estrella masiva mayor que $10 M_{\odot}$, esto, según la reflexión hecha para el valor $N_{i\text{-cumulo}}$ en el Cuadro 6.7. Teniendo en mente que este tiempo es un múltiplo de 8 del tiempo de los modelos tipo P (ver t_{modelo} en el Cuadro ??), multiplicamos por este factor el valor $N_{\text{plus-cumulo}}$, para obtener un orden de magnitud de 10^0 - 10^1 para los dos modelos tipo P. Este valor es 10^2 - 10^3 veces menor que el valor correspondiente para el caso extendido del gas inicial del cúmulo, es decir, 10^2 - 10^3 veces menor que $8N_{i\text{-cumulo}}$.

Para tener contribuciones mayores por parte de los vientos, sería necesario un siste-ma con mayor densidad de estrellas, es decir, un cúmulo con distancia interestelar promedio menor, en donde la distribución del gas será más cercana a una red fila-mentaria que a una distribución homogénea. Esto trae como consecuencia la inhibi-ción del colapso global del gas del cúmulo, quedando ahora como única posibilidad los colapsos locales, en puntos con un flujo convergente del gas que es impulsado por los vientos estelares a lo largo de toda la red filamentaria.

Modelo	$\Delta\text{SFR}_{cumulo}$ [$M_{\odot} \text{ yr}^{-1} \text{ pc}^{-2}$]	t_{modelo} [yr]	$A_{arreglo}$ [kpc ²]	$N_{plus-cumulo}$ [$M_{\odot}$]
M_{S-P}	4.3×10^{-2}	2×10^5	5.0×10^{-5}	2.7
M_{L-P}	4.7×10^{-3}	2×10^5	5.0×10^{-5}	2.9×10^{-1}

Cuadro 6.8: Número de masas solares de gas que es transformado a estrellas debido a la inyección de masa por parte de los vientos, N_{plus} , durante el tiempo de evolución de los modelos tipo P.

6.3. Parámetros de Jeans y comportamiento de las sobredensidades

El Cuadro 6.9 contiene la masa de Jeans M_J , correspondiente a las condiciones de temperatura y densidad del grumo de cada modelo, la masa total que lo habita, M_{clump} , así como la densidad numérica promedio $\bar{n}_{max}$. A esta última cantidad le asociamos la línea superior de promedio y el subíndice “max” porque se trata de la densidad máxima promedio alcanzada por el grumo a lo largo del tiempo de evolución de cada modelo (ver el criterio de definición de grumo en la Sec. 4.4), y que se diferencia de los valores del perfil de densidad de los grumos reportada en la Fig. 5.4, en que $\bar{n}_{max}$ es en realidad la densidad promedio máxima alcanzada y en cuyo cálculo tienen más peso las densidades de los puntos del grumo más alejados del centro (que son los que tienen menor densidad) debido a que, al tratarse al grumo como una región geométrica esférica, estos puntos son mayoría, quedando finalmente diluida la diferencia de densidades del perfil de grumo observada entre los modelos con diferentes condiciones a la frontera (pero misma escala espacial) en la Figura (5.4).

Al comparar los valores de M_{clump} y M_J de todos los modelos en el Cuadro 6.9, notamos que la masa del grumo es hasta cinco ordenes de magnitud menor que la masa necesaria para el colapso gravitacional, M_J . Para poder reducir el límite M_J , como se puede ver en la ecuación 2.10, es necesario reducir la temperatura, ya que esta tiene una intervención con una potencia de 1.5. Al aumentar la densidad también se reduce el valor de M_J , aunque en menor proporción que la reducción de la temperatura debido a que el exponente de la densidad es menor que 1.

Modelo	$\bar{n}_{max}$ [cm ⁻³]	T_{clump} [K]	M_{clump} [M _⊙]	M_J [M _⊙]
M_{S-OF}	1.112×10^4	4.2×10^3	2×10^{-1}	2.2×10^4
M_{S-P}	1.112×10^4	4×10^3	2×10^{-1}	2.2×10^4
M_{L-OF}	1.017×10^4	3.5×10^3	1.4	1.9×10^4
M_{L-P}	1.017×10^4	3.5×10^3	1.4	1.9×10^4

Cuadro 6.9: Parámetros de Jeans de los grumos.

El Cuadro 6.10 contiene los datos del tiempo de aparición de la densidad máxima del grumo, t_{clump} , de cada modelo, así como el tiempo que este dura como tal, t_{clump} , hasta antes de decaer su densidad y retomar el valor inicial de la simulación, $n = 10^4 \text{ cm}^{-3}$. Este cuadro también incluye el tiempo de evolución total de cada modelo, t_{modelo} , así como el intervalo de tiempo que hay entre los datos de salida para cada uno, dt_{time} .

6.3. PARÁMETROS DE JEANS Y COMPORTAMIENTO DE LAS SOBREDENSIDADES

Modelo	t_{clump} [yr]	Δt_{clump} [yr]	r_{clump} [pc]	dt_{time} [yr]	t_{modelo} [yr]
M_{S-OF}	1.875×10^4	1.25×10^4	4×10^{-2}	1.25×10^3	5×10^4
M_{S-P}	2×10^4	1×10^4	4×10^{-2}	5×10^3	2×10^5
M_{L-OF}	4.25×10^4	1.75×10^4	8×10^{-2}	2.5×10^3	1×10^5
M_{L-P}	4×10^4	2×10^4	8×10^{-2}	5×10^3	2×10^5

Cuadro 6.10: Parámetros de tiempo de vida de las sobredensidades de cada modelo.

En el Cuadro 6.9 se ve que nuestros modelos presentan un aumento de densidad de 10^{-2} - 10^{-1} a partir de la densidad numérica inicial de 10^4 cm^{-3} . Este aumento de densidad es modesto comparado con las posibilidades vislumbradas en cualquiera de los dos casos de salto en densidad que presentamos explícitamente en la Sec. 2.6.3, con un salto de densidad de 4 veces la densidad inicial del gas para el caso adiabático (ver Ec. 2.27); y saltos de densidad incluso más altos, proporcionales al número de Mach al cuadrado, para el caso isotérmico (Ver Ec. 2.28). El caso adiabático, que es uno en el que no entra ni sale calor de la onda de choque, sucedería para un choque mucho más fuerte, esto es, con un número de mach mayor al que nuestros modelos presentan (de ~ 10 veces la velocidad del sonido del gas); y el choque isotérmico sería uno en el que la temperatura antes y después del choque se mantuviera igual por causa de que el tiempo de enfriamiento (ver Ec. 2.5) fuera más largo que el tiempo de tránsito del frente de choque. Pero antes de pensar bajo qué circunstancias se pueden tener este tipo de saltos de la densidad, es prioritario resolver cómo bajar a temperaturas de $\sim 10 \text{ K}$. El estado presente de nuestros modelos tiene una limitación en este sentido, porque el límite inferior del dominio de la temperatura en la función de enfriamiento utilizada (ver Fig. 2.1), es de 10^3 K . Dicha función sirve para modelar un equilibrio estadístico entre los procesos de excitación y des-excitación colisional de un gas de composición atómica con metalicidad solar, es decir, compuesto casi en su totalidad por átomos de hidrógeno. Para extender este estudio a regiones un poco más frías, sería necesario: (1) incluir gas con una mayor metalicidad que la de tipo solar, que es la que nosotros utilizamos, debido a que una mayor abundancia de metales trae consigo el reforzamiento de las tasas de emisión que les corresponden, como se mencionó en la Sec. 2.10); y para entornos aún más fríos, (2) usar una función de enfriamiento propia de una configuración molecular de las partículas del gas, que existe para regímenes de temperatura de entre 10 y 100 K.

Para obtener una masa de Jeans $M_J = 1.4 M_\odot$, que es la masa del grumo de los modelos tipo L (ver Cuadro 6.9) con densidades numéricas de $\sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$, sería necesario bajar la temperatura T_{clump} de $\sim 10^3$ a 10 K. Este valor de la temperatura es el referente de menor temperatura encontrado en las nubes moleculares del medio interestelar, con densidades de 10^4 - 10^8 cm^{-3} . Dado esta cota inferior impuesta por la temperatura de las nubes moleculares, la posibilidad de seguir bajando el límite de Jeans a valores inferiores a $1.4 M_\odot$ dependerá del futuro aumento de la densidad del gas, quedando disponible aún un rango de valores de 4 ordenes de magnitud,

6.3. PARÁMETROS DE JEANS Y COMPORTAMIENTO DE LAS SOBREDENSIDADES

según las densidades reportadas por observaciones de estos complejos de gas molecular.

En los perfiles de densidad del interior de los grumos contenidos en la Figura 5.4 se observa que los grumos de los modelos tipo S , es decir, con menor separación entre las estrellas, alcanzan mayores densidades que el caso opuesto, L . Aún comparando entre modelos con la misma escala espacial, se nota una diferencia por causa de la variación de las condiciones a la frontera: los modelos con condiciones tipo Out Flow logran grumos con un perfil de densidad más agudo que los de sus homólogos, con condiciones de frontera de tipo periódicas.

Capítulo 7

Conclusión

A lo largo de este trabajo, hemos estudiado la interacción de vientos cascarones de medio interestelar barrido formado por vientos de estrellas, para proponer un mecanismo de formación de cúmulos estelares masivos, es decir asociaciones estelares con una gran cantidad de estrellas con fotones ionizantes.

Para lograrlo hemos revisado la literatura y los trabajos, teóricos y observacionales relacionados con este tema. Hemos encontrado que existen cúmulos de proto-estrellas, los objetos Herbig Ae/Be, que inyectan una gran cantidad de material en forma de viento y muy pocos fotones ionizantes. Los objetos Herbig Ae/Be están aun inmersos en la nube de gas y polvo materna, por lo tanto los pocos fotones que arrojan hacia el medio son absorbidos a distancias muy cercanas a cada una de las estrellas.

El problema para formar una gran asociación o cúmulo denso de estrellas masivas es que las estrellas masivas producen una gran cantidad de fotones ionizantes. Estos fotones calientan fuertemente al gas y son capaces de inhibir la formación estelar en la región en donde evolucionan. Sin embargo, las estrellas masivas también regresan masa al medio interestelar en forma de viento galáctico y/o explosiones de supernova asociadas a regiones de formación estelar que logran expulsar material más allá de las confines de luminosidad estelar de una galáxia (ROBLES-VALDEZ ET AL. 2017, RODRÍGUEZ-GONZÁLEZ ET AL. 2008 Y 2011, SÁNCHEZ-CRUCES ET AL. 2015). Son estos procesos los que pueden lograr a encender la formación estelar cerca a una de las estrellas masivas. El calentamiento de los fotones y la inyección de material de la estrella al medio interestelar compiten inhibiendo y propiciando el nacimiento de nuevas estrellas. La razón por la que se dice que compiten estos mecanismos es que si bien la presencia de fotones calienta el gas, en cuanto más denso sea este, más tiempo le llevará a los fotones penetrar en las sobredensidades, o incluso nunca llegarán a cierto punto del interior de estas (pensando en que los fotones queden absorbidos en su totalidad en una sola región que está siendo ionizada pero que a su vez presenta enfriamiento por recombinación electrónica y con radiación no necesariamente ionizante), lo cual se puede presentar como una especie de blindaje de fotones posibilitado por la sobredensidad de un filamento o grumo (RODRÍGUEZ-GONZÁLEZ ET AL. 2008).

Es importante notar que una vez que la inestabilidad gravitacional empieza, el material que cae hacia la estrella en formación se apila más cerca del radio de la futura estrella, haciendo cada vez más denso el medio ambiente y permeando a la región de la entrada de nuevos fotones. Por lo tanto, es importante encontrar el mecanismo que provoca la formación estelar aun a pesar de la mitigación del colapso que trae consigo la radiación electromagnética en interacción con la materia que deriva en el aumento de la energía térmica del gas, posibilitando un mayor soporte al colapso gravitacional que está en proceso.

Como una primera aproximación hemos excluido de nuestros modelos la presencia de radiación y nos hemos centrado en el uso de modelos hidrodinámicos. Si bien este hecho limita los resultados de los modelos con respecto a la realidad de un colapso gravitatorio, permite acotar las condiciones en las que sucede el colapso de gas para dar lugar a una estrella, siendo una aproximación plausible como condición necesaria más no suficiente, pues si el colapso gravitacional ha de ser mitigado por la radiación generada por la fusión termonuclear en el núcleo protoestelar, entonces el potencial gravitacional mínimo necesario para sostener el colapso será mayor. Nosotros hemos realizado simulaciones numéricas mediante el código hidrodinámico 3D conocido como GUACHO. Este código es una malla fija que resuelve las ecuaciones de la dinámica de fluidos utilizando enfriamiento radiativo paramétrico y que considera una fuerza gravitatoria dentro de sus términos fuente/sumidero (miembro derecho de las ecuaciones de Euler). Nosotros estamos interesados en saber el número mínimo de elementos, estrellas, necesarias para iniciar con la formación estelar. La razón por la que hablamos de un -número mínimo de estrellas necesarias- tiene que ver con la condición de interacción de las ondas de choque que los vientos estelares supersónicos causan al impactar el medio interestelar, pues por ejemplo, de tenerse una distribución tridimensional de cuatro estrellas, la onda de choque que emerge de cada una de ellas se encontrará en interacción con las otras tres a partir de cierto momento de desarrollo generando así un punto de convergencia de material hacia el que cada vez más gas es inyectado por la presión hidrodinámica de los choques, hasta la formación de un grumo con densidad exaltada, que incluso puede superar el límite crítico de ésta que lleva al colapso por la autogravedad del gas que ahí ha sido confinado desde cuatro direcciones preferentes. Cabe decir que si la distancia que separa a las estrellas es mayor, el encuentro de las ondas de choque sucederá con menos fuerza, lo cual tendrá como consecuencia un grumo menos denso, pero por otro lado, si la distancia entre las estrellas se reduce mucho, el encuentro será con tal fuerza que el gas anfitrión del impacto colectivo se calentará tanto, que puede llevar a la velocidad del sonido local a valores equiparables a los de la velocidad de las ondas de choque originales, caducando así el régimen supersónico que le permitía a las ondas de choque evolucionar como tales, pasando a comportarse como una onda mecánica normal, sin altas compresiones en la densidad del gas que se va perturbando a su paso. Esta combinación de posibilidades fenomenológicas a raíz de la distancia entre las estrellas sugiere que el caso ideal, aquel en el que se forma un grumo y colapsa por autogravedad, sucede a una distancia intermedia específica, pero este no ha correspondido a ninguno de los modelos presentados en este trabajo

(con 0.5 pc y 0.25 pc de distancia interestelar), porque éstos no dieron positivo en el colapso por autogravedad. Reconocemos que para acercarnos a esta posibilidad sería necesario bajar la temperatura del gas que habita el grumo, de los $\sim 10^3$ K a los 10 – 100 K, lo cual es del todo posible pues en la Astrofísica contemporánea se sabe con certeza que el gas de las regiones filamentosarias más densas posee una composición molecular fría, con temperaturas de 10 – 100 K. Es por esta razón que la identificación de la distancia entre estrellas necesaria para tener el caso de colapso en el grumo queda supeditada a un trabajo futuro en el que se incluya en los modelos una fenomenología de enfriamiento radiativo ya no solo de un gas compuesto por átomos sino también por moléculas que permitan estabilizar temperaturas inferiores a los 10^3 K.

Otro objetivo fue cuantificar la energía que se pierde en los procesos de enfriamiento radiativo en comparación con la energía que las estrellas inyectan. Este parametro es conocido como EFICIENCIA DE CALENTAMIENTO y nos dice cuánto de la energía inyectada por los vientos estelares o explosiones de Supernova se convierte en energía térmica y calienta el gas. O visto de otro modo nos deja saber, igualmente, cuanto enfriamiento radiativo sucede en la región debido a los vientos estelares.

Así mismo, planteamos cuantificar la TASA DE FORMACIÓN ESTELAR en cada uno de nuestros modelos y ver cómo se comparan las tasas obtenidas arrojadas por nuestras simulaciones con las que aparecen reportadas en regiones observadas alrededor de estrellas masivas.

Para lograr estos objetivos, hemos modificado el código GUACHO agregando las prescripciones de EFICIENCIA DE CALENTAMIENTO y TASA DE FORMACIÓN ESTELAR. Además de que hemos comenzado con el desarrollo de una rutina que nos ayudará a cambiar la masa de gas a estrellas o en partículas que se convertirán en semillas para la formación de nuevas estrellas.

Las simulaciones en donde se han usado las propiedades de vientos de estrellas masivas de Pre-secuencia Principal tipo Herbig Ae/Be como parámetro de entrada, han arrojado resultados de la eficiencia de calentamiento de entre 0.24 y 0.63, siendo el valor menor el del modelo M_{L-P} , y el mayor del modelo M_{S-OF} , estos valores terminan por ser modestos en comparación con el trabajo de SILICH ET AL. 2009, quienes a través de un análisis hecho a partir de datos observacionales de una muestra de 10 agrupaciones estelares ubicadas en la zona central de la galaxia Starburst M82 (galaxia con brotes estelares), encontraron en todos los casos un HE que no supera el 10% ($HE < 0.1$). El caso de simulaciones adiabáticas, en donde toda la energía mecánica inyectada por las estrellas se gasta solo en calentar el medio con el que interactúa poseería un $HE = 1$. Pero las simulaciones en donde se utilizan propiedades de estrellas en Pre-secuencia Principal Herbig Ae/Be son llamativamente distintas. Este tipo de objetos arrojan un viento de unos cientos de km/s y están aún inmersos en un medio muy denso. Cabe recordar que el caso de nuestras simulaciones numéricas presentó un medio con densidad de partículas $\sim 10^4 \text{ cm}^{-3}$, que es uno o más ordenes de magnitud que la densidad del gas observado en los entornos de formación estelar,

lo cual limita o restringe la tasa de emisión radiativa asociada a un proceso colisional (que es el proceso físico que sustenta nuestra función de enfriamiento) debido a que en realidad este proceso de emisión se ve intensificado conforme aumenta la densidad de partículas en el medio. Pero aún a pesar de esta limitación o desviación de las propiedades físicas del gas de nuestras simulaciones con respecto al gas que en realidad rodea a los objetos en Pre-secuencia Principal, nuestros modelos presentan un fuerte enfriamiento radiativo, sobre todo debido a que la velocidad de la onda de choque está casi en el máximo de la función de la distancia de enfriamiento (ver Ec. 2.7). A partir de esta comparación planteamos la expectativa de reducir los valores HE de nuestros modelos mediante la inclusión de gas más enriquecido en metales, así como la inclusión de gas molecular. El enfriamiento radiativo de estos dos casos estaría activo en rangos de temperatura diferentes, de $\sim 10^3 - 10^4$ K para el primer caso, y de $\sim 10 - 10^2$ en el segundo, abriéndose con esta inclusión la posibilidad de reproducir valores del HE tan pequeños como los reportados en la literatura a partir de datos observacionales.

La EFICIENCIA DE CALENTAMIENTO de estos objetos es baja, debido a que gran parte de la energía que inyectan se pierde en el fuerte enfriamiento radiativo de los cascarones. Aquí presentamos la evolución temporal de la EFICIENCIA DE CALENTAMIENTO y como es de esperarse en los primeros miles de años la EFICIENCIA DE CALENTAMIENTO es casi del 100 % pero a medida que los cascarones evolucionan e interactúan unos con otros las regiones densas juegan un papel mayor en la pérdida de energía y la EFICIENCIA DE CALENTAMIENTO se hace cada vez menor. También es importante decir que de nuestras simulaciones se concluye que este efecto es válido por un tiempo corto de la evolución estelar, $\sim 10-100 \times 10^3$ años, debido a que nuestras simulaciones “vacían” la caja de simulación y no somos capaces de predecir el futuro de este gas.

Así mismo, nuestras simulaciones muestran que los modelos con baja EFICIENCIA DE CALENTAMIENTO tienen una alta TASA DE FORMACIÓN ESTELAR, es decir que nuestros modelos apuntan a que para tener una región compacta de estrellas masivas, fue necesario que cuando estas eran proto-estrellas, propiciarán la formación de otro grupo de estrellas, debido a sus vientos y la densidad de la nube que las formó.

Como conclusión de esta tesis hemos querido proponer un ciclo de formación de cúmulos masivos que considere nuestros resultados de las simulaciones. Por lo tanto, en la siguiente sección presentamos un esquema que explica las etapas de la formación de un cúmulo y que sintetiza el trabajo presentado.

7.1. El ciclo de la formación de asociaciones y cúmulos estelares jóvenes

En la Sec.6.3 se hizo un análisis de los parámetros de Jeans de las sobredensidades formadas en nuestros modelos, ninguna de ellas resultó en caso positivo de colapso,

sin embargo se identificó que, por ejemplo, para que colapse el grumo de cualquiera de los modelos tipo L, que poseen una masa de $\sim 1 M_{\odot}$, resultaría suficiente mantener la densidad alcanzada por estos ($\sim 4 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$) y bajar la temperatura a 10 K, siendo este el valor límite de las temperaturas derivadas de observaciones de gas molecular frío y denso de configuraciones moleculares del medio interestelar, con una función de enfriamiento dentro de un régimen de temperatura de $10\text{-}10^3$ K. Cabe mencionar que el hecho de que la masa disponible en el grumo sea de una masa solar u otra cantidad específica, esta no significa una restricción superior de la masa que terminará por transfigurarse como estrella, pues el proceso de colapso es un escenario que arrastra consigo más material por la inercia que acompañará a la caída libre, e incluso por el posterior proceso de acreción observado en etapas más avanzada de estos núcleos protoestelares: los discos de acreción.

Una vez hecha explícita esta posibilidad de colapso para un gas de composición molecular, frío y denso, dada la fenomenología de interacción de vientos de objetos estelares jóvenes que hemos desarrollado aquí, que se desenvuelve como la consecuencia de la formación de un grumo que puede colapsar y formar una nueva estrella, extendemos el “Modelo clásico de la formación de estrellas masivas” (ver Figura 2.3) citado en la Sección 2.10), mediante la incrustación de un paso adicional, en el que las estrellas jóvenes con vientos fuertes y pocos fotones ionizantes (estrellas tipo Herbig Ae/Be) promueven sobredensidades dentro en las que se estimula el enfriamiento radiativo hasta superar los límites críticos necesarios para tener inestabilidades gravitacionales por autogravedad del gas y así decantar la formación estelar desde las localidades de un cúmulo estelar. La nueva etapa 2 del ciclo de formación estelar se presenta en la Figura 7.1, como una fase fundamental para formar asociaciones masivas de estrellas.

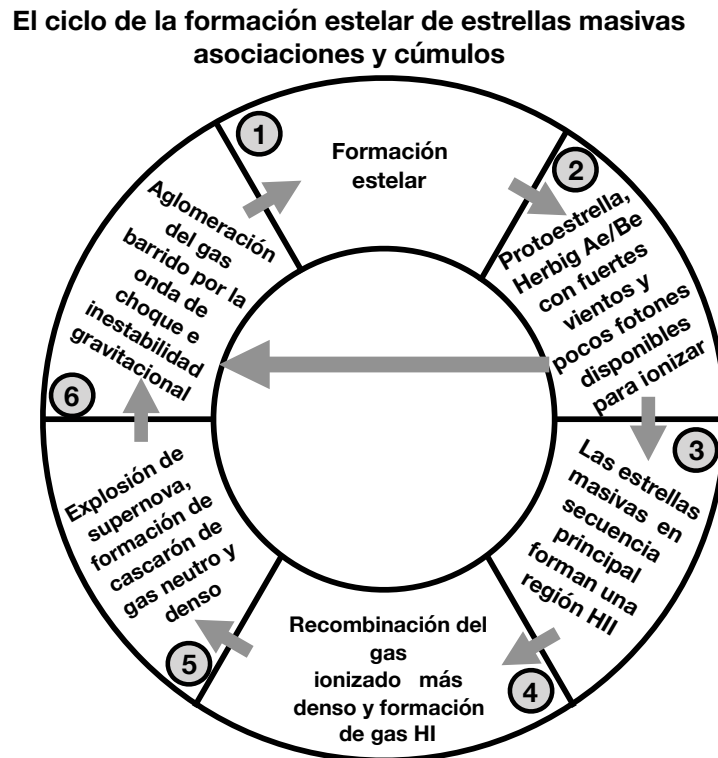


Figura 7.1: Esquema del ciclo clásico de la formación estelar, modificado mediante la adición de una relación entre las protoestrellas Herbig Ae/Be (punto 2) y la aglomeración de gas barrido por las ondas de choque de estos objetos, que puede causar inestabilidades gravitacionales (punto 6).

Así pues podemos repasar y ver cuales son los pasos del ciclo de la formación estelar:

- (1) **Formación estelar:** explicada anteriormente (sección 2.10).
- (2) **La etapa de proto-estrella Herbig Ae/Be:** Poco antes de que la estrella entre a la secuencia principal, esta empieza a producir vientos estelares que se encuentran con un medio muy denso y polvoso. La cantidad de fotones ionizantes que salen de la estrella aun son pocos y el material del medio ambiente que rodea a la protoestrella no es calentado eficientemente. Por lo tanto, estas estrellas propician la formación de cascarones densos que son gravitacionalmente inestables y pueden promover la formación de un nuevo grupo de estrellas, es decir brincandose al paso 6.
- (3) **Estrella masiva en secuencia principal,** (4) **Recombinación de la región HII,** (5) **Explosión de supernova,** (6) **Inestabilidades gravitacionales,**

ya fueron explicados anteriormente (sección 2.10).

La Figura 7.2 contiene un diagrama similar al de la Figura 7.1, pero en el que la bifurcación del proceso de formación estelar se hace más explícita, de tal manera que este esquema comienza con la etapa de formación estelar en el punto 0.0, a partir de donde se divide en dos caminos/causas de la futura formación de estrellas. Por el camino 1.0 se tiene la contribución del cascarón sobredenso de las Regiones HII y la eventual perturbación hidrodinámica de la explosión en Super Nova de las estrellas masivas anfitrionas; y por el camino 2.0, se tiene la formación estelar impulsada por la interacción de vientos de objetos Herbig Ae/Be. Aunque ambos caminos tratan de una perturbación hidrodinámica, hay diferencias en las circunstancias de cada uno, pues además de la diferencia de la magnitud de los vientos, en el camino 1.0 se tendrá acompañamiento de fotones ionizantes, mientras que en otro camino no, lo cual imprime un sesgo diferenciado en la escala espacial en la que suceden. Además de este marco de tipo espacial, habría uno de tipo temporal debido a la diferencia en las escalas temporales de la vida de las regiones HII ($\sim 10^6$ yr) o de las estrellas Herbig Ae/Be ($\sim 10^5$ yr).

Para el caso de asociaciones estelares en formación, podemos imaginar que los múltiples brotes de formación estelar estarán regulados por una Función de Masa Inicial, y que esta tendrá una fracción de sí misma generada por un camino u otro, y que a partir de cierto momento de la evolución, se vuelve cada vez más importante la contribución del camino 2.0 dada la reducción de la distancia promedio interestelar, lo cual promueve la formación de grumos por la interacción de vientos. Esta contribución cada vez más alta sesará su incremento cuando la distancia promedio interestelar sea tan pequeña que los grumos se destruyan casi tan rápido como sean formados, por la misma fuerza de los vientos, que terminarán por evacuar el gas hacia los alrededores hasta sacarlo por completo de la asociación estelar, e ir adquiriendo las propiedades más bajas de densidad observadas en los cúmulos globulares, en los que se ha extinto casi por completo la formación estelar.

Con la proposición de este modelo hemos cumplido con el objetivo general de la tesis, para lo que hemos hecho simulaciones hidrodinámicas de un ensamble de cuatro vientos estelares de objetos jóvenes de masa intermedia (futuras estrellas A o B de la secuencia principal), que según el paradigma actual de la formación estelar vendrán acompañados de un gran número de estrellas de masa menor y de un número menor de estrellas más masivas según una Función de Masa Inicial. Es bajo este marco de referencia que extendemos el comportamiento de los resultados de la eficiencia de calentamiento HE y de la tasa de formación estelar SFR a un cúmulo de estrellas masivas en formación.

Al comparar la tasa de cambio de la SFR de modelos con diferentes escalas espaciales, L y S, y hacer lo mismo con el HE (ver Cuadros 6.2 y 6.1, respectivamente), se puede ver que una distancia interestelar promedio menor acelera la tasa de formación estelar, no por otra cosa sino porque se mantiene la misma tasa de inyección de

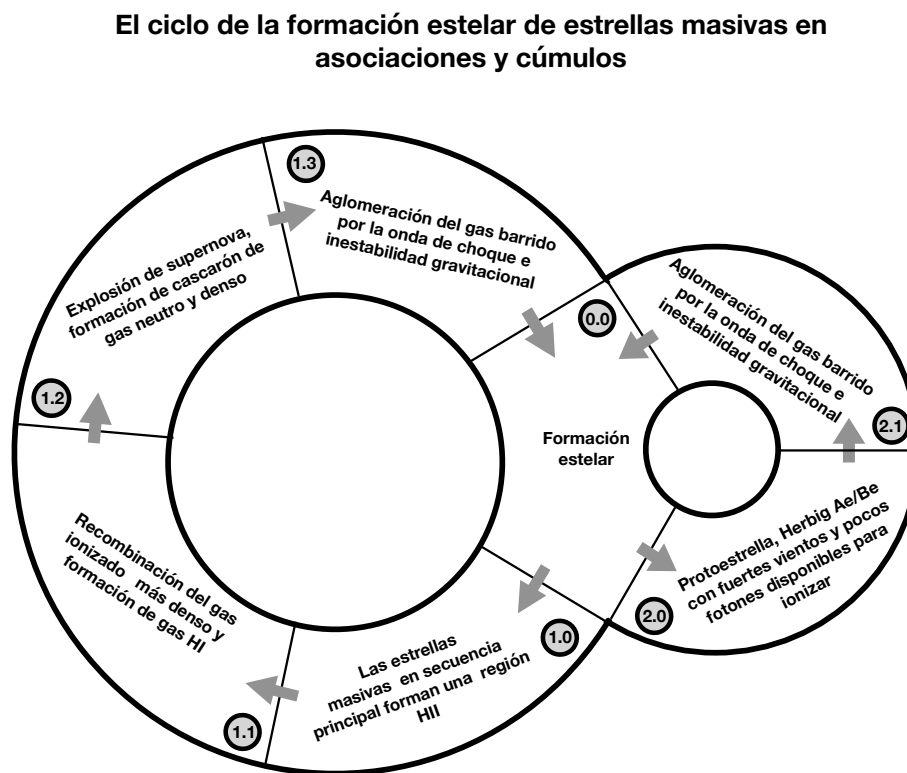


Figura 7.2: Representación alternativa al -esquema del ciclo clásico de la formación estelar modificado mediante una relación directa entre los puntos 2 y 6 - (ver Fig. 7.1), pero ahora manifestando la relación añadida entre dichos puntos de manera explícita como una bifurcación de los mecanismos de formación estelar.

masa distribuida en un espacio de menores dimensiones, al tiempo que su eficiencia de calentamiento no es tan efectiva (posee valores HE más cercanos a 1), pues al tenerse una distancia interestelar cada vez menor, el impacto de los vientos sobre el grumo es más intenso, además de que el tiempo disponible para el enfriamiento del frente de choque también decrece. Esta afirmación es válida tanto para arreglos estelares aislados, por ejemplo dentro de un fragmento del cascarón de una región HII, o para un caso de distribución estelar redundante: con un número tan grande de objetos, que sus vientos interactúan formando grumos a lo largo y ancho de la asociación. Dicho de otra manera, los eventuales brotes de formación estelar irán acelerando la formación de nuevas estrellas mediante este proceso, al tiempo en que la eficiencia de calentamiento crece, es decir, al tiempo en que la energía disponible para la expansión del gas va cubriendo un volumen mayor.

7.2. Trabajo futuro, creación de Partículas Sink

La interacción de vientos estelares tiende a generar grumos densos que podrían superar la Masa de Jeans y así impulsar la formación estelar de un Cúmulo Estelar Masivo. En el presente trabajo se ha diseñado una serie de modelos hidrodinámicos en los que se impone una distribución espacial de cuatro vientos estelares dispuestos en las esquinas de un tetraedro. La motivación de esta forma, con cuatro vientos que chocan el gas y terminan por formar un grumo denso en la zona central, es modelar un entorno que se piensa redundante en el interior de grandes conglomeraciones estelares.

Una vez que cada vecindad alrededor de un grumo supera el límite de la Masa de Jeans, se puede dar pie a la formación de una estrella o numéricamente dicho a una Partícula Sink (BATE ET AL. 1995). Esta tiene la misma masa que el gas con el que se forma siendo un punto ajeno a la dinámica del gas, únicamente participando con el potencial gravitacional. Estas partículas pueden implantarse como protoestrellas que prenderán sus vientos y comenzarán a escarbar el entorno molecular (frío) en el que están envueltas, e inclusive cooperar en la reconfiguración de la red filamentaria que ya exista, hasta causar la formación de un nuevo colapso gravitacional.

Nosotros diseñamos y escribimos una subrutina de partículas sink que puede ser usada en los códigos hidrodinámicos tridimensionales. Desafortunadamente el resultado de este trabajo no logró ser implementado para correr un modelo numérico que comprobara el correcto funcionamiento de nuestra rutina.

La Figura 7.3 contiene un diagrama de flujo para el reconocimiento de hasta cuatro vecindades de colapso gravitacional en el cubo de datos de los modelos. Este diagrama de flujo parte de un nivel de reconocimiento primario, en el que se hace un mapeo de la malla computacional que contiene los valores de la densidad del gas, e identifica si la densidad ρ es mayor que un valor semilla ρ_{seed} infinitamente pequeña y mayor que cero. Este se va actualizando con el valor máximo encontrado en los puntos de densidad. Una vez encontrado el pixel con densidad máxima, se hace un nuevo mapeo alrededor de este, dentro de un radio de sub-mapeo, para identificar el radio dentro del cual se cumple (o no) el criterio de la Masa de Jeans. El límite de este radio es de ϵ pixeles está restringido por la cantidad de pixeles libres de ser anfitriones de los vientos estelares en nuestra malla fija de 256 pixeles por lado.

Diagrama de flujo para la creación de partículas Sink

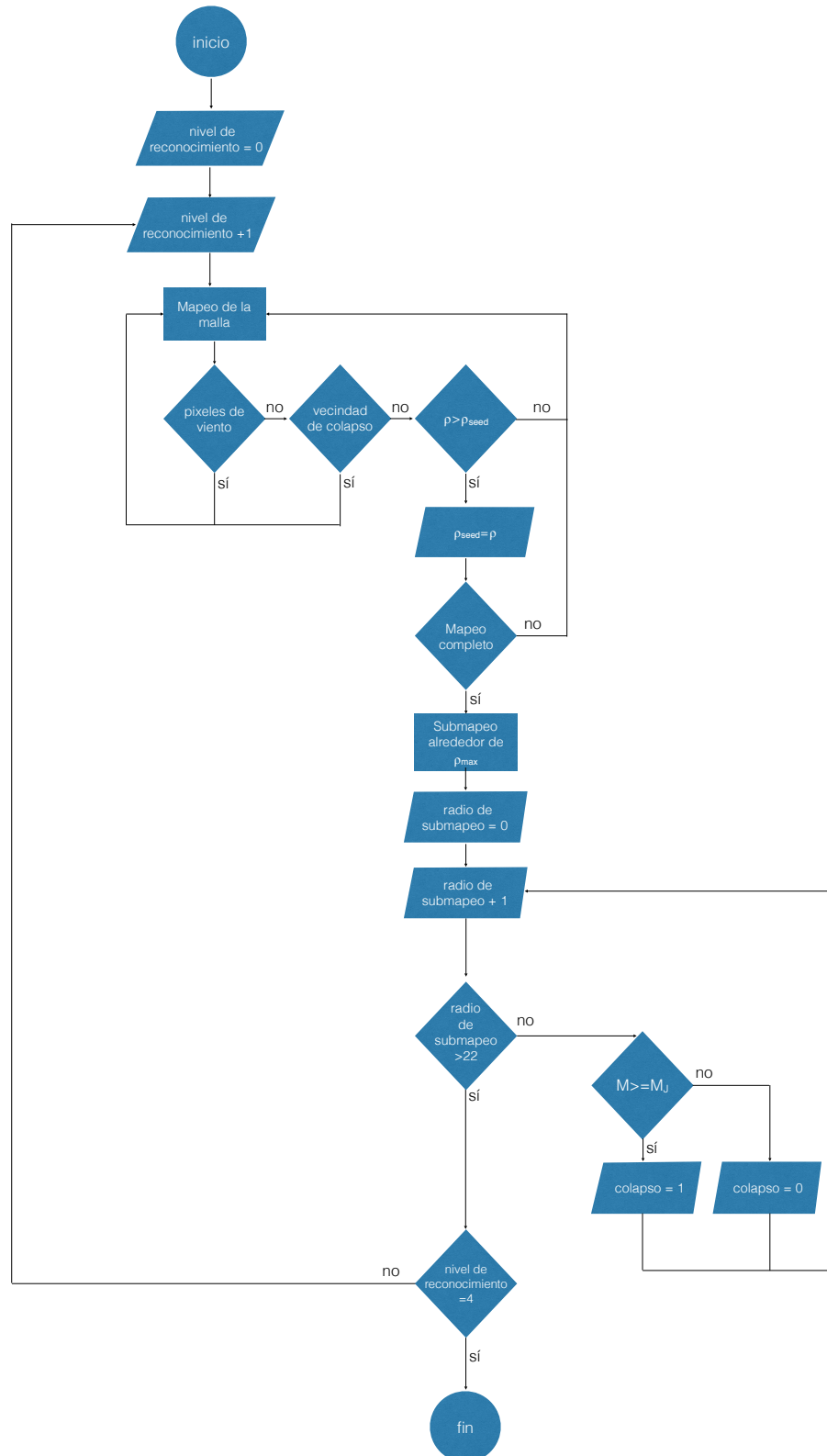


Figura 7.3: Diagrama de flujo para el reconocimiento de vecindades de colapso gravitacional y creación de partículas Sink.

Bibliografía

- André P., 2017, Comptes rendus - Geoscience, 349.
- Bate M. R., Bonnell I. A. & Price N. M., 1995, MNRAS, 277.
- Barsony M., 1994, ASP Conference Series, 65.
- Boss A. P., 1995, ApJ, 439.
- Cantó J., Raga A. C. & Rodríguez L. F., ApJ, 536.
- Carpenter J. M., Meyer M. R., Dougados C, Strom S. E., & Hillenbrand L. A., 1997, AJ, 114.
- Calderón D., Schartmann M., Burkert A. & Cuadra J., 2018. 2nd COSPAR Scientific Assembly, id. E1.11-7-18. - Castellanos-Ramírez A., Rodríguez-González A., Esquivel A., Toledo-Roy J. C., Olivares J. & Velázquez P. F., 2015, MNRAS, 450.
- Cauley P W., Johns-Krull & Christopher M., 2015, AAS, id.414.02.
- Chevalier R.A., 1977, Annual review of astronomy and astrophysics, 15.
- Chevalier R. A., Clegg A. W., 1985, Nature, 317.
- Cohen M., Green A. J., Parker Q. A., Mader S. & Cannon R. D., 2002, MNRAS, 336.
- Dere K. P., Landi E., Mason H. E., Monsignori-Fossi B. C. & Young P. R., 1997, A&AS, 125.
- Elmegreen, B. G., 1998, ASP Conference Series, 148.
- Esquivel A; Raga A. C. & De Colle F., 2009, Astrophysics and Space Science Proceedings Series, pp.539-541.
- Fernández-López, 2013, Tesis de Maestría.
- Figueira M., Zavagno A., Deharveng L., Russeil D., Anderson L. D., Men'shchikov A., Schneider N., Hill T., Motte, F., Mége P., LeLeu G., Roussel H., Bernard J. P., Traficante A., Paradis D., Tigé J., André P., Bontemps S. & Abergel A., 2017, A&A, 600.
- Gallagher J. S., Smith L. J., 2004, ASP Conference Series, 322.
- Gardner C. L., Jones J. R., Scannapieco E., & Windhorst R. A., 2017, ApJ, 835.
- Gregersen E. M., Evans M. J., Zhou S. & Choi M., 1997, ApJ, 494.
- Gvaramadze V. V., 1998, Lecture Notes in Physics, vol.506, The Local Bubble and Beyond. Lyman-Spitzer Colloquium, Proceedings of the IAU Colloquium No. 166. Springer-Verlag (ISBN 3-540-64306-0), pp. 141-144.
- Hartigan, Patrick; Raymond, John; Hartmann, Lee, 1987, ApJ, 316.
- Herbig G. H., 1994, ASP Conference Series, 62.
- Hillenbrand L. A., Meyer M. R., Strom S. E. & Skrutskie M. F., 1995, ApJ, 109.
- Hoffmeister V. H., Chini R., Scheyda C. M., Nurnberger D., Vogt N. & Nielbock M., 2006, A&A, 457.

-
- Holtzman, J. A., Faber S. M., Shaya E. J., Lauer T. R., Groth J., Hunter, D. A., Baum W. A., Ewald S. P., Hester J. J., Light R. M., Lynds C. R., O'Neil E. J. Jr. & Westphal J. A., 1992, *AJ*, 103.
 - Kennicutt R. C. Jr., Tamblyn Peter & Congdon C. E., 1994, .
 - Kennicutt R. C. Jr., 1998, 498.
 - Kroupa, P., 2001, *MNRAS*, 322.
 - Lada C. J., 1987, *Star forming regions; Proceedings of the Symposium*. Reidel Publishing Co.
 - Martins F., Pomarès M., Deharveng L., Zavagno A. & Bouret J. C., 2013, *A&A*.
 - Mayya Y. D., Carrasco L.; & Luna A., 2005, *ApJ* 628.
 - Melo V. P., Muñoz-Tuñón C., Maíz-Apellániz J. & Tenorio-Tagle G., 2005, *ApJ*, 619.
 - Melo V. P., Muñoz-Tuñón C., Maíz-Apellániz J. & Tenorio-Tagle G., 2005, *ApJ*, 632.
 - Nisini B., Milillo A., Saraceno P. & Vitali F., 1995, *A&A*, 302.
 - Pérez-Blanco A, Maucó K. Hernández J, Calvet N, Espaillat C, McClure M, Briceño C., Robinson C., Feldman, Villarreal L, & D'Alessio P., 2018, Accepted in the *Astrophysical Journal*, arXiv180909746P.
 - Pomarès M., Zavagno A., Deharveng L., Cunningham M., Jones P., Kurtz S., Russeil D., Caplan J., & Comerón F., 2009, *A&A*, 494.
 - Raga A. C., 2001, IX Latin American Regional IAU Meeting, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*.
 - Rahman M., Matzner C. D. & Moon D., 2011, *AAs Bulletin Meeting*, 43.
 - Rashed Y. E., Zuther J., Eckart A., Busch G., Valencia-S. M., Vitale M., Britzen S. & Muxlow T., 2013, *A&A*, 558.
 - Reyes-Iturbide J., Velázquez P. F., Rosado M., Rodríguez-González A., González R. F. & Esquivel A., 2009, *MNRAS*, 394.
 - Robles-Valdez F., Rodríguez-González A., Hernández-Martínez L. & Esquivel A., 2017, *ApJ*, 835.
 - Rockefeller G., Fryer C. L., Melia F., & Wang Q. D., 2005, *ApJ*, 623.
 - Rodríguez-González, A, Cantó J., Esquivel A., Raga A. C. & Velázquez P. F, 2007, *MNRAS*, 380.
 - Rodríguez-González, A., Esquivel A., Raga A. C. & Cantó J., 2008, *ApJ*, 684.
 - Rodríguez-González A., Esquivel A., Velázquez P. F., Raga, A. C. & Melo V., 2008, *ApJ*, 689.
 - Rodríguez-González, A.; Esquivel A.; Raga A. C. & Coln, P. 2011, XIII Latin American Regional IAU Meeting, 40.
 - Rodríguez-González A., Velázquez P. F., Rosado M., Esquivel A., Reyes-Iturbide J. & Toledo-Roy, J. C., 2011, *ApJ*, 733.
 - Sánchez-Cruces M.; Rosado M., Rodríguez-González A. & Reyes-Iturbide J, 2015, *ApJ*, 799.
 - Sánchez-Cruces M., CastellanosRamírez A., Rosado M., Rodríguez-González A. & Reyes-Iturbide J., 2018, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, 54.
 - Schmidt M., 1959, *ApJ*, 129.
 - Silich S., Tenorio-Tagle G., Rodríguez-González A. & Muñoz-Tuñón C., 2004, *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica*, 22.

- Silich S., Tenorio-Tagle G., Torres-Campos A., Muñoz-Tuñón C., Monreal-Ibero A. & Melo V., 2009, *ApJ*, 700.
- Sternberg A., Hoffman T. L. & Pauldrach A. W. A., 2003, *ApJ*, 599.
- Strafella F., Pezzuto S., Corciulo G. G., Bianchini A. & Vittone A. A., 1998, *ApJ*, 505.
- Tapia-Schiavon L. F., Rodríguez-González A., 2016, TESIUNAM, EBSCOhost.
- Tenorio-Tagle G., Silich S., Rodríguez-González, A. & Muñoz-Tuñón, C., 2005, *ApJ*, 628.
- Terebey S., Shu F. H. & Cassen P., 1984, *ApJ*, 286.
- Testi L., Palla F., Prusti T., Natta A. & Maltagliati S., 1997, *A&A*, 320.
- Testi L., Palla F. & Natta A., 1998, *A&A Supplement*, 133.
- Testi L., Palla F. & Natta A., 1999, *A&A*, 342.
- Toro E. F., Spruce M. & Spears W. 1994, *J. Shock Waves*, 4.
- Vázquez-Semadeni E., González-Samaniego A. & Colín P., 2017, *MNRAS*, 467.
- Vig S., Testi L., Walmsley M., Molinari S., Carey S. & Noriega-Crespo A., 2007, *A&A*, 470.
- Watson A. M., Gallagher III J. S., Holtzman J. A., Hester J. J., Mould J. R., Ballester G. E., Burrows C. J., Casertano S., Clarke J. T., Crisp D., Evans R., Griffiths R. E., Hoessel J. G., Scowen P.A., Stapelfeldt K. R., Trauger J. T., & Westphal J. A., 1996, *AJ*, 112.
- Yasui C., Kobayashi N., Hamano S., Kondo S., Izumi N., Saito M. & Tokunagan A. T., 2016, *ApJ*, 817.
- Zavagno A., Pomarés M., Deharveng L., Hosokawa T., Russeil D. & Caplan J., 2007, *A&A*, 472.
- Zavagno A., Russeil D., Motte F., Anderson L. D., Deharveng L., Rodn J. A., Bontemps S., Abergel A., Baluteau J. P., Sauvage M., André, Hill T. & White G. J., 2010, *A&A*, 518.