



UNIVERSIDAD NACIONAL
AUTÓNOMA
DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

Estudio de la formación de cúmulos estelares.

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

Física

PRESENTA:

Luis Alberto Arcos Rojas

TUTOR

Dr. Ary Rodríguez González

Ciudad Universitaria, CD. MX. 2023





Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

A mis padres María Inés y Jose Luis, por cuidarme y alimentar mi gusto por la ciencia.

A mi hermana Giselle, por siempre impulsarme a mejorar.

A mi novia Karina, por siempre alentarme a hacer lo que me gusta lo mejor posible.

Agradecimientos

A mis compañeros del ICN por las pláticas y comentarios que mejoraron esta tesis.

A mi asesor Ary Rodríguez por apoyarme y guiarme en la realización de este trabajo.

El apoyo brindado por DGAPA-UNAM para la elaboración de este proyecto a través de la beca de licenciatura de los proyectos PAPIIT No.IN110722, IG100422, y IN105020 y a los proyectos de la supercomputadora Miztli-UNAM: LANCAD-UNAM-DGTIC-123 2022-1, y LANCAD-UNAM-DGTIC-128 2023-1.

Resumen

En este trabajo se estudia la evolución de modelos hidrodinámicos que simulan cúmulos estelares masivos con vientos de estrellas Herbig Ae/Be, con el fin de determinar las condiciones necesarias para propiciar la formación estelar. Se realizaron modelos hidrodinámicos que simulan la evolución de gas de cúmulos estelares masivos con vientos de protoestrellas Herbig Ae/Be para analizar las condiciones necesarias para que el gas del medio interestelar supere el criterio de inestabilidad de Jeans en regiones donde interactúa el viento de estrellas en formación, propiciando la formación de nuevas estrellas. Realizamos modelos en los que se varió la distribución y el número de estrellas. Se encontró que en todos se forman filamentos y grumos con densidades del orden de $\sim 10^5$ partículas por centímetro cúbico (cm^{-3}) y, en algunos de ellos, de temperaturas de unos cuantos Kelvin. Pudimos observar un cambio drástico en la morfología del cúmulo para las distintas distribuciones estelares. Los modelos cuya distribución es $\propto R^{-2}$ muestran grumos y filamentos más grandes y menos densos, alejados del centro de la simulación. Los modelos con distribución $\propto R^{-0}$ se observó que los filamentos y los grumos son más pequeños, más densos y se localizan más cerca del centro de la distribución estelar. En nuestros modelos numéricos se observó que las regiones que tenían la longitud de Jeans más baja no eran los más densos, pues estos tenían temperaturas de miles de Kelvin y las regiones que más se acercaron a cumplir el criterio de Jeans fueron las regiones que tenían densidades ligeramente más bajas, pero que tenían temperaturas de alrededor de 5 K.

Objetivos

Objetivo general.

Determinar las condiciones óptimas para la formación de nuevas estrellas dentro de una nube molecular a través de la modelación numérica de las interacciones de vientos estelares provenientes de proto-cúmulos estelares masivos con distintas distribuciones espaciales

Objetivos particulares.

- Hacer modelos hidrodinámicos que nos permitan conocer las condiciones de densidad, presión y velocidad en un gas debido al viento de estrellas Herbig Ae/Be.
- Calcular las longitudes de Jeans de nuestros modelos numéricos, para identificar las regiones donde la masa supera el criterio de Jeans.
- Analizar el impacto de la distribución y número estrellas sobre la morfología y propiedades físicas, densidad y temperatura, de la nube materna perturbada que promueva la formación de nuevas estrellas.

Índice general

Agradecimientos	III
Resumen	V
Objetivos	VII
1. Introducción	1
1.1. Cúmulos estelares masivos	2
1.2. Objetos Herbig Ae/Be	3
1.3. Clúster y asociaciones de Herbig Ae/Be	4
1.4. Filamentos en regiones de formación estelar	5
2. Fundamentos teóricos	7
2.1. Ecuaciones de la hidrodinámica	7
2.1.1. Flujos	8
2.1.2. Masa, momento y energía.	9
2.2. Ondas de choque	11
2.2.1. Choques isotérmicos	13
2.2.2. Distancia de enfriamiento	14
2.3. Criterio de inestabilidad de Jeans	17
2.4. Función de enfriamiento	21
2.4.1. Gas atómico	22
2.4.2. Gas molecular	24
2.5. Formación estelar	26
2.5.1. Caso esférico	26
2.5.2. En filamentos	27

3. Simulaciones Hidrodinámicas	31
3.1. Solución numérica de las ecuaciones	31
4. Modelos Numéricos	35
5. Análisis	37
5.1. Análisis morfológico	38
6. Resultados	49
7. Conclusiones	59

Introducción

El presente trabajo está orientado al estudio de las condiciones necesarias para promover la formación estelar en cúmulos estelares masivos o supercúmulos estelares que se pueden observar en regiones con intensa formación estelar (ver Holtzman et al. (1992), Meurer et al. (1995), Melo et al. (2005a)). Estos cúmulos se caracterizan por tener una alta densidad estelar, es decir, cientos o miles de estrellas masivas en regiones de entre un décimo y una decena de pársecs. Para calcular la distancia entre estrellas dentro de estos cúmulos, podemos hacer una aproximación suponiendo un cúmulo que contiene al rededor de 10 estrellas distribuidas uniformemente en una región esférica con un radio de 1 pc, entonces la distancia entre estrellas es de 0.1 pc, lo que ocasiona que los vientos inyectados por las estrellas masivas pueden interactuar fuertemente con el medio interestelar formando ondas de choque empujando material en la dirección radial del origen del viento que, después de encontrarse con otros vientos, forman estructuras filamentosarias y/o grumos de material comprimido en el espacio interestelar. Típicamente, estos cúmulos masivos contienen una gran cantidad de estrellas masivas jóvenes que, debido a la alta tasa de fotones ionizantes que las estrellas masivas emiten, ionizan el medio circundante. Debido a la cantidad de estrellas masivas en estos cúmulos, en algún punto de la historia del cúmulo se debe de encontrar también una gran cantidad de objetos Herbig Ae/Be, que son los objetos pre-secuencia principal precursores a las estrellas masivas. Estos objetos son característicos por tener vientos fuertes con altas pérdidas de masa, y debido a esto son los objetos que son capaces de formar las estructuras filamentosarias que se observan en los cúmulos, y más aún, debido a que son objetos pre-secuencia principal, no emiten muchos fotones capaces de ionizar el medio circundante, por lo que permiten la formación estelar en el gas que las rodea.

Esta tesis está dividida en 6 capítulos. En el primer capítulo se hace una intro-

ducción a los objetos y conceptos astronómicos que se revisarán a lo largo de este trabajo y en el capítulo 2 se revisan conceptos físicos que intervienen en el desarrollo del trabajo y que son necesarios para el análisis y la conclusión del trabajo. El capítulo 3 está dedicado a las características de las simulaciones numéricas, métodos numéricos utilizados y en el capítulo 4 se hablará de los modelos que se realizaron y finalmente el análisis de los resultados y las conclusiones se presentarán en los capítulos 5, 6 y 7.

1.1. Cúmulos estelares masivos

Los cúmulos estelares masivos (o supercúmulos estelares, de aquí en adelante SSC, por sus siglas en inglés) son grupos compactos de estrellas jóvenes con alta densidad estelar, aunque las definiciones de estos cúmulos son un poco ambiguas en la literatura, parece haber un consenso que una masa y una densidad mínima son los principales parámetros que distinguen a un SSC de otros objetos similares (ver Maíz-Apellániz (2001), Whitmore (1999), Hunter et al. (2000), de Grijs et al. (2003), Melo et al. (2005c), McCrady, Graham y Vacca (2005), Portegies Zwart, McMillan y Gieles (2010); Leroy et al. (2018) y más recientemente en Emig et al. (2020), en NGC 4945, galaxia espiral, y Krieger et al. (2021)). Típicamente, se limitan a objetos que evolucionarán en cúmulos globulares y que tienen $\gtrsim 10^5 M_{\odot}$ en una región con un radio de $\lesssim 5$ pc y algunos con edades de tan solo algunos millones de años. Están asociados a regiones de formación estelar violenta, pues se observan una gran cantidad de estos en galaxias starburst como M82, en dónde se han encontrado 197 SSCs en la región del starburst (Melo et al. (2005b)). Se han encontrado SSCs en una gran variedad de entornos como galaxias enanas, anillos circum-nucleares de formación estelar, galaxias en interacción y hasta cerca del centro de nuestra galaxia (cúmulo de Arches) y actualmente se piensa que los SSCs son las unidades fundamentales de formación estelar en los starburst.

En Rodríguez-González et al. 2008 se estudia la formación de estructuras filamentosarias en cúmulos estelares masivos y definen el parámetro de enfriamiento como $\kappa = d_{cool}/D$, dónde d_{cool} es la distancia de enfriamiento que depende de la densidad pre-choque, de la velocidad del viento, y D es la separación entre estrellas (ver sección 2.2.2), y se encontró que para $\kappa < 1$ la interacción de los vientos serán choques radiativos que producen estructuras densas y frías en el medio interestelar. Se necesita que los choques sean radiativos, pues como se verá en la

sección 2.3, para que se dé un colapso gravitacional en una región, necesitamos una combinación de densidades altas y temperaturas bajas, ya que, por un lado, los vientos estelares ayudan a comprimir el gas aumentando así su densidad y, por otro lado, estar en el régimen de choques radiativos nos ayuda a bajar la temperatura en las regiones de alta densidad.

1.2. Objetos Herbig Ae/Be

Los objetos Herbig Ae/Be deben su nombre al astrónomo que los diferenció por primera vez de los objetos estelares T Tauri, George Herbig. Estos objetos se caracterizan por ser estrellas pre-secuencia principal (PSP) más masivos que los objetos T Tauri ($2 \leq M/M_{\odot} \leq 8$) y sus espectros presentan rasgos característicos de estrellas tipo A o B de secuencia principal, pero se diferencian de estos últimos debido a que poseen vientos más fuertes. Al entrar a la secuencia principal como estrellas tipo A o B, los objetos Herbig Ae/Be alcanzan masas entre 2 y 18 M_{\odot} .

Los vientos de los objetos Herbig Ae/Be tienen altas tasas de pérdida de masa $\dot{M}_w > 10^{-7} M_{\odot}\text{yr}^{-1}$, y velocidades terminales entre 100 y 400 km s^{-1} (Strafella et al. 1998). Ya que estos objetos se encuentran en cúmulos estelares masivos, que sabemos son relativamente pequeños, la interacción de sus vientos puede provocar sobre-densidades del medio interestelar que pueden llegar a iniciar colapsos gravitacionales teniendo las condiciones correctas de densidad y temperatura. Como veremos con más detalle en la sección 2.2.2, para tener choques radiativos necesitamos que el parámetro de enfriamiento sea menor a 1 y debido a que la densidad pre-choque depende de la pérdida de masa y de la separación entre estrellas, el parámetro de enfriamiento es función de la tasa pérdida de masa entre la distancia de separación y la velocidad del viento. Sabiendo esto podemos corroborar que los choques de vientos de los objetos Herbig Ae/Be en los SSCs pueden llegar a ser radiativos debido a las distancias de separación de estrellas típicas en los SSCs y al rango de parámetros de pérdidas de masa y velocidades de vientos de los objetos Herbig Ae/Be.

Las características mencionadas de los objetos Herbig Ae/Be sugieren que, gracias a la interacción de sus vientos con el medio interestelar y otros vientos, pueden formar regiones de gas densas y frías en donde se puede satisfacer con más facilidad el criterio de Jeans de colapso gravitacional (ver sección 2.3) y den paso

a la formación estrellas. Si esto es así, en la región circundante a estos objetos se deben encontrar otras estrellas jóvenes y/o estructuras densas de gas y polvo como grumos y filamentos.

1.3. Clúster y asociaciones de Herbig Ae/Be

En Testi, Palla y Natta 1998 se realizó un atlas de 45 objetos Herbig Ae/Be y se analizó los alrededores de estos realizando un estudio de la emisión en el infrarrojo cercano con el fin de detectar y caracterizar las propiedades de grupos de estrellas jóvenes alrededor de los objetos pre-secuencia principal. Debido a que en el infrarrojo cercano la extinción se ve reducida, pues los granos de polvo no son lo suficientemente grandes para bloquear estas longitudes de onda, lograron detectar grupos de estrellas jóvenes que nacieron en la misma región que el objeto Herbig Ae/Be.

En 22 de las regiones alrededor de los objetos pre-secuencia principal se encontraron grupos de estrellas que muy probablemente están asociadas con los objetos Herbig Ae/Be. Se hace la distinción de que muy probablemente estén asociados con los objetos Herbig Ae/Be porque en 44 de los 45 objetos se encontraron estrellas en sus alrededores, pero para diferenciar si las estrellas están asociadas al objeto, midieron la densidad superficial de las fuentes de emisión infrarroja como función del radio (medido desde el objeto pre-secuencia principal hacia el borde de la región fotografiada), y si se notaba que esta cantidad aumentaba al disminuir el radio, acercándose al objeto Herbig Ae/Be entonces se concluye que hay un cúmulo de estrellas asociado a ese objeto. También se midieron los radios de estos cúmulos de estrellas y reportaron que, típicamente, son de $\sim 0.2\text{pc}$.

El tamaño de cúmulo reportado en Testi, Palla y Natta 1998 fue utilizado por Rodríguez-González et al. 2008 para demostrar que para los rangos de inyección de masa y velocidad de vientos de los objetos Herbig Ae/Be, la distancia necesaria para que estemos en el régimen de interacciones de vientos fuertemente radiativos es del mismo orden que los radios de los cúmulos encontrados.

1.4. Filamentos en regiones de formación estelar

Los filamentos en el medio interestelar son estructuras alargadas de gas y polvo significativamente más densas que sus alrededores. Debido a esto se ha estudiado su importancia para la formación estelar por más de 30 años por distintos autores, pues uno de los factores clave para la formación estelar es una alta densidad de material.

Por ejemplo, en Hennemann et al. 2012 se realiza un estudio de la región DR21, en particular de los 7 filamentos que se encuentran alrededor de lo que llaman la cresta DR21 (ver Figura (1.1)) que tiene una densidad columnar promedio de 10^{22}cm^{-2} (densidad columnar promedio de la cresta menos la densidad columnar del fondo), una longitud de 4.21 pc y con más de 15000 masas solares. En la cresta encontraron 22 núcleos densos que son candidatos a proto-estrellas, con la mayoría de estos cerca de los puntos de intersección de la cresta con los filamentos y también encontraron núcleos en los filamentos de mayor densidad. Muestran que las regiones con más probabilidad de formar proto-estrellas son las intersecciones de la cresta con los filamentos, pues en ellas se observa material fluyendo de los filamentos hacia la cresta y la temperatura del polvo en estas regiones es menor a 19K.

En general, los filamentos son regiones alargadas de alta densidad de gas y polvo y gravitacionalmente inestables que se forman en grupos de varios y en los cuales hay flujo de material a lo largo de su longitud que permite el enfriamiento de este y, en ocasiones, apila más material en las intersecciones con otros filamentos que aumenta la densidad aún más y pudiendo producir una mayor cantidad de regiones en las que ocurren colapsos gravitacionales.

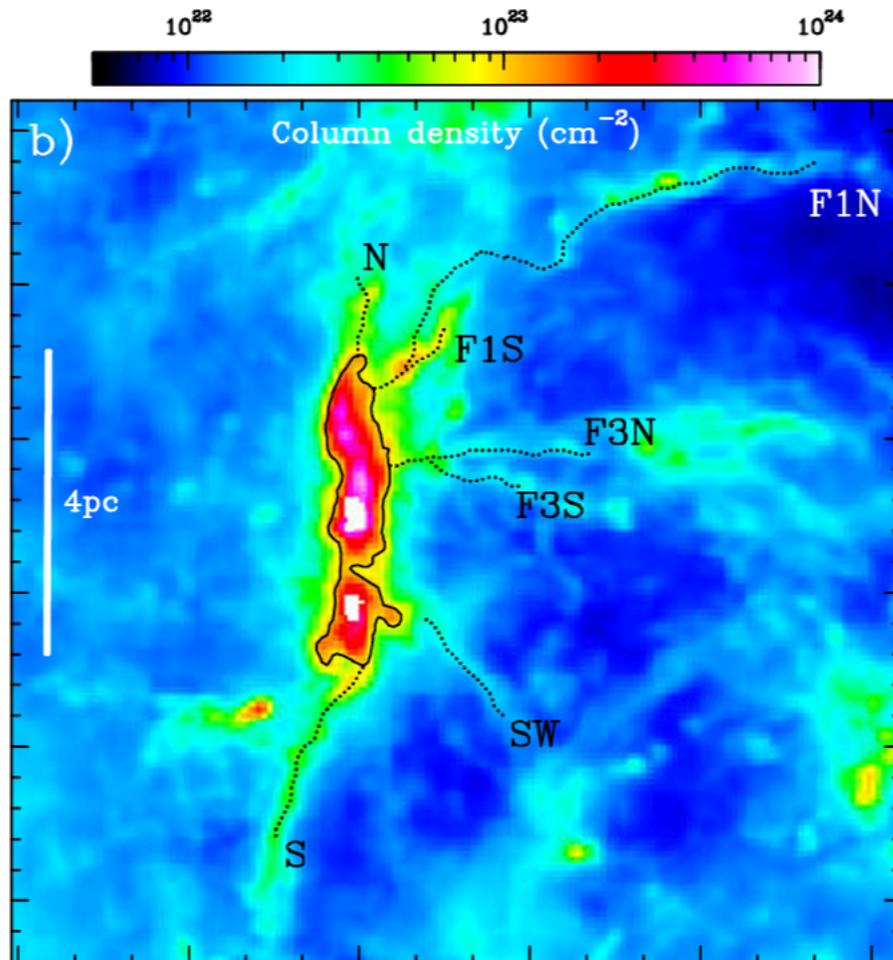


Figura 1.1: Densidad columnar de la región DR21. La línea sólida negra encierra la cresta de DR21 y las líneas punteadas muestran los filamentos estudiados en Hennemann et al. 2012.

Fundamentos teóricos

En este capítulo se deducen las ecuaciones de la hidrodinámica a partir de considerar que el gas, cuando cumple ciertas condiciones, puede verse como un medio continuo cuya evolución puede ser descrita mediante ecuaciones diferenciales. Cuando los flujos son supersónicos, lo cual es común en el medio interestelar, en éstos se producen ondas de choque, las cuales aumentan la densidad, presión y temperatura del gas. Si las condiciones son las correctas para entrar al régimen de choques radiativos pueden perder la suficiente energía para bajar la temperatura y propiciar el colapso gravitacional. De igual manera, se obtiene el criterio de inestabilidad de Jeans que es el indicador usado en este trabajo para saber si una región de gas experimentará colapso. El contenido de este capítulo se obtuvo de Raga, Cantó y Rodríguez-González 2020, a excepción de la sección 2.3.

2.1. Ecuaciones de la hidrodinámica

El medio interestelar está formado por gas y polvo, el gas puede ser atómico o molecular y puede ser descrito por las ecuaciones de la hidrodinámica, ya que cumple con las siguientes tres condiciones:

- El camino libre medio (λ) de las partículas debe ser mucho menor que la longitud característica (L) de las variaciones espaciales de las variables macroscópicas del gas: temperatura, densidad y presión (T , ρ y P respectivamente).
- El tiempo medio entre colisiones de las partículas (t_{col}) debe ser mucho más pequeño que la escala de tiempo característica de cambios en el flujo (t_{flow}).

- La distancia media entre partículas vecinas ($l \approx n^{1/3}$) tiene que ser mucho menor que L .

Las primeras dos condiciones nos implican equilibrio termodinámico local, pues como $\lambda \ll L$ las partículas tienen que trasladarse una distancia muy grande antes de ver cambios en el medio que las rodea, por lo que esencialmente están inmersas en un medio homogéneo. Por otro lado, como $t_{col} \ll t_{flow}$, las colisiones suceden demasiado rápido en comparación con el cambio del medio en el tiempo, por lo que temporalmente el medio también es homogéneo para las partículas. Por último, la condición de $l \ll L$ nos garantiza que las variables del flujo son aproximadamente constantes en volúmenes pequeños, pero, aun así, se tienen suficientes partículas para considerar que tenemos un fluido.

Para dar una correcta descripción de la dinámica del gas primero consideramos un volumen de prueba V con una superficie S que tiene una posición y forma fija en el espacio y en el tiempo a través del cual el gas pasa libremente. Sabiendo cuánto gas sale y entra de este volumen (el flujo de gas), podremos saber para un cierto tiempo el estado en el que se encuentra el gas en el interior del volumen. Como el volumen de prueba no tiene ninguna restricción para alguna posición específica, puede representar cualquier vecindad del espacio, por lo que podemos utilizarlo, en conjunto con la ecuación de estado de nuestro gas y los flujos en cada uno de nuestros volúmenes, para así saber toda la dinámica de nuestro gas.

2.1.1. Flujos

Primero, para saber los flujos de materia en nuestros volúmenes, consideremos una superficie ΔS a través de la cual pasa gas a una velocidad \bar{u} , entonces después de un tiempo Δt el fluido se ve contenido en un volumen ΔV

$$\Delta V = u_n \Delta t \Delta S, \quad (2.1)$$

con u_n la velocidad del flujo ortogonal a la superficie que la atraviesa en un tiempo Δt . Para encontrar, por ejemplo, el flujo de masa en el volumen, podemos tomar la densidad de masa ρ y obtener,

$$F_\rho = \frac{\rho \Delta V}{\Delta t \Delta S} = \rho u_n. \quad (2.2)$$

De un análisis dimensional podemos ver que F_ρ tiene unidades de masa por unidad de área y tiempo, por lo que esta cantidad nos dice cuánta masa pasa a través de la superficie ΔS en un tiempo Δt . Con esto podemos definir un vector de flujo como,

$$\vec{F}_\rho = \rho \vec{u}, \quad (2.3)$$

y de esta manera saber la dirección del flujo sabiendo la dirección de la velocidad.

2.1.2. Masa, momento y energía.

Considerando solamente los flujos, la variación de la masa en el tiempo dentro de un volumen V dependerá solamente de la masa saliendo y entrando en él, ya que por ahora no consideramos fuentes de masa dentro del volumen, por lo que,

$$\frac{\partial M}{\partial t} = - \oiint \rho \vec{u} \cdot \hat{n} dS, \quad (2.4)$$

donde podemos reconocer que $\rho \vec{u}$ es el flujo \vec{F}_ρ que multiplicado por el vector \hat{n} normal a la superficie dS nos da el flujo de masa por unidad de área y de tiempo que pasa por la superficie dS .

Utilizando el teorema de Gauss en el lado derecho de la ecuación (2.4) obtenemos una integral triple sobre el volumen encerrado por la superficie dS , y la derivada temporal de la masa la podemos cambiar por la derivada temporal de la integral triple sobre el volumen de la densidad, y así obtenemos que,

$$\begin{aligned} \frac{\partial \iiint_V \rho dV}{\partial t} &= - \iiint_V \nabla \cdot \rho \vec{u} d^3x, \\ \Rightarrow \iiint_V \left(\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot \rho \vec{u} \right) d^3x &= 0. \end{aligned} \quad (2.5)$$

De la última ecuación vemos que como el volumen V sobre el cual integramos es arbitrario, la igualdad a cero se cumple solamente cuando el integrando es cero,

y así llegamos a la ecuación de continuidad,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0. \quad (2.6)$$

Podemos realizar un procedimiento similar para llegar a ecuaciones que nos describan el momento y la energía del sistema en el tiempo y el espacio. Tomamos primero el momento total dentro del volumen V en la dirección i ,

$$\Pi_i = \iiint_V \rho u_i d^3x. \quad (2.7)$$

La variación del momento en el tiempo depende de cuánto momento entra y sale del volumen, de la fuerza ejercida por la presión externa sobre la superficie del volumen y de las fuerzas externas que actúan sobre el gas dentro del volumen. Todo lo anterior se puede expresar como,

$$\frac{\partial \Pi_i}{\partial t} = - \iint_S \rho u_i \vec{u} \cdot \hat{n} dS - \iint_S P \hat{e}_i \cdot \hat{n} dS + \iiint_V f_i d^3x \quad (2.8)$$

donde \hat{e}_i son los vectores unitarios en la dirección de los ejes coordenados, P es la presión del gas y f_i es la fuerza externa sobre el gas en la dirección i . Realizando el mismo procedimiento utilizado en las ecuaciones (2.5) llegamos a la ecuación de momento,

$$\frac{\partial \rho u_i}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho u_i \vec{u}) + \frac{\partial P}{\partial x_i} = f_i. \quad (2.9)$$

Podemos obtener una ecuación de variación de la energía considerando la energía cinética y térmica por unidad de volumen,

$$E = \frac{1}{2} \rho u^2 + \frac{P}{\gamma - 1}, \quad (2.10)$$

dónde u es el módulo de la velocidad y γ el cociente de calores específicos. Para obtener la ecuación de energía consideremos el flujo de energía $E\vec{u}$, el trabajo de la presión y de las posibles fuerzas externas sobre el interior del volumen $P\vec{u}$ y $\vec{f} \cdot \vec{u}$ respectivamente y la ganancia y pérdida de energía $G - L$ debido a la absorción

y emisión de radiación. Siguiendo el mismo procedimiento para la ecuación de continuidad se obtiene la ecuación de energía,

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot [\vec{u}(E + P)] = G - L + \vec{f} \cdot \vec{u}. \quad (2.11)$$

Las ecuaciones (2.6), (2.9) y (2.11) son las ecuaciones de la hidrodinámica o también llamadas ecuaciones de Euler. Estas son válidas para un fluido sin viscosidad, pues en ninguna parte de la deducción tomamos en cuenta las fuerzas ejercidas por el fluido sobre sí mismo. Las ecuaciones de Euler son un sistema cerrado de ecuaciones diferenciales de las cuales, en principio, uno puede obtener ρ , P y \vec{u} como función de la posición y del tiempo para cualquier conjunto de condiciones iniciales y de frontera.

2.2. Ondas de choque

Dado que una de las propiedades de interés para este trabajo son los vientos de los objetos Herbig Ae/Be, es importante saber qué pasa cuando estos vientos que tienen velocidades entre 100 y 400 km s⁻¹ interactúan con el medio interestelar que, en general, se considera en reposo.

Las ondas de choque se producen cuando en un medio tenemos una parte de este moviéndose a velocidades supersónicas. Esto puede ser causado por un objeto moviéndose a una velocidad transónica, es decir, a una velocidad comparable con la velocidad del sonido, provocando que partes del medio se muevan más rápido que la velocidad del sonido, o por un flujo que se mueve más rápido que la velocidad del sonido del medio por el cual se propaga.

El caso más sencillo de estudiar es el de una onda de choque plana que se propaga en un medio. En general podemos considerar dos regiones en el medio, cada una con velocidades, presiones y densidades v_1 , v_2 , P_1 , P_2 y ρ_1 , ρ_2 respectivamente, y que en la interfaz se produce una onda de choque. Si colocamos nuestro sistema de referencia con el origen en la interfaz y el eje y a lo largo de esta; podemos utilizar las ecuaciones de la hidrodinámica (ecuaciones (2.6), (2.9) y (2.11)) sin fuerzas externas ($f_i = 0$), sin ganancias ni pérdidas de energía ($G = L = 0$) y

en una dimensión ($\nabla = \partial/\partial x$), para obtener,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} \rho v = 0, \quad (2.12)$$

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho v + \frac{\partial}{\partial x} (\rho v^2 + P) = 0, \quad (2.13)$$

$$\frac{\partial E}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x} v(E + P) = 0, \quad (2.14)$$

y si consideramos que el flujo es estacionario, la dependencia temporal se elimina, lo que implica que $\rho v = cte$, $\rho v^2 + P = cte$, $v(E + P) = cte$. Como esto aplica para las variables antes y después del choque tenemos las relaciones siguientes:

$$\begin{aligned} \rho_1 v_1 &= \rho_2 v_2, \\ \rho_1 v_1^2 + P_1 &= \rho_2 v_2^2 + P_2, \\ v_1 \left(\frac{\rho_1 v_1^2}{2} + \frac{\gamma P_1}{\gamma - 1} \right) &= v_2 \left(\frac{\rho_2 v_2^2}{2} + \frac{\gamma P_2}{\gamma - 1} \right), \end{aligned} \quad (2.15)$$

de donde podemos obtener las variables post-choque como función de las variables pre-choque, haciendo un poco de álgebra, y llegar a que:

$$\begin{aligned} \frac{\rho_2}{\rho_1} &= \frac{(\gamma + 1)M_1^2}{(\gamma - 1)M_1^2 + 2}, \\ \frac{v_2}{v_1} &= \frac{(\gamma - 1)M_1^2 + 2}{(\gamma + 1)M_1^2}, \\ P_2 &= P_1 + \frac{2(M_1^2 - 1)}{(\gamma + 1)M_1^2} \rho_1 v_1^2. \end{aligned} \quad (2.16)$$

Aquí $M_1 = v_1/c_1$ es el número de Mach y $c_1 = \sqrt{\gamma P_1/\rho_1}$ es la velocidad del sonido en el medio 1. Estas ecuaciones son las **relaciones de salto de Rankine-Hugoniot**. Para choques fuertes (es decir, $M_1 \gg 1$) las relaciones de Rankine-Hugoniot toman la forma,

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{v_1}{v_2} = \frac{\gamma+1}{\gamma-1},$$

$$P_2 = \frac{2}{\gamma+1} \rho_1 v_1^2. \quad (2.17)$$

es decir, la densidad de gas del medio ambiente chocado (ρ_2) es mayor que la densidad del medio ambiente. Podemos obtener la temperatura del medio ambiente chocado de las relaciones de choque fuerte y la ecuación de estado,

$$T_2 = \frac{P_2 \mu m_H}{k \rho_2} = \frac{2}{\gamma+1} \rho_1 v_1^2 \frac{\mu m_H}{k \rho_2} = \frac{2(\gamma-1)}{(\gamma+1)^2} \frac{\mu m_H v_1^2}{k}, \quad (2.18)$$

donde m_H es la masa del átomo de hidrógeno y μ es un factor para tomar en cuenta la fracción total de partículas de cada elemento o molécula (por ejemplo, si tenemos un gas con puro hidrogeno $\mu = 1$, pero si tenemos un gas con 90% de hidrógeno y 10% de helio, entonces $\mu = 1.3$ por la diferencia entre la masa del hidrógeno y del helio).

2.2.1. Choques isotérmicos

El gas caliente chocado e ionizado empieza a emitir en infrarrojo, visible y ultravioleta lo que provoca que, con el tiempo, su temperatura descienda hasta unos cuantos miles de Kelvin. Esto se da en una determinada región del gas chocado que llamaremos región de enfriamiento. Entonces si asumimos que cuando esta región termina su enfriamiento el gas ha llegado a una temperatura de 10^3 K entonces el gas se ha recombinado y tiene una velocidad del sonido isotérmica $c_3 = \sqrt{kT_3/\mu m_H}$. Ahora podemos usar las ecuaciones de continuidad y momento ((2.6), (2.9)) para determinar la densidad de la región isotérmica y así obtener que,

$$\rho_3 c_3^2 - \rho_3 (v_1^2 + P_1) + \rho_1^2 v_1^2 = 0, \quad (2.19)$$

que tiene la solución de choque :

$$\frac{\rho_3}{\rho_1} = \frac{c_1^2}{2c_3^2} \left[M_1^2 + 1 + \sqrt{M_1^4 + 2M_1^2(1 - 2\alpha) + 1} \right], \quad (2.20)$$

donde $M_1 = v_1/c_1$ y $\alpha = (c_3/c_1)^2$, con c_1 y c_3 las velocidades del sonido de las regiones pre-choque y post-enfriamiento respectivamente. Si imponemos la condición de choque fuerte ($M_1 \gg 1$) obtenemos,

$$\frac{\rho_3}{\rho_1} = \left(\frac{v_1}{c_3} \right)^2. \quad (2.21)$$

en el caso en que $c_3 = c_1$ obtenemos la relación de salto de choque isotérmico,

$$\frac{\rho_3}{\rho_1} = M_1^2. \quad (2.22)$$

esta relación es válida para todos los números de Mach.

2.2.2. Distancia de enfriamiento

En el caso de un choque plano paralelo podemos saber la distancia que tiene que recorrer el gas chocado para que la temperatura de este decaiga hasta 10^4K , esta es la llamada distancia de enfriamiento d_c . Podemos estimar esta distancia como,

$$d_c \sim \frac{E_{T,2}}{L_2} v_2 \propto \frac{n_2 k_b T_2 v_2}{n_2^2 \Lambda(T_2)} \propto \frac{f(v_1)}{n_1}, \quad (2.23)$$

entonces la distancia de enfriamiento está dada por la razón entre $E_{T,2}$ que es la energía térmica postchoque y L_2 la función de enfriamiento por la velocidad postchoque. En la última proporcionalidad de la ecuación (2.23) se ha usado que para un choque fuerte la velocidad, densidad y temperatura postchoque son función de la velocidad o de la densidad prechoque. Entonces, si la función de enfriamiento está en el régimen de baja densidad ($L = n^2 \Lambda(T)$) la distancia de enfriamiento es proporcional a la razón de una función de la velocidad del choque y la densidad prechoque. Se han realizado diferentes ajustes en la literatura sobre la dependencia de la distancia de enfriamiento como una función de la velocidad y la densidad prechoque, uno de ellos es:

$$d_c = \left(\frac{100 \text{cm}^{-3}}{n_1} \right) \times \left\{ [3 \times 10^{11} \text{cm}] \left(\frac{v_1}{100 \text{km s}^{-1}} \right)^{-6.4} + [8 \times 10^{13} \text{cm}] \left(\frac{v_1}{100 \text{km s}^{-1}} \right)^{5.5} \right\}. \quad (2.24)$$

Como la distancia de enfriamiento nos dice cuánto tiene que recorrer el gas para que su temperatura baje a 10^4K podemos usar esta distancia para saber si la interacción de dos vientos de estrellas generaran un choque radiativo, pues para que esto suceda, la región donde interactúan tiene que estar a una distancia menor que la distancia de enfriamiento de los vientos para que el choque se genere en la región de enfriamiento. Sabiendo esto, en Rodríguez-González et al. 2008, definen el parámetro de enfriamiento como $\kappa \equiv d_c/D$ dónde D es la separación entre las estrellas que generan los vientos que van a interactuar. Entonces si $\kappa < 1$ el choque será radiativo.

En la figura (2.1) se muestra el parámetro de enfriamiento como función de la tasa de pérdida de masa ($\dot{M} \times (0.1 \text{pc}/D)$) y de la velocidad de los vientos (v_w), dónde los contornos nos indican valores constantes de κ . El contorno más grueso es $\kappa = 1$ y los contornos en dirección de la esquina inferior derecha son las $\kappa < 1$, mientras que hacia arriba a la izquierda $\kappa > 1$.

En Rodríguez-González et al. 2008 usan un ajuste diferente al de la ecuación (2.24) de la distancia de enfriamiento, pues consideran vientos idénticos de objetos estelares Herbig Ae/Be dónde la densidad prechoque (n_{pre}) está dada por,

$$n_{pre} = \frac{\dot{M}_w}{1.3 m_H \pi D^2 v_w}, \quad (2.25)$$

por lo que la distancia de enfriamiento está dada por:

$$d_c(n_{pre}, v) = \frac{100 \text{cm}^{-3}}{n_{pre}} d_{c,100}(v), \quad (2.26)$$

dónde $d_{c,100}(v)$ es el ajuste dado por:

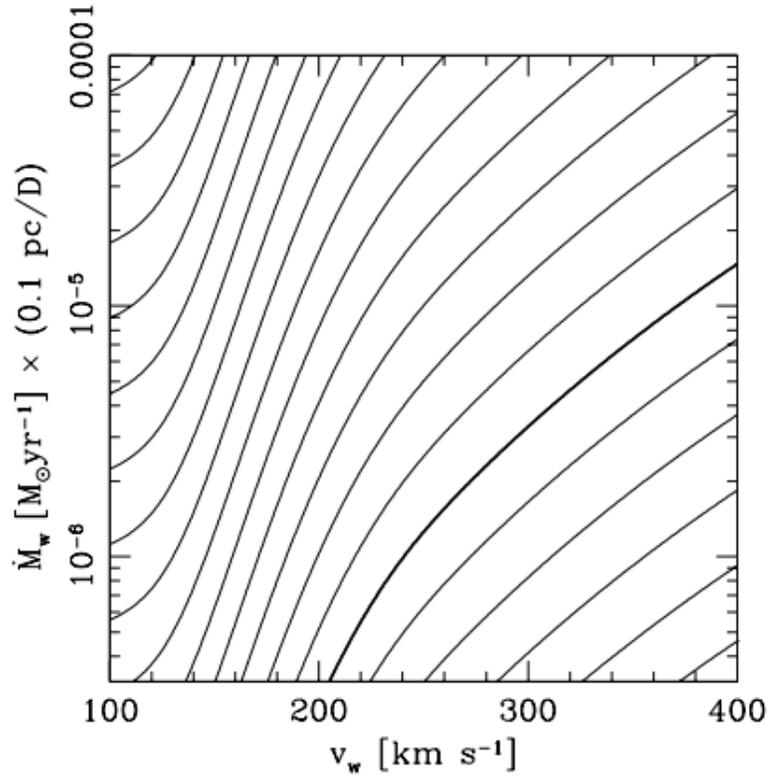


Figura 2.1: Valores del parámetro de enfriamiento como función de la pérdida de masa $\dot{M}_w \times (0.1 \text{ pc}/D)$ y de la velocidad de los vientos v_w mostradas en la figura como contornos. El contorno grueso ($\kappa = 1$) marca la separación entre la región en la que se generan choques radiativos (región inferior derecha) y en la que no (región superior izquierda). Cada contorno está separado por factores de dos por arriba y debajo de 1.

$$d_{c,100}(v) = (3.3 \times 10^{14} \text{ cm}) \left[1 + \left(\frac{135 \text{ km s}^{-1}}{v} \right)^{10.7} \right] \times \left\{ 1 - \exp \left[- \left(\frac{v}{200 \text{ km s}^{-1}} \right)^6 \right] \right\} \left(\frac{v}{100 \text{ km s}^{-1}} \right)^{4.2}. \quad (2.27)$$

Con esto el parámetro de enfriamiento se puede escribir como función de la pérdida de masa y la velocidad de los vientos de las estrellas para obtener que:

$$\kappa = \frac{d_c}{D} = 1.1 \times 10^{-2} \frac{10^{-6} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}}{\dot{M}_w} \frac{D}{0.1 \text{ pc}} f(v_w), \quad (2.28)$$

dónde $f(v_w)$ está dado por,

$$f(v) = \left[1 + \left(\frac{135 \text{ km s}^{-1}}{v} \right)^{10.7} \right] \times \left\{ 1 - \exp \left[- \left(\frac{v}{200 \text{ km s}^{-1}} \right)^6 \right] \right\} \left(\frac{v}{100 \text{ km s}^{-1}} \right)^{5.2}. \quad (2.29)$$

Dado esto podemos ver en la figura (2.1) que la región en la que se generan choques radiativos está definida por valores de v_w y \dot{M}_w característicos de los objetos estelares Herbig Ae/Be discutidos en la sección 1.2 y considerando las separaciones típicas de las estrellas en los SSC's, se espera que los choques generados por la interacción de los vientos de las estrellas Herbig Ae/Be sean choques radiativos.

2.3. Criterio de inestabilidad de Jeans

Para saber cuánta masa de un gas se necesita, en una determinada región esférica del espacio para que la gravedad producida por esta sea mayor a la presión ejercida por el gas y se dé un colapso gravitacional, se puede recurrir al criterio de inestabilidad de Jeans. Podemos llegar a una expresión para el criterio de Jeans utilizando las ecuaciones de la hidrodinámica para la masa y el momento en 3

dimensiones (ecuaciones 2.6 y 2.9),

$$\begin{aligned}\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{v}) &= 0, \\ \frac{\partial \rho \vec{v}}{\partial t} + \nabla (\rho \vec{v} \cdot \vec{v}) &= -\nabla P - \nabla \phi,\end{aligned}$$

donde \vec{v} es la velocidad en la nube y $\nabla \phi$ es la fuerza externa en el sistema, en este caso la fuerza gravitacional. Usando también la ecuación de Poisson,

$$\nabla^2 \phi = 4\pi G \rho, \quad (2.30)$$

aquí, ϕ es el potencial gravitacional y G la constante de gravitación universal. Si consideramos una nube de gas ideal, infinita, en reposo y homogénea en densidad y temperatura, con presión de,

$$P = \frac{\rho R T}{\mu} = c_s^2 \rho, \quad (2.31)$$

con,

$$c_s = \sqrt{\gamma p / \rho} = \sqrt{RT / \mu}, \quad (2.32)$$

como la velocidad del sonido isotérmica. Imponemos en ρ , P , ϕ y \vec{v} una pequeña perturbación (mucho menor a las variables no perturbadas),

$$\begin{aligned}\rho &= \rho_0 + \rho_1, \\ P &= P_0 + P_1, \\ \phi &= \phi_0 + \phi_1, \\ \vec{v} &= \vec{v}_1,\end{aligned} \quad (2.33)$$

dónde los subíndices 0 y 1 indican las cantidades no perturbadas y las perturbadas respectivamente. La velocidad solo queda como \vec{v}_1 ya que la nube está en reposo. Si sustituimos estas cantidades en las ecuaciones (2.6) y (2.9) y despreciamos todos los términos de perturbación de segundo orden o mayor, llegamos a,

$$\frac{\partial \rho_1}{\partial t} + \rho_0 \nabla \cdot \vec{v}_1 = 0, \quad (2.34)$$

$$\frac{\partial \vec{v}_1}{\partial t} + \frac{c_s^2}{\rho_0} \nabla \rho_1 + \nabla \phi_1 = 0, \quad (2.35)$$

$$\nabla^2 \phi_1 - 4\pi G \rho_1 = 0. \quad (2.36)$$

Suponiendo que las perturbaciones que se introdujeron en el medio son ondas planas que solo viajan en la dirección 'x', tienen la forma $F_1 = f_1 e^{i(kx + \omega t)}$. Sustituyendo esta función de prueba en las ecuaciones, nos damos cuenta de que $\partial_x F_1 = ikF_1$, $\partial_y F_1 = 0$, $\partial_z F_1 = 0$, $\partial_t F_1 = i\omega F_1$ y $\partial_x^2 F_1 = -k^2 F_1$. Entonces sustituyendo esto en las ecuaciones (2.34)-(2.36) obtenemos,

$$i\omega \rho_1 + \rho_0 ikv_1 = 0, \quad (2.37)$$

$$i\omega v_1 + ikc_s^2 \frac{\rho_1}{\rho_0} + ik\phi_1 = 0, \quad (2.38)$$

$$4\pi G \rho_1 + k^2 \phi_1 = 0. \quad (2.39)$$

Podemos encontrar v_1 y ϕ_1 de la primera y tercera ecuación en términos de ρ_1 y k y sustituir en la segunda para obtener la ecuación de dispersión

$$\omega^2 = k^2 c_s^2 - 4\pi G \rho_0. \quad (2.40)$$

Se pueden ver dos soluciones, una en donde $k^2 c_s^2 > 4\pi G \rho_0$, entonces $\omega = \pm \omega_0$, lo que implica que las soluciones oscilan en alrededor de la solución de equilibrio. La otra solución se da cuando $k^2 c_s^2 < 4\pi G \rho_0$, entonces $\omega = \pm i\omega_0$ lo que implica que, si $t \rightarrow \infty$ entonces $e^{\omega_0 t} \rightarrow \infty$ y la solución diverge. Es decir, el sistema es inestable. Entonces como $k = 2\pi/\lambda$ tenemos,

$$\frac{4\pi^2}{\lambda^2} c_s^2 < 4\pi G \rho_0 \rightarrow \lambda > \sqrt{\frac{\pi}{G\rho_0}} c_s. \quad (2.41)$$

Ahora bien, suponiendo que λ es el radio de la región esférica inestable, entonces la cantidad $\lambda_j = \sqrt{\pi/G\rho_0} c_s$ es conocida como el radio de Jeans. La masa encerrada en la esfera con un radio de Jeans es la masa de Jeans,

$$M_j = \frac{4\pi}{3} \rho \lambda^3. \quad (2.42)$$

Estas ecuaciones se pueden obtener usando el teorema del virial, el cociente entre el "sound-crossing time" (t_s) y el "free-fall time" (t_{ff}) o, en el caso de

las ecuaciones (2.42) y (2.41), se usaron las ecuaciones de la hidrodinámica para un gas ideal (ver sección 2.1) y la ecuación de Poisson al introducir pequeñas perturbaciones en las variables, suponiendo que los términos no perturbados son independientes del tiempo y de la posición y que las soluciones a las ecuaciones resultantes son ondas planas.

La diferencia entre los tres métodos anteriormente mencionados son tres constantes que acompañan a las expresiones para la masa y la longitud de Jeans y que son diferentes entre sí. Dado que la condición para que un colapso ocurra es que la longitud de Jeans sea mayor que $\sqrt{\pi/G\rho}c_s$, para un radio dado, la velocidad de sonido en el medio debe ser lo suficientemente pequeña y la densidad lo suficientemente grande para que se cumpla el criterio, así que las regiones con mayor densidad y menor temperatura tienen la mayor probabilidad de alcanzar las condiciones necesarias para que ocurra un colapso.

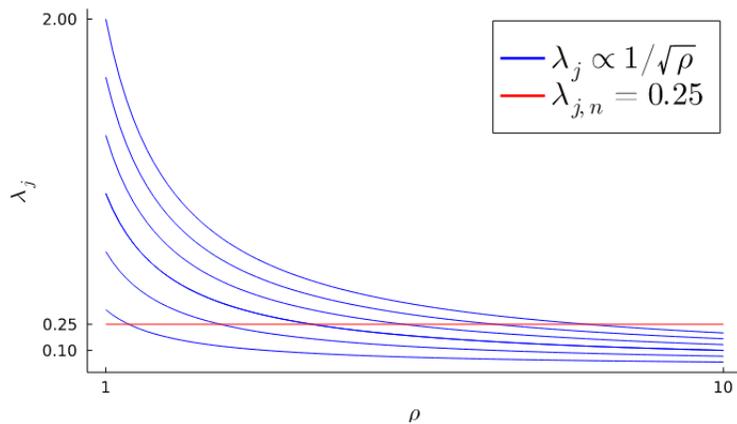


Figura 2.2: Longitud de Jeans contra densidad para distintos valores de la temperatura en azul y la longitud de Jeans de la n -ésima esfera de densidad ρ_0 y temperatura T_0 en rojo.

De la ecuación (2.41) podemos ver que $\lambda_j \propto \sqrt{T/\rho}$, y en la figura (2.2) vemos como ejemplo, en rojo una longitud de Jeans de 0.25 para una región n con una temperatura y densidad dadas como referencia, y en azul vemos las longitudes de Jeans graficadas como función de la densidad. Las distintas curvas azules indican longitudes de Jeans con distintos valores de temperatura y conforme se aumenta la temperatura, las curvas de longitud de Jeans se van recorriendo hacia arriba.

Para que el colapso en la región n exista, se necesitan las condiciones en las que las curvas azules están por debajo de la línea roja. De esta manera notamos que entre mayor sea la temperatura del gas, los valores de la densidad necesarios para cruzar la línea roja son más altos.

2.4. Función de enfriamiento

Toda la materia en el universo tiene una temperatura asociada que varía como función del tiempo debido a la transferencia de calor con el entorno que se puede dar a través de 3 procesos físicos que son la convección, la conducción térmica y la radiación, lo que implica una ganancia o una pérdida de energía del sistema. En el medio interestelar podemos escribir esto como un balance energético entre la cantidad de energía que se gana y se pierde por unidad de tiempo y volumen. Entonces recordando que la primera ley de la termodinámica es,

$$dU = \bar{d}Q + \bar{d}W \quad (2.43)$$

donde, si estamos tratando con un proceso cuasiestático, podemos poner $\bar{d}Q$ en términos de la entropía y $\bar{d}W$ en términos de la presión y el volumen para obtener que,

$$dU = TdS - PdV \Rightarrow TdS = dU + PdV \quad (2.44)$$

y si consideramos que estamos trabajando con un gas ideal, sabemos que $U(T) \approx Nk_bT3/2$ y que $P = nk_bT$ con $n = N/V$, que sustituyendo en la primera ley y derivando con respecto al tiempo obtenemos:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{dQ}{V} \right) = \frac{d}{dt} \left(\frac{3n}{2} d(k_bT) - k_bT dn \right) = \Gamma - \Lambda. \quad (2.45)$$

Aquí estamos considerando un gas ideal donde k_b es la constante de Boltzmann, t el tiempo, n la densidad numérica, Q el calor transferido, T la temperatura y V el volumen del sistema. Los términos Γ y Λ son la ganancia y la pérdida de energía por unidad de volumen y tiempo ($\text{erg} \cdot \text{cm}^{-3} \cdot \text{s}^{-1}$), conociendo estos términos, podemos conocer la temperatura del sistema en cada paso de tiempo.

Los objetos y el gas del medio interestelar están conformados por partículas, que dependiendo a qué temperatura estén pueden ser átomos, moléculas o una combinación de ambos, y los términos de ganancia y pérdida de energía de la ecuación (2.45) dependen de qué tengamos como partículas y de la temperatura a la que estén éstas, y nos centraremos en estudiar la función de enfriamiento Λ .

2.4.1. Gas atómico

En el caso de que tengamos un gas atómico, los procesos importantes para el enfriamiento del gas son:

- Libre-libre.
- Recombinación.
- Ionización colisional.
- Líneas excitadas colisionalmente.

Todos estos procesos, que implican una pérdida de energía en forma de radiación, afectan al enfriamiento del medio interestelar en mayor o menor medida, dependiendo de la temperatura, la abundancia química y el estado de ionización de los elementos.

El proceso libre-libre implica pérdida de energía cinética debido a un electrón libre colisionando con un átomo, la recombinación es la captura de un electrón libre por un ion, la ionización colisional es la ionización de un átomo debido a una colisión con un electrón libre y las líneas excitadas colisionalmente son producidas por excitar un átomo o ion con una colisión y al desexcitarse se emite un fotón cuya energía depende de la diferencia de energía en los niveles energéticos involucrados.

Para un gas con abundancias solares y a temperaturas entre 10^4 y 10^8 K, el proceso más importante para el enfriamiento es el de líneas excitadas colisionalmente que depende de las líneas de emisión de los iones que se tomen en cuenta, para lo cual hay que considerar todos los posibles saltos entre niveles energéticos

que cada ion pueda tener. Dado que la cantidad de saltos entre niveles energéticos crece con el número de niveles energéticos que se consideren como $\sum_1^N n - 1$ siendo N el número de niveles energéticos, si consideramos un átomo de 10 niveles, tendríamos 45 términos que considerar al calcular el enfriamiento, pero los términos que más aportarían al enfriamiento serían los de los niveles energéticos más cercanos al estado base debido a que, en general, las diferencias energéticas entre los niveles más bajos son más grandes, por lo que resolver un átomo con 5 niveles es una buena aproximación del enfriamiento real aportado por el ion considerado.

En la figura (2.3) se muestra una función de enfriamiento típica de un gas considerando distintos elementos. La línea sólida negra es el enfriamiento total en el intervalo de temperaturas de 10^4K a $10^{7.5}\text{K}$, las líneas punteadas y de color son el enfriamiento debido a cada uno de los elementos considerados. Cada uno de los elementos tiene un máximo de enfriamiento a una cierta temperatura, por lo que si un gas del medio interestelar está a una temperatura de $10^{5.4}$ entonces el enfriamiento del gas está principalmente dominado por la emisión del oxígeno, aunque aún tiene aportación de enfriamiento debido al resto de los elementos pero en mucho menor proporción, y la suma de todas estas aportaciones es la línea sólida negra.

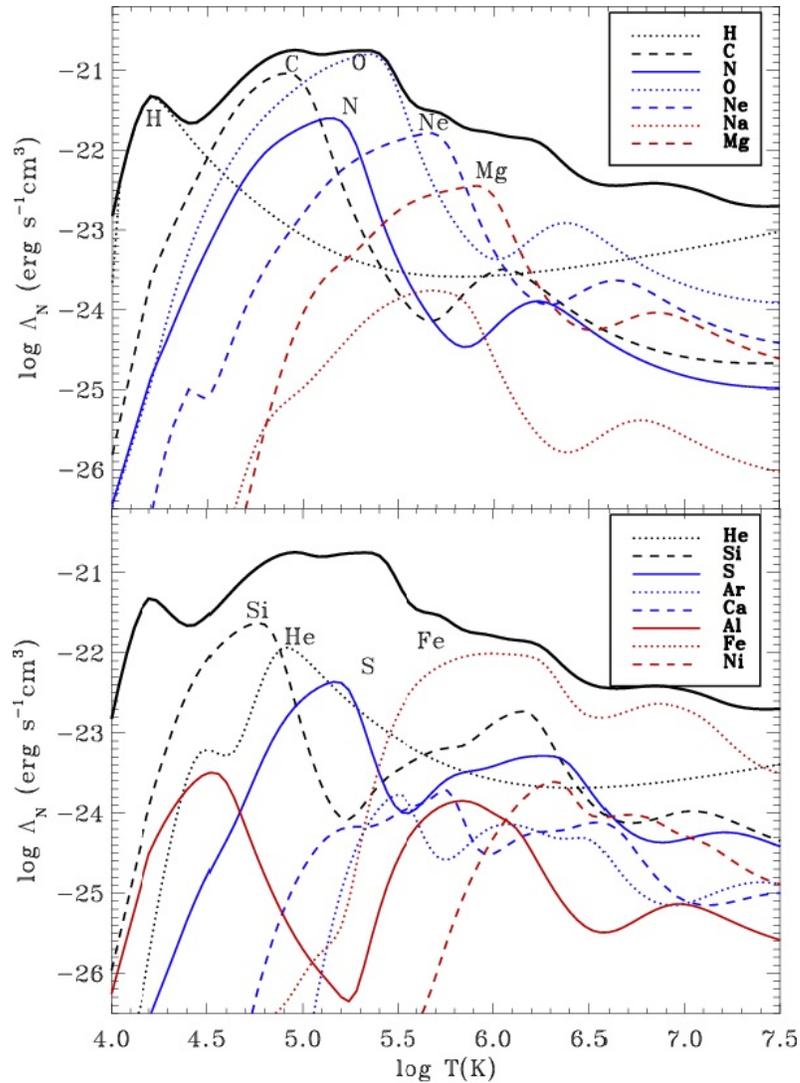


Figura 2.3: Función de enfriamiento radiativo típica obtenida de Schure et al. 2009 dónde las diferentes líneas marcan el enfriamiento de diferentes átomos individuales en un rango de temperaturas desde 10^4 hasta $10^{7.5}$ Kelvin. La línea sólida negra es el enfriamiento total (la combinación del enfriamiento de todos los átomos considerados).

2.4.2. Gas molecular

El gas encontrado en el medio interestelar tiene un rango de temperaturas muy amplio, sin embargo en regiones donde se cumple el criterio de Jeans, las tempe-

raturas son del orden de decenas de Kelvin, debido a la alta densidad en ellas. Por ello, una función de enfriamiento atómica no es capaz de describir correctamente la pérdida de energía a estas temperaturas, ya que en este régimen el gas forma moléculas y cada molécula emite radiación de manera distinta que sus componentes atómicos.

En Rivera-Ortiz et al. 2019 utilizan una función de enfriamiento molecular paramétrica para temperaturas menores a 5280 K que obtuvieron de Kosiński y Hanasz 2007 definida como,

$$\Lambda_{mol}(T) = L_1 T^{\varepsilon_1} + L_2 \exp\left(-\frac{c_*}{(T - T_*)^{\varepsilon_2}}\right), \quad (2.46)$$

donde $L_1 = 4.4 \times 10^{-67} \text{ erg cm}^3 \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-\varepsilon_1}$, $L_2 = 4.89 \times 10^{-25} \text{ erg cm}^3 \text{ s}^{-1}$, $c_* = 3.18 \text{ K}^{-\varepsilon_2}$, $\varepsilon_1 = 10.73$, $\varepsilon_2 = 0.1$ y $T_* = 1 \text{ K}$. Con esta función de enfriamiento la energía radiativa total para temperaturas inferiores a 5280 K está dada por,

$$L_{rad,mol} = n_{gas} n_{CO} \Lambda_{mol}(T), \quad (2.47)$$

dónde n_{gas} y n_{CO} son las densidades numéricas del gas y de la molécula de CO respectivamente. La ecuación (2.46) es una aproximación analítica realizada por Kosiński y Hanasz 2007 de la función de enfriamiento realista del medio interestelar realizada por Dalgarno y McCray 1972. En Kosiński y Hanasz 2007 definen esta aproximación junto con tres modificaciones que varían en las constantes c_* , ε_2 , L_2 y T_* , donde T_* marca el límite inferior del intervalo de temperatura en el que esta función se comporta adecuadamente. En Rivera-Ortiz et al. 2019 usan una de las modificaciones con las constantes mencionadas arriba y de esta manera garantizamos que la función de enfriamiento funciona a temperaturas del orden de 1K.

Si solamente se usa la función de enfriamiento anterior, en ciertas regiones del gas con baja interacción dinámica, se puede llegar a temperaturas de 0K. Por esto, Rivera-Ortiz et al. 2019 también considera un término de calentamiento debido a rayos cósmicos que se presentó originalmente en Henney et al. 2009 dado por:

$$\Gamma_{crp} = 5 \times 10^{-28} n_H, \quad (2.48)$$

dónde n_H es la densidad numérica de todas las especies de hidrógeno.

2.5. Formación estelar

Una vez que una sección de una nube de gas logra las condiciones necesarias de temperatura, densidad y presión para satisfacer el criterio de Jeans, el gas empieza a colapsar, lo que hace que el gas se acelere hacia el centro de masa y se convierta en un objeto protoestelar. Para poder tener una descripción completa de la dinámica de este proceso se debe tomar en cuenta el campo magnético del gas, la rotación del gas alrededor del centro de masa y los efectos gravitatorios y térmicos. También hay que considerar que las regiones que tienen una mayor probabilidad de producir las condiciones necesarias para propiciar el colapso del gas son los filamentos de gas y polvo que se forman por interacción de los vientos de las estrellas circundantes, pues estos pueden llegar a compactar el gas hasta que alcanzan densidades lo suficientemente grandes para satisfacer el criterio de Jeans.

Se puede estudiar la dinámica del gas tomando en cuenta solamente la gravedad y los efectos térmicos de una nube perfectamente esférica para poder tener una primera aproximación de cómo es el proceso desde que inicia el colapso hasta que se forma el objeto protoestelar, para así poder entender lo que implica que una porción de gas se convierta en un objeto que ya no interactúa hidrodinámicamente de la misma manera con el gas restante de la nube que lo formó.

2.5.1. Caso esférico

Para poder entender el comportamiento del gas en la nube esférica durante el colapso tomemos un elemento del fluido a una distancia radial r del centro de masa que tomaremos como origen de coordenadas. El elemento de fluido solamente siente la fuerza gravitacional de la masa del gas que está dentro del radio r que podemos designar como M_r . Dado que queremos que el gas colapse cuando el sistema evolucione en el tiempo, M_r debe de ser función de r y de t , por lo que la podemos definir como

$$M_r = \int_0^r 4\pi r^2 \rho dr. \quad (2.49)$$

Podemos usar M_r como variable independiente en un sistema de ecuaciones diferenciales si usamos también la ecuación de continuidad (2.6) y la ecuación de momento (2.9) en sus versiones esféricas. Para completar el sistema de ecuaciones

y resolver para las variables ρ , u y M_r como función de r y de t podemos tomar la ecuación (2.49) y derivarla con respecto a r ,

$$\frac{\partial M_r}{\partial r} = 4\pi r^2 \rho \quad (2.50)$$

y podemos combinarla con la ecuación de continuidad en coordenadas esféricas,

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} = -\frac{1}{r^2} \frac{\partial (r^2 \rho u)}{\partial r}, \quad (2.51)$$

para encontrar que,

$$\frac{\partial M_r}{\partial t} = -4\pi r^2 \rho u. \quad (2.52)$$

Ahora, a la ecuación de momento en coordenadas esféricas le agregamos un término de fuerza de gravedad debido a la masa M_r y obtenemos que:

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial r} = -\frac{c_0^2}{\rho} \frac{\partial \rho}{\partial r} - \frac{GM_r}{r^2}. \quad (2.53)$$

Para un conjunto de condiciones iniciales y de frontera podemos resolver numéricamente las ecuaciones (2.50)-(2.53) para las variables ρ , u y M_r y obtener una descripción completa en el espacio y en el tiempo del sistema. La ventaja de tener simetría esférica en nuestro sistema es que (como vimos) podemos reducir el problema de 3 dimensiones a una dimensión, lo que simplifica el problema. Cuando tenemos filamentos, esta simplificación no es posible, ya que los filamentos son estructuras de tipo cilíndricas cuya longitud es mucho mayor que su radio.

2.5.2. En filamentos

Los filamentos son estructuras que se forman en el medio interestelar y que parecen tener una gran importancia en la formación estelar. Se cree que los filamentos tienen su origen debido a la interacción de los vientos de estrellas masivas, pues estos empujan el medio interestelar que colisiona con más material y, dependiendo la configuración de las fuentes de los vientos, se forman estas estructuras cuasi-cilíndricas de distintas longitudes. Además la magnitud de la velocidad de

los vientos afecta directamente a la densidad del gas en las estructuras resultantes y por ende en su grosor.

Como se mencionó en la sección 2.3, una de las condiciones necesarias para que se cumpla el criterio de Jeans es que la densidad supere cierto valor para que se pueda iniciar el colapso, como los filamentos son acumulaciones de gas producidas por choques de vientos estelares, la densidad resultante en estas estructuras aumenta considerablemente con respecto a la del medio interestelar, y por ello la probabilidad de hallar zonas que satisfagan el criterio de Jeans en los filamentos aumenta.

Realizar un análisis como el de la sección 2.5.1 a los filamentos resulta bastante complicado, pues no podemos simplificar el problema a una dimensión debido a que estas estructuras no tienen simetría esférica. Sin embargo, podemos calcular los tiempos de caída libre del gas en estas estructuras para poder darnos una idea de cómo cambia la dinámica del colapso en filamentos en comparación con el caso esférico (Toalá, Vázquez-Semadeni y Gómez 2012).

El tiempo de caída libre t_{ff} de un objeto esférico de masa M y radio R está dado por

$$t_{ff} \equiv \sqrt{\frac{\pi^2 R^3}{8GM}} = \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho}}, \quad (2.54)$$

donde en la segunda igualdad se introdujo la definición de densidad volumétrica $\rho = 3M/4\pi R^3$. Como se observa en la ecuación (2.54), una vez que la densidad es especificada, el tiempo de caída libre depende solamente de esta, e independiente del tamaño y la masa del objeto. Esto implica que si en una esfera de densidad uniforme, durante su colapso la densidad permanece constante, entonces todos los cascarones esféricos que la forman llegarán al centro al mismo tiempo. Esto solo es válido cuando las tres dimensiones del objeto son comparables entre sí. En el caso de los filamentos esto no es posible, pues una de las dimensiones es mucho más grande que las otras.

Consideremos el caso de una nube de gas cilíndrica y uniforme cuya longitud total, $2L$, es mucho mayor que el radio de la sección transversal, $R \ll L$, con densidad $\rho(M, L) = M/\pi R^2 L$. Ahora veremos cómo la longitud de la nube, L , cambia por efecto de su auto gravedad. Para esto pensemos que durante el colapso su

densidad permanece constante, en este caso la aceleración hacia el centro del filamento a una distancia l del centro está dada por (ver Burkert y Hartmann (2004))

$$a(l) = \frac{1}{2} \frac{dv^2}{dl} = -2\pi G\rho [2l + R - \sqrt{R^2 + 4l^2}]. \quad (2.55)$$

Integrando la ecuación anterior de L a l obtenemos la velocidad radial después de que el filamento se contrajo desde L hasta l :

$$v(l) = \sqrt{4\pi G\rho} \left[(L-l)(L+l+R) - \frac{L}{2} \sqrt{R^2 + 4L^2} + \frac{l}{2} \sqrt{R^2 + 4l^2} - \frac{R^2}{4} \ln \left| \frac{\sqrt{R^2 + 4L^2} + 2L}{\sqrt{R^2 + 4l^2} + 2l} \right| \right]^{1/2}. \quad (2.56)$$

Si ahora definimos los parámetros no dimensionales $A = L/R$ y $x = l/L$, podemos reescribir la ecuación (2.56) como:

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{32G\rho}{3\pi}} \sqrt{\frac{3}{2}} \left[(1-x) \left(1+x+\frac{1}{A} \right) - \frac{1}{2} \sqrt{\frac{1}{A^2} + 4} + \frac{x}{2} \sqrt{\frac{1}{A^2} + 4x^2} - \frac{1}{4A^2} \ln \left| \frac{\sqrt{\frac{1}{A^2} + 4} + 2}{\sqrt{\frac{1}{A^2} + 4x^2} + 2x} \right| \right]^{1/2}. \quad (2.57)$$

Esta ecuación nos muestra que la velocidad depende del cociente entre la longitud del filamento y el radio de la sección transversal: si L aumenta con respecto a R , entonces A se vuelve más grande, y en caso contrario disminuye. Para poder encontrar el tiempo de caída libre usando la ecuación (2.57) debemos integrarla para encontrar $x(t)$ e igualar a cero y despejar t . Dado que la ecuación (2.57) es bastante complicada, podemos realizar la aproximación para $A \gg 1$, pues los filamentos, en general, cumplen que $L \gg R$. Entonces con esta aproximación obtenemos

$$\frac{dx}{dt} = \frac{\pi}{2} \sqrt{\frac{32G\rho}{3\pi}} \sqrt{\frac{3}{2}} \left[(1-x) \left(1+x+\frac{1}{A} \right) - 1+x^2 \right]^{1/2}. \quad (2.58)$$

Al integrar esta ecuación, fijar $x = 0$ y resolver para t , llegamos a que el tiempo de caída libre, t_{ff} , en el filamento es

$$t_{ff} = \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{8A}{3}} \sqrt{\frac{3\pi}{32G\rho}}, \quad (2.59)$$

que ya no depende solamente de la densidad, sino que también ahora depende directamente de A , la razón entre las dimensiones del filamento. Esto significa que si A aumenta, el tiempo aumenta como la raíz de A , por lo que entre más grande sea el largo del filamento con respecto a su radio, el colapso tardará más en terminar. Esta diferencia en los tiempos de colapso entre filamentos y esferas explica naturalmente la formación de grumos inmersos, y la acreción, en el interior de filamentos.

Simulaciones Hidrodinámicas

Las ecuaciones hidrodinámicas son un sistema de ecuaciones diferenciales parciales acopladas que describen el comportamiento de un fluido. Dada su gran complejidad y la de los casos a resolver, se emplean métodos numéricos para encontrar soluciones. En astrofísica esto es de especial utilidad, pues muchos de los procesos asociados a la vida de las estrellas, como su formación a partir de una nube de gas, su interacción con el medio interestelar durante su vida, así como su muerte (ya sea como nebulosas planetarias o como supernovas), pueden ser descritas por la dinámica de gases. El movimiento del gas en el medio interestelar debido a los vientos estelares, supernovas, jets astrofísicos, colisiones y campos gravitatorios se puede modelar correctamente con hidrodinámica numérica para así entender con más detalle los sistemas astrofísicos que vemos en el universo. Para esta sección se usó como referencia el libro de Toro 2009 que muestra como resolver las ecuaciones de la hidrodinámica usando una variedad de métodos numéricos.

3.1. Solución numérica de las ecuaciones

Para poder resolver numéricamente las ecuaciones de la hidrodinámica para el gas (ver ecuaciones (2.6), (2.9) y (2.11)) debemos discretizar las ecuaciones que debemos resolver en el espacio y en el tiempo, es decir, dividiremos el espacio físico de la simulación en celdas de tamaño Δx y resolveremos las ecuaciones en cada celda avanzando el tiempo en pasos Δt .

Para poder simplificar la notación y escribir de manera más compacta las ecuaciones podemos definir los vectores columna de las variables conservadas (\mathbf{U}), los

vectores de flujo ($\mathbf{F}(\mathbf{U})$, $\mathbf{G}(\mathbf{U})$, $\mathbf{H}(\mathbf{U})$) y los términos fuente (\mathbf{S}) como

$$\mathbf{U}_t + \mathbf{F}(\mathbf{U})_x + \mathbf{G}(\mathbf{U})_y + \mathbf{H}(\mathbf{U})_z = \mathbf{S}(\mathbf{U}), \quad (3.1)$$

donde los subíndices indican derivadas con respecto a las coordenadas espaciales y temporal, y con

$$\mathbf{U} = \begin{bmatrix} \rho \\ \rho u \\ \rho v \\ \rho w \\ E \end{bmatrix}, \quad \mathbf{F} = \begin{bmatrix} \rho u \\ \rho u^2 + p \\ \rho uv \\ \rho uw \\ u(E + p) \end{bmatrix}, \quad \mathbf{G} = \begin{bmatrix} \rho v \\ \rho uv \\ \rho v^2 + p \\ \rho vw \\ v(E + p) \end{bmatrix}, \quad (3.2)$$

$$\mathbf{H} = \begin{bmatrix} \rho w \\ \rho uw \\ \rho vw \\ \rho w^2 + p \\ w(E + p) \end{bmatrix}, \quad \mathbf{S} = \begin{bmatrix} 0 \\ f_x \\ f_y \\ f_z \\ G - L + \vec{f} \cdot \vec{u} \end{bmatrix}.$$

en donde u , v y w son las componentes del vector velocidad ($\vec{u} = (u, v, w)$), $\vec{f} = (f_x, f_y, f_z)$ son las componentes de la fuerza externa que agregan momento y energía al sistema y G y L son los términos de ganancia y pérdida de energía respectivamente. Dentro de estos dos últimos términos se encuentra la pérdida y ganancia de energía por emisión o absorción de fotones que permiten que el gas en regiones densas se enfríe.

Por simplicidad podemos reducir el problema al de una dimensión y sin términos fuentes, así, solamente tendremos los términos \mathbf{U}_t y $\mathbf{F}(\mathbf{U})_x$ y cada uno de los vectores solo tienen tres términos, los primeros dos y el último (que corresponden a la conservación de masa, momento y energía).

Para encontrar una solución numérica aproximada de las ecuaciones se usa el método de diferencias finitas para las derivadas con respecto a t y a x , por lo que las derivadas las podemos aproximar por

$$\mathbf{U}_t = \lim_{\Delta t \rightarrow 0} \frac{\mathbf{U}(x, t + \Delta t) - \mathbf{U}(x, t)}{\Delta t} \approx \frac{\mathbf{U}_i^{n+1} - \mathbf{U}_i^n}{\Delta t}, \quad (3.3)$$

$$\mathbf{F}_x = \lim_{\Delta x \rightarrow 0} \frac{\mathbf{F}(x + \Delta x, t) - \mathbf{F}(x - \Delta x, t)}{2\Delta x} \approx \frac{\mathbf{F}_{i+1}^n - \mathbf{F}_{i-1}^n}{2\Delta x},$$

por lo que ahora la ecuación (3.1) en una dimensión la podemos escribir de forma aproximada como

$$\frac{\mathbf{U}_i^{n+1} - \mathbf{U}_i^n}{\Delta t} + \frac{\mathbf{F}_{i+1}^n - \mathbf{F}_{i-1}^n}{2\Delta x} = \mathbf{S}_{i-1,i,i+1}^n. \quad (3.4)$$

Como queremos encontrar la evolución en el tiempo de las variables conservadas, despejamos el término de \mathbf{U} que evoluciona en el tiempo, por lo que si conocemos las variables conservadas al tiempo n , los flujos entre las celdas adyacentes y los términos fuente en las celdas entonces al tiempo $n + 1$ tendremos

$$\mathbf{U}_i^{n+1} = \mathbf{U}_i^n - \frac{\Delta t}{2\Delta x} (\mathbf{F}_{i+1}^n - \mathbf{F}_{i-1}^n). \quad (3.5)$$

Si se estudia la estabilidad de este método numérica, es decir, cómo evolucionan los errores numéricos incurridos conforme se avanza la solución (por ejemplo vía el método de von Neumann), se encuentra que esta fórmula es incondicionalmente inestable, i.e., produce una solución cuyo error crece exponencialmente con el tiempo. Peter Lax y Kurt O. Friedrichs encontraron que este se puede solucionar realizando la modificación

$$\mathbf{U}_i^n \rightarrow \frac{1}{2}(\mathbf{U}_{i+1}^n + \mathbf{U}_{i-1}^n), \quad (3.6)$$

es decir, reemplazamos las variables conservadas por el promedio de los valores adyacentes. Con esta corrección la ecuación que debemos resolver se vuelve

$$\mathbf{U}_i^{n+1} = \frac{1}{2}(\mathbf{U}_{i+1}^n + \mathbf{U}_{i-1}^n) - \frac{\Delta t}{2\Delta x} (\mathbf{F}_{i+1}^n - \mathbf{F}_{i-1}^n). \quad (3.7)$$

y, como mostraron Lax y Friedrichs, esto resulta en un método (condicionalmente) estable; de ahí que lleve el nombre de "método de Lax-Friedrichs". De la ecuación (3.7) conocemos $\mathbf{U}_{i\pm 1}^n$ pues es el estado antes del paso temporal, Δx es el tamaño de cada celda que decidimos dependiendo de la resolución que necesitamos y $\mathbf{F}_{i\pm 1}^n$ los podemos calcular, por lo que aún debemos encontrar Δt . Para ello debemos imponer que la velocidad máxima que puede alcanzar cualquier parcela de gas en nuestra simulación sea la necesaria para que cualquier parcela de gas solamente alcance a desplazarse un máximo de una celda de distancia, es decir si

$$v = \frac{x}{t} \Rightarrow v_{max} \leq \frac{\Delta x}{\Delta t} \Rightarrow \Delta t \leq \left| \frac{\Delta x}{v_{max}} \right|, \quad (3.8)$$

donde el valor absoluto se coloca para que no importe hacia qué dirección se mueve el gas. Para obtener siempre una igualdad podemos colocar una constante y así obtener

$$\Delta t = C \frac{\Delta x}{\Delta t}, \text{ con } 0 < C \leq 1, \quad (3.9)$$

donde C es el número de Courant. La condición de $0 < C \leq 1$ es la necesaria para que el método de Lax sea estable; se le conoce como "condición de estabilidad de Courant-Friedrichs-Lewy" (CFL).

Modelos Numéricos

En este trabajo se realizaron 4 modelos numéricos de la evolución hidrodinámica de cúmulos estelares masivos usando el código "Guacho" que resuelve las ecuaciones de Euler en 3D en una malla uniforme, con enfriamiento atómico y molecular, sin gravedad ni campo magnético. Se analizaron las salidas utilizando el criterio de Jeans para estimar la tasa de formación estelar en cada una de las salidas a distintos tiempos.

En todos los modelos, los parámetros de la caja de simulaciones fueron de 4 pc de lado y la caja se dividió en una malla de 400 celdas en las tres direcciones, por lo que cada parcela de gas mide 0.01 pc. Por otro lado, se utilizó un cociente de calores específicos $\gamma = 1.4$ y se supuso que todo el gas era de hidrógeno neutro. Dentro de esta caja se colocó un número de fuentes de viento estelar, inyectando continuamente gas en regiones esféricas de radio $r_w = 0.04$ pc. Las propiedades de este gas son $T = 5 \times 10^7$ K, una velocidad que sigue una rampa lineal, desde cero en el centro de la región hasta v_w en el borde, y una densidad dada por $\rho_w = \dot{M}/4\pi v_w r_w^2$, donde r_w es la distancia al centro. Para todos los vientos se fijó la velocidad en $v_w = 350 \text{ km s}^{-1}$ y la tasa de pérdida de masa $\dot{M} = 4.6 \times 10^{-6} M_\odot/\text{yr}$. Se escribieron salidas de cada uno de los modelos cada 5000 años.

En la Tabla 4.1 se condensan los parámetros específicos de los cuatro modelos que se analizaron (M1-M4).

Modelo	# Estrellas	α	Tiempo de simulación [yr]
M1	75	0	1×10^5
M2	75	2	1×10^5
M3	25	0	1.25×10^5
M4	25	2	1.25×10^5

Tabla 4.1: Cantidad y distribución de estrellas de cada modelo ($n_*(R) \propto R^{-\alpha}$) y el tiempo que duró cada simulación.

Las posiciones de las estrellas en la caja de simulación se determinaron al azar considerando dos distribuciones para la densidad de estrellas con respecto a la distancia al centro, $n_* = R^{-\alpha}$. Cuando $\alpha = 0$ la densidad de probabilidad es constante, lo que hace que las posiciones de las estrellas estén uniformemente distribuidas dentro de la caja, mientras que si $\alpha = 2$ la probabilidad de encontrar una estrella escala como R^{-2} por lo que la densidad estelar va a ser mayor cerca del centro de la caja de simulación. Para analizar las salidas, redujo la resolución espacial de la simulación de 400 a 100 parcelas por lado realizando promedios de las variables conservadas para reducir el tamaño de almacenamiento de cada archivo y facilitar el procesamiento de datos.

Análisis

Para analizar los modelos se desarrolló un código en el lenguaje Fortran que calcula la longitud de Jeans dada la densidad y la temperatura de una región del espacio. Dado que se esperaba que no todos los puntos de la malla tuvieran las condiciones necesarias para el colapso, se decidió tomar como primer indicador de que se iba a satisfacer el criterio de Jeans a la densidad, por ello los puntos de la malla se ordenaron de mayor a menor densidad. Una vez con los puntos ordenados por densidad, se usó como segundo indicador la longitud de Jeans del punto más denso de toda la malla. Si la longitud de Jeans calculada de este punto era más grande que el tamaño de la caja de simulación, la salida que se estaba analizando no podría tener ningún punto con criterio para el colapso por lo que ya no se seguían calculando las longitudes de Jeans de las parcelas de gas restantes.

Una vez que se tuviera la certeza de que la longitud de Jeans del punto más denso fuera menor que la longitud de la caja de simulación, se calculó la longitud de Jeans de los primeros 10000 puntos usando la ecuación (2.41) y se comparaba con el tamaño de una parcela de gas: si era menor, entonces existía colapso. Se realizó el mismo procedimiento para más de una parcela de gas a la vez, es decir, se hizo un promedio de la densidad y la temperatura de diafragmas cúbicos (ver Figura 5.1) con 3 parcelas de gas por lado ($n = 1$), 5 parcelas por lado ($n = 2$) y 7 parcelas por lado ($n = 3$) cuyo centro de cada diafragma era una parcela de gas en la lista ordenada de mayor a menor densidad. Para cada uno de estos se calculó la longitud de Jeans y se comparó con el tamaño físico del diafragma correspondiente en cada caso. De esta manera, si alguno cumplía con el criterio de Jeans, sería todo el diafragma el que tendría las condiciones necesarias para tener colapso gravitacional.

Una vez que se obtuvieron las longitudes de Jeans para los distintos tamaños

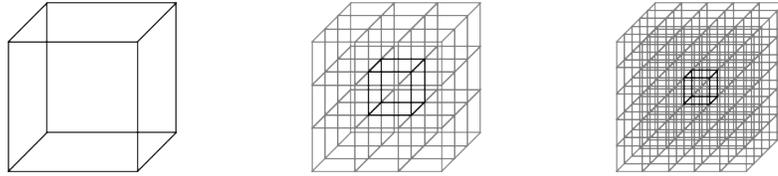


Figura 5.1: Diafragmas (izquierda) de una parcela, (centro) de 3 parcelas de lado, (derecha) de 5 parcelas de lado

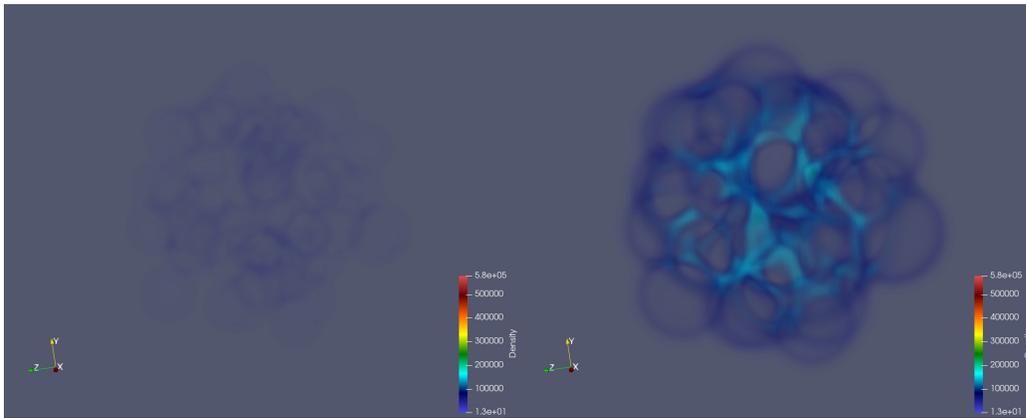
de diafragmas en cada una de las salidas de las simulaciones, se graficaron como función de la densidad y se buscaron los mínimos y sus posiciones en la caja

También se crearon mapas de calor de la longitud de Jeans y el promedio de la temperatura y la densidad de los distintos tamaños de diafragmas, para poder ver cómo evolucionaba en el tiempo el sistema y ver la formación de las sobre densidades, esto para poder estimar su tamaño y ver la dinámica que seguían. Los mapas de calor se realizaron en 3D y 2D, los primeros usando Paraview para poder tener un panorama más general de cómo evolucionaba el gas, y los segundos usando Julia para poder ver con más detalle las propiedades de las regiones de interés y compararlas con el medio circundante y el resto de la simulación.

5.1. Análisis morfológico

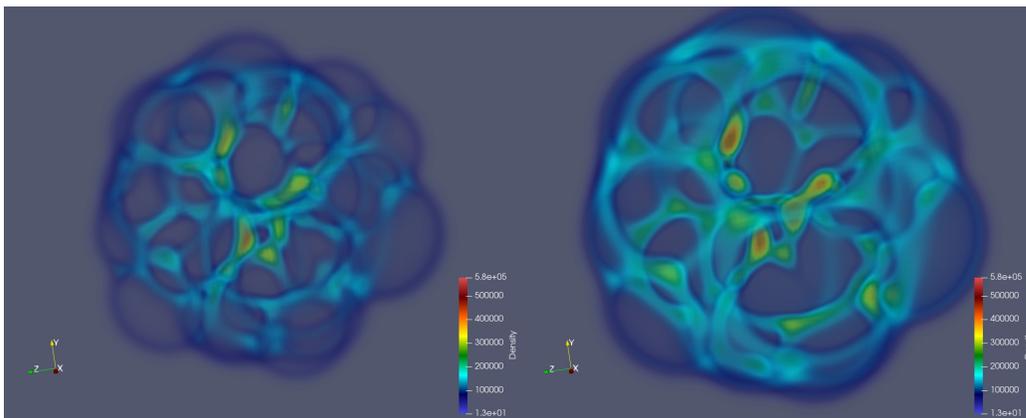
En las imágenes de las figuras (5.2), (5.3), (5.6) y (5.7) se muestran las salidas de los modelos M1 al M4 respectivamente. Se escogieron esas salidas pues se observa la evolución de los modelos desde que se empieza a notar una capa de alta densidad en la frontera entre los vientos y el medio, cómo se van formando regiones de muy alta densidad y cómo estas se expanden o compactan al final de la simulación.

De las salidas del primer modelo vemos que en la imagen de la figura (5.2a) se empiezan a formar las estructuras de alta densidad alrededor de las estrellas debido a la interacción de los vientos con el medio y entre sí. Las regiones de alta densidad se asemejan a burbujas esféricas debido a que los vientos estelares son esféricos y se van deformando conforme la simulación avanza, pues el gas empujado por una estrella interactúa con el de otra estrella. Podemos diferenciar tres



(a) Modelo 1 salida a 15000 años

(b) Modelo 1 salida a 45000 años



(c) Modelo 1 salida a 65000 años

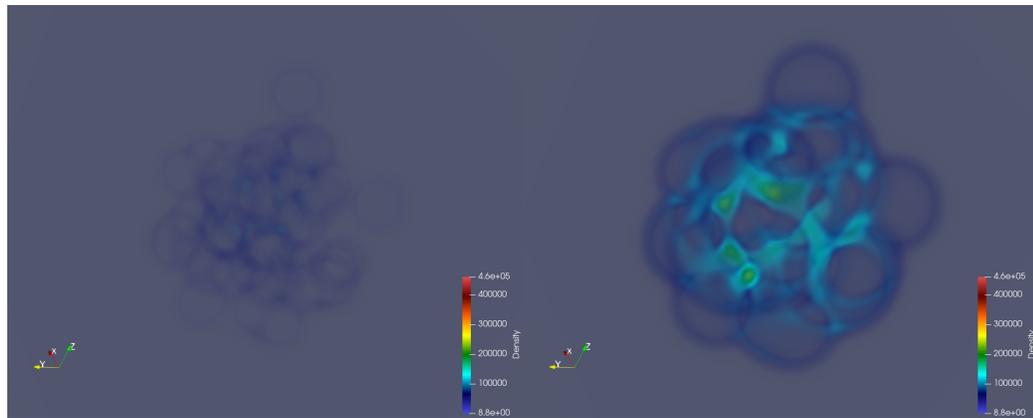
(d) Modelo 1 salida a 100000 años

Figura 5.2: Mapas de la densidad del modelo M1 a distintas salidas.

regiones en la simulación: el medio interestelar no perturbado por los vientos que rodea a las zonas de alta densidad, el interior de la región de alta densidad donde se forman los filamentos y los grumos de mayor densidad (ver figura (5.2d)), y la frontera entre el interior y el exterior que en la figura (5.2d) se ve bien definida como una esfera deformada de color azul rodeando todo el interior.

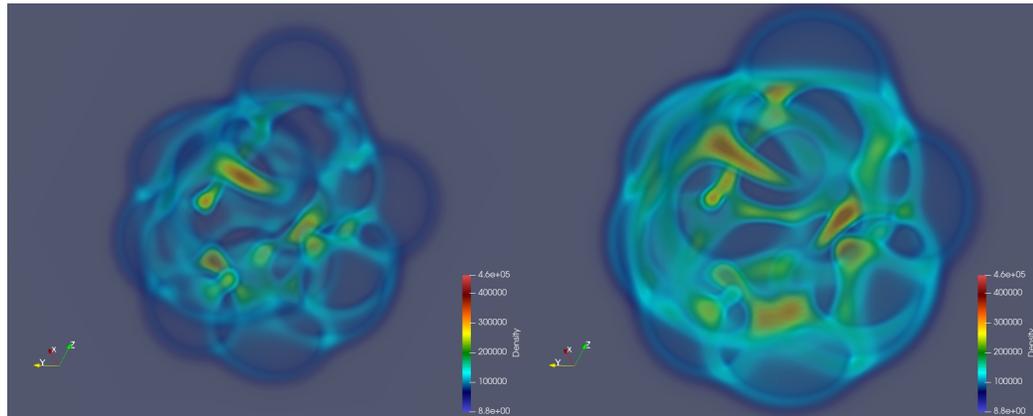
Una vez que los vientos interactúan se empiezan a formar los filamentos que se alcanzan a notar en las figuras (5.2b) y (5.2c) y en ellos la densidad aumenta considerablemente con respecto al medio ambiente. Conforme la simulación avanza los filamentos poco a poco se van compactando más y la frontera va creciendo. En

la figura (5.2d) la mayoría de los filamentos se fragmentan y convierten en grumos de muy alta densidad, siendo los grumos más densos los que se encuentran más cerca del centro y ya se tiene una frontera completamente definida.



(a) Modelo 2 salida a 15000 años

(b) Modelo 2 salida a 45000 años



(c) Modelo 2 salida a 65000 años

(d) Modelo 2 salida a 100000 años

Figura 5.3: Mapas de la densidad del modelo M2 a distintas salidas.

En la figura (5.3) vemos las salidas a 15, 45, 65 y 100 kyr del modelo 2. En la figura (5.2a) vemos el inicio del aumento de densidad en los alrededores de las estrellas, al igual que en el modelo 1. Una vez que evoluciona el sistema, en la figura (5.2b) vemos las estructuras filamentosas formándose en el interior. La diferencia entre el modelo M1 y M2 es la distribución de las estrellas que escala como $R^{-\alpha}$, con $\alpha = 0$ para M1 y $\alpha = 2$ para M2 por lo que en el modelo M2 hay

más estrellas cerca del centro. Esto provoca que en el centro se formen muy pocos o ningún filamento, pues al haber más estrellas hay más vientos que empujan todo el gas hacia la frontera, y a diferencia del modelo 1, la fragmentación de los filamentos no es tan marcada, pues sí se forman grumos, pero aún hay estructuras filamentosas conectándolos con otros grumos.

Podemos ver que comparando las salidas a 15, 45 y 65 kyr de los primeros dos modelos, las densidades parecen aumentar más rápido en el modelo 2, pues se ve un cambio de color más notorio en los filamentos de este último. Viendo la gráfica de la figura (5.4) confirmamos esto, pues hasta la salida a 65 kyr el modelo 2 tiene densidades máximas más altas, lo que implica que la densidad en el modelo 2 aumenta más rápido hasta la salida a 65 kyr; a partir de esta salida la densidad máxima del modelo 1 supera la del modelo 2.

El aumento en la densidad máxima del modelo 1 en las últimas salidas puede ser debido a que los grumos centrales siguen siendo comprimidos por los vientos de las estrellas que los rodean, mientras que en el modelo 2 al no haber grumos en el centro, los puntos de mayor densidad están siendo empujados lejos de las estrellas, por lo que la compresión por los vientos estelares va disminuyendo poco a poco. Esto también puede explicar la diferencia de tamaños en las regiones de alta densidad, pues si comparamos los tamaños de las zonas de color rojo en la salida de la figura (5.5d) con las de la figura (5.2d) se ven claramente más grandes en el modelo 2, pues la compresión por vientos estelares es la que va a dictar la densidad y el tamaño de los filamentos y los grumos en el medio.

En las imágenes de la figura (5.5) se muestran mapas de calor de los modelos M1 y M2 para mostrar que en el centro del modelo M2 se encuentra un vacío debido a la distribución de estrellas. El círculo en el centro de la simulación tiene 1.04 pc de diámetro y la distancia entre el corte $z = 38$ hasta $z = 62$ es de 0.96 pc y en toda esta región cilíndrica de más de 800000 pc^3 de volumen la densidad no supera los 50000 cm^{-3} . En la imagen de la figura (5.5d) se muestra un corte a $z = 50$ del modelo M1 donde se nota que dentro del círculo está un grumo de alta densidad, por lo que el "vacío" que se presenta en el modelo M2 no se presenta en el modelo M1 debido a la diferencia de distribución de las estrellas.

En las imágenes de las figuras (5.6) y (5.7) tenemos las salidas de los modelos M3 y M4 respectivamente, los cuales tienen 25 estrellas cada uno. Los modelos M3 y M4 comparten las mismas diferencias y similitudes entre sí que M1 y M2,

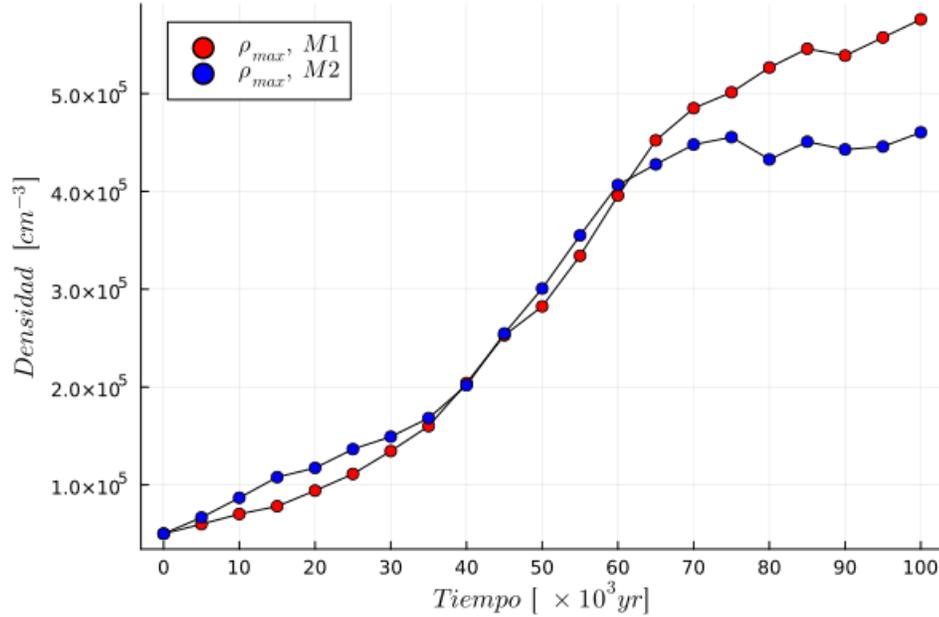
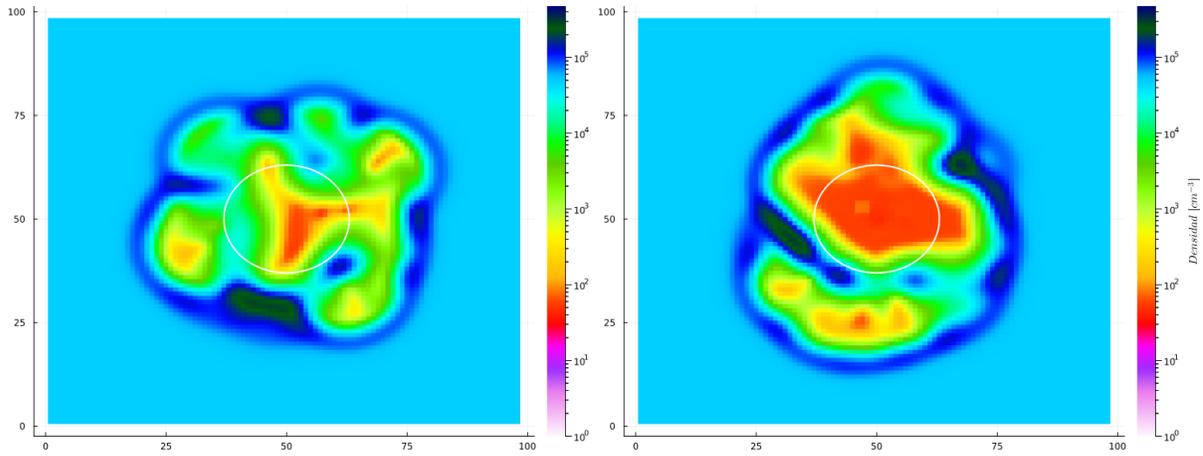


Figura 5.4: Densidad máxima contra tiempo de todas las salidas de los modelos M1 (en rojo) y M2 (en azul).

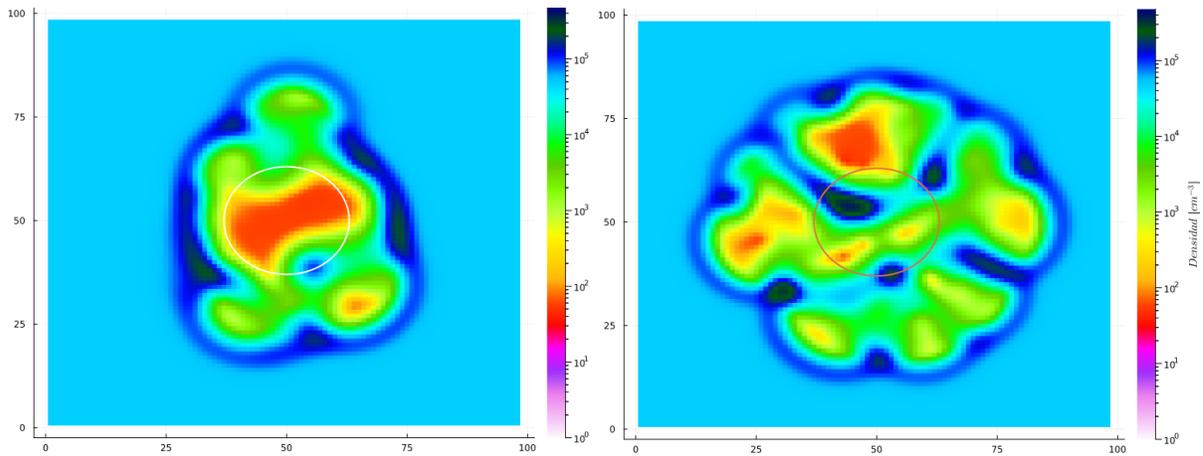
donde los modelos que comparten la misma distribución de estrellas son similares entre sí, pero debido a que en los últimos dos modelos la cantidad de estrellas es menor, la cantidad de momento inyectado por las estrellas a través de sus vientos es menor, por lo que los grumos y los filamentos no reciben la energía suficiente para compactarse tan rápido como en los modelos M1 y M2.

En los mapas de calor de la densidad de la figura (5.8) vemos que de nuevo debido a la diferencia entre las distribuciones de estrellas, cerca del centro del modelo M3 hay una gran región de baja densidad que en el modelo M4 no existe (ver figuras (5.8a) y (5.8b)), más aún, el punto de más alta densidad del modelo M3 que se muestra con una flecha blanca en la figura (5.8c) se encuentra en la región interna muy cerca del centro de la simulación, pues el corte en este mapa de calor está hecho a $z = 45$ (se ha tomado como origen de coordenadas una de las esquinas de la caja de simulación y está segmentada en 100 unidades en cada dirección y $z = 50$ es el corte que contiene al centro) mientras que en el modelo M4 el punto de más alta densidad que se muestra en la figura (5.8d) se encuentra cerca de la frontera del cúmulo, lo que significa que este grumo se va a ir alejando



(a) Mapa de calor de la densidad de la salida a 100000 años del modelo M2 con corte en $z = 38$

(b) Mapa de calor de la densidad de la salida a 100000 años del modelo M2 con corte en $z = 50$

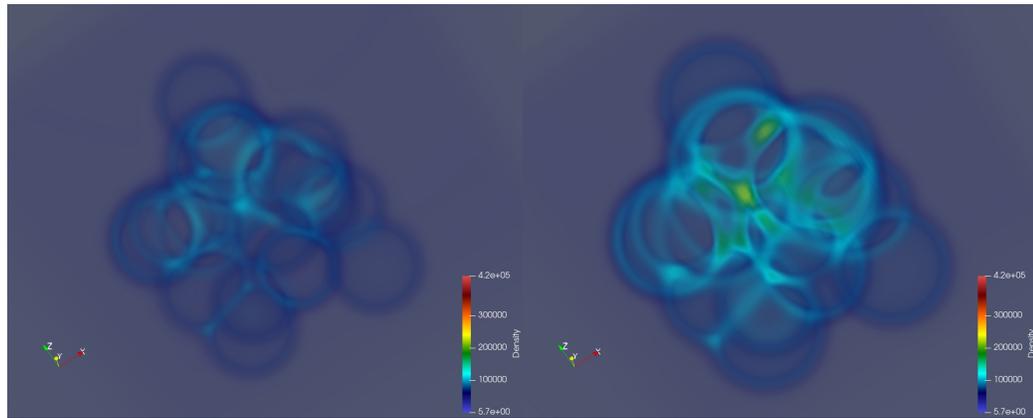


(c) Mapa de calor de la densidad de la salida a 100000 años del modelo M2 con corte en $z = 62$

(d) Mapa de calor de la densidad de la salida a 100000 años del modelo M1 con corte en $z = 50$

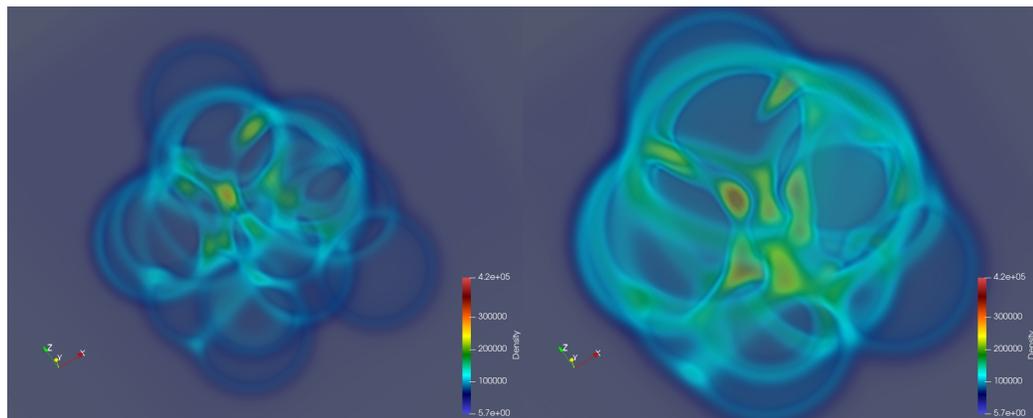
Figura 5.5: Mapas de calor de la densidad de las salidas a 100000 años de los modelos M1 y M2 con cortes en el eje z

del centro y de las fuentes de los vientos, pero a su vez va a ir capturando más material del medio interestelar, mientras que el grupo de M3 se va a mantener cerca del centro debido a los vientos de las estrellas que lo rodean, pero no va a



(a) Modelo 3 salida a 45000 años

(b) Modelo 3 salida a 65000 años



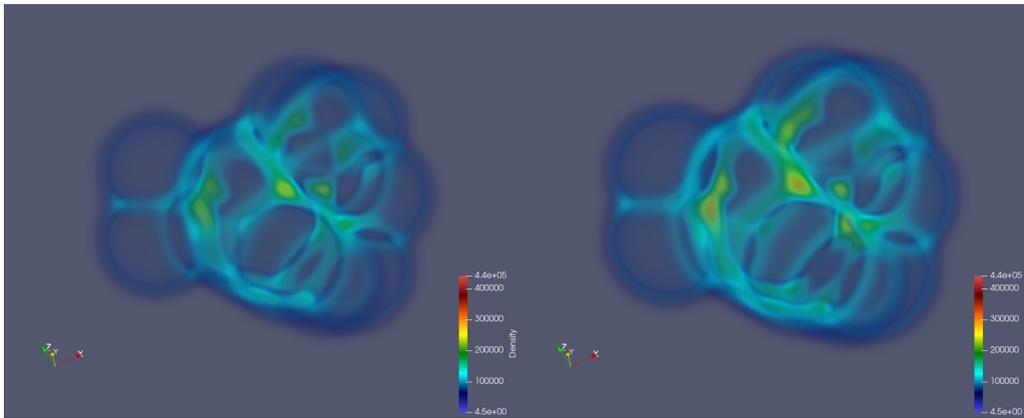
(c) Modelo 3 salida a 70000 años

(d) Modelo 3 salida a 125000 años

Figura 5.6: Mapas de la densidad del modelo M3 a distintas salidas.

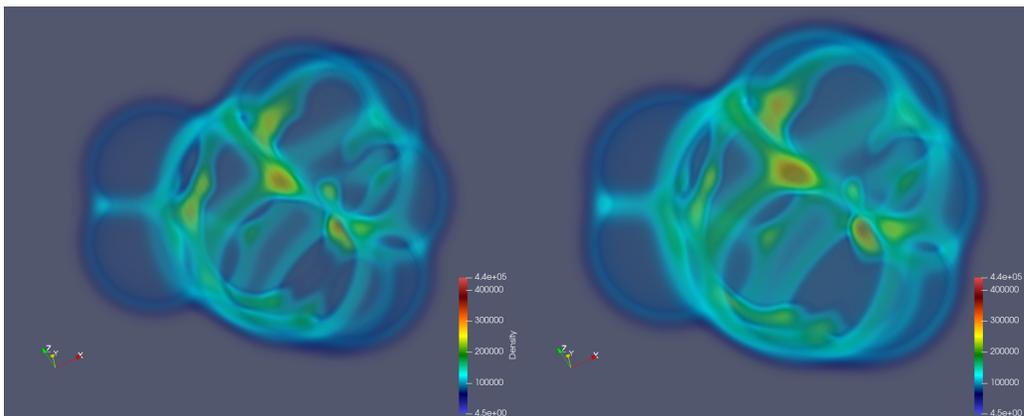
aumentar considerablemente su masa, pues todo el gas cercano ya fue comprimido en él.

En la gráfica de la figura (5.9) podemos ver las densidades máximas de cada salida de los modelos M3 y M4. De manera similar que en los modelos M1 y M2 las densidades del modelo cuya distribución escala con $\alpha = 2$ (M4) aumentan más rápidamente al inicio de la simulación, mientras que en el modelo M3 la densidad máxima empieza a aumentar abruptamente después de 45000 años del tiempo de simulación hasta superar la del modelo M4. Sin embargo debido a que estos dos modelos evolucionaron por más tiempo, se logra ver que la densidad máxima de



(a) Modelo 4 salida a 70000 años

(b) Modelo 4 salida a 85000 años



(c) Modelo 4 salida a 100000 años

(d) Modelo 4 salida a 125000 años

Figura 5.7: Mapas de la densidad del modelo M4 a distintas salidas.

M4 vuelve a superar la de M3, ya que esta no solo detiene su aumento, sino que disminuye en las últimas salidas.

Morfológicamente, los modelos M1 y M3 tienen características muy similares al igual que M2 y M4, pues a pesar de que la cantidad de estrellas es diferente, la distribución de ellas es la misma, por lo que la distribución de los vientos es similar, y al ser esta la única fuente de movimiento en los modelos, la evolución es similar.

Las imágenes de las figuras (5.2), (5.3), (5.6) y (5.7) y las gráficas de las fi-

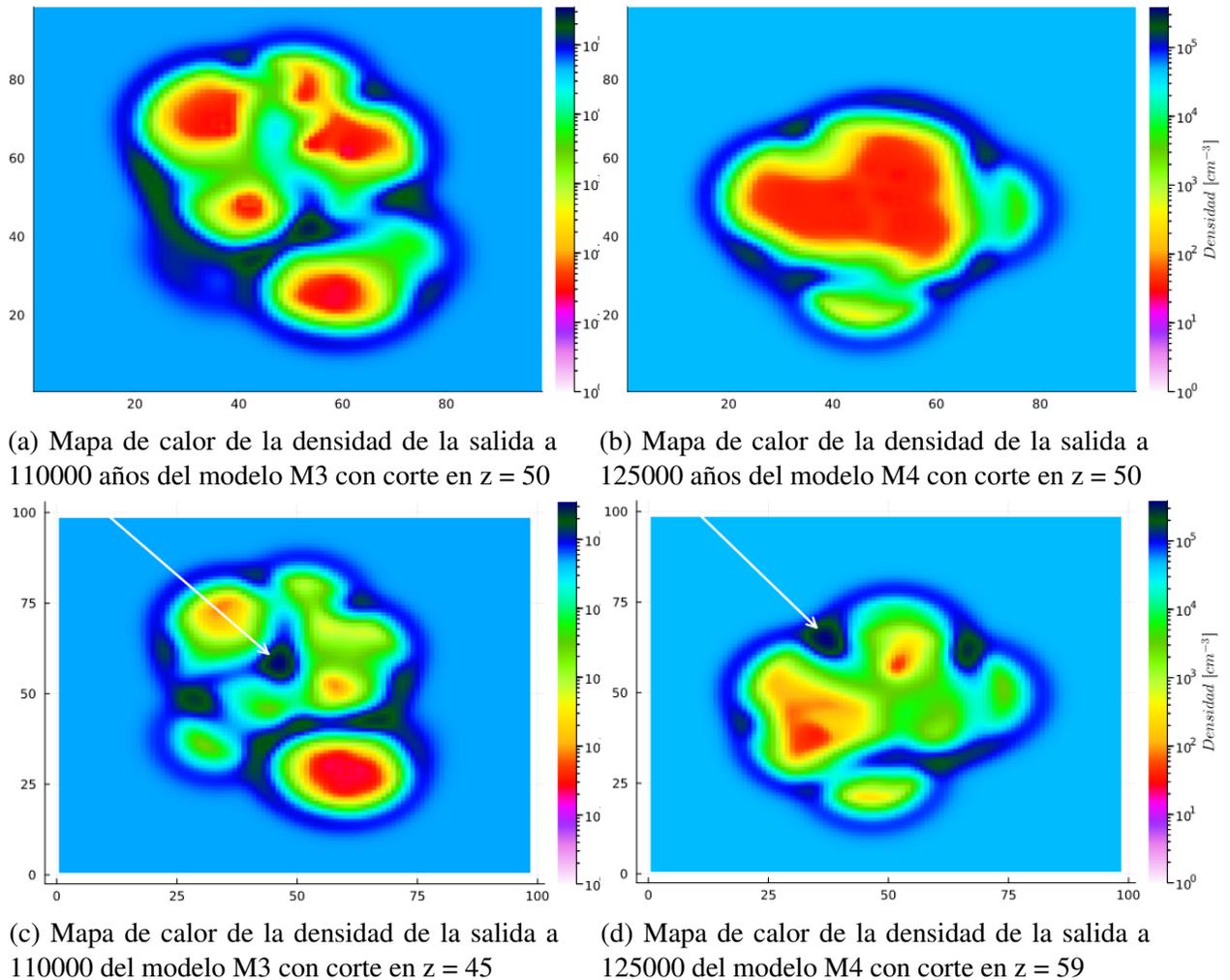


Figura 5.8: Mapas de calor de la densidad de los modelos M3 y M4 con cortes a la mitad del eje z y en los puntos de mayor densidad de toda la simulación de cada modelo.

guras (5.4) y (5.9) se realizaron con los datos sin procesar de las salidas de cada modelo, es decir, cada punto en las imágenes y gráficas representa la densidad de una parcela de la simulación, mientras que los mapas de calor se realizaron con los datos procesados usando un tamaño de diafragma de $n = 1$. Esto es importante, pues al realizar el análisis para distintos tamaños de diafragma las densidades pueden aumentar o disminuir dependiendo de los valores de las densidades de cada

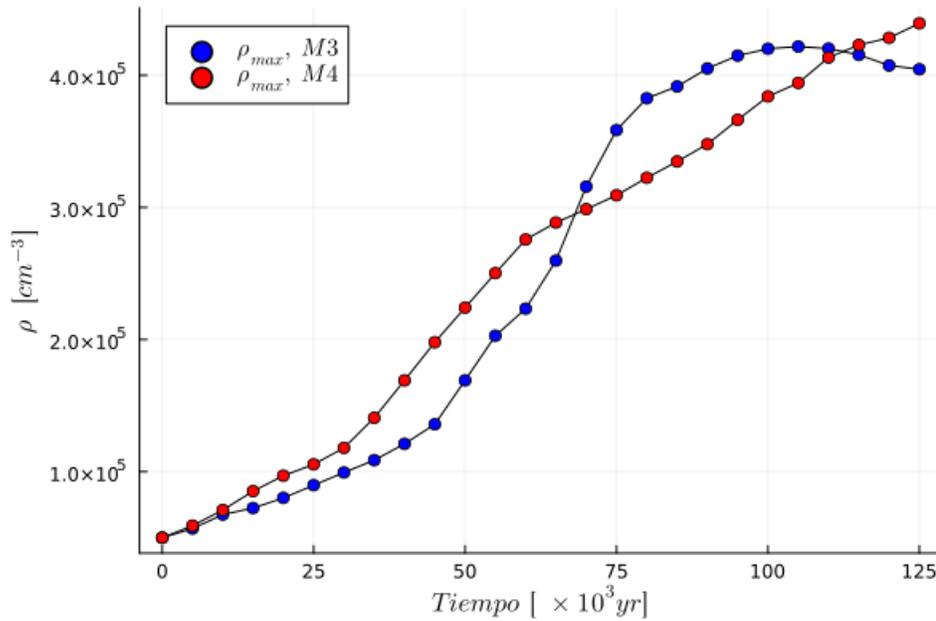


Figura 5.9: Densidad máxima de todas las salidas de los últimos dos modelos.

parcela en éste. Como se verá más adelante, las densidades más altas disminuyen y las densidades más bajas aumentan al igual que con la temperatura, por lo que se espera que las longitudes de Jeans más bajas sean las de las parcelas individuales y los diafragmas más pequeños.

Resultados

Una vez descritos los modelos numéricos realizados, podemos pasar al comportamiento de las longitudes de Jeans obtenidas de ellos, que son el objetivo central de este trabajo. En las figuras (6.1), (6.2), (6.6) y (6.7) podemos ver el comportamiento general de las longitudes de Jeans al ir evolucionando los modelos para tres distintos tamaños de diafragma, donde se puede apreciar que en todos los casos las longitudes de Jeans más pequeñas para cada salida fueron para el diafragma de menor tamaño y al evolucionar los modelos, las longitudes de Jeans iban disminuyendo hasta alcanzar sus respectivos mínimos cerca de las últimas salidas.

En cada uno de los modelos se aprecia que las longitudes de Jeans para diferentes tamaños de diafragmas disminuyen a diferentes ritmos, lo que provoca que la diferencia entre ellas en una misma salida aumente. Esto se ve más claramente en la gráfica de la figura (6.1) donde entre más pequeño sea el diafragma, las longitudes de Jeans decaen más rápidamente. Esto significa que la región alrededor de donde se calcula la longitud de Jeans tiene una densidad menor o una temperatura mayor cuanto más te alejes de la parcela central por lo que comparando las densidades para diferentes tamaños de diafragmas a un determinado tiempo podemos darnos una idea de la distribución de densidad alrededor de los puntos de densidad máxima.

Del análisis morfológico notamos de las imágenes que los grupos de alta densidad tenían un tamaño menor en los modelos M1 y M2 que en los modelos M3 y M4 debido a la diferencia en la cantidad de estrellas, pero esta conclusión se obtuvo de solamente analizar cualitativamente las imágenes de los modelos. Con las gráficas de las longitudes de Jeans (figuras 6.1, 6.2, 6.6 y 6.7) y las densidades con temperaturas (figuras 6.3, 6.4, 6.8 y 6.9) podemos ver que los resultados del

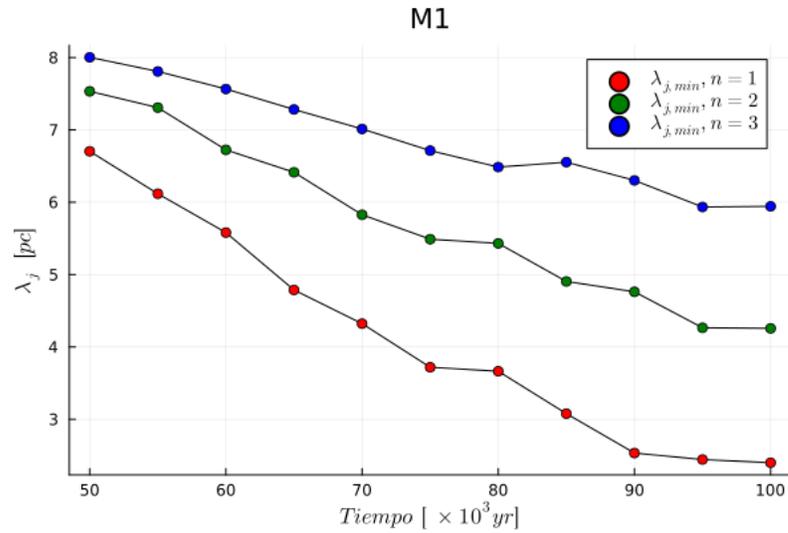


Figura 6.1: Longitud de Jeans mínima contra tiempo de simulación del modelo M1

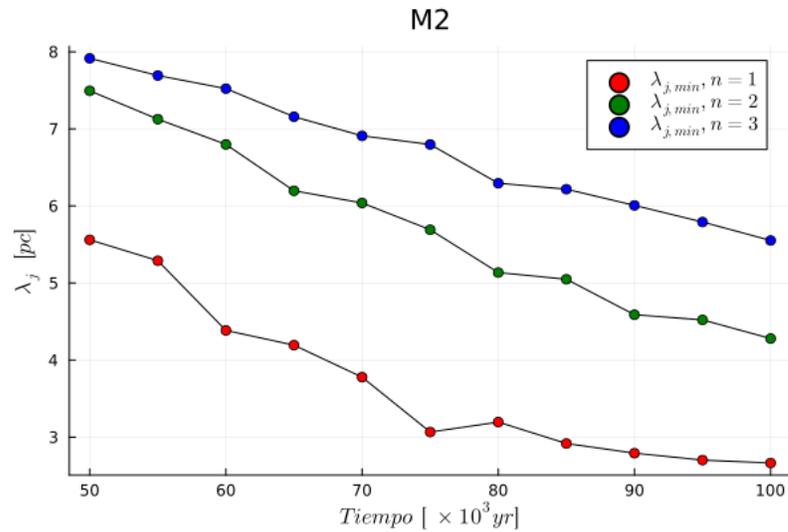


Figura 6.2: Longitud de Jeans mínima contra tiempo de simulación del modelo M2

análisis morfológico son congruentes con los resultados del análisis numérico notando que la separación entre las densidades de diferentes tamaños de diafragmas

a un mismo tiempo, nos indican qué tan grande o pequeño es un grupo de densidad, pues un grupo grande va a disminuir menos el promedio de densidad de los diafragmas de mayor tamaño que en un grupo pequeño porque las densidades son más grandes en una región más grande. Un grupo pequeño tiene un cambio en la densidad más grande conforme se aleja del centro, por lo que en los grupos grandes el gradiente de la densidad es más pequeño que en los grupos pequeños. Por ello la separación entre las densidades de diferentes tamaños de diafragmas nos indica qué tan grande son los grupos que contienen las densidades más altas.

	M1	M2	M3	M4
$\rho_{n=0} - \rho_{n=3}$	348164.2	247924.1	199841.5	209973.2
$\rho_{n=1} - \rho_{n=3}$	250643.2	176546.3	139474.9	157611.9

Tabla 6.1: Tabla con las diferencias entre las densidades de los diafragmas de tamaño $n = 0$ y $n = 3$ y de tamaño $n = 1$ y $n = 3$ de la última salida de los cuatro modelos.

Con los valores de la tabla (6.1) confirmamos nuestro análisis morfológico, pues vemos las diferencias entre las densidades máximas del diafragma más grande ($n = 3$) y los dos diafragmas más pequeños ($n = 0$ y $n = 1$) de la última salida de cada modelo, donde podemos ver que los modelos M1 y M2 tienen diferencias de densidad más grandes entre diafragmas que los modelos M3 y M4, lo que es un indicador de que el tamaño del grupo que contiene la parcela de máxima densidad en los primeros dos modelos es más pequeño que en los últimos dos. Tomando en cuenta el análisis morfológico y los resultados de las diferencias de la tabla (6.1) podemos concluir que en general los tamaños de los grupos de alta densidad en los modelos M1 y M2 son menores que los tamaños de los grupos en los modelos M3 y M4.

De las gráficas de la densidad y temperatura de los modelos M1 y M2 (figuras (6.3) y (6.4) respectivamente) podemos ver que las densidades, en general, crecen y las temperaturas disminuyen con la evolución de los modelos en el tiempo. Esto nos indica que la longitud de Jeans decrece conforme los modelos evolucionan, que es lo que se observa en las gráficas de las figuras (6.6) y (6.7) de la longitud de Jeans contra el tiempo de simulación. Es importante recalcar que las gráficas se realizaron con las longitudes de Jeans mínimas y sus densidades y temperaturas correspondientes, lo que significa que no necesariamente la densidad o las tempe-

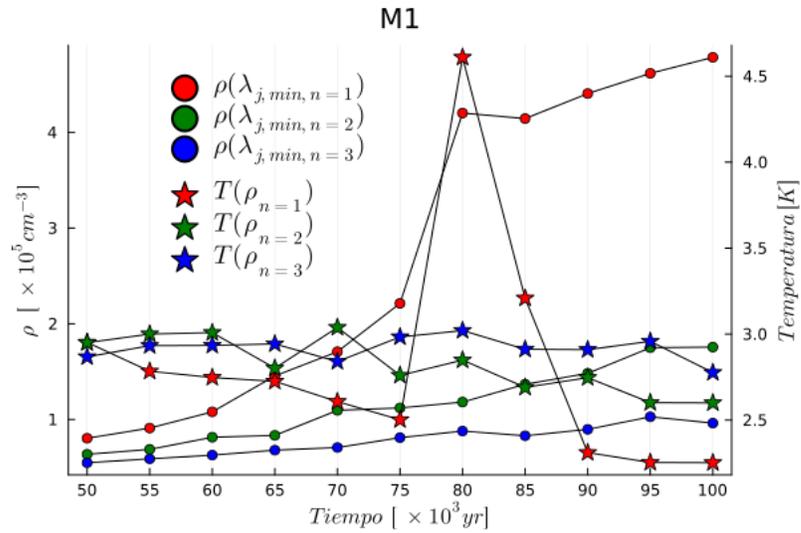


Figura 6.3: Densidad y temperatura en los tres tamaños de diafragmas con la longitud de Jeans mínima contra tiempo de simulación del modelo M1

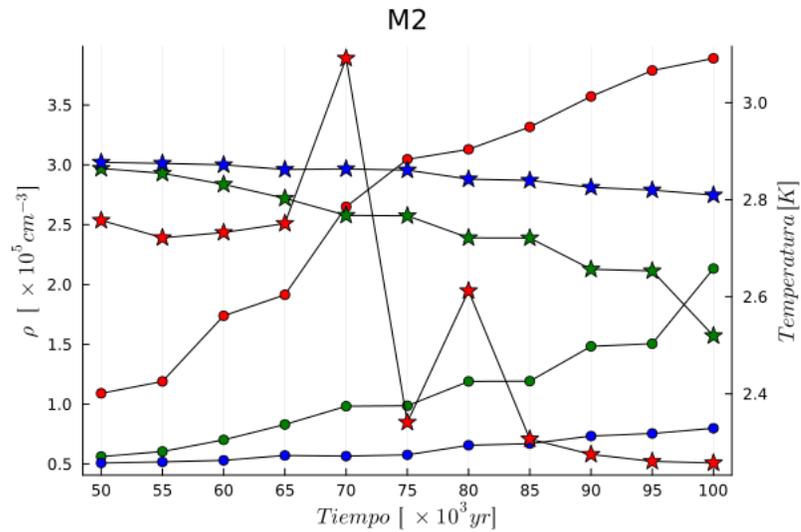


Figura 6.4: Densidad y temperatura en los tres tamaños de diafragmas con la longitud de Jeans mínima contra tiempo de simulación del modelo M2

raturas son las máximas o mínimas de cada salida, pues aunque lo óptimo sería que la parcela con la densidad máxima tuviera la temperatura mínima para así mi-

nimizar la longitud de Jeans, este no tiene por qué ser el caso, ya que la densidad máxima de una salida de la simulación puede tener una temperatura tan alta que la longitud de Jeans crece más que en una parcela con una densidad más pequeña pero menor temperatura. Esto se ejemplifica en la gráfica (6.5) que está hecha con las densidades máximas cada salida del modelo M1. Al comparar con la gráfica de las densidades y temperaturas en los diafragmas de longitud de Jeans mínima (figura (6.3) del modelo M1 vemos que el comportamiento es completamente diferente, pues el rango de temperaturas en las densidades máximas va desde $\approx 10K$ hasta $\approx 10^3K$, lo que aumenta drásticamente la longitud de Jeans, pues las temperaturas en los diafragmas con la longitud de Jeans mínima no supera en ningún caso los 5K.

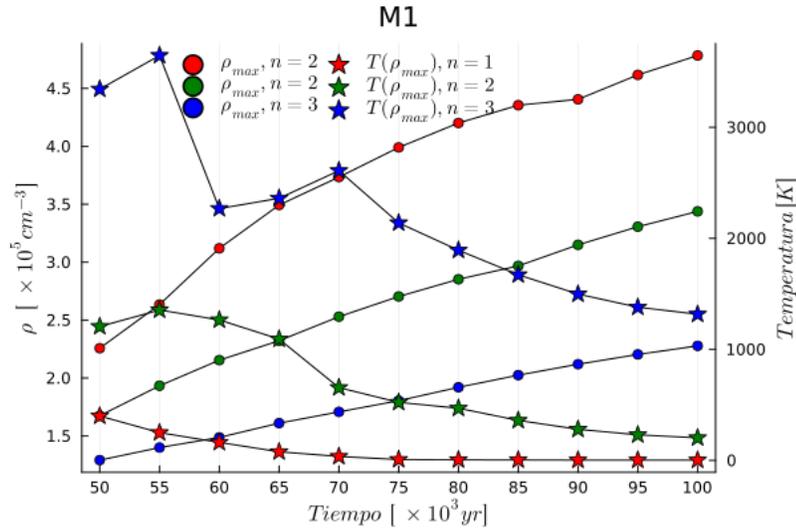


Figura 6.5: Densidad máxima con su temperatura correspondiente de cada salida del modelo M1 para los 3 tamaños de diafragmas

Las longitudes de Jeans mínimas de los modelos M3 y M4 se muestran en las gráficas de las figuras (6.6) y (6.7) donde, al igual que en los modelos M1 y M2, vemos que van disminuyendo conforme evolucionan los modelos. Vale la pena notar que en el modelo M3 la longitud de Jeans mínima de toda la simulación no se alcanza en la última salida como en el resto de los modelos, sino que se alcanza a un tiempo de 105000 años, y después de este tiempo se mantiene cercano a este valor con aumentos muy pequeños. Esto concuerda con lo observado en la gráfica de las densidades máximas en el análisis morfológico, pues si recordamos,

la densidad llegaba a un máximo al tiempo 105000 años para después disminuir lentamente en las salidas subsecuentes. En la gráfica de la figura (6.8) vemos la densidad y la temperatura del modelo M3 y notamos que así como la densidad, la temperatura tiene una evolución similar, donde al tiempo 105000 años alcanza un mínimo y empieza a aumentar muy lentamente en las salidas siguientes.

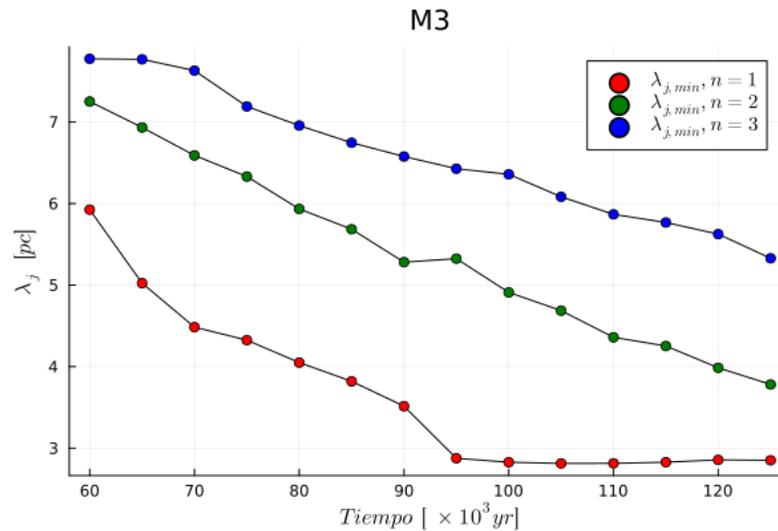


Figura 6.6: Longitud de Jeans mínima contra tiempo de simulación del modelo M3

Es importante notar que las temperaturas en todos los modelos presentan aumentos o disminuciones en sus valores que podría parecer que al realizar el cálculo de la longitud de Jeans, esta también debería presentar cambios bruscos, pero debido a que los cambios en la temperatura son de menos de 3K, por muy drástico que parezca que cambia la temperatura de una a otra salida, la longitud de Jeans solo debe de cambiar muy poco, ya que los cambios en las densidades son del orden de 10^5 cm^{-3} . Estos cambios súbitos de temperatura pueden ser debidos a que solamente se buscaron las longitudes de Jeans mínimas en cada salida al realizar el análisis, por lo que los diafragmas que contienen estas longitudes mínimas no necesariamente tienen que ser los mismos entre salidas, entonces cada punto de las gráficas pueden ser diafragmas con posiciones diferentes en la malla siempre y cuando cumpla que dicho diafragma tiene la longitud de Jeans mínima en toda la malla a ese tiempo.

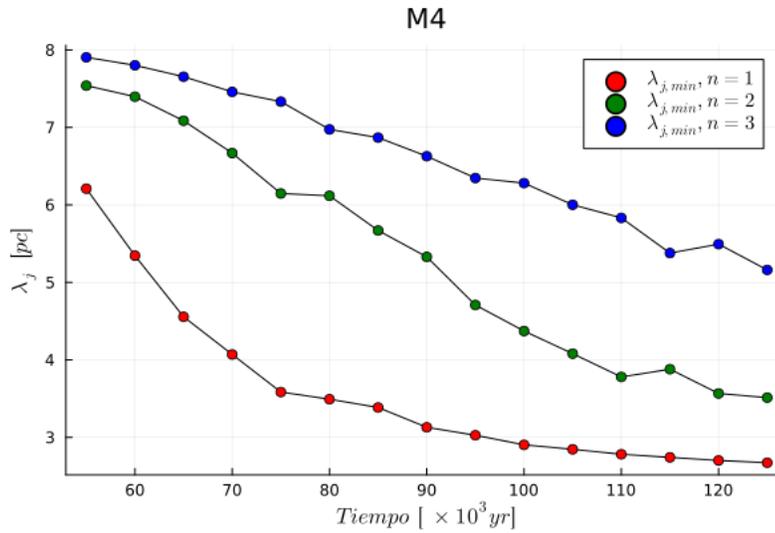


Figura 6.7: Longitud de Jeans mínima contra tiempo de simulación del modelo M4

En la tabla (6.2) vemos todas las longitudes de Jeans mínimas de todos los tamaños de diafragmas para cada una de las salidas de los cuatro modelos que cumplieron que la longitud de Jeans del punto más denso de toda la malla era menor que 4 pc. Podemos notar que la peculiaridad del modelo M3 que la longitud de Jeans mínima de 2.81 pc se alcanza al tiempo 105000 años para después aumentar hasta 2.85 pc en la última salida.

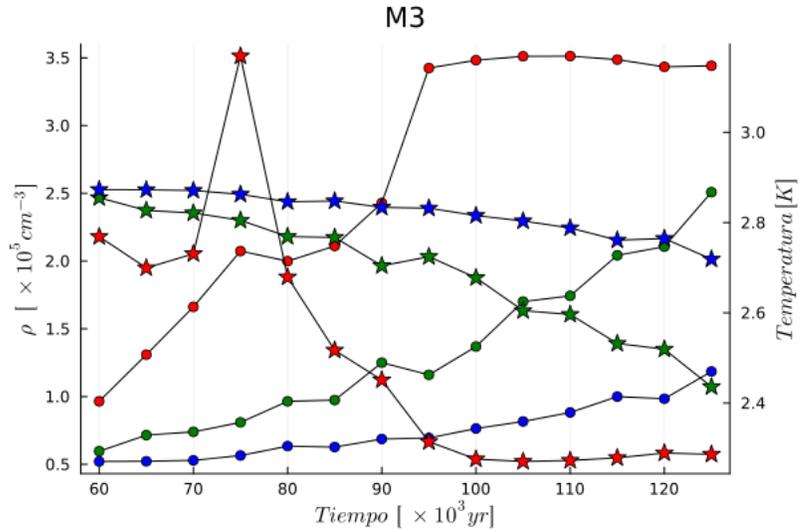


Figura 6.8: Densidad y temperatura en los tres tamaños de diafragmas con la longitud de Jeans mínima contra tiempo de simulación del modelo M3

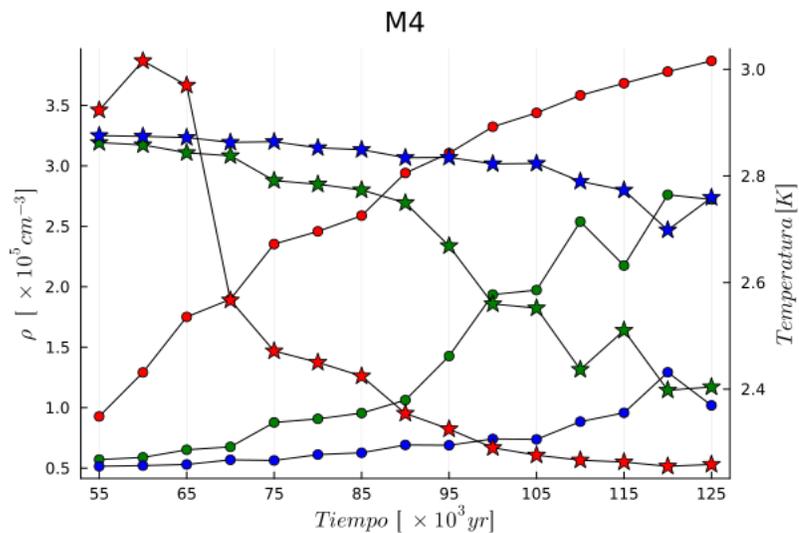


Figura 6.9: Densidad y temperatura en los tres tamaños de diafragmas con la longitud de Jeans mínima contra tiempo de simulación del modelo M4

Tiempo [yr]	$\lambda_{j,min}$ de M1 [pc]			$\lambda_{j,min}$ de M2 [pc]			$\lambda_{j,min}$ de M3 [pc]			$\lambda_{j,min}$ de M4 [pc]		
	n = 1	n = 2	n = 3	n = 1	n = 2	n = 3	n = 1	n = 2	n = 3	n = 1	n = 2	n = 3
50000	6.70	7.53	8.00	5.56	7.49	7.92	N/A	N/A	N/A	N/A	N/A	N/A
55000	6.12	7.31	7.81	5.29	7.13	7.69	N/A	N/A	N/A	6.21	7.54	7.90
60000	5.58	6.72	7.57	4.38	6.80	7.52	5.92	7.25	7.77	5.35	7.40	7.80
65000	4.79	6.41	7.28	4.19	6.20	7.16	5.02	6.93	7.77	4.56	7.09	7.65
70000	4.32	5.83	7.01	3.78	6.04	6.91	4.48	6.59	7.63	4.07	6.67	7.46
75000	3.72	5.49	6.71	3.07	5.69	6.80	4.32	6.33	7.19	3.58	6.15	7.33
80000	3.66	5.43	6.49	3.2	5.14	6.29	4.05	5.93	6.96	3.49	6.12	6.97
85000	3.08	4.91	6.55	2.92	5.05	6.22	3.82	5.68	6.75	3.39	5.67	6.87
90000	2.53	4.76	6.30	2.79	4.59	6.01	3.51	5.28	6.58	3.13	5.33	6.63
95000	2.44	4.27	5.93	2.70	4.52	5.79	2.88	5.32	6.43	3.03	4.71	6.35
100000	2.40	4.26	5.94	2.66	4.28	5.55	2.83	4.91	6.36	2.90	4.37	6.28
105000	N/A	N/A	N/A	N/A	N/A	N/A	2.81	4.69	6.08	2.85	4.08	6.00
110000	N/A	N/A	N/A	N/A	N/A	N/A	2.81	4.36	5.87	2.78	3.78	5.83
115000	N/A	N/A	N/A	N/A	N/A	N/A	2.83	4.25	5.77	2.74	3.88	5.38
120000	N/A	N/A	N/A	N/A	N/A	N/A	2.86	3.99	5.62	2.70	3.57	5.49
125000	N/A	N/A	N/A	N/A	N/A	N/A	2.85	3.78	5.33	2.67	3.51	5.16

Tabla 6.2: Longitudes de Jeans mínimas en los 4 modelos con los 3 diferentes tamaños de diafragmas para cada una de las salidas que cumplieron con una longitud de Jeans menor a 4 pc en la parcela más densa de la malla. En los primeros dos modelos las últimas 5 salidas no tienen longitud de Jeans porque los modelos corrieron hasta 100 kyr. En los últimos 2 modelos las primeras salidas no tienen longitud de Jeans pues no se cumplió la condición $\lambda_j < 4pc$

Conclusiones

El interés de este análisis es explorar cómo influye la inyección de vientos proto-estelares en la formación de estrellas de una nueva generación de estrellas que nacen en asociaciones estelares. Para se realizaron modelos hidrodinámicos que simulan la evolución de gas de cúmulos estelares masivos con vientos de protoestrellas Herbig Ae/Be. De estos modelos se busca explorar la formación de grumos y filamentos de alta densidad que propician la formación de nuevas estrellas. Para lograrlo se realizaron modelos en donde se varía la distribución y el número de estrellas. En 4 simulaciones hidrodinámicas se han considerado dos diferentes distribuciones estelares (con perfiles R^0 y R^{-2}) y variado el número de estrellas que inyectan viento a la nube materna. Los modelos consideran, además de la dinámica del gas, un enfriamiento radiativo donde se toma en cuenta el enfriamiento molecular usando funciones de enfriamiento paramétricas para gas con temperaturas desde 10 K hasta 10^8 K, abarcando el enfriamiento molecular y atómico/iónico.

En los cuatro modelos realizados se encontró que la morfología de la nube depende más fuertemente de la distribución de estrellas más que del número de estrellas, mientras que la longitud de Jeans depende de ambos factores. Se observó que para distribuciones que escalan como R^0 el gas forma estructuras tipo grumos en mayor cantidad y con una densidad mayor que la de las estructuras de tipo filamento, y que en ambos casos, los más densos se forman más cerca del centro de la nube, mientras que para los modelos con distribuciones que escalan como R^{-2} el gas forma un número similar de grumos y de filamentos, de los cuales ninguno se queda en el centro a lo largo de la evolución del sistema. Por otro lado, en el análisis morfológico se observó que el número de estrellas afecta el tamaño de los grumos, teniendo grumos y filamentos de menor densidad pero mayor tamaño en los modelos con menos estrellas.

En todos los modelos, la región donde la longitud de Jeans es mínima siempre tiene temperaturas menores a 5 K sin importar el tamaño del diafragma, mientras que en la región donde la densidad es máxima las temperaturas son del orden de 10^3 K y en todos los casos, las temperaturas de los diafragmas disminuyen con el tiempo, lo que indica que los choques de estas regiones son choques radiativos, pues pierden más energía debido al enfriamiento radiativo de la que ganan por la interacción dinámica. Al marcar un límite y considerando que densidades mayores a 10^5 cm^{-3} son regiones de alta densidad, entonces los grumos de alta densidad, que tienen formas esferoidales, tienen diámetros del orden de 0.1 pc y los filamentos llegan a tener longitudes del orden de ~ 1 pc y como las longitudes de Jeans encontradas para las temperaturas y densidades obtenidas de los modelos son del orden de ~ 1 pc, los modelos se alejan en un orden de magnitud para cumplir el criterio de Jeans y producir un colapso gravitacional.

En todos los modelos, conforme la simulación evoluciona, en ciertas regiones las temperaturas y las longitudes de Jeans descienden y las densidades aumentan, alcanzando las longitudes de Jeans mínimas de los modelos. Este comportamiento se mantiene a lo largo de toda la simulación en los modelos M1, M2 y M4; en cambio, en el modelo M3 alcanza un mínimo antes de acabar el tiempo de simulación y después aumenta ligeramente, pero se mantiene cerca del valor mínimo. Esto sucede pues en el modelo M3 tenemos menos estrellas, por lo que hay menos energía inyectada por éstas al medio, entonces la energía disponible para comprimir el gas es menor. Además, la distribución de este modelo escala como R^0 , por lo que los grumos de alta densidad que se forman cerca del centro se mantienen en su lugar. Entonces, tomando en cuenta las dos características anteriores del modelo M3, el grumo cuya densidad de Jeans es mínima se encuentra a una distancia lo suficientemente grande de las estrellas para bajar su temperatura por medio de enfriamiento radiativo y alcanzar temperaturas del orden de ~ 1 K, pero no está lo suficientemente cerca de ellas para que la energía inyectada logre aumentar más la densidad, por lo que el grumo se mantiene a una densidad y temperatura aproximadamente constante que sigue creciendo en tamaño con el tiempo.

Dado que para formar una estrella se necesita que la longitud de Jeans sea menor que la región que contiene a la masa, se necesita que los grumos de alta densidad tengan el tamaño suficiente. Por ello se necesita tener una cantidad idónea de estrellas, las suficientes para que la compresión del gas por los vientos estelares aumente la densidad de los grumos formados entre ellas, pero no tantas

para que las regiones sean muy pequeñas. El hecho de que no se logre cumplir el criterio de Jeans de la formación estelar es debido a que en las simulaciones hidrodinámicas no se tomaron en cuenta factores como el polvo en el medio interestelar, la gravedad y los campos magnéticos. A pesar de las suposiciones empleadas, fue posible ver que una distribución R^0 para 75 estrellas y una distribución R^{-2} para 25 estrellas nos generan las mejores condiciones para la formación estelar pues, debido a que la cantidad de estrellas junto con la distribución afectan la distancia entre estrellas, la distancia de separación entre las estrellas es similar en los dos modelos, por lo que se necesita que estén lo suficientemente lejos para que el gas empujado por sus vientos se enfríe lo suficiente, pero también que estén lo suficientemente cerca para que al interactuar sus vientos tengan la suficiente fuerza para comprimir y aumentar la densidad del gas significativamente.

Bibliografía

- Dalgarno, A. y R. A. McCray (ene. de 1972). “Heating and Ionization of HI Regions”. En: 10, pág. 375. DOI: 10.1146/annurev.aa.10.090172.002111.
- Holtzman, J. A. et al. (mar. de 1992). “Planetary Camera Observations of NGC 1275: Discovery of a Central Population of Compact Massive Blue Star Clusters”. En: 103, pág. 691. DOI: 10.1086/116094.
- Meurer, G. R. et al. (dic. de 1995). “Starbursts and Star Clusters in the Ultraviolet”. En: 110, pág. 2665. DOI: 10.1086/117721. arXiv: astro-ph/9509038 [astro-ph].
- Strafella, F. et al. (sep. de 1998). “Stellar Winds in Herbig Ae/Be Stars”. En: 505.1, págs. 299-314. DOI: 10.1086/306145.
- Testi, L., F. Palla y A. Natta (nov. de 1998). “A search for clustering around Herbig Ae/Be stars. II. Atlas of the observed sources”. En: 133, págs. 81-121. DOI: 10.1051/aas:1998451.
- Whitmore, Brad (jul. de 1999). *Kinematics of the Young Star Clusters and the Gas in the Antennae Galaxies*. HST Proposal ID 8170. Cycle 8.
- Hunter, Deidre A. et al. (nov. de 2000). “The Star Clusters in the Starburst Irregular Galaxy NGC 1569”. En: 120.5, págs. 2383-2401. DOI: 10.1086/316810. arXiv: astro-ph/0009280 [astro-ph].
- Maíz-Apellániz, Jesús (dic. de 2001). “Structural Properties of Massive Young Clusters”. En: 563.1, págs. 151-162. DOI: 10.1086/323775. arXiv: astro-ph/0108221 [astro-ph].
- de Grijs, R. et al. (ago. de 2003). “Star cluster formation and evolution in nearby starburst galaxies - II. Initial conditions”. En: 343.4, págs. 1285-1300. DOI: 10.1046/j.1365-8711.2003.06777.x. arXiv: astro-ph/0305184 [astro-ph].
- Burkert, Andreas y Lee Hartmann (nov. de 2004). “Collapse and Fragmentation in Finite Sheets”. En: 616.1, págs. 288-300. DOI: 10.1086/424895. arXiv: astro-ph/0409680 [astro-ph].

- McCraday, Nate, James R. Graham y William D. Vacca (mayo de 2005). “IMF Variation in M82 Super Star Clusters”. En: *Starbursts: From 30 Doradus to Lyman Break Galaxies*. Ed. por R. de Grijs y R. M. González Delgado. Vol. 329. Astrophysics and Space Science Library, pág. 75. DOI: 10.1007/1-4020-3539-X_14.
- Melo, V. P. et al. (oct. de 2005a). “Erratum: “Young Super Star Clusters in the Starburst of M82: The Catalogue“ [\[A href=’/abs/2005ApJ...619..270M’\]](#)ApJ, 619, 270 [2005]i/A_i”. En: 632.1, págs. 684-688. DOI: 10.1086/432751.
- (oct. de 2005b). “Erratum: “Young Super Star Clusters in the Starburst of M82: The Catalogue“ [\[A href=’/abs/2005ApJ...619..270M’\]](#)ApJ, 619, 270 [2005]i/A_i”. En: 632.1, págs. 684-688. DOI: 10.1086/432751.
- (ene. de 2005c). “Young Super Star Clusters in the Starburst of M82: The Catalog”. En: 619.1, págs. 270-290. DOI: 10.1086/426421. arXiv: astro-ph/0409750 [astro-ph].
- Kosiński, R. y M. Hanasz (abr. de 2007). “On the influence of cooling and heating processes on the Parker instability - II. Numerical simulations”. En: 376.2, págs. 861-870. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2007.11476.x.
- Rodríguez-González, A. et al. (sep. de 2008). “The Formation of Filamentary Structures in Radiative Cluster Winds”. En: 684.2, págs. 1384-1389. DOI: 10.1086/590071. arXiv: 0805.2126 [astro-ph].
- Henney, William J. et al. (sep. de 2009). “Radiation-magnetohydrodynamic simulations of the photoionization of magnetized globules”. En: 398.1, págs. 157-175. DOI: 10.1111/j.1365-2966.2009.15153.x. arXiv: 0810.1531 [astro-ph].
- Schure, K. M. et al. (dic. de 2009). “A new radiative cooling curve based on an up-to-date plasma emission code”. En: 508.2, págs. 751-757. DOI: 10.1051/0004-6361/200912495. arXiv: 0909.5204 [astro-ph.GA].
- Toro, Eleuterio F. (2009). *Riemann Solvers and Numerical Methods for Fluid Dynamics*. Berlin, Heidelberg: Springer Science Business Media.
- Portegies Zwart, Simon F., Stephen L. W. McMillan y Mark Gieles (sep. de 2010). “Young Massive Star Clusters”. En: 48, págs. 431-493. DOI: 10.1146/annurev-astro-081309-130834. arXiv: 1002.1961 [astro-ph.GA].
- Hennemann, M. et al. (jul. de 2012). “The spine of the swan: a Herschel study of the DR21 ridge and filaments in Cygnus X”. En: 543, L3, pág. L3. DOI: 10.1051/0004-6361/201219429. arXiv: 1206.1243 [astro-ph.GA].
- Toalá, Jesús A., Enrique Vázquez-Semadeni y Gilberto C. Gómez (ene. de 2012). “The Free-fall Time of Finite Sheets and Filaments”. En: 744.2, 190, pág. 190. DOI: 10.1088/0004-637X/744/2/190. arXiv: 1110.0917 [astro-ph.SR].

- Leroy, Adam K. et al. (dic. de 2018). “Forming Super Star Clusters in the Central Starburst of NGC 253”. En: 869.2, pág. 126. DOI: 10.3847/1538-4357/aaecd1. arXiv: 1804.02083 [astro-ph.GA].
- Rivera-Ortiz, P. R. et al. (mar. de 2019). “The Motion of a Losing Mass Plasmon”. En: 874.1, 38, pág. 38. DOI: 10.3847/1538-4357/ab05ca.
- Emig, Kimberly L. et al. (nov. de 2020). “Super Star Clusters in the Central Starburst of NGC 4945”. En: 903.1, pág. 50. DOI: 10.3847/1538-4357/abb67d. arXiv: 2009.05154 [astro-ph.GA].
- Raga, A. C., J. Cantó y A. Rodríguez-González (2020). *The Physics of Interstellar Medium*. México: UNAM, Instituto de Ciencias Nucleares.
- Krieger, N. et al. (oct. de 2021). “VizieR Online Data Catalog: 19 species in 14 super stars clusters in NGC 253 (Krieger+, 2020)”. En: *VizieR Online Data Catalog*, JApJ/897/176.