



INAOE

Estudio numérico del efecto del campo magnético en la formación y evolución de pilares alrededor de regiones HII

by

Luis Andrés Hernández Cruz

Thesis submitted as partial requirement for the
degree of

**MASTER IN SCIENCES WITH
SPECIALTY IN ASTROPHYSICS**

at

**Instituto Nacional de Astrofísica, Óptica y
Electrónica**

August 2024

Tonantzintla, Puebla

Supervised by:

Asesores

Dr. Manuel Zamora Avilés

Dr. Abraham Luna Castellanos

Dr. Raúl Naranjo Romero

©INAOE 2024

The author gives permission to INAOE to
reproduce and distribute copies in whole or in
parts of this thesis



Resumen

A lo largo de los años se ha estudiado la relevancia del campo magnético en la dinámica del medio interestelar, especialmente en la evolución de nubes moleculares y los procesos de formación estelar. Procesos físicos como la autogravedad, campos magnéticos, turbulencia y la retroalimentación de estrellas compiten en la dinámica de las nubes a diferentes escalas espaciales y temporales. Se ha reportado que el campo magnético influye en la dirección de los movimientos del gas molecular a grandes escalas (~ 10 pc) y bajas densidades. Sin embargo, en núcleos densos ($\sim 10^5$ cm $^{-3}$), la autogravedad parece ser el factor dominante, a pesar de que en estos regímenes se han medido intensidades de campo magnético de ~ 1 mG. En contraste, en el gas menos denso (~ 100 cm $^{-3}$) se han medido intensidades de ~ 10 μ G. Estudios recientes reportan una intensidad intermedia de ~ 100 μ G en estructuras conocidas como pilares, formadas alrededor de regiones HII, para densidades de $\sim 10^3 - 10^4$ cm $^{-3}$. Esto sugiere que el campo magnético podría contrarrestar tanto la autogravedad como a la presión externa que rodea estas estructuras. No obstante, el método utilizado para estas mediciones (Davis-Chandrasekhar-Fermi) podría causar sobre/subestimaciones del campo magnético, llevando a interpretaciones imprecisas sobre su efecto en la dinámica del gas. Además, se ha observado que la orientación relativa del campo magnético tiene efectos importantes en la formación de estructuras.

En este contexto, para estudiar de forma controlada el efecto del campo magnético en la formación y evolución de estructuras tipo pilar alrededor de regiones HII, construimos un modelo numérico simplificado de un filamento (con un núcleo denso embebido) que está siendo radiado por una estrella masiva. Encontramos que la dirección del campo magnético relativa al filamento y la autogravedad del gas denso, influyen de manera importante en la formación y evolución del pilar. El campo magnético debe estar alineado perpendicularmente al filamento para que una estructura tipo pilar pueda formarse.

Además, analizamos a un modelo numérico más realista (modelo autoconsistente). En ambos tipos de modelos, realizamos observaciones sintéticas y aplicamos el método Davis-Chandrasekhar-Fermi para comparar la intensidad del campo magnético derivada con este método y con la intensidad promedio medida directamente de las

simulaciones. Encontramos que las observaciones sintéticas trazan adecuadamente la morfología del campo magnético a lo largo del tiempo, mostrando su tendencia a alinearse de forma paralela al eje mayor el pilar. Sin embargo, la intensidad del campo magnético calculada usando el método Davis-Chandrasekhar-Fermi sobreestima por un factor de 4-12 la intensidad promedio medida en la simulación, indicando que este método puede no ser aplicable en este tipo de regiones.

Abstract

Over the years, the significance of the magnetic field in the dynamics of the interstellar medium has been studied, particularly in the evolution of molecular clouds and star formation processes. Physical processes such as self-gravity, magnetic fields, turbulence, and stellar feedback compete in the dynamics of clouds at different spatial and temporal scales. It has been reported that the magnetic field influences the direction of molecular gas movements on large scales (~ 10 pc) and at low densities. However, in dense cores ($\sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$), self-gravity seems to be the dominant factor, despite magnetic field strengths of ~ 1 mG being measured in these regimes. In contrast, in lower density gas ($\sim 100 \text{ cm}^{-3}$), field strengths of $\sim 10 \mu\text{G}$ have been measured. Recent studies report an intermediate intensity of $\sim 100 \mu\text{G}$ in structures known as pillars, formed around HII regions, for densities of $\sim 10^3 - 10^4 \text{ cm}^{-3}$. This suggests that the magnetic field could counteract both self-gravity and the external pressure surrounding these structures. However, the method used for these measurements (Davis-Chandrasekhar-Fermi) could cause over-/underestimations of the magnetic field, leading to inaccurate interpretations of its effect on gas dynamics. Additionally, it has been observed that the relative orientation of the magnetic field has significant effects on the formation of structures.

In this context, to systematically study the effect of the magnetic field on the formation and evolution of pillar-like structures around HII regions, we constructed a simplified numerical model of a filament (with an embedded dense core) being irradiated by a massive star. We found that the direction of the magnetic field relative to the filament and the self-gravity of the dense gas significantly influence the formation and evolution of the pillar. The magnetic field must be aligned perpendicular to the filament for a pillar-like structure to form.

Furthermore, we analyzed a more realistic numerical model (self-consistent model). In both types of models, we performed synthetic observations and applied the Davis-Chandrasekhar-Fermi method to compare the magnetic field intensity derived with this method to the average intensity measured directly from the simulations. We found that the synthetic observations adequately trace the morphology of the magnetic field over time, showing its tendency to align parallel to the pillar's major axis.

However, the magnetic field intensity calculated using the Davis-Chandrasekhar-Fermi method overestimates the average intensity measured in the simulation by a factor of 4-12, indicating that this method may not be applicable in these types of regions.

Dedicatoria.

A mi madre Yazmin, a mi padre Luis y a
mi hermana Denisse.

Agradecimientos

Quisiera expresar mi gratitud a mis asesores Manuel Zamora, Abraham Luna y Raúl Naranjo, quienes me ayudaron en la elaboración del presente trabajo. Por su paciencia, confianza y disposición para conmigo.

Estoy profundamente agradecido con mis padres Luis Hernández y Yazmin Cruz, y mi hermana Denisse Hernández, quienes son mi inspiración, y me han brindado siempre su amor y apoyo incondicional.

A mis compañeros de generación, quienes siempre estuvieron en la mejor disposición académica.

A Joshua Lara, Mauricio Portilla, Analuz Silva, Alan Silva y Xochitl Silvestre, grandes seres humanos y amigos, con quienes he podido compartir hermosas experiencias.

A Marco Pérez, Fabian Quesada y Omar Prado, quienes fueron un apoyo académico fundamental para el ingreso al INAOE y por su amable disposición durante la maestría.

Agradezco el apoyo del CONAHCYT con la beca número 320772.

Agradezco al Laboratorio Nacional de Supercómputo del Sureste de México perteneciente a la red de laboratorios nacionales CONAHCYT, por los recursos computacionales, el apoyo y la asistencia técnica al proyecto número 202304073C.

Finalmente agradezco al CONAHCYT por el apoyo económico brindado a través de la beca de maestría.

Índice general

Abstract	III
Abstract	V
Agradecimientos	VII
1. Introducción	1
1.1. Medio interestelar (MIE)	2
1.1.1. Gas interestelar	2
1.1.2. Polvo interestelar	4
1.1.3. Campos Magnéticos (CM)	4
1.1.4. Rayos cósmicos	4
1.2. Medición del campo magnético en nubes moleculares: morfología e intensidad	5
1.2.1. Método Davis-Chandrasekhar-Fermi (DCF)	6
1.3. Regiones HII	7
1.3.1. Regiones de fotodisociación	8
1.4. Campos magnéticos en pilares alrededor de regiones HII	8
1.5. Objetivo general	11
2. Simulaciones numéricas	13
2.1. Modelo simplificado	13
2.1.1. Condiciones iniciales	13
2.1.2. Evolución general	15
2.2. Modelo autoconsistente	16
2.2.1. Condiciones iniciales	16
2.2.2. Evolución general	17
2.3. Metodología	18
2.3.1. Definición de pilar en modelos 3D	18
2.3.2. Medición de parámetros en modelos 3D	20
3. Polarización: observaciones sintéticas	23

3.1. Polarización	23
3.1.1. Polarización en el medio interestelar	24
3.1.2. Los parámetros de Stokes	24
3.2. POLARIS: código de transferencia radiativa	25
3.2.1. Transferencia Radiativa (TR)	26
3.2.2. Propiedades ópticas del polvo interestelar	26
3.2.3. Calentamiento del polvo	28
3.2.4. Dispersión de la luz debida al polvo	29
3.2.5. Absorción de la luz por el polvo	29
3.2.6. Modelado y alineación del polvo	29
3.2.7. Configuración del modelo de polvo	33
3.2.8. Configuración de las observaciones sintéticas	34
3.3. Metodología	34
3.3.1. Mediciones en las observaciones sintéticas	34
3.3.2. Medición de la intensidad del campo magnético en el plano del cielo	35
4. Resultados	37
4.1. Simulaciones 3D	37
4.1.1. Formación del pilar	37
4.1.2. Campo magnético	42
4.1.3. Propiedades físicas y dinámicas del pilar en el modelo autocon- sistente	45
4.2. Observaciones sintéticas	48
5. Discusión y conclusiones	55
5.1. Limitaciones	58
5.2. Conclusiones	58
Apéndice A. Código magnetohidrodinámico FLASH	61
A.1. Magnetohidrodinámica (MHD)	61
A.1.1. Autogravedad	63
A.1.2. Formación de partículas sumidero	64
A.1.3. Retroalimentación radiativa	65
A.1.4. Enfriamiento y calentamiento en el modelo numérico	66
References	67
Lista de Figuras	77
Lista de Tablas	83

Capítulo 1

Introducción

El campo magnético (CM) permea y afecta a todo el medio interestelar (MIE), desempeñando un papel crucial en la formación y evolución de las nubes moleculares (NMs) y en el proceso de formación estelar (ver, p.ej., Hennebelle and Inutsuka, 2019). Por lo tanto, su estudio es de vital importancia en el campo de la astrofísica.

Las principales técnicas observacionales para determinar la intensidad del CM en NMs son: el efecto Zeeman en líneas moleculares y la polarización de granos de polvo (p.ej., Crutcher, 2012; Crutcher and Kemball, 2019). Esta última técnica no solo permite determinar la intensidad, sino también la morfología del CM en el plano del cielo, razón por la cual en este trabajo nos centramos en esta técnica, utilizando el método de Davis-Chandrasekhar-Fermi (DCF) Davis Jr (1951); Chandrasekhar and Fermi (1953). Este método es el más utilizado en estudios observacionales ya que permite medir la intensidad del CM en regiones extendidas (p.ej., Chen et al., 2022). Además, es el método que se ha empleado para estudiar el CM en pilares alrededor de regiones HII (p.ej., Pattle et al., 2018; Hwang et al., 2023).

Es bien sabido que las estrellas masivas (con masa $M > 8 M_{\odot}$) ionizan sus nubes moleculares progenitoras, formando regiones HII. El gas y el polvo que rodean a estas estrellas se comprimen debido al avance de un frente de choque precedido por un frente de ionización. En estas regiones barridas pueden formarse estructuras densas y alargadas, denominadas *pilares* (p.ej., White et al., 1999a). Los pilares se crean cuando el choque producido por la expansión de la región HII alcanza la NM circundante, la cual generalmente es altamente estructurada (p.ej., Falgarone et al., 1991). En este escenario, los CMs podrían jugar un papel importante en el proceso de formación de pilares, en su dinámica y tiempos de vida (ver §1.4). En este trabajo abordamos este problema desde un punto de vista numérico. Además, mediante observaciones sintéticas evaluamos la validez del método de DCF en los pilares.

En esta sección, describiremos de manera general las componentes del MIE con especial atención en el polvo interestelar y los CMs. En la sección §2 describimos los modelos numéricos, sus condiciones iniciales y su evolución general. Explicamos la metodología utilizada para la medición de los parámetros físicos para el análisis evolutivo y dinámico. En la sección §3 hacemos una descripción de las simulaciones de

transporte radiativo, definiendo la configuración utilizada en el presente trabajo. Explicamos de forma resumida los temas de polarización, propiedades físicas del polvo interestelar y la teoría de alineamiento del polvo implementada en el código de transferencia radiativa utilizado. Describimos también la metodología implementada para la medición de la intensidad de CM usando el método DCF. En la sección §4 exponemos los resultados para los diferentes modelos numéricos. Describimos el papel del CM en la formación y evolución de pilares. Describimos, además, los resultados de las observaciones sintéticas en los modelos en donde se forma un pilar. Reportamos las intensidades de CM calculadas a partir del método DCF y las medidas directamente en los modelos. En la sección §5 discutimos sobre los efectos del CM en la formación y evolución del pilar. También analizamos la validez del método DCF en los pilares. Exponemos las conclusiones derivadas del análisis del comportamiento del CM en los modelos de los pilares. Además, determinamos la fiabilidad del método DCF en estas regiones.

1.1. Medio interestelar (MIE)

El MIE en la Galaxia es un medio continuo y está compuesto principalmente de una fase sólida (granos de polvo) y una fase gaseosa, con una masa total de $\sim 10^9 M_{\odot}$ (p.ej., Ferrière, 2001; Draine, 2011). La fase gaseosa se compone de hidrógeno ($\sim 70.4\%$ del total de masa en gas) y helio ($\sim 28.1\%$), junto con otros elementos más pesados ($\sim 1.5\%$). Por tanto, el hidrógeno es la componente principal del gas y se puede encontrar en forma neutra, molecular o ionizada. Aunque el polvo tiene una masa del $\sim 1\%$ la masa de gas, es química y termodinámicamente muy importante. Las otras componentes del MIE son los CMs y los rayos cósmicos que permean todo el MIE (p.ej., Ferrière, 2001).

1.1.1. Gas interestelar

Gas neutro frío

Compuesto principalmente por hidrógeno neutro atómico, se trata de regiones difusas que alcanzan temperaturas de unos 50-150 K. También se hallan algunos iones de baja excitación como el CII y CaII. Estas regiones se pueden observar por medio de la línea de 21 cm del HI en absorción o en emisión, junto con líneas del CaII en absorción detectadas en el fondo estelar. Su tamaño típico es de ~ 5 pc, con una densidad $\simeq 1-100 \text{ cm}^{-3}$ y masas del orden de $\simeq 50-500 M_{\odot}$. Además, las regiones tienen una velocidad interna turbulenta de 1-4 km/s. Por otra parte, su distribución vertical en la Galaxia alcanza ~ 250 pc sobre el plano galáctico y ocupan una fracción 2-3 % del volumen galáctico, aunque su masa es aproximadamente la mitad de la masa total del medio interestelar (p.ej., Anglada and Estalella, 2008).

Gas neutro tibio

Su principal componente es el hidrógeno atómico a una temperatura de 5000-6000 K con una fracción de ionización del 10-20 %, su densidad típica es de $0.1-1 \text{ cm}^{-3}$. Estas regiones se detectan por medio de la línea de 21 cm del HI en emisión. Alcanza una altura sobre el plano galáctico de $\sim 400 \text{ pc}$ y ocupa una fracción del volumen de hasta 50 % de la Galaxia (p.ej., Anglada and Estalella, 2008).

Este medio es térmicamente inestable (Field, 1965), por lo que al comprimirse cambia de fase al medio neutro frío.

Gas molecular

Las llamadas NMs se componen de hidrógeno molecular como elemento principal, aunque también contienen otras moléculas menos abundantes como el monóxido de carbono CO, amoníaco NH_3 , entre otras. A pesar de que el H_2 es el componente principal, no posee momento dipolar y, por lo tanto, no presenta transiciones en las condiciones físicas típicas de estas nubes. Por esta razón, se usa el CO como trazador, ya que este es la segunda molécula más abundante en las nubes moleculares. Sus primeras dos transiciones rotacionales se excitan a las temperaturas típicas de las nubes $\sim 10 - 30 \text{ K}$ y para densidades de $10^2 - 10^6 \text{ cm}^{-3}$. Además, sus variantes isotópicas cuentan también con transiciones observables (algunas ópticamente delgadas) por lo que son útiles para medir parámetros físicos. El tamaño típico de las nubes moleculares es de $\sim 10 - 100 \text{ pc}$, con masas de $\sim 10^3 - 10^6 M_\odot$ y una velocidad turbulenta de $\sim 1-5 \text{ km/s}$. Se encuentran principalmente en el plano galáctico y alcanzan una altura hasta 120 pc, ocupan una fracción de $\sim 2 \%$ del volumen de la Galaxia. En estas regiones se forman las estrellas, por lo que se encuentran fuentes de formación estelar reciente como fuentes infrarrojas, máseres de H_2O y regiones HII (p.ej., Ferrière, 2001).

Gas ionizado tibio

Estas regiones se componen de hidrógeno fotoionizado que rodea a estrellas jóvenes. Estas regiones están asociadas a nubes moleculares y se detectan por la emisión compacta de $\text{H}\alpha$, emisión libre-libre en el radio continuo y líneas de recombinación. Tienen densidades típicas de $10^2 - 10^4 \text{ cm}^{-3}$, un tamaño de $\sim 1 \text{ pc}$ y temperaturas de 5000 – 10000 K, típicamente de 8000 K (p.ej., Ferrière, 2001).

Gas ionizado caliente

Formado principalmente por hidrógeno ionizado colisionalmente, con temperaturas de $10^6 - 10^7 \text{ K}$ y densidades de $10^{-4} - 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$. El gas coronal se origina por explosiones de supernovas, ya que la onda de choque calienta el gas a sus alrededores. Su detección se da por medio de la emisión de rayos X suaves con energías de 0.1-2 keV y la absorción de las líneas de alta excitación en el ultravioleta. Se encuentra típicamente a 700 pc sobre el plano galáctico y ocupa hasta un 70 % del volumen de la

Galaxia (p.ej., Ferrière, 2001).

1.1.2. Polvo interestelar

Los granos de polvo en el medio interestelar son partículas sólidas de tamaño ~ 0.001 - $1 \mu\text{m}$, típicamente de $\sim 0.1 \mu\text{m}$. Están principalmente compuestos por silicatos (piroxenos y olivinas) y carbonaceos (grafitos e hidrocarburos policíclicos aromáticos) (p.ej., Galliano, 2022). En general no se tiene una forma bien definida, aunque en muchos modelos se usan formas esferoidales. Las interacciones entre el polvo interestelar con las ondas electromagnéticas son la absorción, la dispersión y la emisión. Estas tienen como efectos la extinción (debido a la absorción más la dispersión) de la luz estelar, el enrojecimiento de la luz por extinción diferencial (la luz azul se extingue más que la roja) y la polarización interestelar (por emisión térmica del polvo o por absorción selectiva) (p.ej., Anglada and Estalella, 2008). En la Galaxia el valor típico de la extinción debida al polvo es de alrededor de una magnitud por cada kpc. La formación de granos de polvo se da usualmente en las envolturas de estrellas frías y son llevados hacia el medio interestelar por la presión de radiación. Se tiene una abundancia relativa en masa entre el polvo y el gas de ~ 0.01 . El polvo se encuentra comúnmente en las nubes moleculares, estos están muy relacionados ya que el polvo juega un papel importante en la formación de moléculas tales como el H_2 (actuando como un catalizador) y en su preservación ya que los granos las protegen de la foto-destrucción debido a la radiación ultravioleta.

1.1.3. Campos Magnéticos (CM)

La presencia del campo magnético en el medio interestelar fue descubierta gracias a la detección de luz polarizada. La explicación a este fenómeno se asoció a la presencia de granos oblatos que polarizan la luz de forma selectiva. La luz no polarizada, pensada como una onda electromagnética, al interaccionar con un medio polvoriento, el campo eléctrico de la onda que oscila paralelo al eje del grano de mayor longitud es absorbido, mientras que la luz perpendicular a este eje es la que pasa de forma polarizada. Estudios observacionales del CM en la Galaxia muestran que este tiene una componente uniforme azimutal y una componente aleatoria, ambas con una intensidad de $\sim 5 \mu\text{G}$ (p.ej. Beck, 2001).

1.1.4. Rayos cósmicos

Los rayos cósmicos son partículas de altas energías (principalmente protones o núcleos atómicos) que se mueven a velocidades cercanas a la de la luz. Estos se originan en varios procesos astrofísicos, incluyendo explosiones de supernovas, núcleos galácticos activos y vientos estelares (p.ej., Meyer, 1985). Mediciones realizadas con instrumentos a bordo de globos y cohetes indican que los rayos cósmicos se componen principalmente de protones, aproximadamente un 10 % de núcleos de helio, un 1 % de

1.2. MEDICIÓN DEL CAMPO MAGNÉTICO EN NUBES MOLECULARES: MORFOLOGÍA E INTENSIDAD

núcleos más pesados, un 2 % de electrones y pequeños porcentajes de positrones (p.ej., Blandford and Eichler, 1987; Bloemen, 1987). Estas partículas se mueven a velocidades cercanas a la de la luz y tienen energías cinéticas (E) que abarcan un amplio rango. La mayoría de los rayos cósmicos que llegan a la Tierra se originan en el Sol, con $E \lesssim 0.1$ GeV, mientras que los más energéticos provienen del MIE (p.ej., Ferrière, 2001).

Los rayos cósmicos influyen en la estructura y evolución del MIE. Al contribuir al calentamiento y a la ionización del gas, afectan la presión térmica y magnética en el ISM, lo que puede influir en la formación estelar y la dinámica de las nubes moleculares.

1.2. Medición del campo magnético en nubes moleculares: morfología e intensidad

Las observaciones de polarización del polvo a escala de nubes moleculares (~ 10 pc) indican que la orientación relativa cambia progresivamente con el aumento de la densidad columnar, de paralela (o sin orientación preferida) a predominantemente perpendicular. De manera que la estructura de campo magnético está ordenada a escalas de aproximadamente 10 pc (p.ej., Planck Collaboration et al., 2016). En estructuras filamentarias el CM tiende a estar alineado de forma perpendicular al eje mayor (Liu et al., 2018, p.ej.). En algunos núcleos densos de gas molecular se ha observado una morfología del CM con forma de reloj de arena (p.ej., Girart et al., 2006; Crutcher, 2012; Juárez et al., 2017). Esto indica que el flujo de campo magnético está *congelado* (el CM se mueve con el gas), por lo que las líneas de CM son comprimidas y dobladas hacia el núcleo debido al colapso gravitacional. La tensión magnética proporciona resistencia al colapso en dirección perpendicular a las líneas de campo, lo que lleva a la forma característica de reloj de arena (p.ej., Myers et al., 2018).

En nubes moleculares se ha medido una intensidad de CM en el plano del cielo de $\sim 12 - 10 \mu\text{G}$ en regiones de baja densidad de $n \sim 300 \text{ cm}^{-3}$, mientras que para estructuras filamentarias y con densidades $\sim 10^3 \text{ cm}^{-3}$ se ha medido una intensidad de $\sim 25 - 42 \mu\text{G}$ (p.ej., Chapman et al., 2011). En núcleos densos ($n \sim 10^5 \text{ cm}^{-3}$) se ha reportado una intensidad de $\sim 1\text{mG}$ (p.ej., Juárez et al., 2017; Houde et al., 2009). Para estas mediciones del CM proyectado en el plano del cielo se utilizó el método de Davis-Chandrasekhar-Fermi (DCF) (Davis Jr, 1951; Chandrasekhar and Fermi, 1953).

La intensidad del campo magnético a lo largo de la línea de visión se puede medir directamente por medio del desdoblamiento Zeeman de la línea de HI de 21 cm u otras líneas moleculares en radio (usualmente OH y CN). Las mediciones usando este método han mostrado una intensidad del campo magnético de algunos μG para distintas nubes de HI. Mediciones usando la molécula OH reportaron que el campo magnético tiene una intensidad de $\sim 1 - 10 \mu\text{G}$ en regiones con densidad de gas $n \simeq 1 - 100 \text{ cm}^{-3}$ y una suave tendencia del campo magnético a aumentar de intensidad con el incremento de la densidad (p.ej., Crutcher et al., 2010). Esta tendencia es más pronunciada para un rango de densidad alto $\simeq 10^2 - 10^4 \text{ cm}^{-3}$, en donde la intensidad de campo magnético

alcanza valores de 10-100 μG (p.ej., Crutcher et al., 2010). Por otro lado, en nubes moleculares se ha medido una intensidad de la componente del CM a lo largo de la línea de visión de $\sim 16\mu\text{G}$ en promedio (p.ej., Troland and Crutcher, 2008). Sin embargo, este método no nos da información sobre la morfología o intensidad del CM en el plano del cielo. Por otro lado, el método DCF sí nos proporciona la información antes mencionada y resulta más menos complicado usarlo en la observaciones, pero tiene mayores incertidumbres.

En este trabajo usamos el método DCF, principalmente porque es el que se ha utilizado observacionalmente en pilares alrededor de regiones HII (ver §1.4 Pattle et al., 2018; Hwang et al., 2023). Sin embargo, hay otros métodos propuestos en la literatura como el de *DCF-modificado* (Skalidis et al., 2021), método de *gradientes de velocidad* (González-Casanova and Lazarian, 2017), *efecto Zeeman* (p.ej., Crutcher et al., 2010) y *Rotación de Faraday* (p.ej., Tahani et al., 2018).

1.2.1. Método Davis-Chandrasekhar-Fermi (DCF)

El método DCF toma en cuenta la propagación de ondas de Alfvén a lo largo de un campo magnético originalmente uniforme (\vec{B}_0) (Davis Jr, 1951; Chandrasekhar and Fermi, 1953). En este escenario cualquier distorsión de las líneas de campo está correlacionada directamente con los movimientos del gas. Entonces, se puede estimar la intensidad del CM midiendo la dispersión de este (la dispersión de los ángulos de polarización) y la intensidad de la turbulencia (el ancho de la línea), y suponiendo que (Chen et al., 2022; Pattle et al., 2022):

1. El balance energético se conserva entre las variaciones de la energía cinética del gas y las variaciones de la energía magnética, es decir, si $\delta E_K \approx \delta E_B$,
2. El movimiento turbulento en tres dimensiones del gas es isotrópico.

Bajo la suposición $\delta E_K \approx \delta E_B$, la interacción entre la turbulencia del gas y el campo magnético es concebida como una onda Alfvén transversal que se propaga a través del campo magnético de fondo (\vec{B}_0), de tal manera que solo la componente perpendicular de la velocidad del gas es efectiva sobre \vec{B}_0 , es decir, sobre las fluctuaciones de las ondas Alfvénicas. Por lo que, si el campo magnético total está definido como: $\vec{B} = \vec{B}_0 + \delta\vec{B}$, su componente perpendicular es igual a las fluctuaciones del campo, $B_\perp = \delta B$, y la componente paralela es cero, $B_\parallel = 0$. Por lo tanto,

$$\frac{\delta E_K}{\delta E_B} = 1 = \frac{\rho v_\perp^2 / 2}{B_\perp^2 / (8\pi)}. \quad (1.1)$$

Además, la velocidad de Alfvén está definida como $V_A = \sqrt{B_0^2 / (4\pi\rho)}$ en el medio pre-perturbado y como la perturbación del campo B_\perp y v_\perp cumplen la relación

$$v_\perp = V_A \frac{\delta B}{B_0}. \quad (1.2)$$

Entonces, si hay una onda de Alfvén bien definida y de amplitud pequeña moviéndose a lo largo del campo inicial B_0 es posible calcular la magnitud de B_0 usando la ecuación de DCF:

$$B_0 = \sqrt{4\pi\rho} \frac{v_\perp}{\delta B/B_0} \approx f \sqrt{4\pi\rho} \frac{v_\perp}{\delta\psi} \quad (1.3)$$

con $\delta\psi$ la dispersión de los ángulos de polarización. Sin embargo, el método DCF tiende a sobrestimar el campo magnético en el plano de cielo B_{POS} debido a efectos de integración en escalas menores que el haz del telescopio y de considerar múltiples celdas turbulentas dentro del haz y a lo largo de la línea de visión (Ostriker et al., 2001). Por lo que el método DCF se modifica usando un factor de corrección f , con $0 < f \leq 1$. De acuerdo al trabajo numérico de Ostriker et al. (2001), $f = 0.5$ es el valor más adecuado, para valores de $\delta\psi < 25^\circ$, ya que este valor es el que mejor se aproxima al valor real cuando la componente uniforme del campo magnético es mucho mayor que las componentes aleatorias, $\delta B \ll B_0$. Por otra parte, se ha sugerido que en el caso de valores altos de $\delta\psi$ se debe usar $\tan(\delta\psi)$ sin aplicar el factor de corrección f . Por lo que la ecuación de DCF modificada es (Falceta-Gonçalves et al., 2008; Chen et al., 2022):

$$B_0 \approx \sqrt{4\pi\rho} \frac{v_\perp}{\tan(\delta\psi)}. \quad (1.4)$$

Debido a que las suposiciones tan restrictivas sobre los movimientos del gas y la geometría del campo magnético, el método DCF tiene puede tener una precisión limitada (p.ej., Chen et al., 2022).

1.3. Regiones HII

Las regiones HII se forman alrededor de estrellas calientes (de tipo OB) que emiten radiación ultravioleta, lo que disocia y ioniza el medio circundante y produce una esfera de gas ionizado. El radio inicial de la región HII está determinado por el equilibrio entre la tasa de emisión de fotones ionizantes de la estrella y la tasa de recombinación de protones y electrones en el gas, el llamado radio de Strömgren (Strömgren, 1939). La región ionizada (inicialmente densa y caliente) esta sobrepresurizada respecto a su alrededor, por lo que tiende a expandirse dinámicamente. Si la luminosidad de la estrella OB se mantiene constante y la nube de gas es lo suficientemente grande (y con densidad uniforme), esta fase de expansión continuará hasta que se alcance el equilibrio de presiones (Spitzer, 1998).

Durante la fase de expansión, la velocidad del frente de ionización es comparable a la velocidad del sonido en la región ionizada. Inicialmente, el frente de ionización es de tipo R débil, moviéndose más rápido que la velocidad del sonido en el medio neutro y con un cambio relativamente pequeño en la densidad. A medida que el choque se forma y se aleja del frente de ionización, este cambia a un tipo D débil, donde la velocidad del frente es menor que la velocidad del sonido en el gas ionizado y el decremento en la

densidad sigue siendo relativamente pequeño. Una vez que el choque se ha alejado del frente de ionización, ambos frentes desaceleran ligeramente, y el frente de ionización se vuelve de tipo D débil y completamente subsónico. La velocidad de expansión de la región HII durante esta fase sigue la solución temporal de Spitzer, que describe el aumento del radio de la región HII con el tiempo ($r_{\text{HII}} \propto t^{4/7}$, Spitzer, 1998).

Spitzer (1998) sugirió que la expansión de las regiones HII reales puede diferir mucho del modelo simple debido a que: las irregularidades en la densidad del medio circundante pueden modificar la dinámica de la expansión de la región HII. Además, un campo magnético puede romper la simetría esférica y reducir la cantidad de compresión en el frente de choque (Abe et al., 1963; Spitzer, 1998).

1.3.1. Regiones de fotodisociación

Las regiones de fotodisociación (PDRs) son áreas en el espacio interestelar que consisten en estructuras de gas neutro comprimido que marcan el límite entre regiones de HII y el gas molecular. Las PDRs actúan como zonas de transición donde la radiación ultravioleta de estrellas cercanas disocia a las moléculas adyacentes, pero no es lo suficientemente intensa como para ionizar completamente el gas (p.ej., Hollenbach and Tielens, 1999; Walch et al., 2012). Suelen tener una forma de caparazón, con estructuras densas alargadas que sobresalen en la región H II, típicamente denominadas *pilares* o *trompas de elefante* (p.ej., Arthur et al., 2011; Walch et al., 2012). Estos pilares se crean cuando el choque de la región H II en expansión penetra en una NM estructurada circundante (p.ej. Arthur et al., 2011).

1.4. Campos magnéticos en pilares alrededor de regiones HII

En el estudio realizado por Pattle et al. (2018), se llevaron a cabo observaciones polarimétricas a $850\mu\text{m}$ de los llamados Pilares de la Creación en M16. Estos autores reportan que el CM está orientado a lo largo de los pilares y está desacoplado del CM en la región ionizada (ver Figura 1.1). Las cabezas de los pilares son condensaciones densas de gas molecular (White et al., 1999b) que interactúan con el frente de ionización proveniente del cúmulo NGC 6611, con una edad aproximada de ~ 1.3 Myr (Bonatto et al., 2006; Hildebrand et al., 2009), medida a partir de la fracción de estrellas con exceso de K_S en el diagrama color-color. El tiempo de vida de las cabezas se estima en < 3 Myr (McLeod et al., 2015), asociada a los parámetros físicos derivados y las abundancias iónicas en la región, para una tasa de pérdida de masa debida al flujo fotoevaporativo de $70 M_{\odot} M^{-1}$. Mientras que para el cuerpo del pilar es de alrededor de 10^5 años (Williams et al., 2001a), de acuerdo a la comparación entre sus modelos numéricos y las observaciones, y debido a la diferencia de edad entre las cabezas se sugiere que se convertirán en glóbulos cometarios desconectados del cuerpo. De esta manera, Pattle et al. (2018) plantean el siguiente escenario:

1.4. CAMPOS MAGNÉTICOS EN PILARES ALREDEDOR DE REGIONES HII

1. Un frente de ionización que se desplaza perpendicularmente al campo magnético se aproxima a una región de alta densidad dentro del gas molecular (véase el panel (a) de la Figura 1.2).
2. Esta región de alta densidad desacelera el avance del frente de ionización, lo que provoca que las líneas del campo magnético, ancladas al gas, se doblen alrededor del pilar en formación (véase el panel (b) de la Figura 1.2).
3. El campo magnético comprimido sostiene el pilar contra el colapso radial, aunque no puede evitar la erosión a lo largo del eje longitudinal debido a la interacción con el frente de ionización (véase el panel (c) de la Figura 1.2).

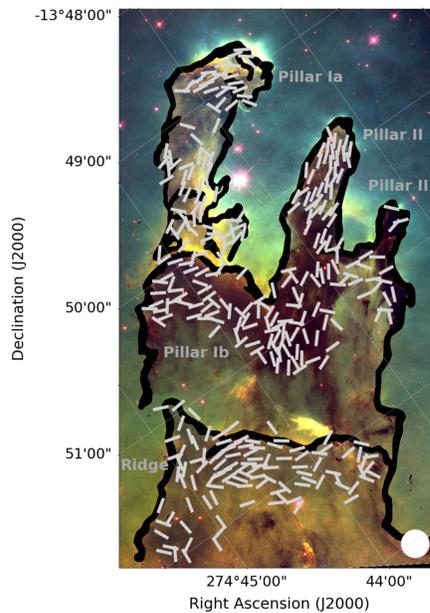


Figura 1.1: Figura ilustrativa de los vectores (con escala arbitraria) del CM observados en los Pilares de la Creación (delimitados por líneas negras), en la imagen de fondo del HST (Hester et al., 1996). Los ángulos de polarización fueron rotados 90° para mostrar la dirección del CM. El tamaño del haz se muestra en la esquina inferior derecha. Figura tomada de Pattle et al. (2018).

Utilizando el método de DCF, Pattle et al. (2018) midieron la intensidad del campo magnético en el plano del cielo, reportando valores de $B_{POS} \sim (170 - 320) \mu\text{G}$ usando la ecuación 3.31 con $\Delta v = (1.2 - 2.2) \text{ km/s}$ de acuerdo a lo reportado en White et al. (1999b) y para una densidad de $n = 5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ (Ryutov et al., 2005). Este estimado es consistente con el escenario antes descrito, donde un CM inicialmente débil se intensifica por la compresión del gas. Además, se sugiere que el CM ralentizaría la evolución de los Pilares y proporcionaría soporte magnético contra el colapso radial del pilar. La morfología observada se muestra en la Figura 1.1).

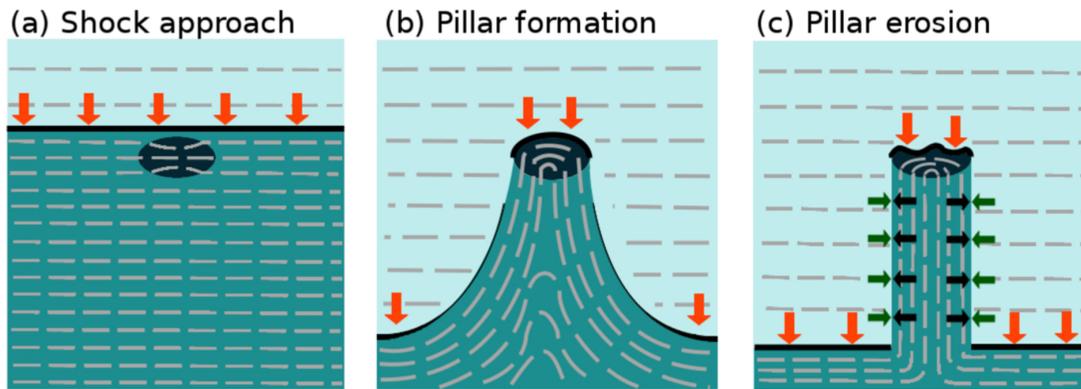


Figura 1.2: Escenario evolutivo del campo magnético dentro de un pilar, propuesto por Pattle et al. (2018). El azul oscuro representa el gas molecular, mientras que el azul claro muestra el material ionizado. La línea negra denota el frente de ionización. Las líneas discontinuas grises indican la dirección del CM. Las flechas indican las compresiones a las que está sujeto el pilar.

Por otro lado, Hwang et al. (2023) estimaron la intensidad del campo magnético en la llamada Nebulosa de Caballo a través de emisión polarizada del polvo a $850 \mu\text{m}$. Reportan dos fuentes submilimétricas en la región identificadas como SMM1 y SMM2. La primera es un pilar y la segunda se trata de un núcleo sin estrellas. Ambas fuentes parecen tener un campo magnético alineado de forma casi perpendicular al eje mayor de la fuente. Por otro lado, calcularon la intensidad del campo usando el método DCF modificado por Hildebrand et al. (2009), el cual se usa para evitar estimaciones incorrectas de la dispersión debida a la estructura de campo a gran escala y proporciona una estimación independiente de la relación de la fuerza del campo magnético turbulento con el de gran escala. Para SMM1 obtuvieron una intensidad de B en el plano del cielo de $B_{POS} = 56 \pm 9 \mu\text{G}$ (para una densidad media de $n = 6.4 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$ y dispersión de velocidades media de $\sigma_v = 0.11 \text{ km/s}$), mientras que para SMM2 obtuvieron $B_{POS} = 129 \pm 21 \mu\text{G}$ (para una densidad media de $n = 1.7 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ y dispersión de velocidades media de $\sigma_v = 0.10 \text{ km/s}$). Además, compararon las energías magnética, gravitacional y turbulenta de las estructuras. En ambas, hallaron que el campo magnético podría dar soporte en contra del colapso gravitacional. El número de Mach Alfvénico medido fue de $\mathcal{M}_A = 0.27 \pm 0.05$ y $\mathcal{M}_A = 0.40 \pm 0.06$ para SMM1 y SMM2, respectivamente. Lo que mostró que la turbulencia en ambas estructuras es sub-Alfvénica, es decir, que los campos magnéticos dominan los movimientos internos del gas. Por lo que, concluyen que el campo magnético podría tener una mayor importancia dinámica por encima de la auto-gravedad y la presión turbulenta interna. Sin embargo, como SMM1 es una PDR, se espera que su dinámica este dominada por las presiones externas de la región HII. Por otra parte, en SMM2 hallaron que la energía magnética es tres veces mayor que las energías internas turbulenta y potencial gravitacional, las cuales son comparables entre sí. Este resultado podría deberse a una sobrestimación de la intensidad del campo magnético debida al método DCF, de lo contrario SMM2 podría estar confinado por la presión externa.

1.5. Objetivo general

Estudios observacionales que usan el método DCF reportan un CM bastante intenso en pilares (Pattle et al., 2018; Hwang et al., 2023) en comparación con el medido en NMs (ver Sec. 1.2), lo que sugiere una posible sobrestimación de la intensidad. Esto podría deberse al incumplimiento de alguna de las hipótesis del método, como que la turbulencia no sea isotrópica, que no exista equipartición entre las energías magnética y cinética, o que la dinámica del pilar este dictada por la región HII. Efectos observacionales de integración o proyección pueden contribuir también a la sobrestimación de la intensidad de B. Por ello, se propone realizar un estudio utilizando simulaciones magnetohidrodinámicas (MHD) para evaluar la aplicabilidad del método DCF alrededor de regiones HII. Además de estudiar el papel que desempeña el campo magnético en estas regiones.

En el presente trabajo se utilizan simulaciones MHD implementadas en el código euleriano de malla adaptativa FLASH. A partir de estas simulaciones, se realizan y analizan observaciones sintéticas con el código de transferencia radiativa POLARIS. Estas observaciones permiten estudiar la luz polarizada, debida a la emisión de polvo a $850 \mu\text{m}$, proporcionando los parámetros de Stokes I, Q, U y V. A partir de los datos extraídos de los parámetros de Stokes Q y U, se calculan los ángulos de polarización y la dispersión de estos ángulos, para estimar la intensidad del campo magnético de acuerdo al método DCF. Finalmente, se comparan estas estimaciones con las intensidades del campo magnético medidas directamente de la simulación en FLASH.

Capítulo 2

Simulaciones numéricas

Para estudiar de manera controlada el proceso de formación y evolución de pilares, partimos de un modelo simplificado de un núcleo denso embebido en filamento y sujeto a una fuente de radiación ionizante. Posteriormente estudiamos el mismo proceso en una simulación más realista donde los pilares se forman de manera autoconsistente en una nube molecular filamentaria que esta colapsando y formando estrellas masivas. Todos los modelos numéricos se hicieron con el código magnetohidrodinámico FLASH descrito a detalle en el Apéndice A, incluyendo procesos físicos tales como enfriamiento/calentamiento, autogravedad, campos magnéticos (CM), formación de partículas sumidero y radiación de fotones ionizantes. En este capítulo describimos los modelos numéricos usados y damos una descripción cualitativa de la evolución de los mismos.

2.1. Modelo simplificado

Para estudiar de manera controlada el proceso de formación y evolución de pilares se construyó un modelo simplificado que consiste de un filamento estratificado ideal sujeto a la radiación UV de una estrella masiva cercana. Este modelo esta motivado en la morfología filamentaria de las nubes moleculares (p.ej., André et al., 2013).

Hay varios estudios donde exploran la formación de pilares partiendo de grumos densos magnetizados aislados (p.ej., Williams et al., 2001b; Henney et al., 2009; Mackey and Lim, 2011). Sin embargo, estos grumos densos están embebidos en estructuras filamentosas (p.ej., Falgarone et al., 1991), lo cual tratamos de capturar con este modelo.

2.1.1. Condiciones iniciales

El modelo del filamento estratificado esta basado en Naranjo-Romero et al. (2022) y consiste en las siguientes estructuras anidadas: *i*) un núcleo denso con simetría esférica y con una densidad central de $\rho_{\text{core}} = 10^4 \text{ cm}^{-3}$ que decae radialmente de acuerdo a un perfil radial gaussiano (3D); *ii*) un filamento con simetría cilíndrica cuyo eje mayor

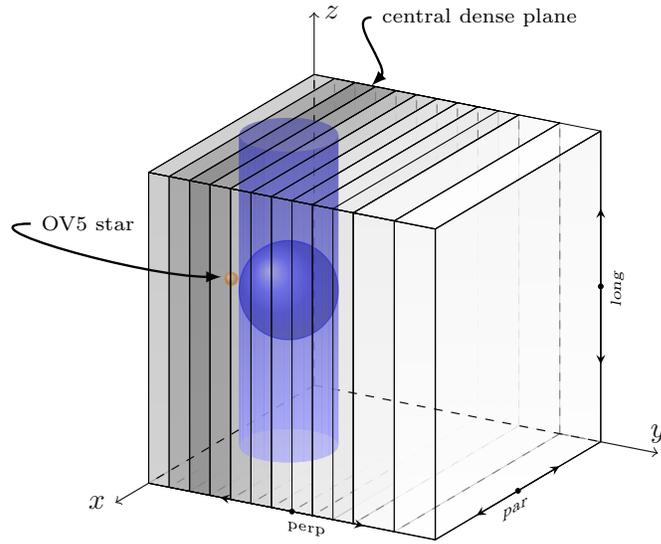


Figura 2.1: Adaptación del modelo del filamento estratificado basado en Naranjo-Romero et al. (2022). La esfera pequeña en color anaranjado indica la posición de la fuente de radiación (no a escala).

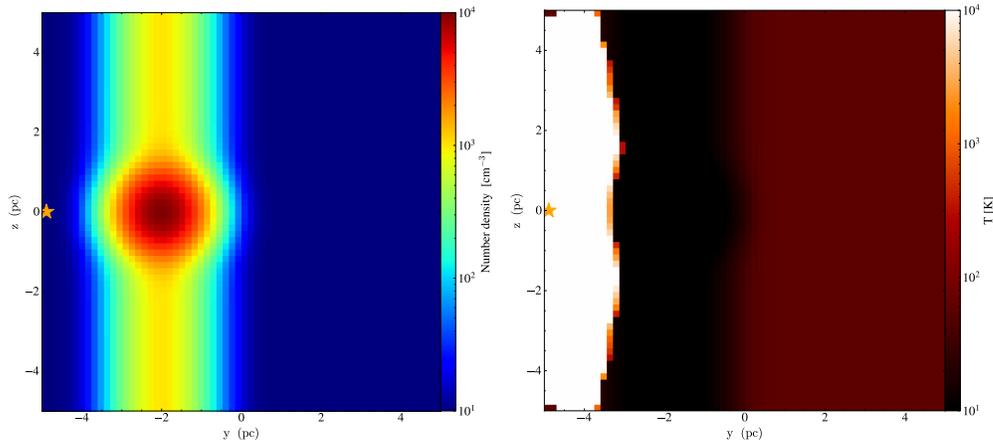


Figura 2.2: Cortes, en el plano $y - z$ de densidad y temperatura del modelo Fil-By-G en el tiempo $t=0$ Myr. La estrella anaranjada indica la posición de la fuente de radiación ionizante.

esta alineado con el eje z y con una densidad de $\rho_{\text{fil}} = 10^3 \text{ cm}^{-3}$ en el eje principal y decae con un perfil gaussiano (2D) de acuerdo a la distancia en el plano $x - y$; *iii*) una sábana de gas en el plano $x - z$ con una densidad $\rho_{\text{core}} = 10^2 \text{ cm}^{-3}$ que decae con un perfil gaussiano (1D) con la distancia en la dirección y . A su vez, el sistema está inmerso en un medio uniforme con densidad $\rho_{\text{bg}} = 10 \text{ cm}^{-3}$ dentro de una caja computacional de tamaño $L_{\text{box}} = 10 \text{ pc}$ por lado. La Figura 2.1 muestra un esquema de esta configuración. El panel derecho de la Figura 2.2 muestra los cortes de densidad

numérica la estructura de densidad numérica al tiempo cero en el plano $y - z$.

La temperatura inicial corresponde a la temperatura de equilibrio

La estrella masiva se coloca en la coordenada $(L_{\text{box}}/2, 0, L_{\text{box}}/2)$ y el sistema núcleo/filamento/sábana se desplaza 2 pc a la izquierda del centro de la caja numérica (ver Figura 2.1). Este desplazamiento se hace para que el filamento no se salga de la caja, pues la estrella masiva empuja al gas denso radialmente a través de la expansión de la región HII que forma. La estrella masiva es del tipo OV5 y emite una tasa de fotones ionizantes de $\sim 10^{49} \text{ s}^{-1}$ (Vacca et al., 1996; Martins et al., 2005). Esta se mantiene en la misma posición a todo tiempo.

Con este modelo simplificado investigamos el efecto del campo magnético y de la autogravedad en la formación y evolución de pilares mediante cuatro modelos numéricos. La tabla 2.1 muestra los parámetros usados, siendo el modelo fiducial el etiquetado como "Fil-By-Grav".

Modelo	$B_{0,y}$	$B_{0,z}$	Gravedad
Fil-By-Grav	$10 \mu\text{G}$	0	Sí
Fil-Bz-Grav	0	$10 \mu\text{G}$	Sí
Fil-By	$10 \mu\text{G}$	0	No
Fil-Grav	0	0	Sí

Tabla 2.1: Valores de los modelos con diferentes configuraciones de campos magnéticos y autogravedad. Todos los modelos incluyen la fuente de radiación ionizante.

En estos modelos el peso molecular promedio es $\mu = 2.3$, con una temperatura inicial para el gas denso de 10 K. Las condiciones a la frontera en la hidrodinámica son de tipo *Diodo*, esto es, se permite que los choques salgan del dominio, pero nunca se permite que las velocidades de los fluidos dejen entrar materia en el dominio: las componentes normales de la velocidad se fuerzan a cero en las celdas de contención si es necesario. Mientras que en gravedad son aisladas. El nivel de refinamiento permite alcanzar una resolución máxima de $\Delta x = 0.06 \text{ pc}$, por lo que las estructuras tipo pilar pueden ser resueltas.

2.1.2. Evolución general

En ausencia de una fuente ionizante (modelo no mostrado aquí), la gravedad domina al sistema y se crea un estado de flujo cuasi-estacionario donde el núcleo acreta masa del filamento y este último de la sabana. Al cabo de un tiempo dinámico ($\sim 0.45 \text{ Myr}$) el núcleo denso colapsa para formar una singularidad (ver Naranjo-Romero et al., 2022). En presencia de la fuente de radiación ionizante que barre el filamento, la evolución es muy diferente.

En general, la estrella masiva ioniza casi instantáneamente el gas de baja densidad en su entorno inmediato, creando una región HII, como lo muestra la estructura de

temperatura ($T=10^4$ K) de la Figura 2.2 para el modelo fiducial. El gas ionizado está sobrepresurizado respecto a sus alrededores, pues tiene una temperatura $\sim 10^4$ K, lo que provoca la expansión dinámica de la región ionizada. A medida que la región HII se expande, el frente de ionización (la frontera entre el gas ionizado y el neutro) avanza hacia el filamento, comprimiéndolo y formando un frente choque. El núcleo denso presenta más resistencia a esta compresión que el material del filamento, por lo que la región HII tiende a doblar al filamento alrededor del núcleo, formando estructuras en forma de pilares. Al mismo tiempo que el pilar está siendo comprimido, este se está erosionando por la disociación e ionización del gas. La morfología y dinámica de la estructura barrida dependerán de la dirección e intensidad del campo magnético y la autogravedad, como lo discutimos en la sección §4.

2.2. Modelo autoconsistente

Este modelo fue presentado por Zamora-Avilés et al. (2019), quienes realizaron simulaciones magnetohidrodinámicas radiativas en tres dimensiones para simular la formación y evolución de una nube molecular formada a partir de la compresión de flujos en el medio neutro tibio.

2.2.1. Condiciones iniciales

La caja computacional tiene dimensiones $L_x = 256$ pc, $L_y = L_z = 128$ pc. Está inicialmente llena con gas neutro tibio de densidad numérica uniforme de 2 cm $^{-3}$ y temperatura de 1450 K. Tiene un campo de velocidades de fondo inicial con turbulencia moderada asociada a un espectro de potencias k^{-2} y un número de Mach $\mathcal{M}_{rms} = 0.7$, el cual tiene como papel principal desencadenar inestabilidades donde los flujos convergen. Estos flujos son cilíndricos de radio 32 pc y longitud 112 pc, centrados y contenidos por completo en el dominio numérico y moviéndose a una velocidad de 7.5 km/s (número de Mach de 2.42) en direcciones opuestas en el eje x . La masa total de la caja es $\sim 2.6 \times 10^5 M_\odot$ y masa de cada cilindro es de $\sim 4.5 \times 10^4 M_\odot$ (asumiendo un peso molecular promedio $\mu = 1.27$). Por otro lado, inicialmente se tiene un campo magnético uniforme de ~ 3 μ G en la dirección x . De esta forma, la relación masa-flujo en los cilindros es 1.59 veces el valor crítico, lo que implica que la nube formada por la colisión de los flujos eventualmente se volverá magnéticamente supercrítica en cuanto tenga la suficiente masa. En la Figura 2.4 se muestra en diagrama esquemático.

Las condiciones a la frontera son periódicas en la hidrodinámica y aisladas en gravedad. Se refina dinámicamente hasta alcanzar una resolución máxima de $\Delta x = 0.03$ pc, por lo que el pilar que analizamos aquí está bien resuelto. Ver (Zamora-Avilés et al., 2017, 2019) para más detalles de la simulación.

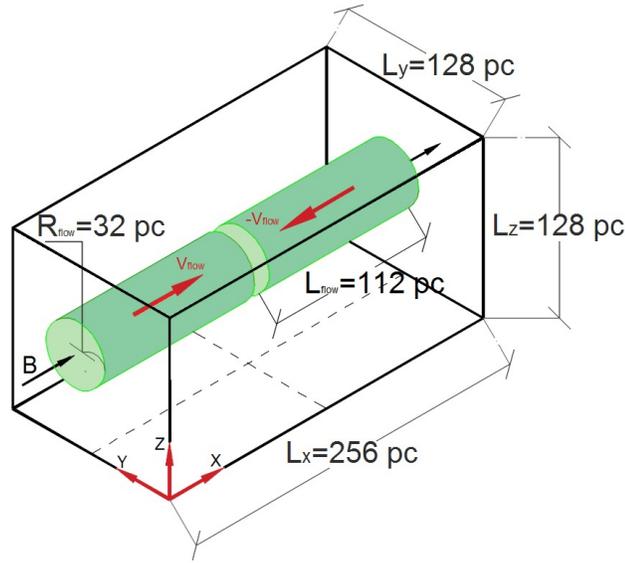


Figura 2.3: Representación esquemática de las condiciones iniciales del modelo realista (ver el texto Zamora-Avilés et al., 2019).

2.2.2. Evolución general

El gas neutro tibio es térmicamente inestable, por lo que los flujos de gas que convergen en el centro de la caja numérica forman una lámina de gas atómico frío debido a un cambio de fase producida por la *Inestabilidad Térmica* (Field, 1965). Los inflows inyectan turbulencia a través de inestabilidades dinámicas (Vishniac, 1994). Esta nube de gas tibio, que es la precursora de una nube molecular, continúa acumulando masa mediante acreción de gas y finalmente se vuelve molecular y gravitacionalmente inestable al mismo tiempo (ver p.ej., Hartmann et al., 2001), entrando en un régimen de colapso gravitacional jerárquico (ver p.ej., Vázquez-Semadeni et al., 2019). Algún tiempo después ($t \sim 11.6$ Myr), la formación estelar comienza en los núcleos más densos, mientras estos núcleos continúan cayendo hacia el centro de masa global. La primera partícula sumidero masiva se forma en $t \sim 11.8$ Myr (con una masa inicial de $\sim 3.5 M_{\odot}$) y comienza a radiar a $t \sim 12.8$ Myr una vez que ha acumulado suficiente masa para albergar una estrella masiva (con una masa estelar $\geq 8 M_{\odot}$)¹. En el panel 4 de la Figura 2.4 se muestra la estructura de densidad columnar de la nube a $t \sim 17.7$ Myr, donde podemos ver las características típicas de las regiones HII, tales como pilares y flujos de champaña (Tenorio-Tagle, 1979). Las regiones HII en estas estructuras filamentosarias inmersas en un medio interestelar tibio están lejos de ser esféricas.

¹ Las partículas sumidero de esta simulación representan un grupo de estrellas debido a la resolución, por lo que para calcular la masa de la estrella más masiva que contiene la partícula se considera una IMF tipo Kroupa (2001).

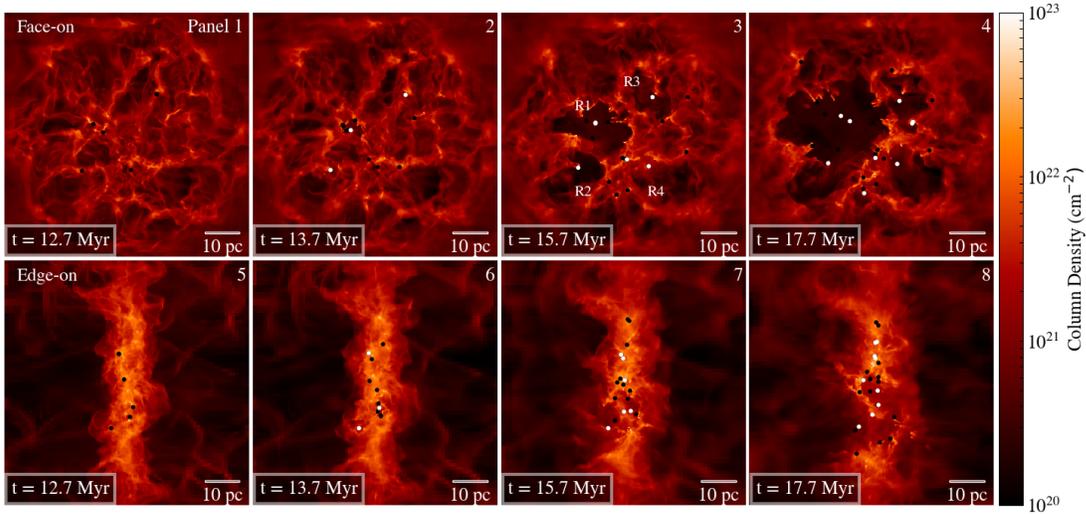


Figura 2.4: Mapa de densidad columnar de la “nube central” del modelo realista presentado en Zamora-Avilés et al. (2019) a cuatro diferentes tiempo y vista en plano $y - z$ (paneles superiores) y plano $x - y$ (paneles inferiores). Los puntos representan la posición proyectada de las partículas de sumidero.

2.3. Metodología

2.3.1. Definición de pilar en modelos 3D

Los pilares, observacionalmente hablando, son estructuras densas y alargadas, cuyo eje mayor y menor tienen una longitud de ~ 1 y ~ 0.2 pc (p.ej., Pattle et al., 2018; Hwang et al., 2023), respectivamente. En nuestras simulaciones, primero identificamos el gas denso alrededor del núcleo denso en la cabeza del pilar seleccionado para el análisis. Para esto, trazamos una esfera de radio R_{thr} alrededor del pico de densidad del núcleo denso e identificamos las celdas espacialmente conectadas que tengan una densidad numérica de al menos 300 cm^{-3} y una fracción de ionización $IF \ll 1$.

Ya identificado el gas denso alrededor del núcleo denso, cuantificamos la longitud de los tres ejes principales mediante la matriz de inercia (IM), definida como:

$$\text{IM} = \begin{bmatrix} I_{xx} & I_{xy} & I_{xz} \\ I_{xy} & I_{yy} & I_{yz} \\ I_{xz} & I_{yz} & I_{zz} \end{bmatrix} \quad (2.1)$$

donde cada elemento en IM se calcula como:

$$I_{xx} = \sum (\Delta m \cdot (y_{c,i}^2 + z_{c,i}^2))$$

$$I_{yy} = \sum (\Delta m \cdot (x_{c,i}^2 + z_{c,i}^2))$$

$$I_{zz} = \sum (\Delta m \cdot (x_{c,i}^2 + y_{c,i}^2))$$

$$I_{xy} = - \sum (\Delta m \cdot x_{c,i} \cdot y_{c,i})$$

$$I_{xz} = - \sum (\Delta m \cdot x_{c,i} \cdot z_{c,i})$$

$$I_{yz} = - \sum (\Delta m \cdot y_{c,i} \cdot z_{c,i}),$$

con $x_{c,i}$, $y_{c,i}$ y $z_{c,i}$ las coordenadas en cada celda respecto al centro de masa de la estructura, en este caso del gas denso, y Δm la masa en cada celda. Luego calculamos los valores propios de la matriz de inercia (I_i), los cuales representan los momentos de inercia. Entonces, al medir la masa total M de la estructura, se pueden calcular los ejes principales para una geometría elipsoidal definida como:

$$a = \sqrt{\frac{5(I_2 + I_3 - I_1)}{2M}} \quad (2.2)$$

$$b = \sqrt{\frac{5(I_1 + I_3 - I_2)}{2M}} \quad (2.3)$$

$$c = \sqrt{\frac{5(I_1 + I_2 - I_3)}{2M}} \quad (2.4)$$

donde a es el semi-eje mayor, b y c son los semi-ejes menores.

Para definir el pilar, primero analizamos la relación entre los ejes del elipsoide. Se espera que la razón (a/c) tenga los siguientes casos:

1. Si c disminuye, con a constante (o su cambio en el tiempo es pequeño relativo al semi-eje c), el cociente a/c incrementa en el tiempo. Asociado a una compresión longitudinal (LC).
2. Si a disminuye, con c constante (o su cambio en el tiempo es pequeño relativo al semi-eje a), el cociente a/c disminuye en el tiempo. Asociado a una compresión radial (RC).

Además, si los semi-ejes se mantienen constantes, el elipsoide no se comprime por ningún eje. Entonces, se puede considerar la formación del pilar cuando hay una compresión radial. Cuando se detiene la compresión radial (a/c se mantiene constante o incrementa en el tiempo) se considera que está formado el pilar, con R_{thr} el radio umbral dentro del cual se mide el pilar. La distribución de la masa cambia para cada tiempo, entonces los ejes se invierten posterior a la primera compresión radial. Es decir, una vez formado el pilar, los cambios en el semi-eje mayor del elipsoide corresponden al eje con mayor longitud del pilar.

Por otra parte, las celdas de gas ionizado se identifican por su fracción de ionización alta ($IF \sim 1$) o por tener una temperatura alta, $T \geq 8000$ K (típica de regiones HII).

2.3.2. Medición de parámetros en modelos 3D

Para cada celda (con índice i) de la simulación se tiene información de la densidad de masa (ρ_i), densidad numérica (n_i), volumen (ΔV_i), velocidad ($v_{x,i}, v_{y,i}, v_{z,i}$), campo magnético ($B_{x,i}, B_{y,i}, B_{z,i}$), temperatura (T_i), presión (p_i), energía interna (e_i) y potencial gravitacional (Φ_i). Con esta información se calculan los siguientes parámetros integrados (tanto para el gas denso como para el ionizado):

- La densidad de masa promedio en g/cm^3

$$\langle \rho \rangle = \frac{1}{j} \sum_i^j \rho_i \quad (2.5)$$

- La densidad numérica promedio en cm^{-3}

$$\langle n \rangle = \frac{1}{j} \sum_i^j n_i \quad (2.6)$$

- La masa total en M_\odot

$$M = \sum_i^j \rho_i \cdot \Delta V_i \quad (2.7)$$

- La mediana de la temperatura en K
- La velocidad rms en cm/s

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{1}{j} \sum_i^j [(v_{x,i} - v_{x,cm})^2 + (v_{y,i} - v_{y,cm})^2 + (v_{z,i} - v_{z,cm})^2]} \quad (2.8)$$

con $v_{x,cm} = \sum_i^j \rho_i v_{x,i} / \sum_i^j \rho_i$, calculando de forma similar para $v_{y,cm}$ y $v_{z,cm}$.

- La velocidad del sonido en cm/s

$$c_s = \sqrt{\frac{\gamma k_B \langle T \rangle}{\mu m_H}} \quad (2.9)$$

con $\gamma = 5/3$ para un gas monoatómico, $\mu = 1.27$ el peso molecular promedio, m_H la masa del hidrógeno y k_B la constante de Boltzmann.

- La masa de Jeans en M_\odot

$$M_J = \frac{4\pi}{3} \langle \rho \rangle \left(\frac{\lambda_J}{2} \right)^3 \quad (2.10)$$

con $\lambda_J = (\pi c_s^2 / G \rho)^{1/2}$ la longitud de Jeans.

- La intensidad de campo magnético RMS en G

$$B_{\text{rms}} = \sqrt{\frac{1}{j} \sum_i^j (B_{x,i}^2 + B_{y,i}^2 + B_{z,i}^2)} \quad (2.11)$$

- La energía total del campo magnético en cgs

$$E_{B,T} = \frac{1}{8\pi} \sum_i^j |B_i|^2 \cdot \Delta V \quad (2.12)$$

$$\text{con } |B_i| = (B_{x,i}^2 + B_{y,i}^2 + B_{z,i}^2)^{1/2}.$$

- La energía gravitacional total en erg

$$E_{G,T} = \frac{1}{2} \sum_i^j \rho_i \cdot \Phi_i \cdot \Delta V \quad (2.13)$$

- La energía interna total en erg

$$E_{\text{int},T} = \sum_i^j \rho_i \cdot e_i \cdot \Delta V \quad (2.14)$$

- La energía cinética total en erg

$$E_{K,T} = \sum_i^j \frac{1}{2} \rho_i \bar{v}^2. \quad (2.15)$$

Capítulo 3

Polarización: observaciones sintéticas

En el presente capítulo presentamos de forma general el funcionamiento del código de transferencia radiativa POLARIS (POLARized RadIation Simulator; Reissl et al., 2016).¹ Para esto, describimos primero de manera resumida el tema de polarización de la luz, las propiedades físicas del polvo interestelar y las teorías del alineamiento del polvo implementadas en el código. Exponemos la configuración utilizada en el presente trabajo para las simulaciones de transporte radiativo en POLARIS. Por último, explicamos la metodología utilizada para el análisis de las observaciones sintéticas de luz polarizada para el cálculo de la intensidad de campo magnético (CM) en el plano del cielo aplicando el método DCF.

3.1. Polarización

La polarización de la luz en el MIE es un fenómeno que proporciona información sobre la estructura y propiedades del MIE, así como sobre los CMs interestelares. La luz que atraviesa el MIE puede polarizarse debido a varios mecanismos, siendo los más relevantes la dispersión y la alineación de granos de polvo.

La polarización de una onda electromagnética se refiere a la orientación de las oscilaciones del campo eléctrico (E) en el espacio. Los tipos de polarización son la lineal, la circular y la elíptica. Para entender este fenómeno, se considera tanto el campo eléctrico como el campo magnético de la onda electromagnética, los cuales oscilan perpendiculares entre sí y perpendiculares a la dirección de propagación de la onda. La ecuación paramétrica de una elipse en el plano que describe el caso más general de polarización es:

$$\mathcal{R}(\vec{E}) = \vec{E}_1 \cos(\omega T) + \vec{E}_2 \sin(\omega T) \quad (3.1)$$

en donde $\vec{E}_1 \perp \vec{E}_2$. Esta ecuación es la parte real del campo eléctrico de una onda electromagnética plana y monocromática, que se propaga a lo largo del eje z en el

¹ <https://portia.astrophysik.uni-kiel.de/polaris/>

tiempo t y para $z = 0$. Está totalmente caracterizada por los módulos de \vec{E}_1 y \vec{E}_2 , el ángulo ψ y la dirección de rotación $\eta = \pm 1$ como se muestra más adelante en la sección 3.1.2. En donde los casos particulares son la polarización circular $|\vec{E}_1| = |\vec{E}_2|$; y la polarización lineal $|\vec{E}_1| = 0$ o $|\vec{E}_2| = 0$ (p.ej., Galliano, 2022). La polarización lineal o plano polarizada se trata de luz para la cual la orientación del campo eléctrico es constante, aunque su magnitud y signo varían con el tiempo (p.ej., Hecht, 2016).

3.1.1. Polarización en el medio interestelar

Dicroísmo

Se define dicroísmo como la absorción selectiva de uno de los dos componentes ortogonales del estado plano-polarizado de un haz incidente (p.ej., Hecht, 2016). En el medio interestelar los granos de polvo alargados (oblatos) tienden a estar alineados con su eje mayor de forma perpendicular al campo magnético local, entonces el campo eléctrico que oscila en la misma dirección que el eje mayor del grano es absorbido, de manera que ocurre extinción selectiva del campo eléctrico. Por lo tanto, la luz será polarizada de forma paralela al campo magnético (p.ej., Mathewson and Ford, 1970; Galliano, 2022).

Dispersión

La dispersión de la luz es el cambio de camino óptico debido a la incidencia sobre alguna partícula. En el caso de un grano de polvo en el medio interestelar la luz incidente es dispersada de tal manera que la componente del campo eléctrico en el plano de dispersión disminuye, induciendo una polarización perpendicular al plano. La luz dispersada en la dirección de dispersión hacia delante está completamente despolarizada; fuera de ese eje está parcialmente polarizada, polarizándose cada vez más a medida que aumenta el ángulo de dispersión. La luz perpendicular al plano de dispersión estará completamente polarizada linealmente (p.ej., Wood and Reynolds, 1999; Galliano, 2022).

Emisión polarizada

La emisión polarizada del polvo interestelar ocurre principalmente en la banda del infrarrojo y es emitida por granos alargados a lo largo de su eje mayor. A su vez, el eje menor del grano está alineado de forma paralela al campo magnético por lo que la emisión polarizada será perpendicular al campo magnético (p.ej., Stein, 1972; Galliano, 2022).

3.1.2. Los parámetros de Stokes

Los parámetros de Stokes describen la polarización en cuatro cantidades que son funciones solamente de los observables de una onda electromagnética, estas son los

parámetros I , Q , U y V . Se puede definir el vector de Stokes como $\vec{S} = (I, Q, U, V)$, en donde I es la intensidad total del haz, de forma que se le puede pensar como un filtro polarizador el cual deja pasar todos los estados de polarización de forma isotrópica. Mientras que los parámetros Q y U serían el equivalente a filtros cuyo eje de transmisión está de forma horizontal y a $+45^\circ$, respectivamente. Por otro lado, el parámetro V representaría un filtro de polarización circular, el cual mostraría la tendencia del haz a girar de forma contraria a las manecillas del reloj o viceversa (p.ej., Hecht, 2016). Estos parámetros se definen como:

$$Q = \left(\vec{E}_1^2 - \vec{E}_2^2 \right) \cos(2\psi) \quad (3.2)$$

$$U = \left(\vec{E}_1^2 - \vec{E}_2^2 \right) \sin(2\psi) \quad (3.3)$$

$$V = 2\eta |\vec{E}_1| |\vec{E}_2|. \quad (3.4)$$

Además de esto, se define la intensidad de luz polarizada como:

$$I_p = \sqrt{Q^2 + U^2 + V^2} \leq I, \quad (3.5)$$

La intensidad de luz polarizada linealmente es

$$I_L = \sqrt{Q^2 + U^2}, \quad (3.6)$$

por lo que se define la fracción de luz polarizada linealmente como:

$$p_L = I_L/I. \quad (3.7)$$

Por otra parte, si se mide la polarización lineal se puede calcular el ángulo de polarización como:

$$\psi = 0.5 \arctan \left(\frac{U}{Q} \right). \quad (3.8)$$

3.2. POLARIS: código de transferencia radiativa

El código POLARIS es un código Monte-Carlo de transferencia radiativa en tres dimensiones (Reissl et al., 2016), diseñado para calcular la temperatura del polvo, mapas de polarización y distribuciones espectrales de energía de un medio parcialmente ionizado y magnetizado. Está optimizado para procesar datos de simulaciones magnetohidrodinámicas, con el propósito principal de producir mediciones multi-longitud de onda del continuo para el estudio de los campos magnéticos en el medio interestelar. Esto permite estudiar el papel que desempeña el campo magnético desde las nubes densas hasta la formación de estrellas, trazando su morfología y midiendo su intensidad.

Estudios observacionales del CM hacia nubes moleculares tienen limitaciones intrínsecas, por lo que es necesario hacer una comparación entre los datos observacionales y la teoría de formación estelar a través de observaciones sintéticas, lo que requiere una comprensión adecuada de la transferencia radiativa intrínseca, el efecto de la composición y morfología del polvo y la física del alineamiento de los granos de polvo. El estudio de regiones de formación estelar es complejo, pues son regiones en las que la densidad del gas y polvo permeadas por campos magnéticos forman estructuras complejas, cuyas propiedades físicas tienen un amplio rango dinámico. Una manera de sortear estas dificultades es usando el método Monte-Carlo (MC) como aproximación para llevar a cabo la transferencia radiativa en simulaciones numéricas. Esto se lleva a cabo emitiendo paquetes de fotones a lo largo de caminos probabilísticos para obtener soluciones numéricas a los problemas de transferencia radiativa. El código cuenta con algoritmos que resuelven la ecuación de transferencia radiativa, hacen el cálculo del calentamiento del polvo y de polarización. En particular, para el estudio de la polarización, el código implementa las teorías más actuales de alineación de granos de polvo tales como: alineamiento imperfecto de Davis-Greenstein (por sus siglas en inglés IDG) debido a la relajación paramagnética, alineamiento por torques radiativos (por sus siglas en inglés RAT) debido a la interacción radiación polvo, y el alineamiento mecánico debido a los flujos del gas (Reissl et al., 2016).

En principio, POLARIS puede usar el conjunto de parámetros como la densidad, la temperatura, velocidad y campo magnético dados por simulaciones MHD (por ejemplo de FLASH) para llevar a cabo los cálculos de transferencia radiativa.

3.2.1. Transferencia Radiativa (TR)

Se emiten paquetes de fotones monocromáticos con una energía fija proveniente de distintas fuentes dentro del espacio modelado. Las fuentes de radiación incluidas son: puntuales (estrellas), difusa (campo estelar de fondo), y re-emisión térmica del polvo.

3.2.2. Propiedades ópticas del polvo interestelar

Se pueden caracterizar la absorción, la dispersión y la emisión de la radiación electromagnética debido al polvo por medio de (p.ej., Draine, 2011; Galliano, 2022):

- Sección eficaz de absorción $C_{\text{abs}}(\lambda)$ para cada λ
- Sección eficaz de dispersión $C_{\text{sca}}(\lambda)$
- Sección eficaz de extinción $C_{\text{ext}}(\lambda) = C_{\text{abs}} + C_{\text{sca}}$
- El albedo $\omega = \frac{C_{\text{sca}}}{C_{\text{abs}} + C_{\text{sca}}} = \frac{C_{\text{sca}}}{C_{\text{ext}}}$, el cual cuantifica la fracción de luz incidente que es dispersada por el grano

- La función fase de dispersión $\Phi(\cos(\theta), \lambda, a)$, para granos esféricos de radio a , es una distribución de probabilidad de los ángulos de dispersión, donde θ es el ángulo entre las direcciones de la luz incidente y la luz dispersada. Está definida como:

$$\Phi(\cos(\theta), \lambda, a) = \frac{1}{C_{\text{abs}}} \frac{dC_{\text{sca}}(\cos(\theta), \lambda, a)}{d\omega} \quad (3.9)$$

con $C_{\text{sca}}(\cos(\theta), \lambda, a)$ la sección eficaz de la dispersión en una dirección dada, $d\omega$ un elemento de ángulo sólido. Dado que está normalizada en todas las direcciones, para dispersión isotropica se tiene que $\Phi(\cos(\theta), \lambda, a) = 1/4\pi$. Mientras que el parámetro de asimetría g es el primer momento de la distribución (el valor medio de $\cos(\theta)$) y se define como:

$$g(\lambda, a) = \langle \cos(\theta) \rangle = 2\pi \int_{-1}^1 \Phi(\cos(\theta), \lambda, a) \cos(\theta) d\cos(\theta). \quad (3.10)$$

De tal manera que $\langle \cos(\theta) \rangle \simeq 1$ corresponde a una dispersión hacia enfrente de la luz incidente, $\langle \cos(\theta) \rangle \simeq -1$ corresponde a una dispersión hacia atrás y $\langle \cos(\theta) \rangle \simeq 0$ implica una dispersión isotrópica.

Además, se pueden normalizar las secciones eficaces de acuerdo a un área característica del grano de polvo. En el caso de un grano esférico la sección eficaz geométrica es πa^2 . Mientras que para granos no esféricos se pueden normalizar usando la sección eficaz geométrica de una esfera con el mismo volumen sólido, de manera que se define el factor adimensional de eficiencia

$$Q = \frac{C}{\pi a_{\text{eff}}^2} \quad (3.11)$$

con a_{eff} el radio de una esfera del mismo volumen que el grano no esférico (p.ej., Draine, 2011), de esta forma $Q_{\text{ext}}(\lambda) = Q_{\text{abs}} + Q_{\text{sca}}$.

Por otro lado, el cálculo de Q_{abs} , Q_{sca} y g depende del valor del parámetro de tamaño:

$$x = \frac{2\pi a}{\lambda} \quad (3.12)$$

ya que este relaciona el tamaño del grano con la longitud de onda incidente. Hay tres regímenes característicos (p.ej., Galliano, 2022):

- para $x \gg 1$ (régimen de óptica geométrica), relevante en polvo circumestelar. La luz es modelada como rayos usando el formalismo de Fresnel, tomando en cuenta que para granos de menor tamaño que una micra este régimen se cumple en longitudes de onda en el ultravioleta o menores. Se caracteriza porque $Q_{\text{abs}} \simeq Q_{\text{sca}} \simeq 1$, esto para tamaños de granos grandes causa que las secciones transversales sean independientes de la longitud de onda ya que los granos se comportan como pantallas circulares opacas. Además, la sección transversal es proporcional al área del grano, pero independiente de su volumen. Por otro lado, en este régimen los granos dispersan de forma eficiente hacia enfrente.

- para $x \simeq 1$ (régimen de Mie), el tamaño del grano es comparable a la longitud de onda. La distribución de probabilidad de dispersión indica que la mayor probabilidad de dispersión se da hacia enfrente, aunque también puede dispersar hacia atrás con una menor probabilidad.
- para $x \ll 1$ (régimen de Rayleigh), los granos son mucho más pequeños que la longitud de onda incidente. Este régimen domina para longitudes de onda a partir del cercano infrarrojo, de tal forma que Q_{sca}/a^4 y Q_{abs}/a se vuelven independientes del radio. Por lo tanto, granos pequeños tienen un albedo insignificante. Por otro lado Q_{abs}/a implica que la sección eficaz de absorción se vuelve proporcional al volumen del grano. Además, este régimen resulta isotrópico $\langle \cos(\theta) \rangle \simeq 0$.

3.2.3. Calentamiento del polvo

POLARIS usa un algoritmo combinado de absorción del continuo (Lucy, 1999) y corrección inmediata de temperatura (Bjorkman and Wood, 2001). Primero calcula la emisividad específica de todo el ensamble de tamaños de granos, donde $B_\lambda(T_d)$ la función de Plank, T_d la temperatura del polvo y $C_{\text{abs},\lambda}$ la sección eficaz de absorción, y está definida como:

$$j(T_d) = \int C_{\text{abs},\lambda} B_\lambda(T_d) d\lambda, \quad (3.13)$$

la cual se interpola como función de la temperatura del polvo para un intervalo de temperatura definido por el usuario utilizando propiedades del polvo previamente tabuladas. Entonces, se propaga el paquete de fotones una cierta distancia l_i en la malla entre dos puntos de las interacciones radiación-polvo. Por lo que en cada pared de la celda se calcula la tasa de absorción por unidad de tiempo de acuerdo al algoritmo descrito en Lucy (1999), suponiendo temperatura y densidad constantes en cada celda

$$\dot{E} = \frac{\epsilon_0}{\Delta t} \sum_i \int C_{\text{abs},\lambda_i} \times l_i + \Delta \dot{E}, \quad (3.14)$$

donde la energía inicial por unidad de tiempo es $\epsilon_0/\Delta t$, λ es la longitud de onda, en un volumen de la celda V_{cell} para el que todos los paquetes de fotones que pasan depositan a lo largo de sus trayectorias durante la simulación de calentamiento del polvo MC.

POLARIS puede incorporar las temperaturas proporcionadas por las simulaciones MHD, con el objetivo de tomar en cuenta dos efectos principales de calentamiento del polvo: el calentamiento radiativo debido a las fuentes de radiación y el calentamiento MHD debido a la compresión y las interacciones gas-polvo. Entonces, se suma $\Delta \dot{E}$, de tal forma que se incorporan las temperaturas dadas por las simulaciones MHD dentro de las simulaciones de transporte radiativo en POLARIS, lo que permite describir la desviación en la simulación del calentamiento del polvo en el caso de una temperatura del polvo ya existente. Por lo que suponiendo equilibrio termodinámico local,

la temperatura actualizada de polvo, al comparar los valores de $j(T_d)$ y \dot{E} , se obtiene resolviendo:

$$j(T_d) = \frac{\dot{E}}{4\pi V_{cell}}. \quad (3.15)$$

3.2.4. Dispersión de la luz debida al polvo

Por otro lado, en cada punto de interacción, la probabilidad de dispersión-absorción es determinada por el albedo C_{sca}/C_{ext} , si hay dispersión $C_{sca}/C_{ext} < z$, con z un número aleatorio entre 0 y 1, una nueva dirección se muestrea de la función de fase de los granos de polvo. Las opciones de dispersión que pueden ser implementadas en POLARIS son: la isotrópica, la de Mie completa, y la función de fase invertida de Henyey-Greenstein (Henyey and Greenstein, 1941), en donde la distribución de probabilidad de la dispersión se describe mediante el parámetro de anisotropía g . Si $g = 0$ la dispersión es isotrópica, $g = -1$ la dispersión es hacia atrás, $g = 1$ la dispersión es hacia adelante (Reissl et al., 2016).

3.2.5. Absorción de la luz por el polvo

Para el caso de absorción y un evento inmediato de re-emisión térmica, se usa la técnica de corrección inmediata de temperatura de Bjorkman and Wood (2001). En donde un paquete de fotones que ha sido absorbido por polvo será inmediatamente re-emitido, suponiendo un cuerpo negro. Mientras que para asegurar el equilibrio térmico, se calcula la nueva longitud de onda asociada con la re-emisión y se repite el proceso hasta que el paquete de fotones alcanza el límite (borde) de la malla. Una vez calculada la temperatura del polvo por el algoritmo, se pueden calcular los mapas de intensidad y los parámetros de Stokes (polarización). Además, la simulación Monte Carlo de transferencia radiativa para la polarización (incluyendo dispersión) se calcula de forma similar al calentamiento del polvo y se puede realizar en modo monocromático y multilongitud de onda. En el caso de los cálculos para polarización la temperatura del polvo permanece constante y se pueden aplicar diferentes mecanismos de alineación de granos de polvo (Reissl et al., 2016).

3.2.6. Modelado y alineación del polvo

Los granos de polvo en POLARIS se toman como una mezcla de diferentes componentes de polvo. Cada una con su propio material, distribución de tamaños, temperatura de sublimación y comportamiento de alineación. En el caso de que la temperatura del polvo sea mayor que la de sublimación, la componente correspondiente es removida de la celda. Para el mezclado de los diferentes materiales de polvo, las distintas secciones eficaces se pueden multiplicar por su proporción de abundancia y sumarse. Para granos no esféricos que rotan, su eje más corto se alinea en paralelo a la dirección

de campo magnético local. Esto produce polarización por dicroísmo (que es paralela al campo magnético) y polarización por re-emisión (que es perpendicular al campo). Por tanto, la orientación de la luz polarizada está relacionada con la morfología proyectada del campo magnético subyacente. Las ecuaciones de transporte radiativo para la extinción y la polarización requieren de la suma y la diferencia de las secciones eficaces perpendiculares ($C_{\text{ext},\parallel}$) y paralelas ($C_{\text{ext},\perp}$) al campo magnético. Entonces, el vector de Stokes S se usa para describir el cambio en intensidad y grado de polarización, teniendo como componentes la intensidad I , o U y Q para cuantificar la polarización lineal, y V para cuantificar la polarización circular

$$\frac{d}{n_d ds} \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} = - \begin{pmatrix} \bar{C}_{\text{ext}} & \bar{C}_{\text{pol}} & 0 & 0 \\ \bar{C}_{\text{pol}} & \bar{C}_{\text{ext}} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \bar{C}_{\text{ext}} & \bar{C}_{\text{circ}} \\ 0 & 0 & -\bar{C}_{\text{circ}} & \bar{C}_{\text{ext}} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} I \\ Q \\ U \\ V \end{pmatrix} + B_\lambda(T_d) \begin{pmatrix} \bar{C}_{\text{abs}} \\ \Delta\bar{C}_{\text{abs}} \\ \Delta\bar{C}_{\text{abs}} \\ 0 \end{pmatrix}, \quad (3.16)$$

donde \bar{C} es el promedio sobre la distribución de tamaños de los granos de polvo para las secciones eficaces. De manera que, escribir la ecuación de transporte radiativo en el formalismo vectorial de Stokes permite calcular los efectos de la extinción dicroica y la re-emisión térmica. Los elementos de la matriz dependen del tamaño de grano, la orientación y la longitud de onda. Estos valores están dados por los valores a lo largo del eje menor $C_{\text{ext},\parallel}$ y el eje mayor $C_{\text{ext},\perp}$, y se calculan para cada tamaño de los granos de polvo en cada simulación de transporte radiativo a partir de:

$$C_{\text{ext},x} = \langle C_{\text{ext}} \rangle + \frac{1}{3}R \times (C_{\text{ext},\parallel} - C_{\text{ext},\perp}) \quad (3.17)$$

$$C_{\text{ext},y} = \langle C_{\text{ext}} \rangle + \frac{1}{3}R \times (C_{\text{ext},\parallel} - C_{\text{ext},\perp})(1 - 3 \sin^2(\vartheta)) \quad (3.18)$$

con ϑ el ángulo entre la luz incidente y la dirección de campo magnético. Entonces para granos oblatos

$$C_{\text{ext}} = 0.5(C_{\text{ext},x} + C_{\text{ext},y}), \quad (3.19)$$

$$C_{\text{pol}} = 0.5(C_{\text{ext},x} - C_{\text{ext},y}), \quad (3.20)$$

y

$$\langle C_{\text{ext}} \rangle = (2C_{\text{ext},\parallel} + C_{\text{ext},\perp})/3 \quad (3.21)$$

donde $\langle C \rangle$ representa el promedio sobre la orientación de los granos de polvo para las secciones eficaces.

Por otro lado, es necesario tomar en cuenta que los granos de polvo no están perfectamente alineados, una forma de cuantificar el alineamiento imperfecto es usando

el factor de reducción de Rayleigh (R) que depende del ángulo β entre el momento angular y el campo magnético, y del ángulo ζ interno de alineación entre el eje mayor momento de inercia y el momento angular

$$R = \langle G(\cos^2(\beta))G(\cos^2(\zeta)) \rangle. \quad (3.22)$$

El factor R está definido entre -0.5 y 1, en donde los valores positivos corresponden a un alineamiento perpendicular del eje más largo del grano respecto a dirección del campo magnético. Mientras que los valores negativos corresponden a un alineamiento paralelo entre las componentes. Además, el factor R también puede ser función de la longitud de onda y el radio efectivo del grano. En consecuencia, la alineación de los granos y, posteriormente, la polarización está completamente determinada por momentos de primer orden ponderados sobre una función de distribución definida como: $\langle \cos^2(x) \rangle = \int f(x) \cos^2(x) dx$. Debido a que el alineamiento y el alineamiento interno no son independientes entre sí, las soluciones exactas requieren integrar simultáneamente ambas funciones de distribución $f(\beta)$ y $f(\zeta)$ sobre los ángulos β y ζ . Por otra parte, dependiendo del mecanismo de alineación de los granos de polvo, las funciones de distribución también dependerán de la densidad, temperatura, intensidad de campo magnético, el campo de velocidades y la dirección de la luz incidente. Por lo que se obtiene un enorme espacio de parámetros y en consecuencia la reducción de la polarización no puede calcularse previamente sin perder precisión. Por lo tanto, los cálculos exactos necesarios para cada interacción entre el paquete de fotones y el polvo suponen una carga adicional para las simulaciones. POLARIS usa una aproximación para estimar el factor R , tomando en cuenta un factor de correlación f_c de tal manera que $f_c = 0$ implica que no hay correlación

$$\langle G(X)G(Y) \rangle \approx \langle G(X) \rangle \times \langle G(Y) \rangle (1 + f_c). \quad (3.23)$$

Una vez obtenido el factor R , las secciones eficaces para las simulaciones de transferencia radiativa pueden ser calculadas para una distribución de tamaños $n(a)$ definida en el intervalo de un tamaño mínimo a_{\min} y máximo de los granos de polvo a_{\max} (Reissl et al., 2016)

$$\bar{C}_{\text{ext}} = \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} C_{\text{ext}}(a)n(a)da \quad (3.24)$$

$$\bar{C}_{\text{pol}} = \int_{a_{\min}}^{a_{\max}} C_{\text{pol}}(a)n(a)da. \quad (3.25)$$

Se aplica el mismo procedimiento para la dispersión \bar{C}_{sca} , la absorción \bar{C}_{abs} y la polarización circular \bar{C}_{circ} con el objetivo de obtener la matriz de Stokes.

Alineamiento por torques radiativos (RAT)

La alineación de granos de polvo por torques radiativos (RATs) es considerada uno de los métodos más efectivos para explicar la polarización de la luz en el medio

interestelar, pues explica la eficiente alineación de granos de polvo no esféricos, da una buena correlación entre la polarización de la luz y la presencia de campos magnéticos en diferentes entornos y en un amplio rango de longitudes de onda (p.ej., Andersson et al., 2015).

La radiación puede hacer girar y alinear los granos de polvo (Dolginov and Mitrofanov, 1976). En este caso el mecanismo de alineación es el efecto Barnett (Barnett., 1917), Cualquier cambio en el momento angular obliga a los electrones libres del material paramagnético del grano de polvo a alinear su espín paralelo al eje de rotación del grano. Esto induce un momento magnético neto y, en consecuencia, la alineación de los granos. Este mecanismo puede alienar significativamente un número variado de formas de grano de polvo. Al incrementar el radio efectivo del grano el mecanismo se vuelve cada vez más eficiente y los granos de polvo quedan girando supertérmicamente. Por otra parte, el bombardeo del gas puede aumentar la alineación de los granos. La alienación interna solo se da para los granos que giran supra-térmicamente, es decir, cuando la frecuencia angular de radiación (ω_{rad}) es mayor que la frecuencia angular térmica (ω_{gas}) por un factor de ≈ 3 . Esta proporción se puede calcular mediante:

$$\left(\frac{\omega_{rad}}{\omega_{gas}}\right)^2 = \frac{a_{alg}\rho_d}{\delta m_H} \left(\frac{t_{gas}}{(t_{gas} + t_{rad})n_d k_b T_g} \int Q_{\Gamma}(\epsilon)\lambda\gamma_{\lambda}\bar{u}_{\lambda}d\lambda\right)^2 \quad (3.26)$$

en donde ρ_d es la densidad del material, δ un factor geométrico, $Q_{\Gamma}(\epsilon)$ la eficiencia de torque radiativo, ϵ el ángulo entre la dirección predominante de radiación y el campo magnético, t_{gas} y t_{rad} las escalas de tiempo característico de los tiempos de arrastre que corresponden al arrastre del gas y a la emisión térmica respectivamente. En este escenario, las cantidades críticas son la energía media local \bar{u}_{λ} que se determina en cada celda como

$$\mathbf{u}_{\lambda,i}d\lambda = \frac{\epsilon_0}{c\Delta t V_{cell}} \frac{\mathbf{k} \times l_i}{|\mathbf{k}|} d\lambda \quad (3.27)$$

de manera que

$$\bar{u}_{\lambda} = \sum_i |\mathbf{u}_{\lambda,i}|. \quad (3.28)$$

Por otro lado, el factor de anisotropía específico de la longitud de onda γ_{λ} que varía entre $\gamma_{\lambda} = 1$ para un campo de radiación unidireccional y $\gamma_{\lambda} = 0$ para radiación completamente isotrópica está dado como:

$$\gamma_{\lambda} = \frac{1}{\bar{u}_{\lambda}} \left| \sum_i \mathbf{u}_{\lambda,i} \right|. \quad (3.29)$$

Una vez que ambos parámetros son conocidos, POLARIS puede calcular el tamaño de grano característico a_{alg} , para el cual los granos de polvo empiezan a alinearse. Una vez que un grano de polvo comienza a girar en presencia de un campo magnético,

una precesión de Larmor actúa sobre los granos debido al efecto Barnett. De esta forma, la intensidad del campo magnético debe ser suficientemente alta para resistir la desalineación debida a las interacciones gas-polvo (Reissl et al., 2016). Dado que no hay una solución analítica para la función de distribución del ángulo de precesión β y por lo tanto para estimar el factor R es necesario hacer una aproximación. La resolución de las ecuaciones de estado revela dos puntos atractores en el espacio de parámetros de la teoría RAT con diferentes momentos angulares (Hoang and Lazarian, 2009). Entonces, se puede suponer que los granos de polvo en el punto atractor con un momento angular alto (high-J) están perfectamente alineados, mientras que el segundo punto atractor internamente no está perfectamente alineado o más bien $\langle G(\cos^2(\zeta)) \rangle < 1$. Al definir $f_{\text{high-J}}$ como la fracción de granos de polvo que se asientan en el punto atractor high-J, el factor de reducción de Rayleigh puede aproximarse con:

$$R \approx \begin{cases} f_{\text{high-J}} + (1 - f_{\text{high-J}})\langle G(\cos^2(\zeta)) \rangle, & \text{si } a \geq a_{\text{alg}} \\ 0, & \text{si } a < a_{\text{alg}} \end{cases} \quad (3.30)$$

El parámetro $f_{\text{high-J}}$ puede ser modificado en el código de POLARIS. Además, el momento angular para el alineamiento interno es tomado como $J_{\text{eff}}^2 \approx 2I_{\parallel}k_{\text{B}}T_{\text{g}}$.

3.2.7. Configuración del modelo de polvo

Se define un modelo de polvo, el cual considera el tipo de material de grano, la fracción de masa con respecto al gas y distribución de tamaños. En este trabajo consideramos valores típicos del MIE: una mezcla de 62.5 % de silicatos y un 37.5 % de grafitos con una distribución de tamaños dada por $n_{\text{d}}(a) \propto a^{-3.5}$, con n_{d} la densidad numérica del polvo y a el radio efectivo del grano de polvo en el rango de valores entre $a_{\text{min}} = 5 \times 10^{-9}$ m y $a_{\text{max}} = 250 \times 10^{-9}$ m (Mathis et al., 1977; Draine and Li, 2001). Además, dado que las simulaciones numéricas que estudiamos no tienen polvo, tomamos una proporción entre la masa de polvo y la de gas de 0.01. Por otra parte, se usó el módulo de POLARIS de torques radiativos (RAT) para el cálculo de la temperatura del polvo T_{d} y el radio de alineación a_{alg} , con una fracción $f_{\text{high-J}} = 0.25$. Las fuentes de calentamiento del polvo y a su vez para el cálculo de la alineación del polvo son tres estrellas tipo B (ver Tabla 3.1) en la simulación autoconsistente (ver §2.2) y una tipo OV en las simulaciones simplificadas (ver §2.1). Para ambos modelos, se consideró un campo de radiación interestelar de fondo de Mathis et al. (1983); Camps et al. (2015).

Tabla 3.1: Valores de temperatura y radio para las estrellas usadas como fuentes de emisión en la simulación autoconsistente (Estrella 1-3; tipo B) y en la simulación simplificada (Estrella 4; tipo OV)

	T [K]	R [R_{\odot}]
Estrella 1	19705	3.1
Estrella 2	21127	3.568
Estrella 3	14433	2.157
Estrella 4	20000	3.1

3.2.8. Configuración de las observaciones sintéticas

Para cada modelo, se tomaron en cuenta las fuentes puntuales de la Tabla 3.1 y un campo de radiación interestelar (ISRF) como el de la vecindad solar (Mathis et al., 1983; Camps et al., 2015) para el cálculo tanto de la temperatura del polvo como del factor de Rayleigh R (para cuantificar el alineamiento imperfecto del polvo) de acuerdo a la teoría de alineamiento por torques radiativos RAT. De esta manera a partir de R y la temperatura del polvo se pueden obtener los parámetros de Stokes (I, Q, U, V [Jy/px]), mapas de profundidad óptica y mapas de densidad columnar del gas. En este sentido se tienen tres planos de detección XY, XZ y ZY de un detector plano con dimensiones 256x256 [px], observando a una distancia al objeto de 1 kpc de una región con tamaño físico de 4x4 pc². Este tipo de detector se usa cuando el observador está lejos de la malla (la fuente) y los rayos pueden considerarse paralelos entre sí. Además, se caracteriza por su distancia al observador, ángulos de visión, longitud de onda y número de píxeles en el detector. Al igual que las observaciones de Pattle et al. (2018), nuestras observaciones sintéticas son de emisión térmica del polvo a 850 μm . Esto implica que la luz que recibe el detector está linealmente polarizada y una medida de cuánto está polarizada la luz se hace por medio de la fracción de polarización p_L .

3.3. Metodología

3.3.1. Mediciones en las observaciones sintéticas

El cálculo de los ángulos de polarización se hace de acuerdo a la ecuación 3.8. En este caso se usa la función arctan2 de numpy con la cual se calcula de forma correcta el arco tangente de acuerdo a su cuadrante², ya que los casos en donde $U, Q > 0$ y $U, Q < 0$ dan como resultado $U/Q > 0$. Mientras que los casos en donde $U < 0, Q > 0$ y $U > 0, Q < 0$ producen $U/Q < 0$, y como el vector de polarización no tiene un sentido los valores obtenidos con arctan2 son equivalentes ($U, Q > 0 \equiv U, Q < 0$; y

² <https://numpy.org/doc/stable/reference/generated/numpy.arctan2.html>

$U < 0, Q > 0 \equiv U > 0, Q < 0$) para crear los mapas de polarización. Por otra parte se debe sumar 90° a los ángulos de polarización para obtener una descripción de la tendencia del campo magnético en el plano del cielo (POS) al momento de hacer el mapa de polarización. Esto ya que para emisión térmica el grano (oblato) está emitiendo radiación linealmente polarizada en la dirección de su eje de mayor longitud y como este eje es perpendicular al campo magnético es necesario rotar al vector de polarización 90° .

Por otra parte, para obtener la dispersión de los ángulos de polarización, $\delta\psi$ se define como la desviación estándar de los ángulos de polarización en la región: $\delta\psi \equiv \text{std}(\psi)$. Pero, $\arctan2$ está definido entre -180° y 180° , por lo que para $U_1 < 0, Q_1 > 0$ y $U_2 > 0, Q_2 < 0$, con $|U_1| = |U_2|$ y $|Q_1| = |Q_2|$ se tiene que: $\arctan2(U_1/Q_1) = \arctan2(U_2/Q_2) + \pi$. Ocurre de forma similar para el caso en donde $U_1, Q_1 > 0$ y $U_2, Q_2 < 0$. Entonces, como $\psi = 0.5 \times \arctan2(U/Q)$ se debe sumar π rad a los ángulos de polarización para calcular la desviación estándar de ψ cuando: $U < 0, Q > 0$ y $U, Q < 0$.

3.3.2. Medición de la intensidad del campo magnético en el plano del cielo

La medición del campo magnético en el plano de cielo B_{POS} , siguiendo la metodología de Pattle et al. (2018), se hace usando el método DCF (ecuación 1.3) con $f = 0.5$ (para la aproximación de ángulos pequeños):

$$B_{POS} \approx 9.3 \sqrt{n(H_2)} \frac{\Delta v}{\delta\psi} \mu\text{G} \quad (3.31)$$

en donde $n(H_2)$ es la densidad numérica del hidrógeno molecular en cm^{-3} , Δv la anchura a media altura de la dispersión de velocidades del gas en km/s. Usamos los valores considerados por Pattle et al. (2018), en donde miden el B_{POS} en los Pilares de la Creación en M16: $n(H_2) = 5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ (Ryutov et al., 2005), y $\Delta v = 1.2 - 2.2$ km/s (White et al., 1999b). Mientras que, $\delta\psi$ es la desviación estándar de los ángulos de polarización en grados y se toma como la única variable a medir en las observaciones sintéticas.

Con el objetivo de mejorar la señal a ruido de las observaciones sintéticas se aplica un filtro adicional para las mediciones, en donde a partir de los parámetros de Stokes se calcula $p_L/\delta p_L$, con δp_L el error (el ruido) en la señal de la fracción de polarización lineal. Entonces, al hacer propagación de errores en la ecuación 3.6 se obtiene:

$$\delta I_L = \frac{1}{I_L} [(Q\delta Q)^2 + (U\delta U)^2]^{1/2} \quad (3.32)$$

con $\delta U \equiv U_{\text{rms}}$, $\delta Q \equiv Q_{\text{rms}}$, en donde los valores de U y Q RMS se miden en la

observación sintética en la región ionizada

$$X_{rms} = \sqrt{\frac{1}{N} \sum_i^N X_i^2}, \quad (3.33)$$

de manera similar para el parámetro I de Stokes se toma como $\delta I \equiv I_{rms}$. Entonces,

$$\delta p_L = \left(\delta I_L^2 \frac{1}{I} + \delta I^2 \frac{I_L^2}{I^4} \right)^{1/2}. \quad (3.34)$$

De esta forma, se toman tres filtros del cociente señal a ruido sobre la región de interés, esto es $p_L/\delta p_L > 1, 2, 3$.

Capítulo 4

Resultados

En este capítulo presentamos los resultados obtenidos a partir de las simulaciones numéricas realizadas con el objetivo de estudiar el proceso de formación y evolución de pilares. Utilizando el código magnetohidrodinámico (MHD) FLASH (ver §2 y Apéndice A), hemos modelado la interacción de la radiación ionizante de estrellas masivas con el gas molecular circundante, prestando especial atención a la influencia de los campos magnéticos (CM) en la morfología de las estructuras formadas alrededor de las regiones HII. Estas simulaciones numéricas nos han permitido estudiar de manera controlada cómo la radiación ionizante genera frentes de ionización que comprimen el gas denso circundante, formando estructuras filamentosarias que evolucionan hacia pilares.

El modelo simplificado (presentado en §2.1) nos permite estudiar la importancia relativa del CM en la formación del pilar. Comparamos el pilar formado en el mejor modelo idealizado con el formado en el modelo autoconsistente (ver §2.2). Este último modelo, que es más realista, nos permite también estudiar las propiedades físicas y dinámicas del pilar a lo largo de su evolución. Finalmente, ambos modelos nos permiten, mediante observaciones sintéticas, evaluar la aplicabilidad del método observacional *Davis-Chandrasekhar-Fermi* (DCF) para estimar la intensidad del CM (ver §1.2.1).

4.1. Simulaciones 3D

4.1.1. Formación del pilar

Para estudiar cualitativamente la geometría de las estructuras densas barridas por el frente de ionización, se midieron las longitudes de los ejes principales de estas estructuras para definir si corresponden a un pilar o no en base a nuestra definición (ver §2.3.1).

Modelo simplificado

Los modelos descritos en la Tabla 2.1 exploran diferentes configuraciones del campo magnético, con morfología perpendicular al filamento (modelos Fil-By-Grav

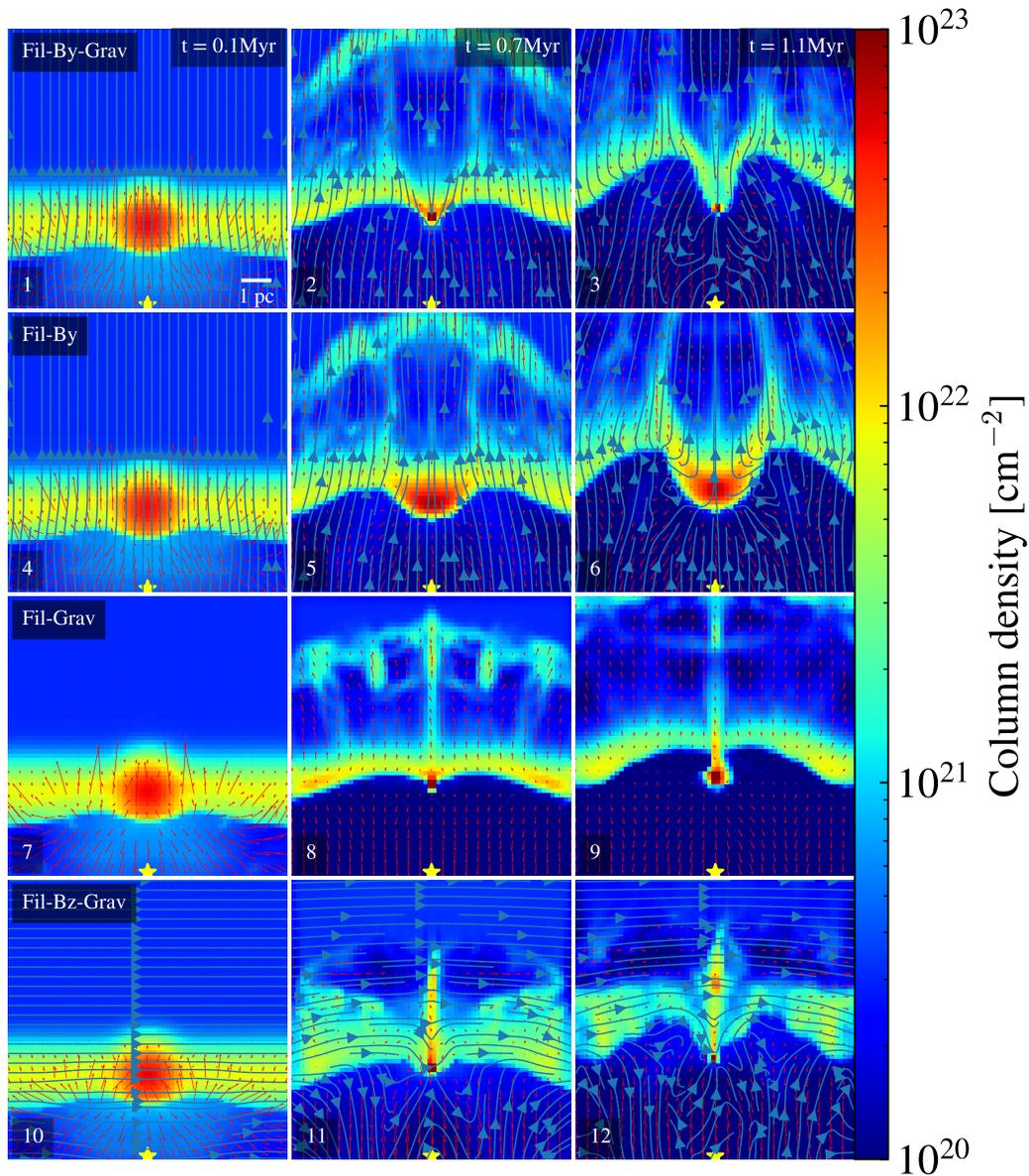


Figura 4.1: Proyecciones en el plano $z - y$ de todos los modelos en tres diferentes tiempos. Los paneles muestran la densidad columnar para los modelos: Fil-By-Grav (paneles 1-2-3), Fil-By (paneles 4-5-6), Fil-Grav (paneles 7-8-9) y Fil-Bz-Grav (paneles 10-11-12), de acuerdo a lo descrito en la Tabla 2.1. El ancho de las proyecciones es de $10 \times 10 \text{ pc}^2$. En todas las proyecciones, las líneas en color azul son las líneas de flujo de campo magnético proyectadas y las flechas en color magenta son la velocidad de bulo.

y Fil-By) y a lo largo de este (modelo Fil-Bz-Grav). En los casos en los que se incluye CM, este tiene una intensidad inicial constante de $10 \mu\text{G}$ (ver §2.1). El caso sin CM es el modelo (Fil-Grav). La figura 4.1 muestra la densidad columnar en tres etapas evolutivas ($t = 0.1, 0.7$ y 1.1 Myr) para todos los modelos. Esta figura muestra, además de la densidad columnar, las líneas (azules) de CM y vectores de velocidad de color magenta. El modelo fiducial (Fil-By-Grav; paneles 1 a 3) es el que consideramos más realista, pues aparte de que incluye autogravedad, el CM está alineado perpendicular al filamento lo cual es más consistente con las observaciones (p.ej., Planck Collaboration et al., 2016). Este modelo es el que muestra un pilar mejor definido (ver panel 3 en la Figura 4.1).

Para medir las tres principales dimensiones de las estructuras, usamos el tensor de inercia asumiendo una geometría elipsoidal 3D y tomamos en cuenta solo el gas denso ($n \geq 300 \text{ cm}^{-3}$) dentro de una esfera de radio $R_{\text{thr}} = 2 \text{ pc}$ centrada en el pico de densidad del núcleo denso (ver §2.3.1). El panel izquierdo de la Figura 4.2a muestra el cociente entre los los semi-ejes mayor (a) y menor (c) del elipsoide para los modelos Fil-By-Grav (línea en color rojo), Fil-By (línea verde), Fil-Grav (línea azul) y Fil-Bz-Grav (línea anaranjada). Para modelo Fil-By-Grav, el semi-eje a no varía mucho en el tiempo desde $t = 0$ Myr hasta ~ 0.5 Myr. Desde $t \sim 0.5$ Myr hasta ~ 1.1 Myr decrece apreciablemente. Por otro lado, el semi-eje c decrece en el tiempo de forma pronunciada desde $t = 0$ Myr hasta ~ 0.5 Myr, relativo al semi-eje a , y posteriormente desde $t \sim 0.5$ Myr hasta ~ 1.1 Myr se mantiene casi constante. Entonces, se cumplen las condiciones 1 y 2 descritas en §2.3.1. Por lo que el escenario es el siguiente: del tiempo $t = 0.0$ Myr hasta ~ 0.5 Myr se comprime longitudinalmente (etapa previa a la formación del pilar), y del tiempo ~ 0.5 Myr hasta ~ 1.1 Myr se comprime radialmente para empezar a formar el pilar. A partir de $t \sim 1.1$ Myr y hasta 1.4 Myr, el cociente (a/c) crece, porque la compresión radial integra cada vez más elementos del filamento a la base del pilar. Consideramos que este periodo de tiempo es en el que observamos a la estructura como pilar, el cual tiene un tiempo de vida de $\sim 0.2 - 0.3$ Myr, pues a tiempos posteriores ($t \geq 1.4$ Myr) el cociente (a/c) cae rápidamente (evoluciona a algo más esférico) porque la cabeza del pilar se desprende del cuerpo, quedando un glóbulo.

Por otra parte, el modelo con autogravedad y el campo magnético a lo largo del eje principal del filamento (modelo Fil-Bz-Grav; ver paneles 10-12 de la Figura 4.1), no alcanza a formar un pilar bien definido durante los 1.5 Myr de tiempo simulados (tomando pasos de 0.1 Myr), pues la expansión de la RHII no alcanza a doblar las líneas del campo magnético ancladas al gas denso que se extiende a lo largo del eje principal del filamento (eje z). En este caso, no identificamos un pilar aplicando los argumentos en el modelo antes descrito. En contraste, en ausencia de campo magnético (modelo Fil-Grav; ver paneles 7-9 de la Figura 4.1), se observa la formación de un pilar, aunque este tiene un cociente (a/c) alto (ver línea azul en la Figura 4.2b), lo cual indica un eje menor (c) muy pequeño, menor que lo que se observa (ver, p.ej., Pattle et al., 2018).

Finalmente, en el modelo Fil-By (similar al modelo fiducial pero sin autogravedad), el cociente (a/c) se mantiene aproximadamente constante formando una estruc-

tura similar a un choque de proa (*bow shock*; ver panel 5 y 6 de la Figura 4.1).

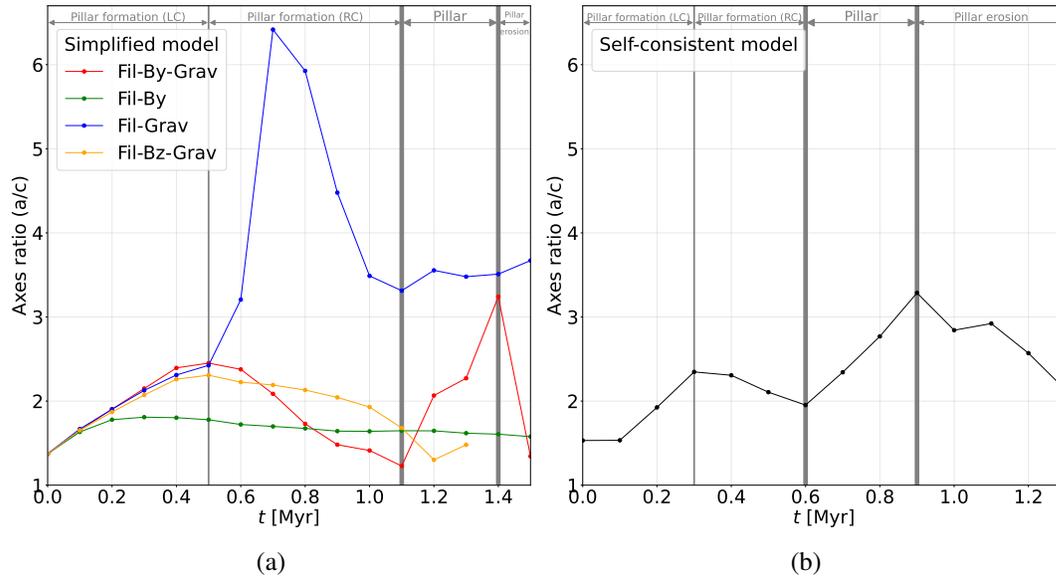


Figura 4.2: Razón entre el semi-eje mayor y menor del elipsoide calculado usando la matriz de inercia en diferentes tiempos. Panel izquierdo: modelos Fil-By-Grav, Fil-By, Fil-Grav y Fil-Bz-Grav, representados como líneas continuas en color rojo, verde, azul y anaranjado, respectivamente. Panel derecho: modelo autoconsistente (línea continua negra). Las mediciones fueron hechas para una densidad $n \geq 300 \text{ cm}^{-3}$ en todos los modelos.

Modelo autoconsistente

Para facilitar la discusión entre el modelo simplificado y el autoconsistente, consideramos el tiempo cero en este último modelo en $t = 13.5 \text{ Myr}$, que es el tiempo aproximado cuando el frente de ionización alcanza el filamento denso que estamos analizando.

En el panel derecho de la Figura 4.2 se presenta la razón entre los ejes del elipsoide (a/c), medida en el modelo autoconsistente (ver §2.3.1). Los resultados indican, de manera similar al modelo simplificado fiducial (Fil-By-Grav), una compresión longitudinal desde $t = 0.0 \text{ Myr}$ hasta $t = 0.3 \text{ Myr}$, seguida de una compresión radial (etapa de formación del pilar) desde $t = 0.3 \text{ Myr}$ hasta $t = 0.6 \text{ Myr}$, momento en el cual el pilar estaría completamente formado. El pilar está bien definido hasta $t \sim 0.9$, seguido por un proceso de erosión caracterizado por una disminución del cociente (a/c). Por tanto el tiempo de vida del pilar es $\sim 0.3 \text{ Myr}$, consistente con el modelo simplificado fiducial.

Las conclusiones de estos modelos son: *i*) la autogravedad del gas es clave para la formación de pilares; *ii*) solo se forman pilares si el CM es perpendicular al filamento; *iii*) en ausencia de CMs el pilar formado tiene forma de espagueti (su eje menor o radio es muy pequeño); y *iv*) el tiempo de vida del pilar es de $\sim 0.2 - 0.3 \text{ Myr}$.

Cualitativamente, el proceso de formación y evolución del pilar es similar tanto en el modelo simplificado fiducial como en el autoconsistente. Esta evolución se representa esquemáticamente en la Figura 4.3 para cortes en densidad del modelo simplificado a distintos tiempos. Las líneas rojas son el campo magnético. Las flechas en color cían son la velocidad de bulto, mientras que las flechas en color anaranjado, verde y negro representan la presión de radiación, la presión cinética y la presión magnética, respectivamente. La estrella en color amarillo indica la posición de la fuente de radiación ionizante en el plano $z - y$. A medida que el frente de choque avanza, la región se compacta longitudinalmente respecto al que será el eje mayor del pilar. Los fotones barren el gas más externo del pilar y lo doblan este gas por detrás de la sobre-densidad, de manera que el CM también se alinea de manera perpendicular al frente de choque (panel superior derecho), en un primer momento esto se debe a la presión de radiación y la presión ram. Al alcanzar el tiempo de vida del pilar $\sim (1.2 - 1.3)$ Myr, este deja de ser comprimido, mientras que las líneas de CM se encuentran de forma perpendicular al eje más largo (panel inferior izquierdo). En $t = 1.5$ Myr el pilar se desacopla del cuerpo.

El panel superior izquierdo de la Figura 4.3 muestra el esquema en $t = 0.1$ Myr, el cual es el primer momento de la formación del pilar. En este punto se espera que $R_{\text{thr}} \approx a$ y $a \gtrsim c$. Para el modelo fiducial se midió $a \approx 2.097$ pc y $c \approx 1.527$ pc, donde $R_{\text{thr}} = 2$ pc. Mientras que en el modelo autoconsistente se midió $a \approx 1.111$ pc y $c \approx 0.54$ pc, con $R_{\text{thr}} = 1$ pc. Por otra parte el panel superior derecho es el esquema de la compresión longitudinal, durante este tiempo como se mostró en la Figura 4.2 el semi-eje a varía muy poco respecto al semi-eje c , por lo que el cociente a/c tiende a crecer en el tiempo. Entonces, el esferoide pasa a ser oblato, lo que se representa como la elipse achatada longitudinalmente. En el modelo fiducial en $t = 0.5$ pc se midieron que los semi-ejes de $a \approx 1.958$ pc y $c \approx 0.799$ pc. En el modelo autoconsistente se obtuvo que $a \approx 1.141$ pc y $c \approx 0.413$ pc en $t = 0.3$ Myr. Los paneles inferiores representan la compresión radial (el elipsoide pasa a ser prolato), en este caso se espera que el semi-eje a disminuya significativamente en el tiempo relativo a la variación del semi-eje c . En $t = 1.1$ Myr se midió $a \approx 0.889$ pc y $c \approx 0.724$ pc en el modelo fiducial. Por otra parte, en el tiempo $t = 0.6$ Myr se midieron $a \approx 0.641$ pc y $c \approx 0.29$ pc. Entonces, de manera cuantitativa también miden las épocas de formación del pilar de forma similar a la representada en los esquemas.

Los paneles inferiores en la Figura 4.3 se representa el tiempo de vida del pilar (panel izquierdo), que después de cierto tiempo la erosión del pilar continua y se observa que la cabeza del pilar se desacopla del cuerpo (panel derecho). Entonces cuando la compresión radial se detiene, en $t = 1.1$ Myr para el modelo fiducial y en $t = 0.6$ Myr para el modelo autoconsistente, se observa que el elipsoide se comprime longitudinalmente hasta $t = 1.4$ Myr y $t = 0.9$ Myr, respectivamente. Durante estos tiempos se midió un incremento en a/c , en los paneles anteriores esto se interpretó como una compresión longitudinal, pero esta época representa la separación del cuerpo de la cabeza del pilar conforme pasa el tiempo.

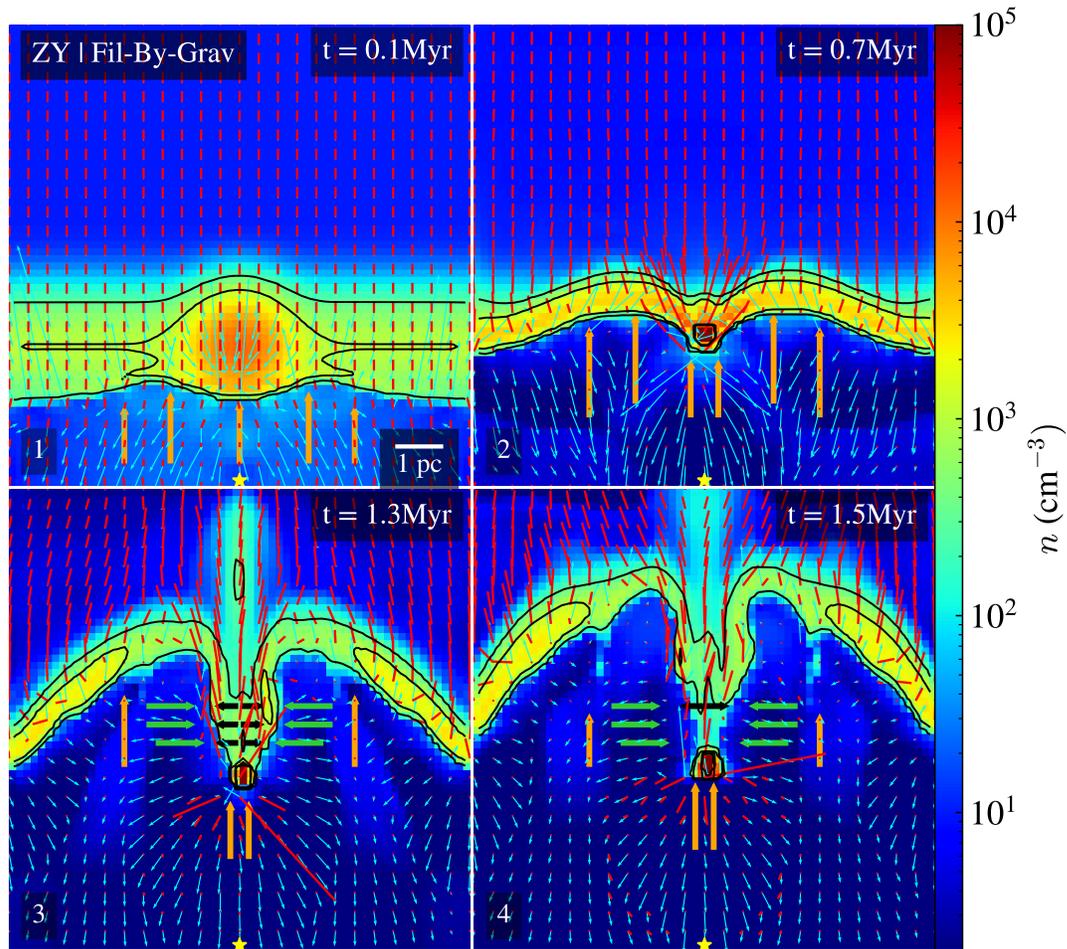


Figura 4.3: Cortes de densidad en el plano $z - y$ del modelo simplificado (Fil-By-Grav) en cuatro diferentes tiempos. En todos los cortes, los contornos en negro corresponden a densidades numéricas de $n = (3 \times 10^2, 1 \times 10^3) \text{ cm}^{-3}$. Las líneas rojas representan el CM. Las flechas en color cían son la velocidad de bulo. Las flechas en color anaranjado, verde, y negro corresponden a la presión de radiación, la presión ram, y la presión magnética, respectivamente.

4.1.2. Campo magnético

En esta sección, solo discutiremos el modelo autoconsistente y el modelo simplificado fiducial (en adelante *modelo simplificado*), ya que este último modelo es donde identificamos un pilar mejor definido. Las mediciones que presentamos en las siguientes figuras se hacen para el gas denso con densidad arriba de las densidades numéricas umbrales de $n = 300$ y 10^3 cm^{-3} .

La Figura 4.4 ilustra el proceso de formación del pilar en tres etapas evolutivas del modelo simplificado, a $t = 0.1, \sim 0.5$ y $\sim 1.3 \text{ Myr}$ (paneles izquierdos, medios y derechos, respectivamente). Los paneles superiores, medios e inferiores muestran cortes

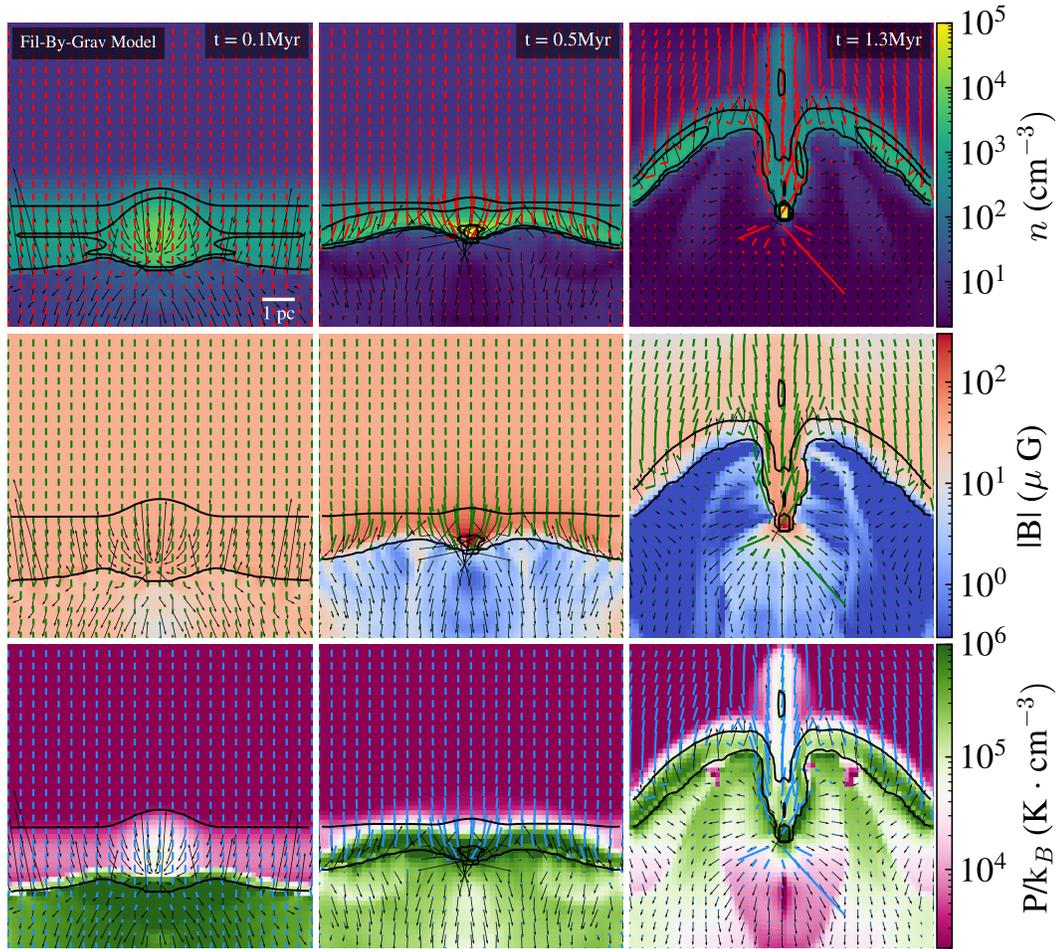


Figura 4.4: Cortes en el plano $z - y$ del modelo simplificado (Fil-By-Grav) en tres diferentes tiempos. Los paneles superiores muestran la densidad numérica, los medios la intensidad de campo magnético y los inferiores la presión térmica. En todos los cortes, los contornos en negro corresponden a densidades numéricas de $n = (3 \times 10^2, 1 \times 10^3) \text{ cm}^{-3}$. Las flechas en color negro es la velocidad de bulto. El campo magnético se representa como líneas en color rojo verde y azul.

de densidad, CM y presión térmica, respectivamente. Se puede observar que el proceso de barrido y formación del pilar toma aproximadamente $\sim 1.1 \text{ Myr}$ y a medida que el frente de ionización está barriendo y doblando el filamento, el campo magnético se va alineando a lo largo del eje mayor del futuro pilar. El modelo autoconsistente muestra un comportamiento similar (ver Figura 4.5). Además, el CM aumenta su intensidad a medida que se esta formando el pilar. Esto se puede observar en la Figura 4.6, que muestra el CM promedio y el valor RMS¹ para ambos modelos medido a dos umbrales

¹ El valor RMS es la raíz cuadrada de la media de los cuadrados de un conjunto de valores y es útil para obtener una medida efectiva de la magnitud de valores que oscilan. El valor RMS es más sensible a las variaciones grandes que el promedio simple.

de densidad (a $n = 300$ y 10^3 cm^{-3}). El CM medido de esta forma aumenta a medida que se forma el pilar, alcanzando un máximo de $\approx 48.019 \mu\text{G}$ seguido de una disminución moderada. Cuando el pilar esta formado, la magnitud del CM toma valores entre ~ 34 y $38 \mu\text{G}$ para el modelo autoconsistente (en $t = 0.6$ Myr), y de ~ 27 - $43 \mu\text{G}$ para el modelo simplificado (en $t = 1.1$ Myr). En el proceso de erosión del pilar la magnitud del CM disminuye.

En el modelo simplificado B_{rms} alcanza su pico máximo cuando la densidad deja de crecer, ya que en un inicio desde $t = 0$ Myr hasta $t = 0.6$ Myr la densidad aumenta de $n \approx 0.167 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ hasta $n \approx 0.712 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$. Posteriormente, $n \approx (0.972, 0.997, 0.914, 0.9545) \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ (desde $t = 0.7 - 1.0$ Myr), por lo que durante ~ 0.3 Myr la densidad se mantiene casi constante indicando que la compresión radial podría estar siendo frenada por el campo magnético, para el gas con $n > 300 \text{ cm}^{-3}$. Sin embargo, como se mostró anteriormente esto no ocurre para el semi-eje a (asociado a la compresión radial, ver Figura 4.2), el cual disminuye en el tiempo desde $t = 0.5$ Myr hasta $t = 1.1$ Myr, relativo al semi-eje c , que no varía de forma notable durante estos tiempos, es decir, sí hay una compresión radial a lo largo del semi-eje a . Por lo que, como n es prácticamente constante esto implica que el volumen debe mantenerse constante, para que esto ocurra uno de los semi-ejes debe aumentar, en este caso el semi-eje b que tiene valores de $0.973, 0.993, 1.205, 1.135, 0.942, 0.798$ pc, que corresponden a los tiempos desde $t = 0.6$ Myr hasta $t = 1.1$ Myr. Este semi-eje está asociado al eje X, de tal manera que ocurre una redistribución de la materia a lo largo de este eje, para el cual las líneas de CM están de forma casi perpendicular. Además, como el pilar no cambia su densidad y la intensidad de CM detiene su caída en ~ 1.0 Myr, esto parece motivar de nuevo la compresión en todos los ejes, ya que a partir de $t = 1.0$ Myr el pilar vuelve a comprimirse tomando valores de $n \approx (1.268, 2.152, 3.58, 5.677) \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ para los tiempos $1.0 - 1.3$ Myr, pero también es el momento en donde nuevamente el campo magnético incrementa $B \approx (22.50, 24.86, 23.63, 21.10) \mu\text{G}$, esta vez de una manera poco notable para el gas con $n > 300 \text{ cm}^{-3}$, ya que para el gas con $n > 10^3 \text{ cm}^{-3}$ la intensidad de CM aumenta aproximadamente $10 \mu\text{G}$. En este modelo pareciera que los cambios en intensidad de CM están relacionados con los cambios en la densidad. Es decir, que el CM influye en la evolución del pilar.

En el modelo autoconsistente no ocurre lo antes descrito. La densidad aumenta desde $t = 0$ Myr hasta $t = 0.9$ Myr, que corresponden a los tiempos de formación y vida del pilar. En particular, desde $t = 0.4$ Myr hasta $t = 0.9$ Myr el promedio de la intensidad de CM solo disminuye en el tiempo (ver Figura 4.6a). Entonces, el CM parece no frenar la compresión radial por ninguno de los semi-ejes, ni siquiera se intensifica nuevamente. A diferencia del modelo simplificado fiducial, la evolución del pilar en el modelo autoconsistente es más rápida. Por lo que, deja de comprimirse radialmente en menos tiempo y el pilar se forma antes, en consecuencia el pilar empieza a ser erosionado antes de que se intensifique el CM pese a seguir aumentando su densidad, esto se observa en la Figura 4.7b, en donde a partir de $t = 0.2$ la masa solo decrece en el tiempo. Entonces, aunque el modelo autoconsistente pareciera no influir el CM en la evolución del pilar, esto podría deberse a que el modelo evoluciona más rápidamente.

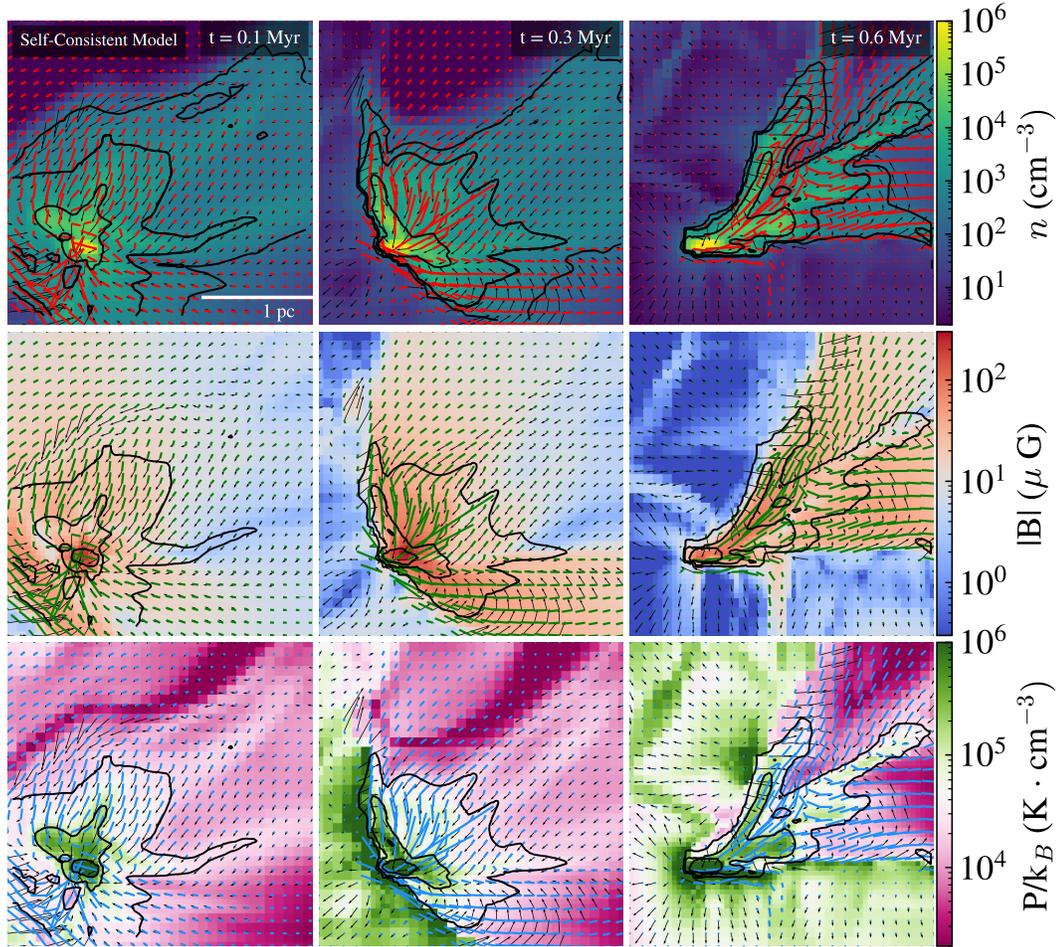


Figura 4.5: Cortes en el plano $z - y$ del modelo autoconsistente en tres diferentes tiempos. Los paneles superiores muestran la densidad numérica, los medios la intensidad de campo magnético y los inferiores la presión térmica. En todos los cortes, los contornos en negro corresponden a densidades numéricas de $n = (3 \times 10^2, 1 \times 10^3) \text{ cm}^{-3}$. Las flechas en color negro es la velocidad de bulto. El campo magnético se representa como líneas en color rojo verde y azul.

4.1.3. Propiedades físicas y dinámicas del pilar en el modelo auto-consistente

En esta sección estudiamos las propiedades físicas y dinámicas del pilar formado en el modelo más realista, el autoconsistente. Dejamos de lado el modelo simplificado, porque este tiene menos resolución y para simplificar la discusión.

La Figura 4.7a muestra la evolución de la densidad numérica por arriba de las densidades numéricas umbrales $n_{\text{thr}} = 3 \times 10^2$ y 10^3 cm^{-3} . La densidad aumenta a medida que se va formando el pilar y durante la vida de este. Por otra parte, la masa aumenta en la etapa de compresión longitudinal (desde ~ 128 hasta $\sim 150 M_{\odot}$), y disminuye en la etapa de compresión radial y sigue disminuyendo ya que el pilar esta formado, como

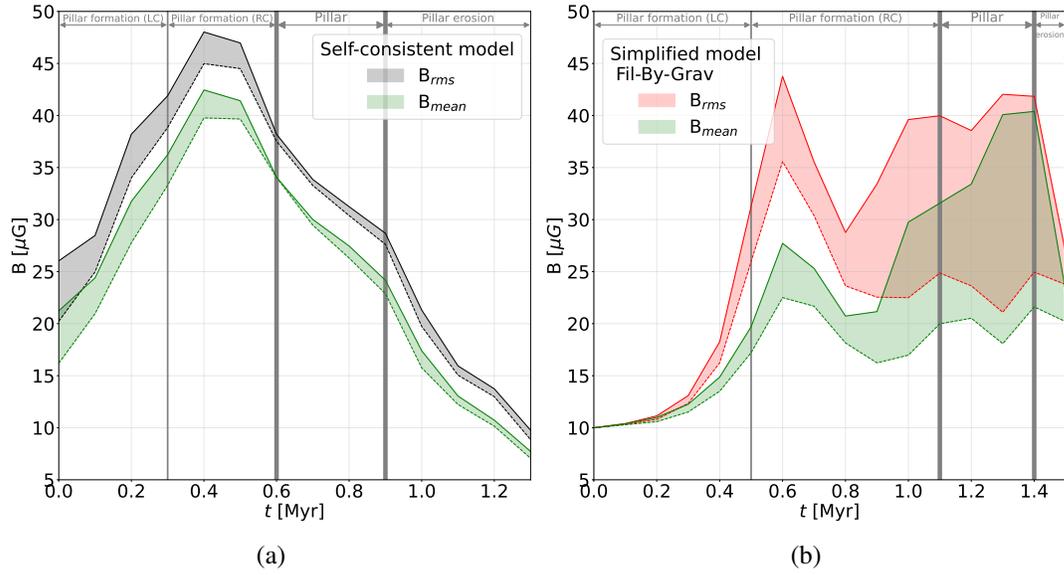


Figura 4.6: Intensidad de campo magnético promedio (B_{rms}) medida en diferentes tiempos, en (a) el modelo autoconsistente y en (b) modelo fiducial Fil-By-Grav. En todos los modelos se midieron las densidades en un rango de $n = (3 - 10) \times 10^2 \text{ cm}^{-3}$, representadas como líneas discontinuas y continuas, respectivamente.

lo muestra la Figura 4.7b. En particular, durante el tiempo de vida del pilar se miden los siguientes valores de masa de $M \approx (109.194, 99.906, 96.8, 86.079) M_{\odot}$ y densidad de $n \approx (1.273, 1.582, 2.032, 2.162) \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$, para el umbral de densidad de $n_{thr} = 3 \times 10^2 \text{ cm}^{-3}$. Mientras que para la densidad umbral de 10^3 cm^{-3} , masa de $M \approx (107.912, 99.293, 96.594, 85.852) M_{\odot}$ y densidad de $n \approx (1.621, 1.832, 2.162, 2.35) \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$. En otras palabras, el pilar se hace más denso, pero menos masivo. Ya en la etapa de dispersión, tanto la masa como la densidad disminuyen.

Una primera idea de la importancia de la autogravedad nos la da la masa de Jeans (M_J). La Figura 4.7b muestra que la masa del pilar es mayor que M_J por un factor de ~ 3 , en ambas densidades umbral, lo cual nos indica que el pilar está dominado por su autogravedad. Ya en la etapa de dispersión, en la que el que la cabeza del pilar se va desprendiendo del cuerpo y termina como glóbulo, esta se va volviendo más estable gravitacionalmente, pues su masa y densidad promedio bajan, lo cual resulta también en un aumento en M_J . Sin embargo, la masa de Jeans no toma en cuenta soporte por CM o por presión ram. Entonces, la masa de Jeans del modelo autoconsistente indica que el pilar es inestable gravitacionalmente (si solo se considera el soporte por presión térmica), pero esto no se observa, por lo que debería haber una fuerza que da soporte en contra de la autogravedad (que frena el colapso de forma radial), a la par de que la estructura es erosionada.

Para explorar cuál es el estado energético de la estructura densa en diferentes tiempos se midieron las energías totales magnética, gravitacional, interna y cinética, como se describe en §2.3.2. En la Figura 4.8 se muestra el valor absoluto de las energías en

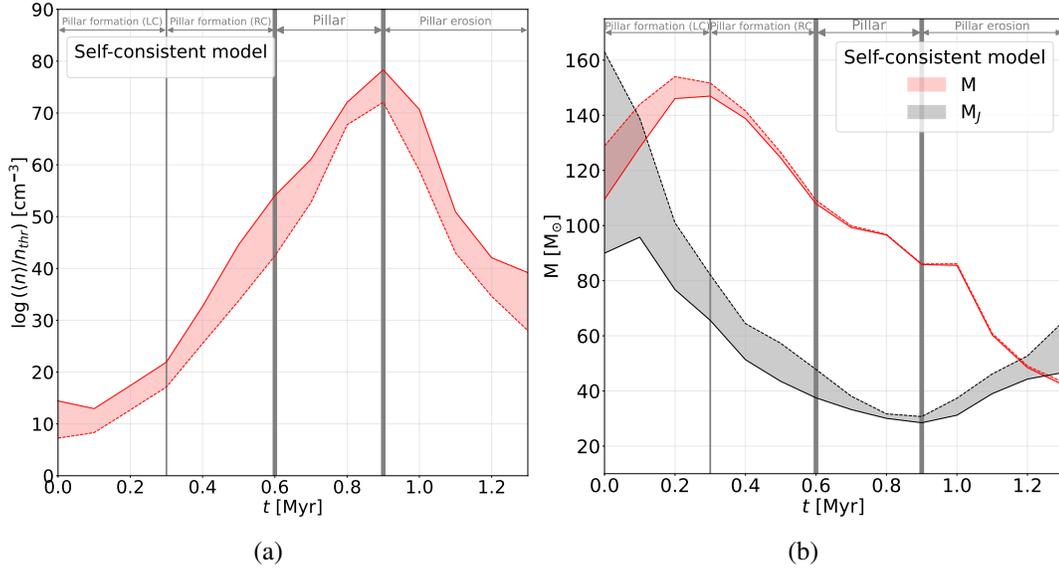


Figura 4.7: Izquierda: densidad numérica promedio por arriba de la densidad umbral $n_{\text{thr}} = 300 \text{ cm}^{-3}$ (líneas sólidas) y $n_{\text{thr}} = 10^3 \text{ cm}^{-3}$ (línea punteada) en diferentes tiempos. La densidad numérica promedio esta en unidades de n_{thr} . Derecha: masa total del gas (con densidades arriba de n_{thr}) y masa Jeans (M_J).

diferentes tiempos. Las energías medidas en gas con $n > 300 \text{ cm}^{-3}$ y $n > 10^3 \text{ cm}^{-3}$ se presentan como líneas continuas y punteadas, respectivamente. En general, se mide que $E_{B,T} < E_{K,T} < E_{\text{int},T} < |E_{G,T}|$. La suma de las energías $E_T = E_{B,T} + E_{K,T} + E_{\text{int},T} + E_{G,T} \ll 0$ para todos los tiempos y en particular para el tiempo de vida del pilar, lo que nos dice que el pilar está gravitacionalmente ligado. Sin embargo, el pilar no tiene tiempo de colapsar radialmente porque el proceso de erosión destruye antes el pilar.

Se puede entender la evolución del pilar en términos del balance de presiones externas (de la región HII) e internas (estructura densa). Las presiones externas relevantes son la térmica ($P_{\text{th,ext}}$) y ram ($P_{\text{ram,ext}}$), mientras que las del gas denso son la magnética ($P_{B_{\text{rms}}}$) y la térmica ($P_{\text{th,int}}$), como se muestra en la Figura 4.9a. La Figura 4.9b muestra los cocientes de presiones $P_{\text{th,ext}}/P_{B_{\text{rms}}}$ (en rojo), $P_{\text{th,ext}}/P_{\text{th,int}}$ (en verde), $P_{\text{ram,ext}}/P_{B_{\text{rms}}}$ (azul), $P_{\text{ram,ext}}/P_{\text{th,int}}$ (anaranjado) y $(P_{\text{th,ext}} + P_{\text{ram,ext}})/(P_{\text{th,int}} + P_{B_{\text{rms}}})$ (gris). La presión ram de la región HII es aproximadamente constante y un orden de magnitud mayor que la presión térmica externa. En particular, durante el tiempo de vida del pilar $P_{\text{ram,ext}} \approx (4.521, 5.437, 4.849, 4.5) \times 10^5 \text{ K cm}^{-3}$ y $P_{\text{th,ext}} \approx (0.568, 0.525, 0.449, 0.413) \times 10^5 \text{ K cm}^{-3}$. Por lo tanto, esta presión ram es la que realiza el mayor trabajo comprimiendo el gas denso. Durante la etapa de compresión longitudinal, $P_{\text{ram,ext}} \gg P_{\text{th,int}} + P_{B_{\text{rms}}}$, por lo que hay una compresión importante del gas. En esta compresión, la densidad de la estructura densa aumenta (ver Figura 4.7a) y, en consecuencia, la presión térmica interna también se incrementa ($P_{\text{th,int}} \propto \rho$). Simultáneamente, la presión magnética interna se incrementa debido a que las líneas de campo están siendo comprimidas junto con el gas, lo que aumenta la

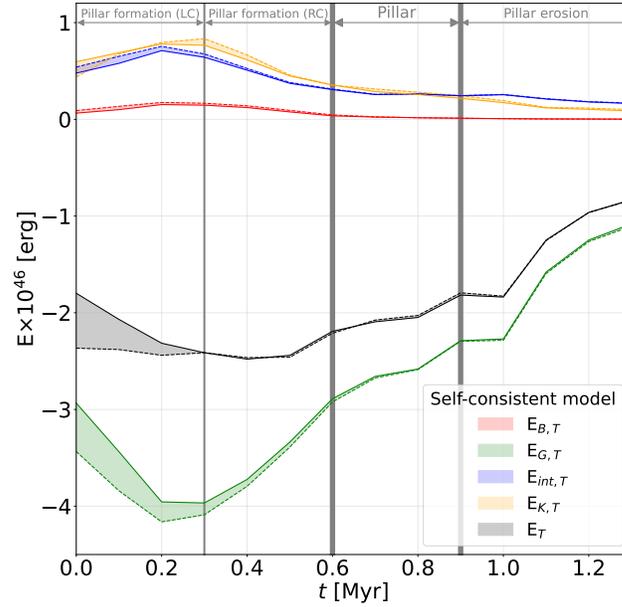


Figura 4.8: Energías totales en diferentes tiempos, medidas en el modelo autoconsistente. En color rojo se representa la energía magnética total. En color verde, azul y anaranjado se representan la energía gravitacional total, la energía interna total y la energía cinética total (véase la sección 2.3.2). Las mediciones fueron hechas para las densidades por arriba del rango de $n = (3 - 10) \times 10^2 \text{ cm}^{-3}$, representadas como líneas discontinuas y continuas, respectivamente.

tensión magnética. En la etapa de compresión radial, la presión ram interna sigue dominado el gas denso y a medida que la presión térmica interna aumenta, la magnética empieza a disminuir. Cuando la estructura densa llega finalmente al equilibrio de presiones ($(P_{\text{th,ext}} + P_{\text{ram,ext}})/(P_{\text{th,int}} + P_{B_{\text{rms}}}) \approx 1$) es cuando identificamos al pilar como tal, como lo muestra la franja gris de la Figura 4.9b.

4.2. Observaciones sintéticas

Como se menciona en §1.4, los campos magnéticos reportados en los Pilares de la Creación, son del orden de 170-320 μG (Pattle et al., 2018), mientras que los campos magnéticos medidos en nuestros modelos son menores a 40 μG . Para investigar esta discrepancia, realizamos simulaciones de transporte radiativo de la emisión polarizada del polvo (a 850 μm) utilizando el código POLARIS, tanto para el modelo simplificado como para el autoconsistente durante la evolución de los pilares. Con estas observaciones sintéticas se midió la dispersión de ángulos de polarización y se determinó la intensidad del CM usando el método de DCF. La metodología de estas observaciones sintéticas se describe en §3.2.7, 3.2.8, 3.3.1.

Para asegurar que las mediciones en las simulaciones 3D y en las observaciones sintéticas 2D se realicen utilizando las mismas celdas, en las simulaciones 3D solo

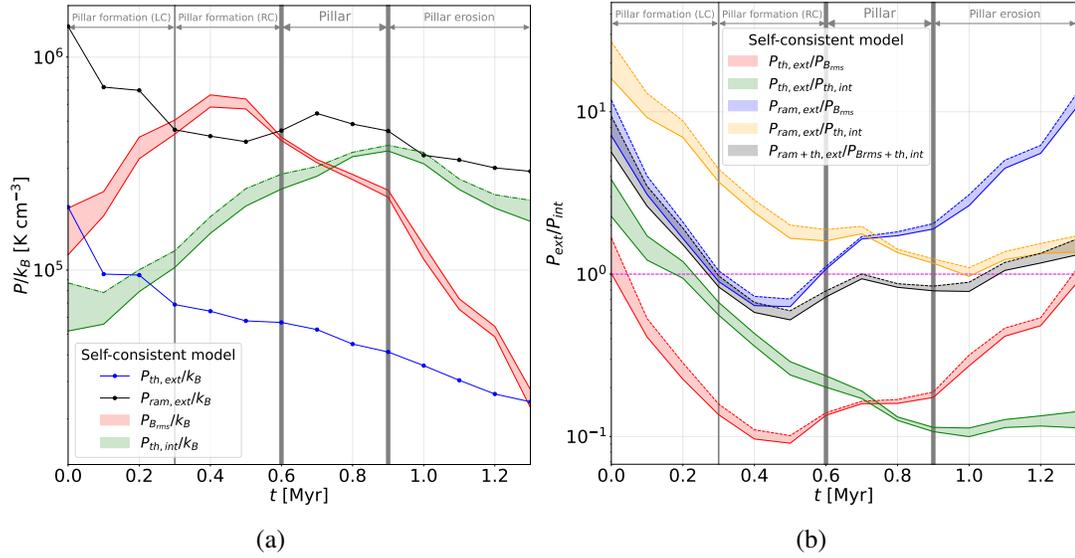


Figura 4.9: a) Evolución de presiones para el modelo autoconsistente: presión térmica externa (línea azul), ram externa (línea negra), magnética e interna del gas denso (franja roja y verde, respectivamente). b) Razón entre presiones externas e internas en diferentes tiempos para el modelo autoconsistente. En color rojo, verde, azul y anaranjado se representa la importancia relativa entre la presión térmica externa y la presión magnética e interna, la presión ram y las presiones magnética y térmica, respectivamente.

consideramos las celdas con una densidad numérica superior al umbral de $n_{thr} \geq 300$ cm⁻³. Estas mismas celdas son las que se utilizan para realizar el transporte radiativo con POLARIS.

Las Figuras 4.10a y 4.11 muestran, en los paneles izquierdos, los vectores del campo magnético (es decir, los segmentos de polarización rotados 90 grados) a partir de la observación sintética y el valor de la relación señal/ruido de la fracción de polarización en la escala de colores. En los paneles derechos de estas figuras, se presenta el mapa de densidad columnar medido directamente de las simulaciones, con segmentos que indican la dirección del campo magnético. Al comparar estos paneles para cada modelo, se observa una excelente correlación entre la morfología del campo magnético trazada por los vectores de polarización y la morfología del campo magnético derivada directamente de las simulaciones.

Los mapas de señal a ruido $p_L/\delta p_L$ en las Figuras 4.10a y 4.11a tienen segmentos que trazan el CM (calculados como se describe en §3.3.1) y normalizados en magnitud al mismo valor; los segmentos en color negro son asociados a píxeles descartados para el análisis de DCF ($p_L/\delta p_L < 1$); en color cian son los asociados a $1 < p_L/\delta p_L < 3$ (también descartados); y en color magenta los asociados a $p_L/\delta p_L > 3$ (más adelante usados para el análisis de B_{POS}). Todos los píxeles están enmascarados por $I/\delta I > 10$. Los mapas de densidad columnar (Figuras 4.10b y 4.11b) tienen vectores asociados a la dirección proyectada del CM en el plano ZY, todos están normalizados a la misma

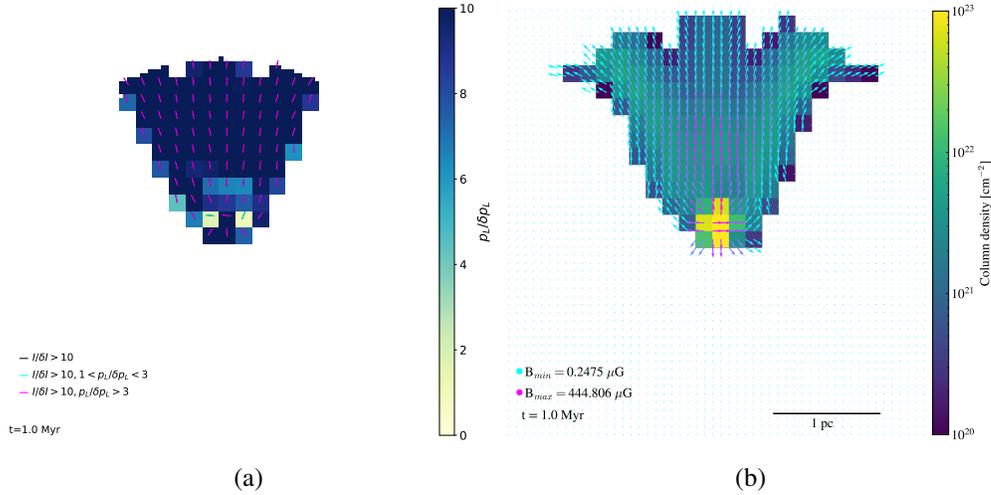


Figura 4.10: a) Mapa de señal a ruido de la fracción de polarización $p_L/\delta p_L$ de las observaciones sintéticas (simulaciones en POLARIS) en $t = 1.0$ Myr en el plano ZY del modelo simplificado. Todos los píxeles asociados al pilar tienen una señal a ruido de la intensidad total $I/\delta I > 10$. Además, los vectores de polarización están enmascarados bajo esa misma condición. Los vectores en color negro corresponden a píxeles sin enmascarar por $p_L/\delta p_L$. Los vectores en color cían corresponden a $1 < p_L/\delta p_L < 3$. Mientras que los vectores en color magenta corresponden a $p_L/\delta p_L > 3$, estos son tomados para el cálculo de la dispersión de los ángulos de polarización. Por otro lado, (b) mapa de densidad columnar del modelo simplificado (simulaciones en FLASH) en $t = 1.0$ Myr. Los vectores son el campo magnético proyectado del plano ZY y los colores de los mismos representan la intensidad del campo magnético escalada por color, en donde el color magenta es el valor máximo y el mínimo está en cían.

magnitud. El color indica la intensidad del CM, con el color cían asociado a la intensidad mínima en la región aumentando en un gradiente hasta alcanzar un valor máximo en color magenta.

Una vez generados los mapas de polarización para todos los tiempos se midió la dispersión de los ángulos de los segmentos de polarización.

En la Figura 4.13 se muestra la dispersión de los ángulos de polarización en diferentes tiempos para el modelo autoconsistente (4.13a) y el simplificado (4.13b). En general la dispersión de los ángulos de polarización es baja, es decir, los vectores de polarización trazan un CM bastante bien alineado (con una fluctuación muy baja respecto al CM promedio). Una de las causas de la sobre/sub-estimación del campo magnético en el plano del cielo usando el método DCF son los efectos de proyección, por lo que se ha sugerido usar un factor $f = 0.5$ y $\delta\psi < 25^\circ$ para que el método sea aplicable (p.ej., Ostriker et al., 2001; Chen et al., 2022). En nuestras observaciones sintéticas se cumple esta restricción ($\delta\psi < 25^\circ$; línea horizontal discontinua color magenta en la Figura 4.13) cuando el pilar esta bien formado para los dos modelos. Para el modelo simplificado (Figura 4.13b), la dispersión de los ángulos de polarización a tiempos tempranos es muy baja debido a que inicialmente el campo esta perfectamente ordenado,

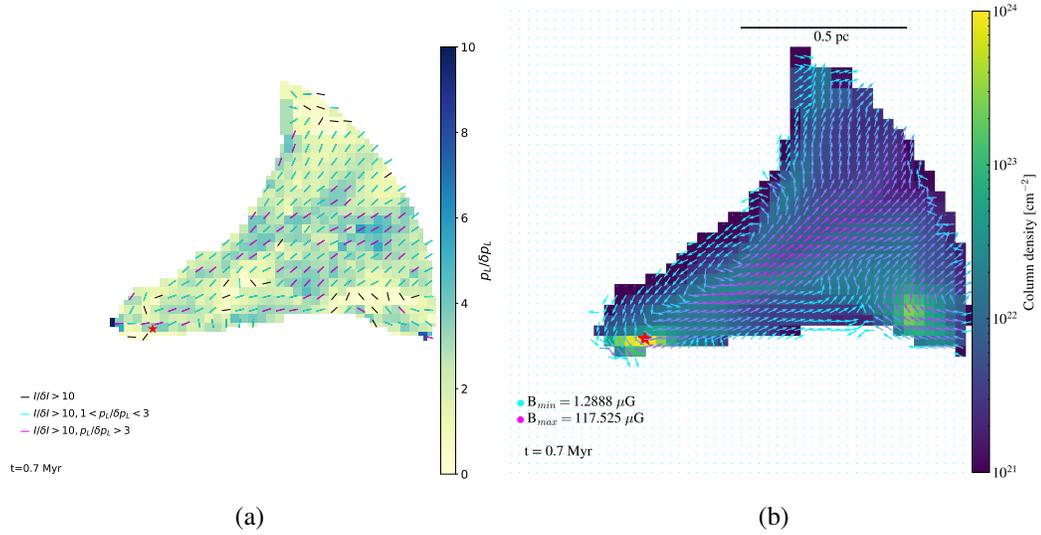


Figura 4.11: (a) Mapa de señal a ruido de la fracción de polarización $p_L/\delta p_L$ de las observaciones sintéticas (simulaciones en POLARIS) en el tiempo 0.7 Myr en el plano ZY. Todos los píxeles asociados al pilar tienen una señal a ruido de la intensidad total $I/\delta I > 10$. Además, los vectores de polarización están enmascarados bajo esa misma condición. Los vectores en color negro corresponden a píxeles sin enmascarar por $p_L/\delta p_L$. Los vectores en color cian corresponden a $1 < p_L/\delta p_L < 3$. Mientras que los vectores en color magenta corresponden a $p_L/\delta p_L > 3$, estos son tomados para el cálculo de la dispersión de los ángulos de polarización. Por otro lado, (b) mapa de densidad columnar del modelo 3D (simulaciones en FLASH) en el tiempo 0.7 Myr. Los vectores son el campo magnético proyectado del plano ZY y los colores de los mismos representan la intensidad del campo magnético escalada por color, en donde el color magenta es el valor máximo y el mínimo está en cian.

por lo que estas mediciones no son confiables.

La Figura 4.12a muestra las distribuciones del grado (o fracción) de polarización (ver ecuación 3.7), en $t = 0.7$ Myr del pilar formado en el modelo autoconsistente (histograma en color negro) para todos los píxeles con una señal a ruido $I/\delta I > 10$ en todas las mediciones. El histograma en rojo corresponde a los píxeles enmascarados con señal a ruido en polarización de $p_L/\delta p_L > 3$. En la figura se indica la fracción de polarización promedio $\langle p_L \rangle$, la cual es mayor que 2%, pero el máximo nunca supera el 8%. Además, se añade la profundidad óptica máxima τ_{max} medida en cada tiempo, la cual es óptimamente delgada. Esto indica que el gas asociado a las zonas más densas está siendo trazado de forma correcta, por lo que la información dentro del pilar se está midiendo adecuadamente. De manera similar, la Figura 4.12b muestra las distribuciones de los ángulos de polarización para el mismo tiempo, la dispersión de los ángulos de polarización $\delta\psi$ que tomamos en cuenta es la correspondiente al histograma rojo (para este modelo y tiempo, $\delta\psi \sim 18.98$). Un comportamiento similar se observa en ambos modelos en los tiempos en que identificamos a los pilares. En particular, durante el tiempo de vida de los pilares se cumple que $\delta\psi < 25^\circ$ y para medir el CM por DCF

usamos los pixeles con $I/\delta I > 10$ y $p_L/\delta p_L > 3$.

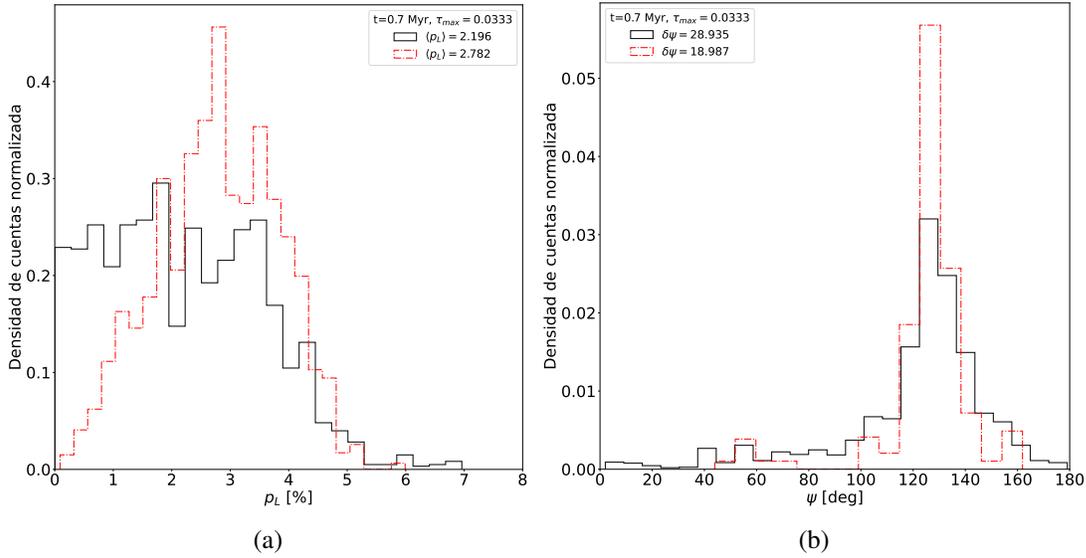


Figura 4.12: a) Distribuciones de la fracción de polarización p_L (ecuación 3.7) y b) de los ángulos de polarización ψ (ecuación 3.8) en $t = 0.7$ Myr de las observaciones sintéticas del modelo autoconsistente. La distribución en negro corresponde al pilar con $I/\delta I > 10$. La distribución roja es hecha en los mapas enmascarados con $I/\delta I > 10$ y $p_L/\delta p_L > 3$. Además, $\langle p_L \rangle$ es el promedio de la fracción de polarización para cada distribución. Por otra parte, τ_{max} es la profundidad óptica máxima en las observaciones sintéticas.

Una vez calculada la dispersión de los ángulos de polarización, calculamos la intensidad del CM en el plano del cielo (B_{POS}) por el método DCF (Ecuación 1.3) para ambos modelos. La Figura 4.14 muestra el CM medido de la simulación (franja gris; ver §4.1.2) y la estimada por DCF (franja azul). Para esta última medición, se tomo el rango de $\Delta v = (1.2 - 2.2)$ km/s (White et al., 1999b), como en Pattle et al. (2018). Para el modelo simplificado, cuando el pilar está formado, $t \sim 1.1$ Myr, $B_{POS} \approx 301.946 \mu\text{G}$, mientras que el CM promedio $B_{rms} \approx 24.864 \mu\text{G}$, es decir, se está sobrestimando por al menos un factor de 12. Por otra parte, para el modelo autoconsistente se midió un CM en el plano del cielo de $B_{POS} \approx (159.46, 131.432, 163.332, 155.34) \mu\text{G}$, mientras que de la simulación 3D se estima $B_{rms} \approx (37.513, 33.276, 30.384, 27.621) \mu\text{G}$. Entonces, usando el método DCF se sobrestima el CM promedio por al menos un factor de 4, pero usando el límite superior se mide $B_{POS} \approx (292.343, 240.958, 299.442, 284.790) \mu\text{G}$, de manera que se sobrestima por al menos un factor de 8.

Estos resultados indican que el método DCF sobrestima de manera importante el CM en pilares alrededor de regiones HII.

Notese que la medición de B_{POS} en las observaciones sintéticas se calcula usando la formula 3.31, para la cual se toman valores fijos del ancho de línea $\Delta v = (1.2 - 2.2)$ km/s y de la densidad numérica $n = 5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ para poder comparar directamente con Pattle et al. (2018). De esta manera, la única variable es la dispersión de los ángulos

de polarización, $\delta\psi$. Por lo que durante la formación y el tiempo de vida del pilar, se usan valores constantes de Δv y n , pero como se mostró en la Figura 4.7a la densidad numérica aumenta para estos tiempos en el modelo autoconsistente. En Chen et al. (2022), se estudia la precisión del método DCF en la estimación de la intensidad del campo magnético en regiones de formación estelar utilizando simulaciones MHD. En este artículo, reportan que los parámetros que más afectan a la precisión de la medida de la intensidad del CM por DCF son la dispersión de velocidades y la densidad, por encima de la medición de $\delta\psi$. Sin embargo, la obtención y análisis de la densidad y la dispersión de velocidades en las observaciones sintéticas no están contemplados en los objetivos de este trabajo.

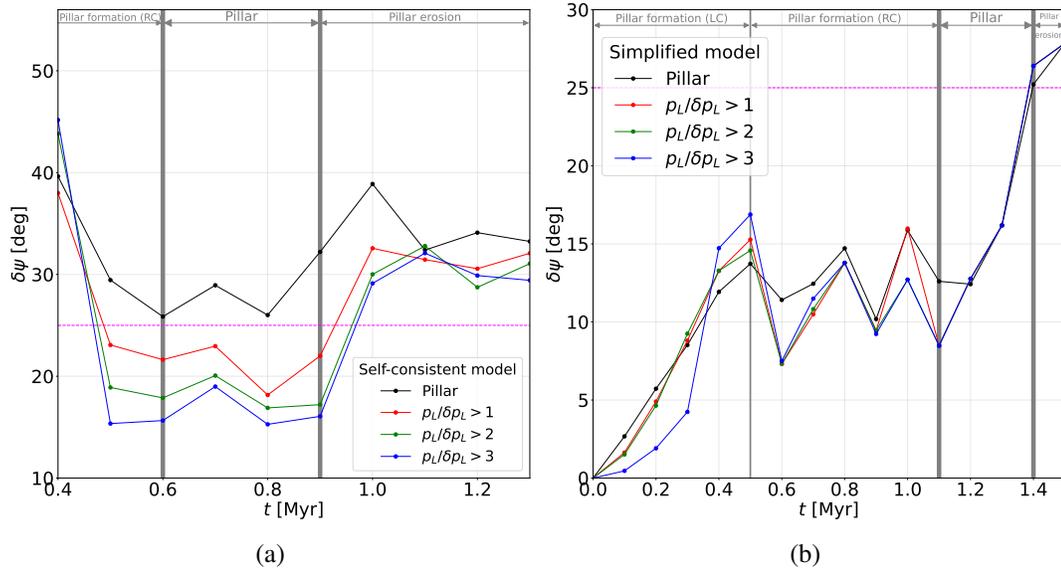


Figura 4.13: Dispersión de los ángulos de polarización $\delta\psi$ en distintos tiempos, medida en (a) el modelo autoconsistente y en (b) el modelo fiducial Fil-By-Grav. En donde la formación del pilar de señalada como Pillar formation; el tiempo de vida del pilar señalado como Pillar; y la erosión del pilar señalado como Pillar erosion. La línea discontinua magenta es $\delta\psi = 25^\circ$. En ambos modelos la línea continua en negro es la medición de $\delta\psi$ en el pilar. La línea continua en rojo, verde y azul es la medición de $\delta\psi$ en el pilar usando una mascara con señal a ruido $I/\delta I > 10$ y $p_L/\delta p_L > 1, 2, 3$, respectivamente.

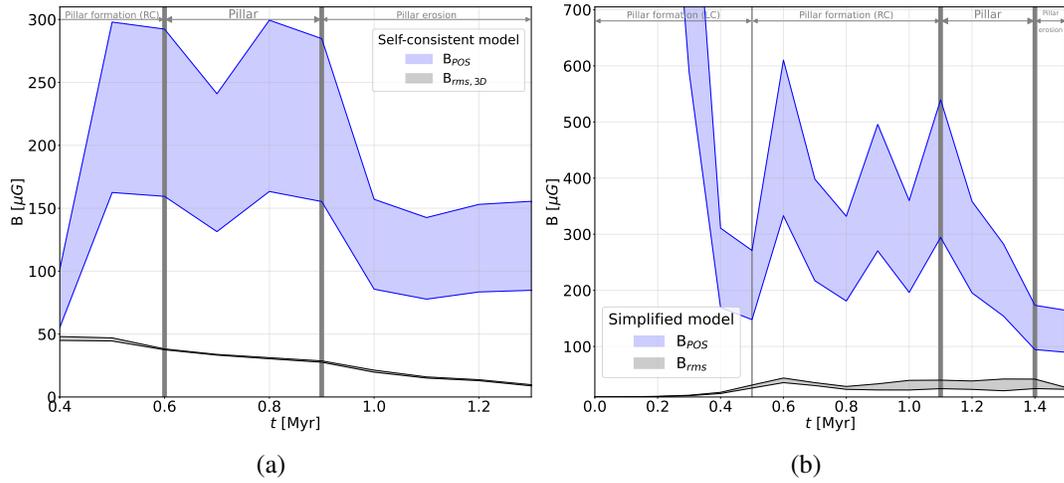


Figura 4.14: Intensidad de campo magnético (CM) en diferentes tiempos medida en (a) el modelo autoconsistente y en (b) el modelo fiducial Fil-By-Grav. La banda gris enmarcada por líneas continuas en color negro es la intensidad de CM promedio ($B_{rms,3D}$) en los modelos autoconsistente y fiducial, respectivamente, para los umbrales de densidad numérica $n_{thr} = (10^2 - 10^3) \text{ cm}^{-3}$ (ver 2.3.2). La banda azul enmarcada en su mismo color es B_{POS} medida en las observaciones sintéticas de los modelos. Para todas las observaciones $\delta\psi$ fue medida en los mapas de polarización dentro de un radio umbral de (a) $R_{thr} = 1 \text{ pc}$ y (b) $R_{thr} = 2 \text{ pc}$. Los mapas fueron enmascarados por señal a ruido de $p_L/\delta p_L > 3$ y $I/\delta I > 10$ para el pilar (ver 3.2.8, 3.3.1 y 3.3.2).

Capítulo 5

Discusión y conclusiones

Para estudiar de forma controlada los efectos del campo magnético (CM) sobre la formación y evolución de pilares alrededor de regiones HII, se construyó un modelo simplificado que consiste de una estructura densa (un filamento que tiene un núcleo denso embebido) que esta siendo radiada por una estrella masiva (tipo OV). Esta configuración es novedosa, pues estudios previos solo consideran grumos densos magnetizados sin autogravedad (p.ej., Henney et al., 2009; Mackey and Lim, 2011). En nuestros modelos el CM es inicialmente uniforme con una intensidad de $10 \mu\text{G}$. Se estudió el efecto de la dirección del CM respecto al filamento en casos con y sin autogravedad. En el caso del modelo con autogravedad y sin CM, se forma un pilar en forma de espagueti, lo cual es consistente con modelos hidrodinámicos previos (p.ej., Williams et al., 2001a). En el modelo con CM y sin autogravedad, no se logra formar un pilar, al menos hasta el máximo tiempo simulado (1.5 Myr), aunque otros trabajos muestran que se pueden formar pilares de grumos magnetizados sin autogravedad pero con un campo de radiación mucho más intenso (20 veces mayor al que nosotros consideramos Mackey and Lim, 2011). En el modelo con autogravedad y el campo magnético a lo largo del eje principal del filamento, no logramos identificar un pilar, se observa una compresión longitudinal resultando en una morfología más plana, pues el CM anclado al gas denso ofrece mayor resistencia a doblarse en esta configuración.

El único caso donde identificamos un pilar con dimensiones similares a las observadas fue en el modelo con el campo magnético perpendicular al filamento y con autogravedad (modelo *simplificado fiducial*). El pilar se forma por una compresión longitudinal seguida de una radial. Con parte del material del filamento se va a formar el cuerpo del pilar. La escala de tiempo de formación del pilar es de ~ 1 Myr y el tiempo de vida es de $\sim 0.2 - 0.3$ Myr, lo cual es consistente con estimaciones observacionales (p.ej., White et al., 1999a). Durante el proceso de compresión, la tensión magnética aumenta junto con la presión térmica y durante la etapa del pilar estas están en balance con la presión externa. El CM medido es un factor $\sim 2 - 4$ mayor al inicial, lo cual es consistente con trabajos previos.

Por otra parte, el proceso de formación del pilar en el *modelo autoconsistente* es cualitativamente similar al del modelo simplificado fiducial. En ambos casos, el cuerpo

del pilar se forma a partir del material del filamento, el cual es comprimido junto con el campo magnético (CM), terminando alineado a lo largo del pilar. El modelo autoconsistente tiene la ventaja de que las regiones HII se forman en un medio altamente estructurado, el cual se forma a su vez autoconsistentemente por la compresión en el medio neutro tibio, lo que hace que este modelo sea más cercano a la realidad. Por esta razón, en este modelo estudiamos las condiciones físicas del pilar formado. La morfología del CM durante el tiempo de vida del pilar es similar a la observada por (Pattle et al., 2018, ver el Pilar II de la Figura 1.1) y con una magnitud de $\sim 25 - 40 \mu\text{G}$. El campo magnético por sí mismo parece no tener un efecto importante en la evolución del pilar, pero en conjunto con la presión térmica interna logran dar soporte y equilibrar las presiones térmicas y ram externas. Sin embargo, la intensidad del CM tiene un gradiente radial, por lo que podría influir en la evolución del pilar en las zonas más internas (con $B \sim 120 \mu\text{G}$), evitando su colapso y facilitando que el pilar sea erosionado antes de colapsar. Por lo que, el campo magnético sí tiene un efecto en la evolución del pilar. La masa, la densidad y el tiempo de vida del pilar esta en el rango de $\sim 80 - 110 M_{\odot}$, $\sim 4 - 8 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$, y $\leq 0.3 \text{ Myr}$, respectivamente, lo cual es consistente con lo estimado en los pilares de la creación (masa de $\sim 200 M_{\odot}$, densidad de $\sim 5 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ y tiempo de vida de 0.1 Myr White et al., 1999a; Pattle et al., 2018). Las dimensiones espaciales son también similares a lo estimado en los pilares de la creación. No comparamos este modelo con la Nebulosa de Caballo, pues este pilar tiene una cabeza extendida y puede tener algún efecto de proyección (Hwang et al., 2023).

Además, hacemos un balance de energías en el pilar del modelo autoconsistente y encontramos que la energía gravitacional es mucho mayor que el resto, por lo que concluimos que el pilar esta gravitacionalmente ligado. Sin embargo, la contracción gravitacional es un proceso altamente no lineal, por lo que especulamos que la gravedad no tiene tiempo de actuar en un colapso radial, pues el pilar se destruye rápidamente. Por esto, sugerimos que el equilibrio entre las presiones externas e internas dicta la estabilidad del pilar.

En Pattle et al. (2018) sugieren que el CM proporciona soporte magnético en contra del colapso gravitacional y que este ralentiza la evolución del pilar, al medir un $B_{\text{POS}} \sim 170 - 320 \mu\text{G}$ por medio del método Davis–Chandrasekhar–Fermi (DCF). Esta medición del CM alto sugiere que el CM es dinámicamente muy importante. Comparando la morfología 3D de las simulaciones con las observaciones sintéticas realizadas en los modelos autoconsistente y fiducial, se observa que la polarización del polvo traza remarcablemente bien la morfología del CM (ver Figuras 4.10, 4.11). Sin embargo, la intensidad del campo magnético en el plano del cielo medida sintéticamente por el método DCF es mucho mayor que la intensidad promedio medida directamente en los modelos, al menos un factor de ~ 4 . Por lo tanto, la intensidad del CM se sobrestima en los pilares.¹ Explicamos esta discrepancia porque la configuración del campo magnético dentro del pilar esta determinada por la compresión (longitudinal y radial)

¹ Las mediciones del CM por DCF en las observaciones sintéticas del presente trabajo fueron realizadas con máscaras de señal a ruido de $I/\delta I > 10$ y $p_L/\delta p_L > 3$, asegurando que las mediciones sean fiables.

de la región III, más que por la misma dinámica interna del pilar. Es decir, un agente externo es el responsable de alinear el CM interno.

Sugerimos que métodos basados en DCF no son aplicables en general en los pilares. En Skalidis et al. (2021) estudiaron la aplicabilidad del método DCF para un medio compresible al proponer una modificación del método, donde el CM promedio esta dado por:

$$B_{POS,S21} \approx \sqrt{4\pi\rho} \frac{\sigma_v}{\sqrt{2\delta\psi}} \quad (5.1)$$

Sin embargo, tomando los valores de $\sigma_v \approx 0.51 - 0.93$ km/s y $\rho = \mu m_H n$, para $n = 5 \times 10^4$ cm⁻³, como se mostró en la §4.2 en los modelos fiducial y autoconsistente se midieron dispersiones de $\delta\psi \sim 8^\circ - 18^\circ \approx 0.14 - 0.31$ rad durante el tiempo de vida del pilar. Por lo que al usar está modificación también se sobrestima la intensidad del CM el plano del cielo un factor entre $\sim 2 - 4$ (para el modelo autoconsistente), como se muestra en la Figura 5.1. Nótese que al sobrestimar la intensidad del CM, se estarían sobrestimando parámetros físicos como su presión y energía magnética. Los cuales son relevantes para medir la importancia relativa del CM en la evolución y dinámica de estas regiones.

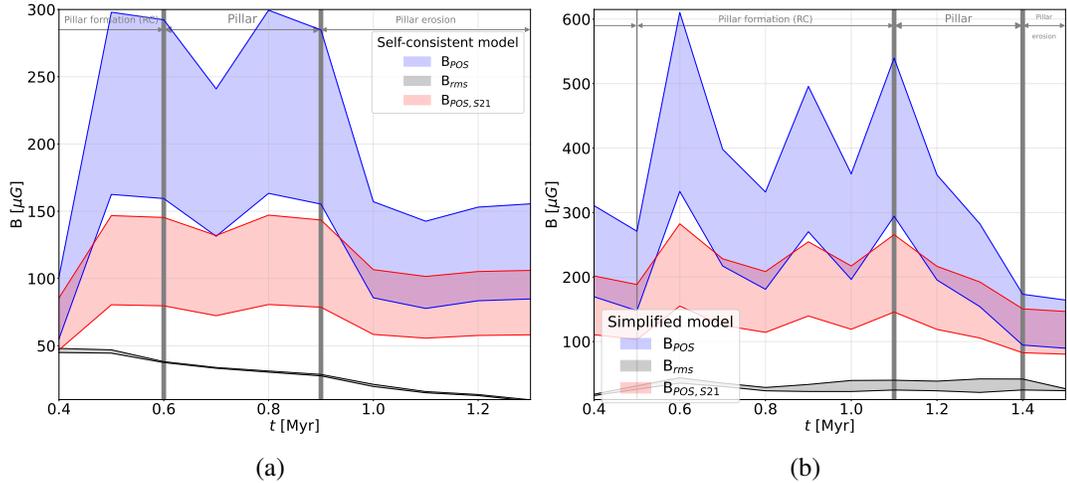


Figura 5.1: Intensidad de campo magnético (CM) en diferentes tiempos medida en (a) el modelo autoconsistente y en (b) el modelo fiducial Fil-By-Grav. La banda gris enmarcada por líneas continuas en color negro es la intensidad de CM promedio ($B_{rms,3D}$) en los modelos autoconsistente y fiducial, respectivamente, para los umbrales de densidad numérica $n_{thr} = (10^2 - 10^3)$ cm⁻³ (ver 2.3.2). La banda azul es B_{POS} medida en las observaciones sintéticas de los modelos. La banda roja es el B_{POS} medido usando el método de Skalidis et al. (2021). Para todas las observaciones $\delta\psi$ fue medida en los mapas de polarización dentro de un radio umbral de (a) $R_{thr} = 1$ pc y (b) $R_{thr} = 2$ pc. Los mapas fueron enmascarados por señal a ruido de $p_L/\delta p_L > 3$ y $I/\delta I > 10$ para el pilar (ver 3.2.8, 3.3.1 y 3.3.2).

5.1. Limitaciones

La limitación más clara de los modelos numéricos es la resolución espacial, la cual es de 0.06 y 0.03 pc para el modelo simplificado y autoconsistente, respectivamente. Esta resolución nos permite resolver marginalmente el frente de choque (ver Zamora-Avilés et al., 2019). Sin embargo creemos que la evolución general de los modelos no cambiará con mayor resolución.

Otra de las cosas que nos faltó explorar en los modelos simplificados es la posición y tipo de la estrella masiva, lo cual puede cambiar las escalas de tiempo de formación y vida de los pilares. También, el CM usado en estos modelos es inicialmente constante con una magnitud de $10 \mu\text{G}$, aún a las densidades altas del núcleo. Esto no es del todo consistente con las observaciones, ya que a densidades progresivamente más altas la intensidad del CM observado es mayor ($B \propto n^{1/2}$; ver, p.ej., Crutcher et al., 2010). Así, el núcleo denso, que finalmente se transforma en la cabeza del pilar, debería estar más magnetizado, por lo que podría contener más al frente de ionización (Henney et al., 2009, p.ej.). No esperamos que esta corrección cambie nuestros resultados pues el cuerpo del pilar se seguiría ensamblando de partes del filamento con una intensidad del CM menor.

Finalmente, en la simulación de Zamora-Avilés et al. (2019) analizamos solo el primer pilar formado. El estudio sistemático de más pilares en esta simulación podría reforzar estadísticamente nuestros resultados.

Atender estas limitaciones podrían robustecer nuestros resultados.

5.2. Conclusiones

En este trabajo estudiamos la formación de pilares alrededor de regiones HII. Para esto, consideramos un modelo simplificado que consiste en un núcleo denso embebido en un filamento y una estrella masiva cercana que genera una región HII que barre al filamento. Estudiamos el efecto de la autogravedad y la presencia y orientación del campo magnético. Encontramos que solo se forma un pilar bien definido en el modelo con autogravedad y un CM orientado perpendicularmente al filamento. Mientras que, para el modelo con CM orientado a lo largo del filamento la presión magnética inhibe el doblamiento del filamento.

Estudiamos además, las propiedades físicas de pilares formados en una nube molecular altamente estructurada y encontramos que estas propiedades (masa, densidad, tiempo de formación y vida del pilar, etc.) son consistentes con las estimaciones observacionales.

Las observaciones sintéticas (simulaciones en POLARIS) hechas en nuestros modelos numéricos de pilares muestran que los vectores de polarización trazan bien las líneas del campo magnético de los modelos 3D, pero la intensidad media del campo magnético se sobrestima. Esto sugiere que, aunque las mediciones polarimétricas sean útiles para mapear la morfología del CM. Por otra parte, las mediciones de la intensi-

dad del campo magnético en el plano del cielo (B_{POS}) muestran una sobrestimación importante cuando se utiliza el método DCF, por lo que el método DCF podría no ser aplicable en los pilares.

Apéndice A

Código magnetohidrodinámico

FLASH

FLASH es un código euleriano de malla adaptativa capaz de resolver problemas que involucran flujos altamente compresibles, por lo que resulta útil para simular diversos entornos astrofísicos (Fryxell et al., 2000; Dubey et al., 2008; Dubey et al., 2009). Las simulaciones del *modelo simplificado* (descrito en §2.1) se realizaron con la versión 4.7.1, mientras que el *modelo autoconsistente* (ver §2.2) se realizó con la versión 2.5. Ambas versiones usan los mismos módulos o algoritmos para simular los procesos físicos que incluimos en nuestros modelos: enfriamiento y calentamiento, campos magnéticos (CM) y autogravedad. El único módulo que es diferente es el de radiación de fotones ionizantes, en la versión 2.5 se usa el método de *trazado de rayos* Peters et al. (2010) y en la versión 4.7.1 se usa el algoritmo OctTree Clark et al. (2012); Wunsch et al. (2021).

A.1. Magnetohidrodinámica (MHD)

Podemos tratar el medio interestelar (MIE) como un continuo, ya que las partículas de gas sufren muchas colisiones antes de atravesar una fracción significativa de la región, compartiendo sus propiedades físicas colectivas, y por lo tanto, sus distribuciones de velocidad son Maxwellianas, lo que implica que podemos describirlas mediante una única temperatura cinética del gas que suele ser la misma para todas las especies de partículas presentes. Así, el estado del gas puede describirse en términos de propiedades macroscópicas además de la temperatura (por ejemplo, presión, densidad y velocidad), que son promedios sobre las propiedades de muchas partículas individuales contenidas dentro de regiones de extensión (L) mucho mayor que la longitud libre media (l). La dinámica de estos sistemas se puede estudiar mediante las ecuaciones de Euler, las cuales son un conjunto de expresiones de la conservación de masa, momento y energía.

En general, el lado izquierdo de las ecuaciones de conservación describen la tasa

de cambio total de la densidad ρ , la velocidad \vec{u} y la energía interna e del gas en un elemento de fluido, mientras que el lado derecho de las ecuaciones describen las fuentes y sumideros de la propiedad del gas, causan cambios en el tiempo y espacio.

Conservación de la masa

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \rho = -\rho \nabla \cdot \vec{u} \quad (\text{A.1})$$

Esta ecuación nos dice que el cambio en la masa total para un elemento del fluido con volumen arbitrario V debe ser igual al flujo total de masa ($-\rho \nabla \cdot \vec{u}$) a través de una superficie S que rodea a V .

Conservación del momento

$$\frac{\partial(\rho \mathbf{u})}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u} \mathbf{u}) = \rho \mathbf{g} - \nabla (P + P_B) + \frac{1}{4\pi} (\mathbf{B} \cdot \nabla) \mathbf{B}, \quad (\text{A.2})$$

Esta ecuación nos dice que la tasa de cambio del momento de un elemento de fluido debe ser igual a la suma de las fuerzas aplicadas sobre el mismo elemento de fluido. Las fuentes del cambio de momento son por un lado un gradiente negativo de presión térmica (P) más presión magnética (P_B), que indica como el fluido busca moverse de forma preferente de lugares de alta presión a lugares con baja presión. La presión térmica P está definida por la ecuación de estado de un gas ideal:

$$P = nkT \quad (\text{A.3})$$

con n la densidad numérica de partículas, k la constante de Boltzmann y T la temperatura. El primer término del lado derecho de la ecuación A.2 que tiene que ver con la utogravedad del gas lo discutimos más adelante. La presión magnética se define como $P_B = B^2/8\pi$. El último término de la ecuación A.2 es la fuerza de Lorentz que siente una partícula cargada en presencia de un campo magnético. Note que aunque el gas neutro interestelar tiene una fracción de ionización baja ($\sim 10^{-4}$), esta es suficiente para acoplar colisionalmente al gas neutro con el campo magnético.

Conservación de la energía

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho e_{\text{tot}}) + \nabla \cdot \left[(\rho e_{\text{tot}} + P + P_B) \mathbf{u} - \frac{1}{4\pi} (\mathbf{u} \cdot \mathbf{B}) \mathbf{B} \right] = \Gamma - n\Lambda + \rho \mathbf{u} \cdot \mathbf{g}, \quad (\text{A.4})$$

donde la energía total específica es la suma de las energías específicas interna y cinética ($e_{\text{tot}} = e_{\text{int}} + \frac{1}{2}u^2$). A su vez, la energía específica interna se define como $e = (\gamma - 1)^{-1}(P/\rho)$, en donde γ es el cociente de calores específicos del fluido. En esta ecuación, que representa un balance de energías en el sentido de la primera ley de

la termodinámica, tenemos términos que representan el trabajo debido a las fuerzas gravitacionales, magnéticas y de gradientes de presión. Los términos fuente Γ y $n\Lambda$ representan los procesos de calentamiento y enfriamiento (véase la sección A.1.4) que ocurren en el gas, respectivamente.

La ecuación que dicta la evolución del CM, derivada directamente de las ecuaciones de Maxwell, en ausencia de términos difusivos es:

$$\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{u} \times \mathbf{B}). \quad (\text{A.5})$$

Finalmente, debemos considerar que los monopolos magnéticos no existen en la naturaleza:

$$\nabla \cdot \mathbf{B} = 0, \quad (\text{A.6})$$

ecuación que debe satisfacerse a todo tiempo.

A.1.1. Autogravedad

El gradiente negativo del potencial gravitacional ϕ ($\mathbf{g} = -\nabla\phi$) en la ecuación A.2 nos proporciona información de como el fluido se mueve hacia lugares en donde el potencial es más negativo. Por otra parte, ϕ satisface la ecuación de Poisson:

$$\nabla^2\phi = 4\pi G\rho. \quad (\text{A.7})$$

Esta ecuación nos dice cómo la densidad de masa dentro de una región del espacio influye en el potencial gravitatorio en todo el espacio (autogravedad).

En FLASH el modulo de gravedad calcula el potencial y la aceleración gravitacional usando el algoritmo Octree descrito en Barnes and Hut (1986); Wunsch et al. (2018). La estructura Octree se construye mediante la subdivisión recursiva del dominio computacional (o volumen). Entonces, se forma una estructura jerárquica de árbol, donde cada nodo padre se puede dividir en ocho nodos hijo y así de forma recursiva. Por otra parte, los nodos en el último nivel de refinamiento que ya no se dividen se denominan hojas. En el módulo de gravedad el árbol se construye a partir de la distribución de masa en las celdas de la malla adaptativa. La información de las celdas se recoge y se propaga hacia los nodos padres en la estructura del árbol. De esta forma, cada nodo almacena la masa total y la posición del centro de masa de los elementos que contiene. Por otra parte, se usan criterios de aceptación de multipolos (MAC) para decidir si un nodo puede ser utilizado para calcular el campo gravitacional o si sus nodos hijos deben ser considerados. Para el cálculo del potencial y la aceleración gravitacional el algoritmo recorre el árbol, y durante este recorrido se evalúan los MAC para cada nodo. Si un nodo cumple con el criterio, se utiliza su información para calcular el potencial y la aceleración en el punto objetivo. De lo contrario, se abren sus nodos hijos y se evalúa nuevamente. La aceleración gravitacional se calcula solo usando la masa total y el centro de masa. El módulo de gravedad soporta condiciones de frontera aisladas y periódicas. En el caso de condiciones periódicas, se utiliza el método de

Ewald para mejorar la convergencia del cálculo del potencial gravitacional en un dominio computacional con copias periódicas. Además, para ahorrar tiempo computacional, se implementa una técnica de actualización adaptativa de bloques (ABU). Si la distribución de masa en una región no cambia significativamente de un paso de tiempo a otro, se reutilizan los valores del potencial y la aceleración del paso de tiempo anterior, evitando el recálculo completo Wunsch et al. (2018).

A.1.2. Formación de partículas sumidero

En simulaciones numéricas, las partículas sumidero (sink) permiten representar regiones de colapso gravitacional local (Federrath et al., 2010) en celdas densas en el límite de la resolución. Estas partículas representan objetos estelares (por ejemplo, cúmulos de estrellas). Una partícula sink es creada cuando el gas alcanza una densidad umbral específica alta y puede seguir acumulando masa al acretar el gas que la rodea. Este método permite simular la evolución y formación de estrellas sin resolver las pequeñas escalas de tiempo y espacio asociadas con el colapso y la fragmentación del gas (Federrath et al., 2010). Para determinar si un sink se forma, se define alrededor de la celda un volumen esférico de control (de radio 2-3 veces el tamaño de la celda más pequeña) y en este volumen se hacen las siguientes pruebas Federrath et al. (2010):

1. Nivel de refinamiento: el gas debe estar en el nivel más alto de refinamiento de la malla adaptativa.
2. Flujo convergente: el gas debe mostrar un flujo convergente hacia el centro del volumen de control, es decir, $\nabla \cdot \mathbf{v} < 0$.
3. Mínimo de potencial gravitacional: la celda central del volumen de control debe tener el potencial gravitacional mínimo local, $\phi(0, 0, 0) = \text{mín}[\phi(i, j, k)]$.
4. Inestabilidad de Jeans: el gas debe ser inestable según el criterio de Jeans. La energía gravitacional $|E_{\text{grav}}|$ debe ser mayor que el doble de la energía térmica $2E_{\text{th}}$, es decir, $|E_{\text{grav}}| > 2E_{\text{th}}$.
5. Estado ligado: el gas dentro del volumen de control debe estar gravitacionalmente ligado. La energía total del gas debe ser negativa:

$$E_{\text{grav}} + E_{\text{th}} + E_{\text{kin}} + E_{\text{mag}} < 0$$

6. Proximidad a otras partículas sink: no debe haber otra partícula sink existente dentro del radio de acreción (r_{acc}) de la nueva partícula sink.

Estas condiciones garantizan que solo el gas que está en colapso gravitacional se convierta en partículas sumidero Federrath et al. (2010).

Una vez formado el sink, este puede seguir acretando masa de sus alrededores (Federrath et al., 2010). En el modelo autoconsistente estudiado aquí (ver §2.2), el gas

denso forma partículas sumidero con estos criterios. Sin embargo, dada la resolución de esta simulación, estas partículas representan grupos de estrellas más que estrellas individuales. Por tanto, se asume una función inicial de masa tipo Kroupa (2001) y se calcula la estrella más masiva contenida en el grupo estelar. Si esta estrella es mayor a $8 M_{\odot}$, esta puede emitir fotones ionizantes de acuerdo al tipo espectral de la estrella más masiva (ver detalles en Zamora-Avilés et al., 2019). En el modelo simplificado (ver §2.1), situamos una fuente de fotones ionizante (estrella tipo OV) y la hacemos radiar consecuentemente cerca del filamento. La posición de la fuente no cambia en el tiempo.

A.1.3. Retroalimentación radiativa

Los modelos numéricos analizados aquí se construyeron con diferentes versiones de FLASH. Sin embargo, independientemente de la versión, los algoritmos que implementan diferentes procesos físicos son los mismos con excepción de la retroalimentación radiativa de estrellas masivas. Aquí describimos de manera general ambas implementaciones.

FLASH2.5: Modelo autoconsistente

El cálculo de la tasa de fotones ionizantes que llegan a cada celda se realiza calculando la densidad columnar por medio de interpolación a lo largo de los rayos provenientes de las fuentes puntuales (sinks) hasta cada celda. Entonces, la fracción de ionización y la temperatura pueden calcularse por medio de un proceso iterativo, utilizando la solución analítica de la ecuación de flujo para las fracciones de ionización.

Para propagar la radiación se usa el modulo de trazado de rayos de características híbridas de Rijkhorst et al. (2006). El proceso de trazado aprovecha la información jerárquica almacenada en la estructura de malla adaptativa. Cada bloque en la jerarquía de la malla adaptativa tiene información sobre sus bloques padre e hijo, así como sobre sus vecinos del mismo nivel de refinamiento. Sólo se almacenan datos válidos de los bloques de mayor refinamiento, que se denominan bloques hoja. El método implica determinar el camino de un rayo de luz (o radiación) a través de la malla adaptativa. El trazado de rayos comienza desde los bloques con un identificador conocido, se determina la dirección en la que el rayo deja el bloque. Si hay un bloque vecino en el mismo nivel de refinamiento se verifica si sigue siendo un bloque hoja o si tiene un nivel de hijos. Si no hay un bloque vecino en el mismo nivel de refinamiento, el nuevo bloque debe ser el vecino del padre del bloque actual en esa dirección (Peters et al., 2010). Este método es preciso pero costoso computacionalmente.

FLASH4.3: Modelo simplificado

Utilizamos el algoritmo TreeRay (Clark et al., 2012; Wunsch et al., 2021) para el transporte de radiación (ionizante). El algoritmo usa un trazado inverso de rayos para calcular la radiación procedente de múltiples fuentes. En lugar de seguir los rayos

desde la fuente hacia cada celda, se sigue el camino inverso desde las celdas del medio hasta las fuentes de radiación. Este método tiene la ventaja de que usa el mismo árbol construido para el cálculo de la autogravedad (ver §A.1.1) permitiendo agrupar y calcular eficientemente las contribuciones de radiación en diferentes partes del medio. Esto permite un cálculo más eficiente de la radiación que llega a cada celda y el costo computacional es independiente del número de fuentes.

A.1.4. Enfriamiento y calentamiento en el modelo numérico

Las tasas de enfriamiento y calentamiento se calculan tomando por separado los procesos asociados a estas como lo son (p.ej., Wolfire et al., 1995)

- la ionización de átomos de hidrógeno debido a los sinks,
- calentamiento del polvo debida a radiación no ionizante,
- enfriamiento por colisiones (ion-electrón), siendo este el mecanismo principal para la pérdida de energía en el gas parcialmente ionizado.
- Además de las tasas de enfriamiento y calentamiento de acuerdo a Koyama and Inutsuka (2000, 2002), las cuales no están relacionadas directamente con la ionización debida a partículas sink. Estas están basadas en cálculos térmicos y químicos debidos a: calentamiento foto-eléctrico de granos pequeños e hidrocarburos policíclicos aromáticos, calentamiento e ionización debida a rayos X, rayos cósmicos y formación/destrucción del hidrógeno molecular. Por otro lado, para procesos de enfriamiento como la emisión atómica del CII, OI, Lyman- α del hidrógeno, emisión debida a la línea rotacional/vibracional del CO y H₂, además de la emisión debida a colisiones atómicas y moleculares con granos de polvo (Wolfire et al., 1995).

Referencias

- Yoriko Abe, Shirō Sakashita, and Yōrō Ōno. Effects of the magnetic field on the ionization front. *Progress of Theoretical Physics*, 30(6):816–826, 1963.
- B. G. Andersson, A. Lazarian, and John E. Vaillancourt. Interstellar Dust Grain Alignment. , 53:501–539, August 2015. doi: 10.1146/annurev-astro-082214-122414.
- Philippe André, James Di Francesco, Derek Ward-Thompson, Shu-ichiro Inutsuka, Ralph E. Pudritz, and Jaime Pineda. From filamentary networks to dense cores in molecular clouds: Toward a new paradigm for star formation. 2013. doi: 10.48550/ARXIV.1312.6232. URL <https://arxiv.org/abs/1312.6232>.
- Pons Guillem Anglada and Boadella Robert i Estalella. Introducción a la física del medio interestelar Llibre + CD-ROM. Edicions Universitat Barcelona, January 2008.
- S. J. Arthur, W. J. Henney, G. Mellema, F. de Colle, and E.ázquez-Semadeni@. Radiation-magnetohydrodynamic simulations of H II regions and their associated PDRs in turbulent molecular clouds. , 414(2):1747–1768, June 2011. doi: 10.1111/j.1365-2966.2011.18507.x.
- Josh Barnes and Piet Hut. A hierarchical $O(N \log N)$ force-calculation algorithm. , 324(6096): 446–449, December 1986. doi: 10.1038/324446a0.
- S. J. Barnett. The Magnetization of Iron, Nickel, and Cobalt by Rotation and the Nature of the Magnetic Molecule. *Physical Review*, 10(1):7–21, July 1917. doi: 10.1103/PhysRev.10.7.
- R. Beck. Galactic and Extragalactic Magnetic Fields. , 99:243–260, October 2001.
- J. E. Bjorkman and Kenneth Wood. Radiative Equilibrium and Temperature Correction in Monte Carlo Radiation Transfer. , 554(1):615–623, June 2001. doi: 10.1086/321336.
- Roger Blandford and David Eichler. Particle acceleration at astrophysical shocks: A theory of cosmic ray origin. *Physics Reports*, 154(1):1–75, 1987.
- JBGM Bloemen. High-energy gamma rays probing cosmic-ray spectral differences throughout the galaxy. *Astrophysical Journal, Part 2-Letters to the Editor (ISSN 0004-637X)*, vol. 317, June 1, 1987, p. L15-L19., 317:L15–L19, 1987.
- C. Bonatto, Jr. Santos, J. F. C., and E. Bica. Mass functions and structure of the young open cluster NGC 6611. , 445(2):567–577, January 2006. doi: 10.1051/0004-6361:20052793.

References

- Peter Camps, Karl Misselt, Simone Bianchi, Tuomas Lunttila, Christophe Pinte, Giovanni Natale, Mika Juvela, Joerg Fischera, Michael P. Fitzgerald, Karl Gordon, Maarten Baes, and Jürgen Steinacker. Benchmarking the calculation of stochastic heating and emissivity of dust grains in the context of radiative transfer simulations. , 580:A87, August 2015. doi: 10.1051/0004-6361/201525998.
- Subrahmanyan Chandrasekhar and Enrico Fermi. Magnetic fields in spiral arms. Astrophysical Journal, 118:113–115, 1953.
- Nicholas L Chapman, Paul F Goldsmith, Jorge L Pineda, DP Clemens, Di Li, and Marko Krčo. The magnetic field in taurus probed by infrared polarization. The Astrophysical Journal, 741(1):21, 2011.
- Che-Yu Chen, Zhi-Yun Li, Renato R. Mazzei, Jinsoo Park, Laura M. Fissel, Michael C. Y. Chen, Richard I. Klein, and Pak Shing Li. The Davis-Chandrasekhar-Fermi method revisited. , 514(2):1575–1594, August 2022. doi: 10.1093/mnras/stac1417.
- Che-Yu Chen, Zhi-Yun Li, Renato R. Mazzei, Jinsoo Park, Laura M. Fissel, Michael C. Y. Chen, Richard I. Klein, and Pak Shing Li. The davis-chandrasekhar-fermi method revisited. 2022. doi: 10.48550/ARXIV.2205.09134. URL <https://arxiv.org/abs/2205.09134>.
- Paul C. Clark, Simon C. O. Glover, and Ralf S. Klessen. TreeCol: a novel approach to estimating column densities in astrophysical simulations. , 420(1):745–756, February 2012. doi: 10.1111/j.1365-2966.2011.20087.x.
- Richard M Crutcher. Magnetic fields in molecular clouds. Annual Review of Astronomy and Astrophysics, 50(1):29–63, 2012.
- Richard M Crutcher and Athol J Kemball. Review of zeeman effect observations of regions of star formation. Frontiers in Astronomy and Space Sciences, 6:66, 2019.
- Richard M Crutcher, Benjamin Wandelt, Carl Heiles, Edith Falgarone, and Thomas H Troland. Magnetic fields in interstellar clouds from zeeman observations: inference of total field strengths by bayesian analysis. The Astrophysical Journal, 725(1):466, 2010.
- Leverett Davis Jr. The strength of interstellar magnetic fields. Physical Review, 81(5):890, 1951.
- A. Z. Dolginov and I. G. Mitrofanov. Orientation of Cosmic Dust Grains. , 43(2):291–317, September 1976. doi: 10.1007/BF00640010.
- Bruce T Draine. Physics of the interstellar and intergalactic medium. Princeton Series in Astrophysics. Princeton University Press, Princeton, NJ, January 2011.
- BT Draine and Aigen Li. Infrared emission from interstellar dust. i. stochastic heating of small grains. The Astrophysical Journal, 551(2):807, 2001.
- A. Dubey, L. B. Reid, and R. Fisher. Introduction to FLASH 3.0, with application to supersonic turbulence. Physica Scripta Volume T, 132:014046, December 2008. doi: 10.1088/0031-8949/2008/T132/014046.

- Anshu Dubey, Katie Antypas, Murali K. Ganapathy, Lynn B. Reid, Katherine Riley, Dan Sheeler, Andrew Siegel, and Klaus Weide. Extensible component-based architecture for flash, a massively parallel, multiphysics simulation code. *Parallel Computing*, 35(10): 512–522, 2009. ISSN 0167-8191. doi: <https://doi.org/10.1016/j.parco.2009.08.001>. URL <https://www.sciencedirect.com/science/article/pii/S0167819109000945>.
- Diego Falceta-Gonçalves, Alex Lazarian, and Grzegorz Kowal. Studies of regular and random magnetic fields in the ism: statistics of polarization vectors and the chandrasekhar-fermi technique. *The Astrophysical Journal*, 679(1):537, 2008.
- E. Falgarone, T. G. Phillips, and C. K. Walker. The Edges of Molecular Clouds: Fractal Boundaries and Density Structure. , 378:186, September 1991. doi: 10.1086/170419.
- Christoph Federrath, Robi Banerjee, Paul C. Clark, and Ralf S. Klessen. Modeling collapse and accretion in turbulent gas clouds: Implementation and comparison of sink particles in amr and sph. *The Astrophysical Journal*, 713(1):269–290, March 2010. ISSN 1538-4357. doi: 10.1088/0004-637x/713/1/269. URL <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/713/1/269>.
- Katia M. Ferrière. The interstellar environment of our galaxy. *Reviews of Modern Physics*, 73(4):1031–1066, December 2001. ISSN 1539-0756. doi: 10.1103/revmodphys.73.1031. URL <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.73.1031>.
- G. B. Field. Thermal Instability. , 142:531, August 1965. doi: 10.1086/148317.
- B. Fryxell, K. Olson, P. Ricker, F. X. Timmes, M. Zingale, D. Q. Lamb, P. MacNeice, R. Rosner, J. W. Truran, and H. Tufo. Flash: An adaptive mesh hydrodynamics code for modeling astrophysical thermonuclear flashes. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 131(1): 273–334, November 2000. ISSN 1538-4365. doi: 10.1086/317361. URL <http://dx.doi.org/10.1086/317361>.
- Frédéric Galliano. A nearby galaxy perspective on interstellar dust properties and their evolution, 2022. URL <https://arxiv.org/abs/2202.01868>.
- Josep M Girart, Ramprasad Rao, and Daniel P Marrone. Magnetic fields in the formation of sun-like stars. *Science*, 313(5788):812–814, 2006.
- Diego F González-Casanova and A Lazarian. Velocity gradients as a tracer for magnetic fields. *The Astrophysical Journal*, 835(1):41, 2017.
- L. Hartmann, J. Ballesteros-Paredes, and E. A. Bergin. Rapid Formation of Molecular Clouds and Stars in the Solar Neighborhood. , 562:852–868, December 2001. doi: 10.1086/323863.
- Eugene Hecht. *Optics, global edition*. Pearson Higher Ed, October 2016.
- Patrick Hennebelle and Shu-ichiro Inutsuka. The role of magnetic field in molecular cloud formation and evolution. *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*, 6:5, 2019.

References

- William J. Henney, S. Jane Arthur, Fabio De Colle, and Garrelt Mellema. Radiation-magnetohydrodynamic simulations of the photoionization of magnetized globules*. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 398(1):157–175, 08 2009. ISSN 0035-8711. doi: 10.1111/j.1365-2966.2009.15153.x. URL <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2009.15153.x>.
- L. G. Henyey and J. L. Greenstein. Diffuse radiation in the Galaxy. , 93:70–83, January 1941. doi: 10.1086/144246.
- J. J. Hester, P. A. Scowen, R. Sankrit, T. R. Lauer, E. A. Ajhar, W. A. Baum, A. Code, D. G. Currie, G. E. Danielson, S. P. Ewald, S. M. Faber, C. J. Grillmair, E. J. Groth, J. A. Holtzman, D. A. Hunter, J. Kristian, R. M. Light, C. R. Lynds, D. G. Monet, Jr. O’Neil, E. J., E. J. Shaya, P. K. Seidelmann, and J. A. Westphal. Hubble Space Telescope WFPC2 Imaging of M16: Photoevaporation and Emerging Young Stellar Objects. , 111:2349, June 1996. doi: 10.1086/117968.
- Roger H. Hildebrand, Larry Kirby, Jessie L. Dotson, Martin Houde, and John E. Vaillancourt. Dispersion of Magnetic Fields in Molecular Clouds. I. , 696(1):567–573, May 2009. doi: 10.1088/0004-637X/696/1/567.
- Thiem Hoang and A. Lazarian. Grain alignment induced by radiative torques: Effects of internal relaxation of energy and complex radiation field. The Astrophysical Journal, 697(2):1316–1333, May 2009. ISSN 1538-4357. doi: 10.1088/0004-637x/697/2/1316. URL <http://dx.doi.org/10.1088/0004-637X/697/2/1316>.
- David J Hollenbach and AGGM Tielens. Photodissociation regions in the interstellar medium of galaxies. Reviews of Modern Physics, 71(1):173, 1999.
- Martin Houde, John E Vaillancourt, Roger H Hildebrand, Shadi Chitsazzadeh, and Larry Kirby. Dispersion of magnetic fields in molecular clouds. ii. The Astrophysical Journal, 706(2): 1504, 2009.
- Jihye Hwang, Kate Pattle, Harriet Parsons, Mallory Go, and Jongsoo Kim. Magnetic fields in the horsehead nebula. The Astronomical Journal, 165(5):198, 2023.
- Carmen Juárez, Josep M. Girart, Manuel Zamora-Avilés, Ya-Wen Tang, Patrick M. Koch, Hanyu Baobab Liu, Aina Palau, Javier Ballesteros-Paredes, Qizhou Zhang, and Keping Qiu. Magnetized Converging Flows toward the Hot Core in the Intermediate/High-mass Star-forming Region NGC 6334 V. , 844(1):44, July 2017. doi: 10.3847/1538-4357/aa78a6.
- H. Koyama and S. I. Inutsuka. Molecular Cloud Formation in Shock-compressed Layers. , 532: 980–993, April 2000. doi: 10.1086/308594.
- H. Koyama and S. I. Inutsuka. An Origin of Supersonic Motions in Interstellar Clouds. , 564: L97–L100, January 2002. doi: 10.1086/338978.
- P. Kroupa. On the variation of the initial mass function. , 322:231–246, April 2001. doi: 10.1046/j.1365-8711.2001.04022.x.

- P. Kroupa. On the variation of the initial mass function. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 322(2):231–246, April 2001. ISSN 1365-2966. doi: 10.1046/j.1365-8711.2001.04022.x. URL <http://dx.doi.org/10.1046/j.1365-8711.2001.04022.x>.
- Tie Liu, Pak Shing Li, Mika Juvela, Kee-Tae Kim, Neal J Evans II, James Di Francesco, Sheng-Yuan Liu, Jinghua Yuan, Ken'ichi Tatematsu, Qizhou Zhang, et al. A holistic perspective on the dynamics of g035. 39-00.33: the interplay between gas and magnetic fields. The Astrophysical Journal, 859(2):151, 2018.
- L. B. Lucy. Computing radiative equilibria with Monte Carlo techniques. , 344:282–288, April 1999.
- Jonathan Mackey and Andrew J. Lim. Effects of magnetic fields on photoionized pillars and globules. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 412(3):2079–2094, 04 2011. ISSN 0035-8711. doi: 10.1111/j.1365-2966.2010.18043.x. URL <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2010.18043.x>.
- Fabrice Martins, Daniel Schaerer, and D John Hillier. A new calibration of stellar parameters of galactic o stars. Astronomy & Astrophysics, 436(3):1049–1065, 2005.
- DS Mathewson and VL Ford. Polarization measurements of stars in the magellanic clouds. Astronomical Journal, Vol. 75, p. 778-784, 877-879, 75:778–784, 1970.
- J. S. Mathis, P. G. Mezger, and N. Panagia. Interstellar radiation field and dust temperatures in the diffuse interstellar medium and in giant molecular clouds. , 128:212–229, November 1983.
- John S Mathis, William Rumpl, and Kenneth H Nordsieck. The size distribution of interstellar grains. Astrophysical Journal, Part 1, vol. 217, Oct. 15, 1977, p. 425-433. NSF-supported research., 217:425–433, 1977.
- A. F. McLeod, J. E. Dale, A. Ginsburg, B. Ercolano, M. Gritschneider, S. Ramsay, and L. Testi. The Pillars of Creation revisited with MUSE: gas kinematics and high-mass stellar feedback traced by optical spectroscopy. , 450(1):1057–1076, June 2015. doi: 10.1093/mnras/stv680.
- J-P Meyer. Solar-stellar outer atmospheres and energetic particles, and galactic cosmic rays. Astrophysical Journal Supplement Series (ISSN 0067-0049), vol. 57, Jan. 1985, p. 173-204., 57:173–204, 1985.
- Philip C Myers, Shantanu Basu, and Sayantan Auddy. Magnetic field structure in spheroidal star-forming clouds. The Astrophysical Journal, 868(1):51, 2018.
- Raúl Naranjo-Romero, Enrique Vázquez-Semadeni, and Robert M Loughnane. Gravity-driven filamentary flow in molecular clouds. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 512(4):4715–4729, March 2022. ISSN 1365-2966. doi: 10.1093/mnras/stac804. URL <http://dx.doi.org/10.1093/mnras/stac804>.

References

- Eve C. Ostriker, James M. Stone, and Charles F. Gammie. Density, velocity, and magnetic field structure in turbulent molecular cloud models. *The Astrophysical Journal*, 546(2):980–1005, January 2001. ISSN 1538-4357. doi: 10.1086/318290. URL <http://dx.doi.org/10.1086/318290>.
- Kate Pattle, Derek Ward-Thompson, Tetsuo Hasegawa, Pierre Bastien, Woojin Kwon, Shih-Ping Lai, Keping Qiu, Ray Furuya, and David Berry. First observations of the magnetic field inside the pillars of creation: Results from the bistro survey. *The Astrophysical Journal Letters*, 860(1):L6, June 2018. ISSN 2041-8213. doi: 10.3847/2041-8213/aac771. URL <http://dx.doi.org/10.3847/2041-8213/aac771>.
- Kate Pattle, Laura Fissel, Mehrnoosh Tahani, Tie Liu, and Evangelia Ntormousi. Magnetic fields in star formation: from clouds to cores, 2022.
- T. Peters, R. Banerjee, R. S. Klessen, M.-M. Mac Low, R.án-Madrid@, and E. R. Keto. H II Regions: Witnesses to Massive Star Formation. , 711:1017–1028, March 2010. doi: 10.1088/0004-637X/711/2/1017.
- Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, M. I. R. Alves, M. Arnaud, D. Arzoumanian, M. Ashdown, J. Aumont, C. Baccigalupi, A. J. Banday, R. B. Barreiro, N. Bartolo, E. Battaner, K. Benabed, A.ít@, A.évy@, J. P. Bernard, M. Bersanelli, P. Bielewicz, J. J. Bock, L. Bonavera, J. R. Bond, J. Borrill, F. R. Bouchet, F. Boulanger, A. Bracco, C. Burigana, E. Calabrese, J. F. Cardoso, A. Catalano, H. C. Chiang, P. R. Christensen, L. P. L. Colombo, C. Combet, F. Couchot, B. P. Crill, A. Curto, F. Cuttaia, L. Danese, R. D. Davies, R. J. Davis, P. de Bernardis, A. de Rosa, G. de Zotti, J. Delabrouille, C. Dickinson, J. M. Diego, H. Dole, S. Donzelli, O.é@, M. Douspis, A. Ducout, X. Dupac, G. Efstathiou, F. Elsner, T. A. Enßlin, H. K. Eriksen, D.çalves@, E. Falgarone, K.ère@, F. Finelli, O. Forni, M. Frailis, A. A. Fraisse, E. Franceschi, A. Frejsel, S. Galeotta, S. Galli, K. Ganga, T. Ghosh, M. Giard, E.øw@, J.ález-Nuevo@, K. M. Górski, A. Gregorio, A. Gruppuso, J. E. Gudmundsson, V. Guillet, D. L. Harrison, G. Helou, P. Hennebelle, S.é@, C.ández-Monteagudo@, D. Herranz, S. R. Hildebrandt, E. Hivon, W. A. Holmes, A. Hornstrup, K. M. Huffenberger, G. Hurier, A. H. Jaffe, T. R. Jaffe, W. C. Jones, M. Juvela, E.änen@, R. Keskitalo, T. S. Kisner, J. Knoche, M. Kunz, H. Kurki-Suonio, G. Lagache, J. M. Lamarre, A. Lasenby, M. Lattanzi, C. R. Lawrence, R. Leonardi, F. Levrier, M. Liguori, P. B. Lilje, M.ørnle@, M.ópez-Caniego@, P. M. Lubin, J. F. Macías-Pérez, D. Maino, N. Mandolesi, A. Mangilli, M. Maris, P. G. Martin, E.ínez-González@, S. Masi, S. Matarrese, A. Melchiorri, L. Mendes, A. Mennella, M. Migliaccio, M. A. Miville-Deschênes, A. Moneti, L. Montier, G. Morgante, D. Mortlock, D. Munshi, J. A. Murphy, P. Naselsky, F. Nati, C. B. Netterfield, F. Noviello, D. Novikov, I. Novikov, N. Oppermann, C. A. Oxborrow, L. Pagano, F. Pajot, R. Paladini, D. Paoletti, F. Pasian, L. Perotto, V. Pettorino, F. Piacentini, M. Piat, E. Pierpaoli, D. Pietrobon, S. Plaszczyński, E. Pointecouteau, G. Polenta, N. Ponthieu, G. W. Pratt, S. Prunet, J. L. Puget, J. P. Rachen, M. Reinecke, M. Remazeilles, C. Renault, A. Renzi, I. Ristorcelli, G. Rocha, M. Rossetti, G. Roudier, J. A. Rubiño-Martín, B. Rusholme, M. Sandri, D. Santos, M. Savelainen, G. Savini, D. Scott, J. D. Soler, V. Stolyarov, R. Sudiwala, D. Sutton, A. S. Suur-Uski, J. F. Sygnet, J. A. Tauber, L. Terenzi, L. Toffolatti, M. Tomasi, M. Tristram, M. Tucci, G. Umama, L. Valenziano, J. Valiviita, B. Van Tent, P. Vielva, F. Villa, L. A. Wade, B. D. Wandelt, I. K. Wehus, N. Ysard, D. Yvon, and A. Zonca. Planck intermediate results. XXXV.

-
- Probing the role of the magnetic field in the formation of structure in molecular clouds. , 586:A138, February 2016. doi: 10.1051/0004-6361/201525896.
- S. Reissl, S. Wolf, and R. Brauer. Radiative transfer with polaris: I. analysis of magnetic fields through synthetic dust continuum polarization measurements. Astronomy and Astrophysics, 593:A87, September 2016. ISSN 1432-0746. doi: 10.1051/0004-6361/201424930. URL <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/201424930>.
- E-J Rijkhorst, Tomasz Plewa, Anshu Dubey, and Garrelt Mellema. Hybrid characteristics: 3d radiative transfer for parallel adaptive mesh refinement hydrodynamics. Astronomy & Astrophysics, 452(3):907–920, 2006.
- D. D. Ryutov, J. O. Kane, A. Mizuta, M. W. Pound, and B. A. Remington. Two Models of Magnetic Support for Photoevaporated Molecular Clouds. , 298(1-2):183–190, July 2005. doi: 10.1007/s10509-005-3930-4.
- R. Skalidis, J. Sternberg, J. R. Beattie, V. Pavlidou, and K. Tassis. Why take the square root? an assessment of interstellar magnetic field strength estimation methods. Astronomy and Astrophysics, 656:A118, December 2021. ISSN 1432-0746. doi: 10.1051/0004-6361/202142045. URL <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361/202142045>.
- Lyman Spitzer. Physical processes in the interstellar medium. John Wiley & Sons, Nashville, TN, December 1998.
- Wayne A Stein. Circumstellar infrared emission. Publications of the Astronomical Society of the Pacific, 84(501):627–632, 1972.
- Bengt Strömgren. The Physical State of Interstellar Hydrogen. , 89:526, May 1939. doi: 10.1086/144074.
- M Tahani, R Plume, JC Brown, and J Kainulainen. Helical magnetic fields in molecular clouds?—a new method to determine the line-of-sight magnetic field structure in molecular clouds. Astronomy & Astrophysics, 614:A100, 2018.
- G Tenorio-Tagle. The gas dynamics of h ii regions. i—the champagne model. Astronomy and Astrophysics, vol. 71, no. 1-2, Jan. 1979, p. 59-65., 71:59–65, 1979.
- Thomas H Troland and Richard M Crutcher. Magnetic fields in dark cloud cores: Arecibo oh zeeman observations. The Astrophysical Journal, 680(1):457, 2008.
- William D Vacca, Catherine D Garmany, and J Michael Shull. The lyman-continuum fluxes and stellar parameters of o and early b-type stars. The Astrophysical Journal, 460(NASA-CR-204907), 1996.
- Enrique Vázquez-Semadeni, Aina Palau, Javier Ballesteros-Paredes, Gilberto C. Gómez, and Manuel Zamora-Avilés. Global hierarchical collapse in molecular clouds. Towards a comprehensive scenario. , 490(3):3061–3097, December 2019. doi: 10.1093/mnras/stz2736.
- E. T. Vishniac. Nonlinear instabilities in shock-bounded slabs. , 428:186–208, June 1994. doi: 10.1086/174231.
-

References

- SK Walch, AP Whitworth, T Bisbas, R Wunsch, and D Hubber. Dispersal of molecular clouds by ionizing radiation. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 427(1):625–636, 2012.
- G. J. White, R. P. Nelson, W. S. Holland, E. I. Robson, J. S. Greaves, M. J. McCaughrean, G. L. Pilbratt, D. S. Balser, T. Oka, S. Sakamoto, T. Hasegawa, W. H. McCutcheon, H. E. Matthews, C. V. M. Fridlund, N. F. H. Tothill, M. Huldgren, and J. R. Deane. The Eagle Nebula’s fingers - pointers to the earliest stages of star formation? , 342:233–256, February 1999a.
- G. J. White, R. P. Nelson, W. S. Holland, E. I. Robson, J. S. Greaves, M. J. McCaughrean, G. L. Pilbratt, D. S. Balser, T. Oka, S. Sakamoto, T. Hasegawa, W. H. McCutcheon, H. E. Matthews, C. V. M. Fridlund, N. F. H. Tothill, M. Huldgren, and J. R. Deane. The Eagle Nebula’s fingers - pointers to the earliest stages of star formation? , 342:233–256, February 1999b.
- R. J. R. Williams, D. Ward-Thompson, and A. P. Whitworth. Hydrodynamics of photoionized columns in the eagle nebula, m 16. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 327(3):788–798, November 2001a. ISSN 1365-2966. doi: 10.1046/j.1365-8711.2001.04757.x. URL <http://dx.doi.org/10.1046/j.1365-8711.2001.04757.x>.
- R.J.R. Williams, D. Ward-Thompson, and A.P. Whitworth. Hydrodynamics of photoionized columns in the Eagle Nebula, M 16. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 327(3):788–798, 11 2001b. ISSN 0035-8711. doi: 10.1046/j.1365-8711.2001.04757.x. URL <https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2001.04757.x>.
- Mark G Wolfire, David Hollenbach, Christopher F McKee, AGGM Tielens, and ELO Bakes. The neutral atomic phases of the interstellar medium. Astrophysical Journal, Part 1 (ISSN 0004-637X), vol. 443, no. 1, p. 152–168, 443:152–168, 1995.
- Kenneth Wood and RJ Reynolds. A model for the scattered light contribution and polarization of the diffuse $h\alpha$ galactic background. The Astrophysical Journal, 525(2):799, 1999.
- Richard Wunsch, Stefanie Walch, František Dinnbier, and A Whitworth. Tree-based solvers for adaptive mesh refinement code flash–i: gravity and optical depths. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 475(3):3393–3418, 2018.
- Richard Wunsch, Stefanie Walch, František Dinnbier, Daniel Seifried, Sebastian Haid, Andre Klepitko, Anthony P. Whitworth, and Jan Palouš. Tree-based solvers for adaptive mesh refinement code FLASH - II: radiation transport module TreeRay. , 505(3):3730–3754, August 2021. doi: 10.1093/mnras/stab1482.
- Manuel Zamora-Avilés, Enrique Vázquez-Semadeni, Bastian Körtgen, Robi Banerjee, and Lee Hartmann. Magnetic suppression of turbulence and the star formation activity of molecular clouds. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 474(4):4824–4836, November 2017. ISSN 1365-2966. doi: 10.1093/mnras/stx3080. URL <http://dx.doi.org/10.1093/mnras/stx3080>.

Manuel Zamora-Avilés, Enrique Vázquez-Semadeni, Ricardo F González, José Franco, Steven N Shore, Lee W Hartmann, Javier Ballesteros-Paredes, Robi Banerjee, and Bastian Körtgen. Structure and expansion law of hii regions in structured molecular clouds. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 487(2):2200–2214, May 2019. ISSN 1365-2966. doi: 10.1093/mnras/stz1235. URL <http://dx.doi.org/10.1093/mnras/stz1235>.

Lista de Figuras

1.1. Figura ilustrativa de los vectores (con escala arbitraria) del CM observados en los Pilares de la Creación (delimitados por líneas negras), en la imagen de fondo del HST (Hester et al., 1996). Los ángulos de polarización fueron rotados 90° para mostrar la dirección del CM. El tamaño del haz se muestra en la esquina inferior derecha. Figura tomada de Pattle et al. (2018). 9

1.2. Escenario evolutivo del campo magnético dentro de un pilar, propuesto por Pattle et al. (2018). El azul oscuro representa el gas molecular, mientras que el azul claro muestra el material ionizado. La línea negra denota el frente de ionización. Las líneas discontinuas grises indican la dirección del CM. Las flechas indican las compresiones a las que está sujeto el pilar. 10

2.1. Adaptación del modelo del filamento estratificado basado en Naranjo-Romero et al. (2022). La esfera pequeña en color anaranjado indica la posición de la fuente de radiación (no a escala). 14

2.2. Cortes, en el plano $y - z$ de densidad y temperatura del modelo Fil-By-G en el tiempo $t=0$ Myr. La estrella anaranjada indica la posición de la fuente de radiación ionizante. 14

2.3. Representación esquemática de las condiciones iniciales del modelo realista (ver el texto Zamora-Avilés et al., 2019). 17

2.4. Mapa de densidad columnar de la “nube central” del modelo realista presentado en Zamora-Avilés et al. (2019) a cuatro diferentes tiempo y vista en plano $y - z$ (paneles superiores) y plano $x - y$ (paneles inferiores). Los puntos representan la posición proyectada de las partículas de sumidero. 18

4.1.	Proyecciones en el plano $z - y$ de todos los modelos en tres diferentes tiempos. Los paneles muestran la densidad columnar para los modelos: Fil-By-Grav (paneles 1-2-3), Fil-By (paneles 4-5-6), Fil-Grav (paneles 7-8-9) y Fil-Bz-Grav (paneles 10-11-12), de acuerdo a lo descrito en la Tabla 2.1. El ancho de las proyecciones es de $10 \times 10 \text{ pc}^2$. En todos las proyecciones, las líneas en color azul son las líneas de flujo de campo magnético proyectadas y las flechas en color magenta son la velocidad de bulto.	38
4.2.	Razón entre el semi-eje mayor y menor del elipsoide calculado usando la matriz de inercia en diferentes tiempos. Panel izquierdo: modelos Fil-By-Grav, Fil-By, Fil-Grav y Fil-Bz-Grav, representados como líneas continuas en color rojo, verde, azul y anaranjado, respectivamente. Panel derecho: modelo autoconsistente (línea continua negra). Las mediciones fueron hechas para una densidad $n \geq 300 \text{ cm}^{-3}$ en todos los modelos.	40
4.3.	Cortes de densidad en el plano $z - y$ del modelo simplificado (Fil-By-Grav) en cuatro diferentes tiempos. En todos los cortes, los contornos en negro corresponden a densidades numéricas de $n = (3 \times 10^2, 1 \times 10^3) \text{ cm}^{-3}$. Las líneas rojas representan el CM. Las flechas en color cían son la velocidad de bulto. Las flechas en color anaranjado, verde, y negro corresponden a la presión de radiación, la presión ram, y la presión magnética, respectivamente.	42
4.4.	Cortes en el plano $z - y$ del modelo simplificado (Fil-By-Grav) en tres diferentes tiempos. Los paneles superiores muestran la densidad numérica, los medios la intensidad de campo magnético y los inferiores la presión térmica. En todos los cortes, los contornos en negro corresponden a densidades numéricas de $n = (3 \times 10^2, 1 \times 10^3) \text{ cm}^{-3}$. Las flechas en color negro es la velocidad de bulto. El campo magnético se representa como líneas en color rojo verde y azul.	43
4.5.	Cortes en el plano $z - y$ del modelo autoconsistente en tres diferentes tiempos. Los paneles superiores muestran la densidad numérica, los medios la intensidad de campo magnético y los inferiores la presión térmica. En todos los cortes, los contornos en negro corresponden a densidades numéricas de $n = (3 \times 10^2, 1 \times 10^3) \text{ cm}^{-3}$. Las flechas en color negro es la velocidad de bulto. El campo magnético se representa como líneas en color rojo verde y azul.	45
4.6.	Intensidad de campo magnético promedio (B_{rms}) medida en diferentes tiempos, en (a) el modelo autoconsistente y en (b) modelo fiducial Fil-By-Grav. En todos los modelos se midieron las densidades en un rango de $n = (3 - 10) \times 10^2 \text{ cm}^{-3}$, representadas como líneas discontinuas y continuas, respectivamente.	46

4.7. Izquierda: densidad numérica promedio por arriba de la densidad umbral $n_{\text{thr}} = 300 \text{ cm}^{-3}$ (líneas sólidas) y $n_{\text{thr}} = 10^3 \text{ cm}^{-3}$ (línea punteada) en diferentes tiempos. La densidad numérica promedio esta en unidades de n_{thr} . Derecha: masa total del gas (con densidades arriba de n_{thr}) y masa Jeans (M_J). 47

4.8. Energías totales en diferentes tiempos, medidas en el modelo autoconsistente. En color rojo se representa la energía magnética total. En color verde, azul y anaranjado se representan la energía gravitacional total, la energía interna total y la energía cinética total (véase la sección 2.3.2). Las mediciones fueron hechas para las densidades por arriba del rango de $n = (3 - 10) \times 10^2 \text{ cm}^{-3}$, representadas como líneas discontinuas y continuas, respectivamente. 48

4.9. a) Evolución de presiones para el modelo autoconsistente: presión térmica externa (línea azul), ram externa (línea negra), magnética e interna del gas denso (franja roja y verde, respectivamente). b) Razón entre presiones externas e internas en diferentes tiempos para el modelo autoconsistente. En color rojo, verde, azul y anaranjado se representa la importancia relativa entre la presión térmica externa y la presión magnética e interna, la presión ram y las presiones magnética y térmica, respectivamente. 49

4.10. a) Mapa de señal a ruido de la fracción de polarización $p_L/\delta p_L$ de las observaciones sintéticas (simulaciones en POLARIS) en $t = 1.0 \text{ Myr}$ en el plano ZY del modelo simplificado. Todos los píxeles asociados al pilar tienen una señal a ruido de la intensidad total $I/\delta I > 10$. Además, los vectores de polarización están enmascarados bajo esa misma condición. Los vectores en color negro corresponden a píxeles sin enmascarar por $p_L/\delta p_L$. Los vectores en color cían corresponden a $1 < p_L/\delta p_L < 3$. Mientras que los vectores en color magenta corresponden a $p_L/\delta p_L > 3$, estos son tomados para el cálculo de la dispersión de los ángulos de polarización. Por otro lado, (b) mapa de densidad columnar del modelo simplificado (simulaciones en FLASH) en $t = 1.0 \text{ Myr}$. Los vectores son el campo magnético proyectado del plano ZY y los colores de los mismos representan la intensidad del campo magnético escalada por color, en donde el color magenta es el valor máximo y el mínimo está en cían. 50

- 4.11. (a) Mapa de señal a ruido de la fracción de polarización $p_L/\delta p_L$ de las observaciones sintéticas (simulaciones en POLARIS) en el tiempo 0.7 Myr en el plano ZY. Todos los píxeles asociados al pilar tienen una señal a ruido de la intensidad total $I/\delta I > 10$. Además, los vectores de polarización están enmascarados bajo esa misma condición. Los vectores en color negro corresponden a píxeles sin enmascarar por $p_L/\delta p_L$. Los vectores en color cían corresponden a $1 < p_L/\delta p_L < 3$. Mientras que los vectores en color magenta corresponden a $p_L/\delta p_L > 3$, estos son tomados para el cálculo de la dispersión de los ángulos de polarización. Por otro lado, (b) mapa de densidad columnar del modelo 3D (simulaciones en FLASH) en el tiempo 0.7 Myr. Los vectores son el campo magnético proyectado del plano ZY y los colores de los mismos representan la intensidad del campo magnético escalada por color, en donde el color magenta es el valor máximo y el mínimo está en cían. 51
- 4.12. a) Distribuciones de la fracción de polarización p_L (ecuación 3.7) y b) de los ángulos de polarización ψ (ecuación 3.8) en $t = 0.7$ Myr de las observaciones sintéticas del modelo autoconsistente. La distribución en negro corresponde al pilar con $I/\delta I > 10$. La distribución roja es hecha en los mapas enmascarados con $I/\delta I > 10$ y $p_L/\delta p_L > 3$. Además, $\langle p_L \rangle$ es el promedio de la fracción de polarización para cada distribución. Por otra parte, τ_{max} es la profundidad óptica máxima en las observaciones sintéticas. 52
- 4.13. Dispersión de los ángulos de polarización $\delta\psi$ en distintos tiempos, medida en (a) el modelo autoconsistente y en (b) el modelo fiducial Fil-By-Grav. En donde la formación del pilar de señalada como Pillar formation; el tiempo de vida del pilar señalado como Pillar; y la erosión del pilar señalado como Pillar erosion. La línea discontinua magenta es $\delta\psi = 25^\circ$. En ambos modelos la línea continua en negro es la medición de $\delta\psi$ en el pilar. La línea continua en rojo, verde y azul es la medición de $\delta\psi$ en el pilar usando una mascara con señal a ruido $I/\delta I > 10$ y $p_L/\delta p_L > 1, 2, 3$, respectivamente. 53
- 4.14. Intensidad de campo magnético (CM) en diferentes tiempos medida en (a) el modelo autoconsistente y en (b) el modelo fiducial Fil-By-Grav. La banda gris enmarcada por líneas continuas en color negro es la intensidad de CM promedio ($B_{rms,3D}$) en los modelos autoconsistente y fiducial, respectivamente, para los umbrales de densidad numérica $n_{thr} = (10^2 - 10^3) \text{ cm}^{-3}$ (ver 2.3.2). La banda azul enmarcada en su mismo color es B_{POS} medida en las observaciones sintéticas de los modelos. Para todas las observaciones $\delta\psi$ fue medida en los mapas de polarización dentro de un radio umbral de (a) $R_{thr} = 1$ pc y (b) $R_{thr} = 2$ pc. Los mapas fueron enmascarados por señal a ruido de $p_L/\delta p_L > 3$ y $I/\delta I > 10$ para el pilar (ver 3.2.8, 3.3.1 y 3.3.2). 54

- 5.1. Intensidad de campo magnético (CM) en diferentes tiempos medida en (a) el modelo autoconsistente y en (b) el modelo fiducial Fil-By-Grav. La banda gris enmarcada por líneas continuas en color negro es la intensidad de CM promedio ($B_{rms,3D}$) en los modelos autoconsistente y fiducial, respectivamente, para los umbrales de densidad numérica $n_{thr} = (10^2 - 10^3) \text{ cm}^{-3}$ (ver 2.3.2). La banda azul es B_{POS} medida en las observaciones sintéticas de los modelos. La banda roja es el B_{POS} medido usando el método de Skalidis et al. (2021). Para todas las observaciones $\delta\psi$ fue medida en los mapas de polarización dentro de un radio umbral de (a) $R_{thr} = 1 \text{ pc}$ y (b) $R_{thr} = 2 \text{ pc}$. Los mapas fueron enmascarados por señal a ruido de $p_L/\delta p_L > 3$ y $I/\delta I > 10$ para el pilar (ver 3.2.8, 3.3.1 y 3.3.2). 57

Lista de Tablas

2.1. Valores de los modelos con diferentes configuraciones de campos magnéticos y autogravedad. Todos los modelos incluyen la fuente de radiación ionizante. 15

3.1. Valores de temperatura y radio para las estrellas usadas como fuentes de emisión en la simulación autoconsistente (Estrella 1-3; tipo B) y en la simulación simplificada (Estrella 4; tipo OV) 34