



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

---

---

ESCUELA NACIONAL DE ESTUDIOS SUPERIORES  
UNIDAD MORELIA

ESTUDIO DE LOS EFECTOS DEL CAMPO MAGNÉTICO  
EN LA DISTRIBUCIÓN DE PRESIONES TÉRMICA Y  
MAGNÉTICA EN EL GAS ATÓMICO NEUTRO CON  
PROPIEDADES SIMILARES A LA VECINDAD SOLAR

T E S I S

PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

LICENCIADA EN GEOCIENCIAS

PRESENTA:

IHALY ERÉNDIRA GARCÍA GÓMEZ

TUTOR:

DRA. ADRIANA GAZOL PATIÑO

ESCUELA  
NACIONAL  
DE ESTUDIOS  
SUPERIORES



Morelia, Michoacán, 2021



Universidad Nacional  
Autónoma de México



**UNAM – Dirección General de Bibliotecas**  
**Tesis Digitales**  
**Restricciones de uso**

**DERECHOS RESERVADOS ©**  
**PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL**

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

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



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO**  
**ESCUELA NACIONAL DE ESTUDIOS SUPERIORES, UNIDAD MORELIA**  
**SECRETARÍA GENERAL**  
**SERVICIOS ESCOLARES**

**MTRA. IVONNE RAMÍREZ WENCE**

DIRECTORA

DIRECCIÓN GENERAL DE ADMINISTRACIÓN ESCOLAR

**PRESENTE**

Por medio de la presente me permito informar a usted que en la **sesión ordinaria 06** del **H. Consejo Técnico** de la Escuela Nacional de Estudios Superiores (ENES) Unidad Morelia celebrada el día **22 de junio del 2021**, acordó poner a su consideración el siguiente jurado para la presentación del Trabajo Profesional de la alumna **Ihaly Eréndira García Gómez** adscrita a la Licenciatura en Geociencias, con número de cuenta **417012344**, quien presenta la tesis titulada: "Estudio de los efectos del campo magnético en la distribución de presiones térmica y magnética en el gas atómico neutro con propiedades similares a la vecindad solar" bajo la dirección como **tutora** de la Dra. Adriana Gazol Patiño.

El jurado queda integrado de la siguiente manera:

**Presidente:** Dr. Vladimir Escalante Ramírez

**Vocal:** Dr. Stanley Eugene Kurtz Smith

**Secretario:** Dra. Adriana Gazol Patiño

**Suplente 1:** Dr. Mario Rodríguez Martínez

**Suplente 2:** Dr. Sinhué Amos Refugio Haro Corzo

Sin otro particular, quedo de usted.

Atentamente

"POR MI RAZA HABLARA EL ESPIRITU"

Morelia, Michoacán a 02 de diciembre del 2021.

**DRA. YESENIA ARREDONDO LEÓN**  
**SECRETARIA GENERAL**

**CAMPUS MORELIA**

Antigua Carretera a Pátzcuaro N° 8701, Col. Ex Hacienda de San José de la Huerta  
 58190, Morelia, Michoacán, México. Tel: (443)689.3500 y (55)56.23.73.00, Extensión Red UNAM: 80614  
[www.enesmorelia.unam.mx](http://www.enesmorelia.unam.mx)

---

## *Agradecimientos Institucionales*

---

A la Universidad Nacional Autónoma de México (UNAM) y a la Escuela Nacional de Estudios Superiores unidad Morelia (ENES), por la oportunidad de realizar mis estudios de licenciatura en la máxima casa de estudios. A la licenciatura en Geociencias por cuatro años de mucho aprendizaje y experiencias.

A la Dra. Adriana Gazol Patiño por tanta paciencia, por guiarme, enseñarme, aconsejarme y sobre todo por ser por tantos años una inspiración.

A mi comité sinodal; Dr. Vladimir Escalante, Dr. Stanley Kurtz, Dr. Mario Rodríguez y Dr. Sinhué Haro por el tiempo dedicado a leer mi manuscrito y sus correcciones que ayudaron a que este trabajo mejorara considerablemente.

Al Dr. Mario Rodríguez y al Dr. Sinhué Haro nuevamente por su apoyo durante mis cuatro años de licenciatura, especialmente los últimos dos años de especialidad, y por apoyarme con becas para que pudiera desarrollarme profesionalmente y aprendiera cosas nuevas.

A la coordinación de Geociencias y al Departamento de Servicios Escolares, en especial al Lic. Agustín Martínez por el apoyo durante todo el trámite relacionado a la titulación y a Miriam Lara por asesorarme y apoyarme para obtener becas durante toda la licenciatura. Y finalmente a la UNAM por la beca de titulación de alto rendimiento.



---

# *Agradecimientos*

---

Principalmente quiero agradecer a mis padres, Eréndira y Rolando ¡Gracias!, sin su apoyo, consejos, paciencia y cariño no lo hubiera logrado, gracias por confiar en mi. A mis abuelos, Bertha y Rolando, por recibirme en su casa durante mis cuatro años de licenciatura y por ser un ejemplo a seguir. A mi hermano, Ioscani, por su amor incondicional.

A mis queridas amigas, Viri y Dulce, gracias por ser mis compañeras de aventuras y por todos los recuerdos creados durante la licenciatura, gracias por lo bonito que la pasamos en las prácticas de campo, donde nuestra amistad se formó y fue reforzando, gracias por estar en momentos de felicidad, tristeza, enojo, frustración, emoción y por ser parte de mi vida. Y gracias por ayudarme a corregir algunos detalles de mi manuscrito.

A Rudy por acompañarme durante todo este proceso, por sus consejos y animarme cuando sentía que no lo lograría. Te admiro mucho, gracias por todo siempre.

Finalmente a mi familia y amigos presentes durante toda mi licenciatura, gracias por el apoyo y la motivación para seguir adelante.



---

# Resumen

---

El gas interestelar se caracteriza por tener una estructura multifásica, en particular, el gas atómico neutro, componente de mayor interés para el presente trabajo de tesis, se encuentra predominantemente segregado en dos fases: frío (*Cold Neutral Medium* (CNM)) y tibio (*Warm Neutral Medium* (WNM)). El comportamiento bifásico del gas atómico neutro se debe al desarrollo de la inestabilidad térmica, cuya presencia está originada por el balance entre los procesos de enfriamiento y de calentamiento que operan en dicho gas, y cuando se desarrolla en condiciones ideales, da lugar a un medio segregado en dos fases en equilibrio de presión térmica. Sin embargo, las observaciones de la presión térmica en este gas no son muy numerosas y muestran la presencia de gas con presiones térmicas en un amplio intervalo de valores.

Por lo anterior el objetivo principal fue desarrollar un modelo o predicción para la distribución de presión térmica y magnética en la fase fría del medio atómico neutro con propiedades similares a la vecindad solar en presencia de campo magnético. Para esto se usaron las simulaciones descritas y propuestas por Villagran y Gazol (2018), que modelan el gas atómico neutro en cajas de 100 pc cúbicos, con una inyección de energía artificial mediante forzamiento de Fourier.

Se calcularon y analizaron histogramas normalizados y promediados temporalmente para la presión térmica y magnética del gas. En los histogramas de presión térmica se observaron variaciones sistemáticas con el aumento del campo magnético inicial,  $B_0$ , para la parte de altas presiones  $\log(p/k_B^1) > 3.58$  o  $p/k_B^2 > 3801.893 K cm^{-3}$  para CNM ( $T_{max} = 278 K$ ) y  $\log(p/k_B) \sim 3.77$  o  $p/k_B > 5888.436 K cm^{-3}$  para *Very Cold Neutral Medium* (MNM) ( $T_{max} = 100 K$ ), mientras que en los histogramas de la presión magnética, los picos del histograma se desplazan respecto a la presión magnética inicial. Con el aumento de  $B_0$ , el desplazamiento del pico disminuye.

Para comparar las distribuciones encontradas en esta tesis con estudios anteriores, en primer lugar se intentó ajustar una distribución lognormal a los histogramas de presión térmica. Sin embargo, a pesar de usar mínimos cuadrados lineales para el ajuste con el fin reducir el error estadístico, esta distribución solo se logró ajustar a los picos de los histogramas, excluyendo el comportamiento sistemático de la presión térmica con  $B_0$  a

---

<sup>1</sup> $k_B$  Constante de Boltzmann equivalente a  $\sim 1.3806488 \times 10^{-23} JK^{-1}$

<sup>2</sup> $p/k_B$  medida de presión del gas en el Medio interestelar (MI) con unidades de  $K cm^{-3}$

altas presiones. Se ajustó también una distribución Gaussiana Modificada Exponencialmente (GME), la cual resulta adecuada en todo el intervalo de los histogramas. Para calcular la bondad del ajuste de esta distribución se calculó el parámetro  $\chi^2$  asociado. La forma de la distribución GME se puede describir a través de un parámetro,  $k$ , que cuantifica la importancia relativa de las contribuciones gaussiana y exponencial. El análisis de este parámetro dio como resultado ajustes más exponenciales para la distribución de la presión térmica y ajustes más gaussianos para la presión magnética.

Además, se encontró que para las distribuciones de presión térmica del gas más frío, MNM ( $T < 100$  K), el parámetro  $k$  aumenta al incrementarse  $B_0$ . Este comportamiento permite relacionar el parámetro  $k$  con la presión magnética más probable en ese tipo de gas, por lo que podría usarse como una forma indirecta de medir la intensidad del campo magnético. De esta manera, dada una distribución de presión térmica observada en una región fría, a la cual se ajusta una función GME para determinar el parámetro  $k$ , se podría obtener el valor de  $p_b = \frac{B^2}{8\pi}$  correspondiente. La viabilidad de esta propuesta requiere que el comportamiento de la distribución de presión térmica que se reporta en este trabajo se repita en otras condiciones. Por ello, se propone como trabajo futuro la exploración de la relación  $k$ - $p_b$  para otros modelos.

**Estructura de la tesis.** A continuación se describirá la estructura de esta tesis, la cual se encuentra dividida en seis capítulos. En el **Capítulo 1** se describen las propiedades generales del medio interestelar de la Galaxia, así como las propiedades más relevantes del gas atómico neutro y los principales métodos que se usan para su observación. En el **Capítulo 2** se describen los antecedentes más importantes respecto a la presión térmica en el gas atómico, posteriormente se presentan la motivación y los objetivos de esta investigación. Las herramientas utilizadas para cumplir con dichos objetivos se describen en el **Capítulo 3**, en el que antes de presentar las simulaciones de Villagran y Gazol (2018) donde se modela el gas atómico neutro con propiedades similares a la vecindad solar con distintos campos magnéticos, y de las cuales resultan los histogramas usados en este trabajo, se incluye una descripción de los conceptos básicos de la magnetohidrodinámica y además una explicación de las principales propiedades de las distribuciones que se usaron para los ajustes. Los resultados se presentan en el **Capítulo 4**, donde se muestran gráficas y tablas de los resultados obtenidos para cada simulación, esta información se complementa con los **Apéndices A** y **B**. En el **Capítulo 5** se discuten los resultados comparándolos con trabajos anteriores y se formula una propuesta sobre la estimación de la intensidad del campo magnético en regiones frías a partir de la distribución de presión térmica. Por último, en el **Capítulo 6** se presentan las conclusiones.

---

# Abstract

---

The interstellar gas is characterized by a multiphase structure. In particular, the neutral atomic gas, which is of greatest interest to the present work, is predominantly divided into two phases: cold (Cold Neutral Medium, [CNM](#)) and warm (Warm Neutral Medium, [WNM](#)). The two-phase behavior of the neutral atomic gas is due to the development of a thermal instability which is caused by the equilibrium between the cooling and heating processes in this gas, and when developed under ideal conditions, leads to a two-phase segregated medium in thermal pressure equilibrium. However, the observations of thermal pressure in this gas are not very numerous and show the presence of gas with thermal pressures over a wide range of values.

Therefore, the main objective of this work was to develop a model or prediction of the the thermal and magnetic pressure distribution in the cold phase of the neutral atomic medium with properties similar to those in the solar neighborhood in the presence of magnetic field. For this purpose, we used the simulations described and proposed by [Villagran y Gazol \(2018\)](#), which model the neutral atomic gas in a cubic box of 100 pc, with artificial energy injection by Fourier forcing.

Normalized and time-averaged histograms for the thermal and magnetic pressures of the gas were calculated and analyzed. Systematic variations with the increase of the initial magnetic field,  $B_0$ , were observed in the thermal pressure histograms for the high pressures part,  $\log(p/k_B) > 3.58$  or  $3801.893 \text{ K cm}^{-3}$  for [CNM](#) ( $T_{max} = 278 \text{ K}$ ) and  $\log(p/k_B) \sim 3.77$  or  $5888.436 \text{ K cm}^{-3}$  for [MNM](#) ( $T_{max} = 100 \text{ K}$ ). In the magnetic pressure histograms, the histogram peaks are shifted relative to the initial magnetic pressure. The peak shift decreases as  $B_0$  inceases.

In order to compare the distributions found in this thesis with previous studies, a first attempt was made to fit a lognormal distribution to the thermal pressure histograms. Despite the use of linear least squares to reduce statistical error, this distribution was only able to fit the peaks of the histogram and exclude the systematic behavior of the thermal pressure with  $B_0$  at high pressures. An Exponentially Modified Gaussian ([GME](#)) distribution was also fitted to fit the entire histogram range. For these fits, the associated parameter  $\chi^2$  was calculated in order to estimate the goodness of fit. The [GME](#) distribution shape can be described by the parameter  $k$ , that quantifies the relative importance of the Gaussian and exponential contributions. The analysis of this parameter led to more exponential fitting shapes for the thermal pressure distributions and more Gaussian fitting

---

shapes for the magnetic pressure distributions.

Moreover, it was found that for the coldest thermal gas pressure distributions, MNM ( $T < 100$  K), the  $k$  parameter increases with  $B_0$ . This behavior allows one to relate the parameter to the most probable magnetic pressure in this type of gas, so that it can be used as an indirect method to estimate the magnetic field strength.

Given a thermal pressure distribution observed in a cold region to which a GME function could be fitted and the associated  $k$  parameter could be determined, the corresponding value of  $p_b = \frac{B^2}{8\pi}$  could thus be obtained. This method assumes that the effects of  $B_0$  on the thermal pressure distribution reported in this work are repeatable under different conditions. Therefore, as future work, it is proposed to investigate the  $k$ - $p$  relationship for different kinds of models.

**Thesis structure** The thesis structure, which is divided into six chapters, is the following: **Chapter 1** describes the general properties of the galactic interstellar medium, as well as the most relevant neutral atomic gas properties and the main methods used for its observation. In **Chapter 2**, the most important precursors regarding the thermal pressure in atomic gas are described, followed by this research motivation and objectives. **Chapter 3** describes the tools used to reach these objectives, explains the basic concepts of magnetohydrodynamics and the main properties of the distributions that were used for the fits, and lastly presents the Villagran y Gazol (2018) simulations which model the neutral atomic gas with properties similar to those of the solar neighborhood with different magnetic fields, and from which the histograms used in this work are produced. Results are presented in **Chapter 4**, where graphs and tables resulting from each simulation are shown. This information is complemented with **Appendices A** and **B**. In **Chapter 5** the results are discussed comparing them with previous works and a method for estimating the magnetic field strength in cold regions from the thermal pressure distribution is proposed, and finally possible future work aimed to further explore the properties of the thermal and magnetic distribution of the cold atomic gas is described. Finally, the conclusions are presented in **Chapter 6**.

---

# Índice general

---

Resumen . . . . .	VII
Abstract . . . . .	IX
Índice de figuras . . . . .	XIII
Índice de tablas . . . . .	XIV
Acrónimos . . . . .	XVII
<b>1. Marco teórico</b>	<b>1</b>
1.1. El Medio interestelar en la Vía Láctea . . . . .	1
1.1.1. Gas interestelar . . . . .	3
1.1.2. Polvo interestelar . . . . .	6
1.1.3. Campo magnético . . . . .	7
1.1.4. Rayos cósmicos . . . . .	7
1.2. Gas atómico neutro . . . . .	8
1.2.1. Propiedades observadas . . . . .	8
1.2.2. Procesos de enfriamiento y calentamiento . . . . .	13
1.2.3. Inestabilidad térmica . . . . .	17
1.2.4. Herramientas de observación del HI . . . . .	23
<b>2. Objetivos y motivación</b>	<b>31</b>
2.1. Antecedentes . . . . .	31
2.2. Objetivos generales y particulares . . . . .	35
<b>3. Herramientas</b>	<b>37</b>
3.1. Magnetohidrodinámica (MHD) . . . . .	37
3.1.1. Fluidos en el universo . . . . .	37
3.1.2. Ecuaciones de los fluidos . . . . .	38
3.1.3. Introducción MHD . . . . .	42
3.1.4. Ecuaciones MHD . . . . .	43
3.1.5. Parámetros MHD . . . . .	46
3.2. Simulaciones . . . . .	49
3.2.1. Modelo . . . . .	49
3.2.2. Propiedades generales . . . . .	50

3.3. Funciones de distribución de probabilidad . . . . .	53
3.3.1. Distribución Lognormal . . . . .	53
3.3.2. Distribución Gaussiana modificada exponencialmente . . . . .	54
<b>4. Resultados</b>	<b>57</b>
4.1. Histogramas de presión para todo el gas . . . . .	58
4.2. Histogramas presión térmica para CNM . . . . .	60
4.2.1. Ajustes presión térmica para CNM . . . . .	62
4.3. Histogramas presión térmica para MNM . . . . .	63
4.3.1. Ajustes presión térmica para MNM . . . . .	65
4.4. Histogramas presión magnética para CNM . . . . .	66
4.4.1. Ajustes presión magnética para CNM . . . . .	68
4.5. Histogramas presión magnética para MNM . . . . .	70
4.5.1. Ajustes presión magnética para MNM . . . . .	71
<b>5. Discusión</b>	<b>73</b>
5.1. Comparación con estudios anteriores . . . . .	74
5.2. Una propuesta para estimar la intensidad de $B$ en regiones frías. . . . .	76
5.3. Esbozo de interpretación . . . . .	77
5.4. Trabajo a futuro . . . . .	78
<b>6. Conclusiones</b>	<b>81</b>
<b>Bibliografía</b>	<b>82</b>
<b>Apéndice A.</b>	<b>89</b>
A.1. Ajustes CNM y MNM, histogramas pesados por masa . . . . .	89
A.2. Histogramas pesados por volumen, CNM y MNM. . . . .	93
A.2.1. Histogramas $p_{th}$ para CNM . . . . .	93
A.2.2. Ajustes de $p_{th}$ para CNM . . . . .	94
A.2.3. Histogramas $p_{th}$ para MNM . . . . .	95
A.2.4. Ajustes $p_{th}$ para MNM . . . . .	97
A.2.5. Histogramas $p_b$ para CNM . . . . .	100
A.2.6. Ajustes de $p_b$ para MNM . . . . .	101
A.2.7. Histogramas $p_b$ para MNM . . . . .	102
A.2.8. Ajustes de $p_b$ para MNM . . . . .	103
<b>Apéndice B.</b>	<b>105</b>
B.1. Normalización y promedios temporales . . . . .	105
B.2. Distribución Lognormal a polinomio grado 2 . . . . .	106
B.3. Bondad de ajuste: Chi cuadrado . . . . .	107
B.4. Propagación de errores polinomial a lognormal . . . . .	107

---

# Índice de figuras

---

1.1. Anatomía de la Vía Láctea. . . . .	2
1.2. Reciclaje del gas y formación estelar en el MI. . . . .	4
1.3. Evolución del material en el MI . . . . .	5
1.4. Curva de rotación media de la Vía Láctea. . . . .	9
1.5. Distribución de la densidad superficial en la Vía Láctea. . . . .	10
1.6. Distribución de la altura de HI en la Vía Láctea. . . . .	10
1.7. Densidad media del plano medio con respecto al radio galactocéntrico. . . . .	11
1.8. Distribución de temperatura de espín del CNM . . . . .	12
1.9. Distribución de temperatura Doppler para el WNM . . . . .	13
1.10. Histogramas normalizados de números de Mach para el CNM . . . . .	14
1.11. Mecanismo del efecto fotoeléctrico . . . . .	16
1.12. Tasas de enfriamiento y calentamiento para el gas a radio galactocéntrico solar . . . . .	17
1.13. Temperatura $T$ en función de la presión térmica $p$ . . . . .	19
1.14. Temperatura de equilibrio térmico . . . . .	19
1.15. Estructura de la línea de 21 cm . . . . .	24
1.16. Efecto Zeeman . . . . .	27
1.17. Polarización lineal de la luz de las estrellas . . . . .	28
1.18. Mapa de Planck de la emisión polarizada del polvo en la Vía Láctea . . . . .	29
1.19. Rotación de Faraday . . . . .	29
1.20. Emisión Sincrotrón . . . . .	30
3.1. Volumen arbitrario $V$ . . . . .	39
3.2. Evolución de las energías. . . . .	51
3.3. Histogramas promediados en el tiempo de $M_s$ y $M_a$ . . . . .	52
3.4. Histogramas de $\beta$ promediados en el tiempo . . . . .	53
4.1. Histogramas promediados en escala logarítmica base 10 de presión térmica y magnética del gas atómico neutro. . . . .	59
4.2. Histogramas pesados por masa de presión térmica en toda la caja (a), en base logarítmica 10 (b). . . . .	60

4.3. Histogramas pesados por masa de presión magnética del gas atómico neutro	60
4.4. Histogramas de presión térmica W-CNM (a), histogramas en base logarítmica 10 (b).	61
4.5. Ajustes polinomial (a) y GME (b) (líneas continuas) e histogramas a $B_0$ (líneas discontinuas) de presión térmica para W-CNM.	63
4.6. Ajustes polinomial (a) y GME (b) (líneas continuas) e histogramas a diferentes $B_0$ (líneas discontinuas) de presión térmica W-CNM para datos logarítmicos base 10.	64
4.7. Histogramas de presión térmica W-MNM (a), histograma en base logarítmica 10 (b)	64
4.8. Ajustes Polinomial (a) y GME (b) (líneas continuas) e histogramas a diferentes $B_0$ (líneas discontinuas) para la presión térmica W-MNM.	66
4.9. Ajustes Polinomial (a) y GME (b) (líneas continuas) e histogramas a $B_0$ (líneas discontinuas) para la presión térmica W-MNM en logaritmo base 10.	67
4.10. Histogramas de presión magnética W-CNM (a), histogramas en base logarítmica 10 (b).	67
4.11. Ajustes lognormal (a) y GME (b) (líneas continuas) e histogramas a $B_0$ (líneas discontinuas) de presión magnética W-CNM.	68
4.12. Ajustes lognormal (a) y GME (b) (líneas continuas) e histogramas a $B_0$ (líneas discontinuas) de presión magnética W-CNM en logaritmo base 10.	69
4.13. Histogramas de presión magnética W-MNM (a), histogramas en base logarítmica 10 (b).	70
4.14. Ajustes lognormal (a) y GME (b) (líneas continuas) e histogramas a $B_0$ (líneas discontinuas) de presión magnética W-MNM.	71
4.15. Ajustes lognormal (a) y GME (b) (líneas continuas) e histogramas a $B_0$ (líneas discontinuas) de presión magnética W-MNM en logaritmo base 10.	72
5.1. k vs presión magnética	77
A.1. Ajustes polinomial y GME de histogramas de presión térmica de CNM-W.	90
A.2. Ajustes polinomial y GME de histogramas de presión térmica para MNM-W.	91
A.3. Ajustes Lognormal y GME de histogramas de presión magnética de CNM-W.	92
A.4. Ajustes polinomial y GME de histogramas de presión magnética de MNM-W.	93
A.5. Histogramas de presión térmica CNM.	94
A.6. Ajustes polinomial y GME de histogramas de presión térmica de CNM.	96
A.7. Histogramas presión térmica MNM.	96
A.8. Ajustes polinomial y GME de histogramas de presión térmica para MNM.	98
A.9. Histogramas de presión magnética CNM	100
A.10. Ajustes polinomial y GME de histogramas de presión magnética de CNM.	101
A.11. Histogramas de presión magnética MNM	102
A.12. Ajustes polinomial y GME de histogramas de presión magnética de MNM.	103

---

# Índice de tablas

---

3.1. Propiedades de las simulaciones de <a href="#">Villagran y Gazol (2018)</a> . . . . .	50
4.1. Propiedades de los histogramas W-CNM para $p_{th}$ . . . . .	61
4.2. Propiedades ajuste polinomial del W-CNM de $p_{th}$ . . . . .	63
4.3. Propiedades ajuste GME del W-CNM de $p_{th}$ . . . . .	64
4.4. Propiedades de los histogramas W-MNM para $p_{pth}$ . . . . .	65
4.5. Propiedades ajustes polinomial W-MNM de $p_{pth}$ . . . . .	66
4.6. Propiedades ajuste GME del W-MNM de $p_{pth}$ . . . . .	67
4.7. Propiedades de los histogramas W-CNM para $p_b$ . . . . .	68
4.8. Propiedades ajuste lognormal del W-CNM de $p_b$ . . . . .	69
4.9. Propiedades ajuste GME del W-CNM de $p_b$ . . . . .	70
4.10. Propiedades de los histogramas W-MNM para $p_b$ . . . . .	71
4.11. Propiedades ajuste lognormal del W-MNM de $p_b$ . . . . .	72
4.12. Propiedades ajuste GME del W-MNM de $p_b$ . . . . .	72
5.1. Propiedades ajuste polinomial parámetro k vs presión magnética . . . . .	76
A.1. Propiedades de la distribución Lognormal del W-CNM . . . . .	90
A.2. Propiedades de la distribución Lognormal del W-MNM . . . . .	91
A.3. Propiedades de los histogramas CNM para $p_{th}$ . . . . .	94
A.4. Propiedades ajuste polinomial del CNM de $p_{th}$ . . . . .	95
A.5. Propiedades ajuste GME del CNM de $p_{th}$ . . . . .	95
A.6. Propiedades de los histogramas MNM para $p_{pth}$ . . . . .	97
A.7. Propiedades ajustes polinomial MNM de $p_{pth}$ . . . . .	97
A.8. Propiedades ajuste GME del MNM de $p_{pth}$ . . . . .	98
A.9. Propiedades de la distribución Lognormal del CNM . . . . .	99
A.10. Propiedades de la distribución Lognormal del MNM . . . . .	99
A.11. Propiedades de los histogramas CNM para $p_b$ . . . . .	100
A.12. Propiedades ajuste Lognormal del CNM de $p_b$ . . . . .	101
A.13. Propiedades ajuste GME del CNM de $p_b$ . . . . .	102
A.14. Propiedades de los histogramas MNM para $p_b$ . . . . .	103
A.15. Propiedades ajuste Lognormal del MNM de $p_b$ . . . . .	104

---

A.16. Propiedades ajuste GME del MNM de  $p_b$ . . . . . 104

---

# Acrónimos

---

**CNM** *Cold Neutral Medium*

**FUV** *Far-Ultraviolet radiation*

**GMC** *Giant Molecular Clouds*

**GME** *Gaussiana Modificada Exponencialmente*

**HD** *Hidrodinámica*

**HIM** *Hot ionized medium*

**HVCs** *High Velocity Clouds*

**IT** *Inestabilidad térmica*

**IVCs** *Intermediate Velocity Clouds*

**LAB** *Leiden/Argentine/Bonn*

**LNM** *Lukewarm Neutral Medium*

**MHD** *Magnetohidrodinámica*

**MI** *Medio interestelar*

**MNM** *Very Cold Neutral Medium*

**PAHs** *Polycyclic Aromatic Hydrocarbons*

**PDF** *Probability Distribution Function*

**SNe** *Supernova*

**WIM** *Warm ionized medium*

**WNM** *Warm Neutral Medium*



# Capítulo 1

---

## Marco teórico

---

### 1.1. El Medio interestelar en la Vía Láctea

La Vía Láctea es una galaxia de tipo espiral barrada, presenta un bulbo central de estrellas, un disco en el que se encuentran contenidos los brazos espirales formados por gas, polvo y estrellas, y un halo, formado principalmente por gas y materia oscura (Figura 1.1). El Sol está localizado en el plano galáctico del disco, aproximadamente a  $8.5 \times 10^3$  pc (pársec)<sup>1</sup> del centro galáctico (Arthur, 2012).

En las galaxias como la Vía Láctea, la mayor parte del gas y el polvo se encuentran contenidos en un disco relativamente delgado, con un grosor de pocos cientos de pc, y dentro del cual tiene lugar casi toda la formación estelar. La masa total de la Vía Láctea es  $\sim 10^{11} M_{\odot}$  (Masas Solares<sup>2</sup>), la cual está repartida de la siguiente manera:  $\sim 5 \times 10^{10} M_{\odot}$  de estrellas,  $\sim 5 \times 10^{10} M_{\odot}$  de materia oscura y  $\sim 7 \times 10^9 M_{\odot}$  de gas interestelar, compuesto principalmente por hidrógeno y helio (Draine, 2011). El Sol, una estrella de segunda generación, se formó en el medio interestelar (MI), por lo tanto se piensa que la composición química del MI de la vecindad solar es similar a la del Sol. Por número de átomos el MI está compuesto por: cerca del 90% de hidrógeno, el 9.9% de helio y tan solo el 0.1% de elementos más pesados. Aunque en escalas pequeñas hay variaciones locales en la abundancia de elementos pesados y esta tiende a decrecer con la distancia al centro de la

---

<sup>1</sup>El pársec se define como una unidad de distancia a un objeto que tiene un paralaje de un segundo de arco visto desde puntos separados por una unidad astronómica y es igual a 3.26 años luz o  $3.086 \times 10^{18}$  cm.

<sup>2</sup> $M_{\odot}$  equivale a  $4.989 \times 10^{30}$  kg

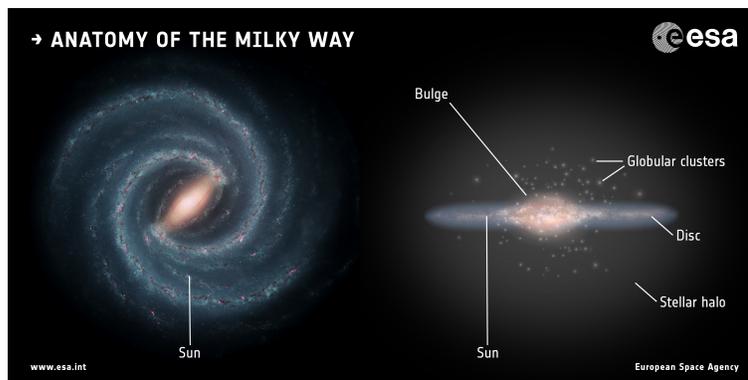


Figura 1.1: Representación artística de la anatomía de la Vía Láctea. En la figura de la izquierda se muestra la Vía Láctea de vista frontal, donde se observa la estructura espiral del disco galáctico y la posición del Sol, que se encuentra localizado aproximadamente a  $8.5 \times 10^3$  pc del centro galáctico. En la figura de la derecha se muestra la Vía Láctea en vista de canto donde se muestra la forma aplanada de la galaxia y sus principales componentes: disco, bulbo, halo, estrellas y gas. Referencia: [https://www.esa.int/ESA\\_Multimedia/Images/2016/09/Anatomy\\_of\\_the\\_Milky\\_Way](https://www.esa.int/ESA_Multimedia/Images/2016/09/Anatomy_of_the_Milky_Way)

galaxia, se piensa que estas proporciones son, a primera aproximación, representativas de todo el MI.

El MI, formado por el material que está entre las estrellas, tiene diversos constituyentes: gas interestelar (ionizado ( $\sim 20\%$ ), atómico neutro ( $\sim 60\%$ ) y molecular ( $\sim 20\%$ )), polvo, rayos cósmicos, campos magnéticos, y campos gravitacionales; los cuales interactúan con las estrellas de la galaxia para producir un medio dinámico (Draine, 2011). Las principales manifestaciones del MI son el oscurecimiento, el enrojecimiento y la polarización de la luz proveniente de estrellas, la formación de diversas líneas de absorción en los espectros estelares y la emisión de radiación a través de diversos mecanismos. El análisis de observaciones que resultan de estas manifestaciones permite estudiar las características del MI. En el MI se pueden observar regiones con condiciones físicas muy diversas, sobre todo en lo concerniente a densidad, temperatura, campo de radiación o intensidad del campo magnético. La evolución de la galaxia enriquece el MI con procesos de constante reciclaje en donde material de las estrellas de generaciones previas, enriquecido con productos de la nucleosíntesis que ocurre durante la evolución de estas estrellas, es expulsado durante diversas etapas de su evolución, principalmente en las etapas finales. De esta manera la abundancia de los elementos pesados en el MI aumenta lentamente, esto es parte del ciclo de vida del gas y las estrellas en la galaxia, ya que el lugar de nacimiento de las estrellas son las regiones más densas del MI (Tielens, 2005). Además de elementos químicos, las estrellas inyectan al MI una gran cantidad de energía, tanto en forma de radiación como en forma de energía cinética a través de vientos y fenómenos explosivos. Esta energía contribuye de manera considerable a la determinación de las propiedades físicas del MI. Por otro lado, la distribución espacial del MI, así como sus características químicas y térmicas, determinan

los sitios en los que se forman las estrellas.

Para entender el reciclaje del material en el **MI**, es importante conocer la relación de la evolución estelar con el enriquecimiento del gas interestelar. Aunque esta tesis está dedicada al **MI**, a continuación se describe brevemente la contribución que tienen las estrellas en diferentes intervalos de masa al material interestelar:

Las estrellas de masa menor a  $0.8M_{\odot}$  (Figura 1.2) tienen vientos estelares muy débiles por lo que no regresan mucho de su material al **MI** durante su etapa en la secuencia principal<sup>3</sup>. Estas estrellas terminan su vida como enanas blancas, las que tienen masas suficientemente grandes pasan previamente por una etapa de gigante roja, donde tampoco contribuyen mucho a la masa del gas interestelar.

Las estrellas con masas de entre  $0.8M_{\odot}$  a  $8M_{\odot}$  (Figura 1.2) enriquecen a la galaxia con elementos como el carbono, nitrógeno y oxígeno en su etapa de gigante roja. En esta etapa las estrellas son frías con temperaturas menores a 3000 K, debido a estas bajas temperaturas, para mantenerse en equilibrio, pierden su material en forma polvosa y molecular, y, al final de la evolución, los envoltentes de estas estrellas forman nebulosas planetarias que contienen elementos pesados. En el centro de estas nebulosas se encuentra una enana blanca, la cual se forma al colapsar el núcleo de la estrella progenitora.

Las estrellas más masivas, con masas superiores a  $8M_{\odot}$  (Figura 1.2) pierden grandes cantidades de masa por medio de sus fuertes vientos estelares, y al final de su vida explotan como supernovas y los remanentes contribuyen y enriquecen el **MI** con elementos pesados.

En las siguientes subsecciones se describirán algunas de las características más importantes de los elementos del **MI** en la Vía Láctea.

### 1.1.1. Gas interestelar

La mayor parte de la masa del material interestelar ( $\sim 99\%$ ) se encuentra en forma de gas muy tenue. Aunque en muchas regiones del **MI** coexiste hidrógeno en diferentes estados (atómico neutro, ionizado, molecular), para fines prácticos se suele clasificar al gas interestelar según el estado físico predominante del hidrógeno. A continuación se presenta una breve descripción de los distintos tipos de gas en el **MI** de nuestra galaxia.

**Gas ionizado** El gas ionizado se puede encontrar en dos tipos en el **MI**: el gas coronal y el gas HII (tibio). El gas coronal, también denominado medio ionizado caliente (*Hot*

---

<sup>3</sup>La secuencia principal es la etapa evolutiva más estable de las estrellas y está caracterizada por la fusión de hidrógeno

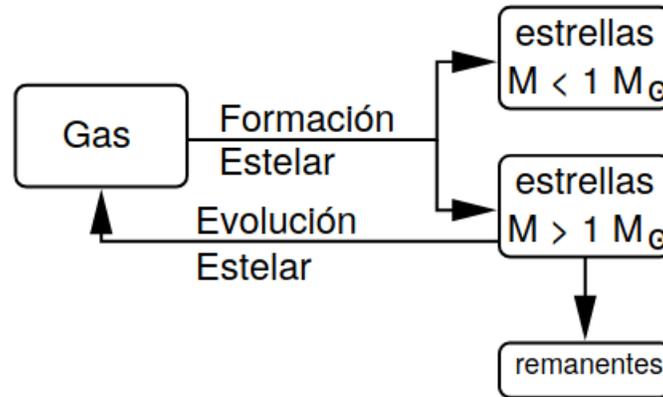


Figura 1.2: Reciclaje del gas y formación estelar en el MI. Las estrellas menos masivas contribuyen menos al material en el MI, mientras que las más masivas contribuyen a lo largo de su vida con el material eyectado por los intensos vientos estelares y al final de su vida con elementos pesados expulsados en su explosión como supernova. Referencia: [Arthur \(2012\)](#) (Figura 2.2).

*ionized medium* (HIM)), ha sido calentado a temperaturas de  $T \geq 10^{5.5}$  K gracias al paso de ondas de choque producidas por explosiones de supernova y a los largos tiempos de enfriamiento que tiene el gas a temperaturas  $\gtrsim 10^5$  K. La escala de tiempo en la que se enfría el gas coronal es de millones de años ([Draine, 2011](#)). La mayoría del gas coronal tiene densidades bajas ( $0.01 \text{ cm}^{-3}$ ), llenando fracciones crecientes del volumen conforme crece la altura con respecto al plano galáctico partiendo de una fracción incierta de entre el  $\sim 20\%$  y el  $\sim 50\%$  del volumen del disco galáctico. En el disco, las regiones de gas coronal tienen una dimensión característica de  $\sim 20\text{pc}$ .

El gas HII se encuentra a temperaturas de  $\sim 10^4$  K y se observa tanto en regiones confinadas como en forma difusa. El gas ionizado de las regiones confinadas, llamadas regiones HII, está compuesto por gas que ha sido fotoionizado por fotones ultravioletas provenientes de estrellas calientes cercanas. Este gas también puede estar a menor densidad en regiones sin una clara fuente de ionización ni de calentamiento, en ese caso es denominado HII difuso. A las regiones ionizadas de baja densidad se conocen como medio cálido ionizado (*Warm ionized medium* (WIM)) y, en nuestra galaxia, contienen mucha más masa que las regiones HII. El WIM tiene una particular relevancia a alturas de aproximadamente 400 pc por encima del plano galáctico en lo que se conoce como capa de Reynolds ([Reynolds et al., 1974](#)).

**Gas atómico neutro** El gas atómico neutro, comúnmente llamado HI, se encuentra predominantemente segregado en dos fases, frío (*Cold Neutral Medium*, CNM) y tibio (*Warm Neutral Medium*, WNM). El WNM son regiones difusas de gas calentado a temperaturas

$T \approx 10^{3.7} \text{K}$  y con densidades de  $n_H \approx 0.6 \text{ cm}^{-3}$  en el **MI** local. Además, se estima que llena el  $\sim 40\%$  del volumen del disco galáctico. El **CNM** está compuesto por gas atómico agrupado en nubes con temperaturas  $T \approx 10^2 \text{ K}$ , y densidades de  $n_H \approx 30 \text{ cm}^{-3}$ , llena  $\sim 1\%$  del volumen del **MI** local. En la vecindad solar el **WNM** y el **CNM** representan el  $\sim 60\%$  y el  $\sim 40\%$  de la masa, respectivamente. Además, una fracción importante de este **WNM** ( $\sim 15\%$  en el disco) parece estar en un intervalo de temperaturas menores que corresponde a gas que está transitando entre las dos fases (Heiles y Troland, 2003b), más precisamente gas térmicamente inestable. En efecto, el gas atómico neutro en el **MI** se caracteriza por tener un comportamiento multifásico debido al desarrollo de la inestabilidad térmica la cual se describirá a detalle, en la Sección (1.2.3).

El **HI** se observa principalmente en el radio a través de la línea de 21 cm del hidrógeno (Sección 1.2.4) y en el ultravioleta a través de la línea de Lyman- $\alpha$  (1215.67 Å), que se detecta en absorción en los espectros de fuentes de fondo.

El gas atómico neutro también se detecta en las envolventes de las nubes moleculares. Su presencia en estas regiones puede deberse a que es material sobrante de la época de formación de las nubes y a la disociación del gas molecular de la capa más externa de las nubes. De hecho, en estas envolventes se observa una densidad superficial de gas atómico y una concentración de gas atómico frío (**CNM**) que parecen estar por encima de los valores promedio en el **MI** local, favoreciendo la interpretación sobre el papel del **HI** como precursor de las nubes moleculares (Figura 1.3). Aunque todavía no se comprende bien cómo el medio atómico forma nubes moleculares, por décadas el **HI** ha sido considerado como el principal reservorio de material para la formación de dichas nubes (e.g. Shu, 1973; Audit y Hennebelle, 2005; Stanimirović et al., 2014).

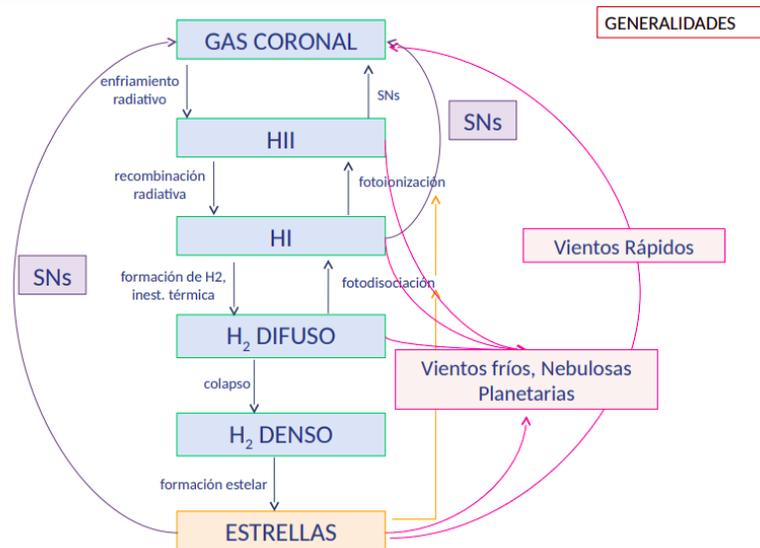


Figura 1.3: Evolución del material en el MI. Imagen elaborada con Power Point

**Gas molecular** En la Vía Láctea, aproximadamente el 22 % del gas interestelar está en nubes moleculares, donde la mayor parte del hidrógeno está en forma de moléculas de  $H_2$ , que se forman principalmente por catálisis que ocurre en la superficie de granos de polvo. En la actualidad se han detectado más de 200 moléculas en el MI, la más abundante después del  $H_2$  es el CO, del que se estima que hay una molécula por cada  $10^4 - 10^5$  moléculas de hidrógeno. El gas molecular puede ser de distintos tipos según su densidad y temperatura.

El gas molecular difuso  $H_2$  se encuentra a temperaturas similares a las del CNM,  $\sim 50$  K pero con mayores densidades, lo que permite que la radiación capaz de disociar las moléculas actúe solamente en las capas más externas de las regiones propiciando que las moléculas de  $H_2$  sean abundantes en el interior de la nube. El gas molecular  $H_2$  denso tiene una densidad de  $n_H \geq 10^3 \text{ cm}^{-3}$  y una temperatura de  $10 - 50$  K, estas nubes son con frecuencia oscuras, en estas regiones el gas está bien mezclado con granos de polvo que casi siempre están recubiertos con  $H_2O$  y otras moléculas congeladas. Es en las zonas más densas de estas regiones donde ocurre la formación estelar y las observaciones han mostrado que típicamente su distribución se asocia con los brazos en las galaxias espirales y con regiones con formación estelar activa.

La mayor parte del gas molecular en las galaxias se ensambla en nubes moleculares gigantes (*Giant Molecular Clouds* (GMC)) con masas de  $10^4 - 10^7 M_\odot$ . En la Vía Láctea, las estrellas aparecen íntimamente asociadas con las regiones más densas de estas nubes, por lo que se estima que la mayor parte de la formación estelar tiene lugar en las GMC.

Para poder estudiar adecuadamente el gas molecular es necesario recurrir a otras moléculas, mucho menos abundantes que el hidrógeno pero más fáciles de detectar, es decir, moléculas no simétricas que tengan momento dipolar permanente y que, por consiguiente, tengan transiciones con energías en radio o en infrarrojo. Por ejemplo, para las transiciones rotacionales de CO se observan en longitudes de onda milimétricas.

### 1.1.2. Polvo interestelar

El polvo interestelar se compone de pequeñas partículas sólidas, mezcladas con el gas interestelar. Estas partículas están compuestas principalmente de carbonáceos y silicatos. La distribución de tamaños de estos granos de polvo se puede describir como  $N(a) \sim a^{-3.5}$ , donde  $a$  es el tamaño del grano (Weingartner y Draine, 2001). Por lo que aparentemente según esta ley de potencias hay más granos pequeños (tamaños típicos de  $\sim 0.01 - 0.2 \mu\text{m}$ ) que granos grandes (podría haber granos de hasta algunos angstroms).

El polvo se encuentra en las regiones moleculares, atómicas e ionizadas mezclado con el gas interestelar, así como en las nebulosas planetarias. La densidad de polvo en la galaxia es  $\sim 0.002 M_\odot \text{ pc}^{-3}$  (Arthur, 2012).

Los principales efectos del polvo sobre la luz que proviene de las estrellas son la polarización, el enrojecimiento y el oscurecimiento, mismos que resultan de la absorción y de la dispersión de fotones. Gracias a estos efectos, es posible estudiar las propiedades de los granos de polvo.

El polvo interestelar juega un papel muy importante en la evolución galáctica, ya que contiene elementos seleccionados en los granos sólidos y cataliza la formación del  $H_2$  por lo tanto, los granos de polvo son centrales para el estudio de la química del gas interestelar. Los granos de polvo tienen también un efecto de procesamiento de la radiación, pues los fotones que absorben hacen que su temperatura aumente a  $T \gtrsim 15$  K y que reemita en el infrarrojo (ver [Draine \(2011\)](#)). Además, el polvo contribuye fuertemente al balance térmico del [MI](#) (Sección [1.2.2](#)).

### 1.1.3. Campo magnético

El campo magnético es una fuente importante de energía y presión en el [MI](#) controlando en gran medida la dinámica del gas. El campo magnético resultante de las corrientes eléctricas en el [MI](#), guía los rayos cósmicos, y en algunas partes del [MI](#), el campo magnético es lo suficientemente fuerte como para ser dinámicamente importante. ([Draine, 2011](#)) En la vecindad solar el campo magnético es de aproximadamente  $5 \mu\text{G}$  hasta  $8 \mu\text{G}$  ([Tielens, 2005](#)). En la Sección [1.2.3](#) se describe la importancia del campo magnético en el gas atómico neutro.

### 1.1.4. Rayos cósmicos

Los rayos cósmicos son partículas cargadas, en su mayoría protones, que se mueven a velocidades relativistas, por lo que se dice que son partículas de alta energía ( $\gtrsim 100$  MeV), la mayoría de estas partículas que llegan a la atmósfera terrestre provienen del exterior de la heliosfera<sup>4</sup>. Pueden ser protones, núcleos atómicos, antiprotones, electrones, positrones, etc.

Los rayos cósmicos galácticos son núcleos energéticos de material proveniente desde mucho más allá del Sistema Solar. Consisten principalmente de núcleos de hidrógeno (92 %) y núcleos He (7 %). Los núcleos más pesados (1 %) proporcionan información sobre el origen de los rayos cósmicos a través de su composición elemental e isotópica. Se piensa que son acelerados por ondas de choque producidas, por ejemplo, por remanentes de supernova, púlsares o núcleos activos de galaxias. Una característica notable de los rayos cósmicos es su amplio espectro de energía, que va desde  $10^6$  eV hasta  $10^{28}$  eV.

En el [MI](#), los rayos cósmicos contribuyen considerablemente al balance energético

---

<sup>4</sup>Esfera circundante en el [MI](#) influenciada por el viento solar y su campo magnético, extendida más allá de la órbita de Plutón.

con una densidad de energía cuyo orden de magnitud se estima que es comparable al de la densidad energía magnética, térmica y cinética. En la Vía Láctea están acoplados al campo magnético, confinados en un disco de aproximadamente 12 kpc de radio y 2 kpc de ancho. Los rayos cósmicos de menores energías son importantes también porque producen ionización y calentamiento del gas interestelar. Sin embargo, debido a la presencia del viento solar, su flujo es difícil de medir (Tielens, 2005).

## 1.2. Gas atómico neutro

En las siguientes subsecciones se describirá el gas atómico neutro, sus propiedades observadas, procesos de enfriamiento y calentamiento del gas, la inestabilidad térmica y las principales herramientas de observación del HI.

### 1.2.1. Propiedades observadas

#### Distribución galáctica

Las observaciones de otras galaxias espirales muestran que muchos discos de HI tienen una extensión de hasta tres veces de su distribución estelar. Por lo tanto se considera que el HI es un trazador de la distribución de masa en las galaxias y de su dinámica. En la Vía Láctea, el disco de HI parece extenderse hasta un radio de  $\sim 35$  kpc (Kalberla y Kerp, 2009a), distancia hasta la que el patrón espiral está bien definido, mientras que una distribución más irregular y probablemente muy turbulenta se detecta hasta  $\sim 60$  kpc (Kalberla y Dedes, 2008).

Una de las posibilidades que ofrecen las observaciones en 21 cm es la determinación de la curva de rotación, que se refiere a la velocidad de rotación del gas como función de la distancia radial  $R$  al centro galáctico. Suponiendo que la mayor parte del gas sigue una rotación circular simétrica, se obtiene la relación conocida para la velocidad de rotación diferencial. En la Figura 1.4 se muestra la curva de rotación media asimétrica de la Vía Láctea. La curva azul representa la curva de rotación en el plano medio. Las curvas rojas muestran las velocidades de flujo circular para las capas de gas desplazadas desde el plano medio en la posición del Sol por  $z = 1 - 5$  kpc. Los retrasos son causados únicamente por efectos gravitacionales (Kalberla y Kerp, 2009a).

En la Figura 1.5 se muestran distintas estimaciones de la densidad superficial promediada como función con el radio galactocéntrico ( $\Sigma_{\text{HI}}$ ), realizadas a partir de observaciones de la línea de 21 cm del survey Leiden/Argentine/Bonn (LAB). En dicha figura se puede notar un rápido decrecimiento de  $\Sigma_{\text{HI}}$  para radios suficientemente grandes y un valor

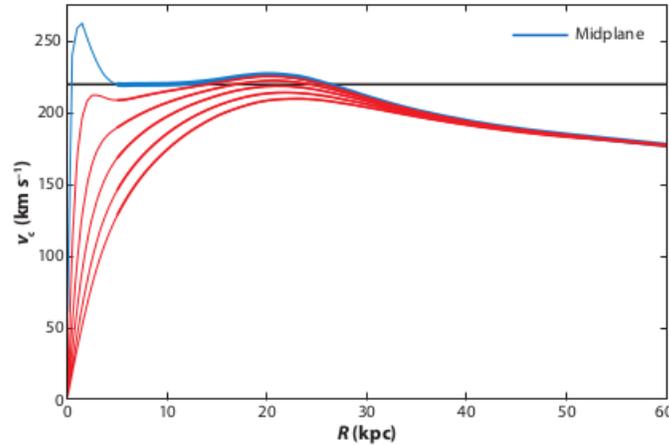


Figura 1.4: Curva de rotación media de la Vía Láctea. La curva azul representa la rotación en el plano medio, las curvas rojas muestran las velocidades de las capas de gas desplazadas desde el plano medio en la posición del Sol, con  $z$  de 1 a 5 kpc. Los retrasos de velocidades en las curvas (líneas rojas) son causados por efectos gravitacionales. Referencia: [Kalberla y Kerp \(2009a\)](#), Figura 2.

aproximadamente constante en las regiones centrales. Esta caída en  $\Sigma_{\text{HI}}$  ha sido tradicionalmente ajustada con distribuciones exponenciales. En particular, [Kalberla y Dedes \(2008\)](#) encuentran que para  $12.5 \text{ kpc} \lesssim R \lesssim 30 \text{ kpc}$  la distribución es adecuadamente descrita por una exponencial con una escala de longitud de 3.75 kpc, que es consistente con resultados previos. Sin embargo, el valor aproximadamente constante para radios menores es más incierto debido a que su determinación es extremadamente sensible a la curva de rotación que se considera ([Lockman, 2002](#)). [Kalberla y Dedes \(2008\)](#) reportan un valor para  $R < 12.5 \text{ kpc}$  de aproximadamente  $\Sigma_{\text{HI}} \sim 10 M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$ , mientras que [Dickey y Lockman \(1990\)](#) reportan un valor de  $\Sigma_{\text{HI}} = 10 M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$ .

En la Figura 1.6 se muestra la distribución radial de la escala de altura del disco de HI reportada por [Kalberla y Kerp \(2009a\)](#). La escala de la altura de la capa de gas HI aumenta exponencialmente con  $R$ . En escalas suficientemente grandes (mayores que algunos cientos de parsecs) se puede considerar que el espesor del disco resulta del equilibrio hidrostático entre el potencial gravitacional galáctico, dominado por las estrellas, y la fuerza de presión total (presión térmica, magnética, dinámica y de rayos cósmicos). Entonces, el ensanchamiento que se observa podría ser el resultado de una disminución vertical del potencial gravitacional.

Además de un ensanchamiento, el disco de HI está considerablemente deformado en sus regiones más externas: mientras un lado del disco se “dobla” hacia arriba, el extremo diametralmente opuesto se “dobla” hacia abajo. A esta deformación, reportada por primera vez por [Henderson et al. \(1982\)](#), se le conoce como alabeo (*warp* en inglés), es notorio para  $R \gtrsim 9 \text{ kpc}$ , está bien definido hasta  $R \sim 40 \text{ kpc}$  ([Kalberla et al., 2007](#)) y en el hemisferio

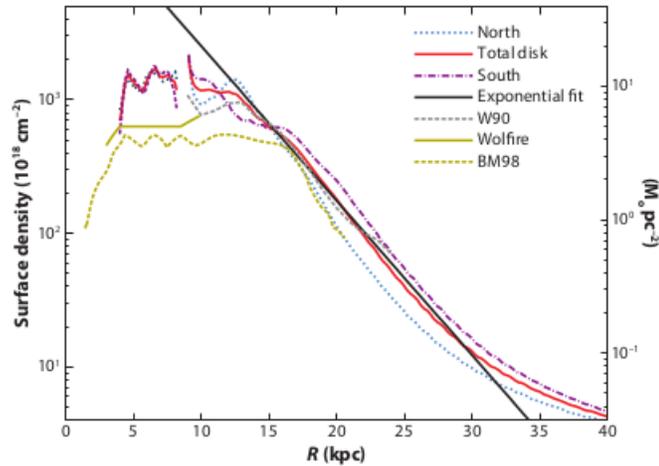


Figura 1.5: Densidad superficial promediada con respecto al radio galactocéntrico. La línea roja marca el promedio total, la línea azul punteada la curva correspondiente al hemisferio norte, la línea punteada morada la correspondiente al hemisferio sur y la línea negra muestra el ajuste exponencial mencionada en el texto. La línea gris punteada muestra la distribución publicada por [Wouterloot et al. \(1990\)](#), la línea amarilla gruesa muestra los datos utilizados por [Wolfire et al. \(2003\)](#), y la línea amarilla discontinua muestra la distribución publicada por [Binney y Merrifield \(1998\)](#). Referencia: [Kalberla y Kerp \(2009b\)](#) Figura 5.

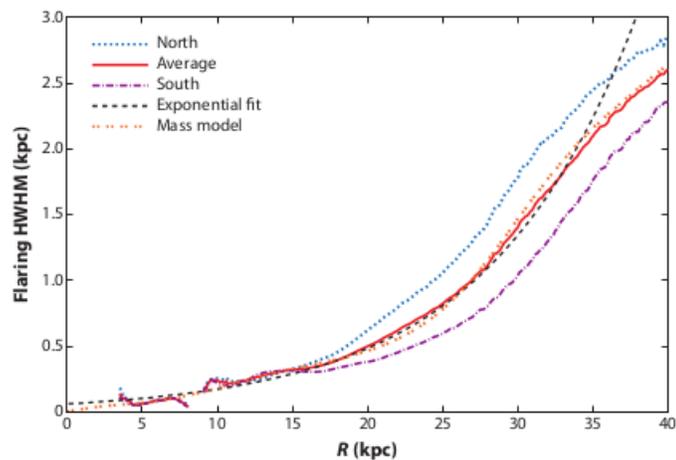


Figura 1.6: Promedio de la altura de gas HI en función de  $R$  ([Kalberla y Dedes, 2008](#)). Las observaciones se pueden aproximar muy bien mediante una relación exponencial que se muestra con la línea punteada negra o ajustando un modelo de masa a una distribución isotérmica de gas HI. Referencia: [Kalberla y Kerp \(2009b\)](#) Figura 5.

norte la desviación con respecto al plano medio alcanza hasta  $\sim 5$  kpc. Cabe mencionar que esta deformación no es exclusiva del disco de HI, también se observa en discos detectados con otros trazadores (CO, estrellas, HII).

La densidad superficial de HI y la escala de altura se pueden combinar para estimar la densidad volumétrica media del plano medio  $n_{HI}(R) = \Sigma_{HI}(R) / H_z^{HI}(R)$ . Kalberla y Dedes (2008) encuentran que la densidad media al radio galactocéntrico solar media es de  $n_{HI} = 0.57 \text{ cm}^{-3}$ . La distribución radial de  $n_{HI}$  se puede aproximar por la suma de dos gaussianas más una exponencial (Dickey y Lockman, 1990), o por una exponencial válida para radios  $\gtrsim R_\odot$  (Figura 1.7) (Kalberla y Dedes, 2008).

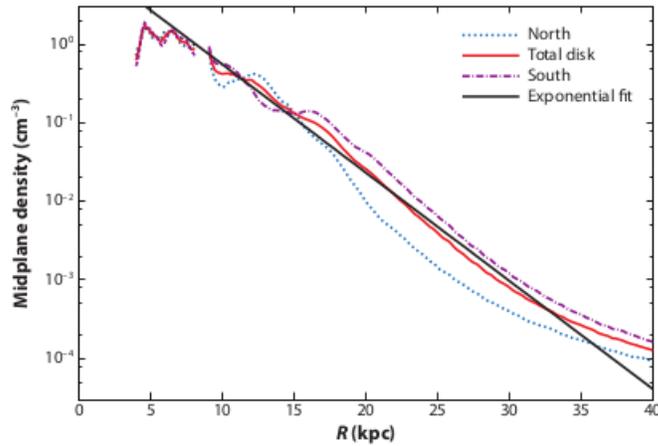


Figura 1.7: Densidades de promedio del plano medio en función de  $R$ . La línea roja marca el promedio total, la línea azul punteada el norte, la línea punteada morada la parte sur y la línea negra muestra el ajuste exponencial. Referencia: Kalberla y Kerp (2009b) Figura 4.

Se estima que aproximadamente el 90 % de la masa del HI galáctico se localiza dentro del disco descrito previamente, mientras  $\sim 10$  % de la masa está fuera de él (Kalberla y Kerp, 2009a). Además de numerosos filamentos que se extienden hasta grandes latitudes galácticas (Hartmann y Burton, 1997) y nubes de velocidad alta e intermedia (*High Velocity Clouds* (HVCs), *Intermediate Velocity Clouds* (IVCs) (Wakker y van Woerden, 1997)). Hay una población de nubes de hidrógeno atómico que aparentemente envuelven la estructura espiral (Oort, 1962), esta población formada por nubes con tamaños de  $\sim 20$  pc, densidades de algunas decenas de  $\text{cm}^{-3}$  y masas de algunas decenas de  $M_\odot$ , parece extenderse hasta alturas de 1.5 Kpc (Lockman, 2002).

### Propiedades del HI en la vecindad solar

Mucho del conocimiento actual sobre las propiedades del HI en el MI local, es principalmente gracias al Arecibo Millennium Survey (Heiles y Troland, 2003a,b, 2005). En

los trabajos citados se analizan observaciones de la línea de 21 cm de HI para medir las propiedades de CNM y el WNM, además estudian la intensidad del campo magnético en el CNM utilizando el efecto Zeeman. Para el CNM reportaron propiedades como: densidad columnar por debajo de  $10^{20} \text{ cm}^{-2}$  con un valor medio de  $N(HI) = 0.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$ , temperatura de espín mediana de  $T_s \sim 50 \text{ K}$ , la mediana del número de Mach  $\sim 3.7$  y la mediana del campo magnético de  $\sim 6 \mu\text{G}$ .

Otros estudios posteriores, utilizando técnicas observacionales similares, han reportado mediciones comparables de las propiedades del gas atómico neutro. Nguyen et al. (2019) describieron las propiedades del CNM y WNM alrededor de nubes moleculares y compararon sus resultados con trabajos observacionales anteriores, incluidos los de Heiles y Troland (2003a) y Murray et al. (2015), que estudian las propiedades del gas atómico de la vecindad solar en direcciones arbitrarias.

El gas frío del MI se puede caracterizar por la temperatura de espín  $T_s$ , pues si el gas CNM tiene altas densidades ( $n \geq 100 \text{ cm}^{-3}$ ), la temperatura de espín es aproximadamente igual a la temperatura cinética (ver Sección 1.2.4 y Kim et al. (2014)). En la Figura 1.8, se muestra la distribución de la temperatura de espín de las líneas de visión estudiadas por Nguyen et al. (2019), comparadas con las de Heiles y Troland (2003a), Murray et al. (2015), y Stanimirović et al. (2014) (este último trabajo también se enfoca en regiones alrededor de nubes moleculares). En la figura se nota que la temperatura de espín se encuentra en el rango  $T_s \sim 10 - 480 \text{ K}$ , con el pico en  $T_s=50 \text{ K}$ , la media con valor de  $54.6 \pm 4.6 \text{ K}$ , y un 80 % de las componentes se encuentran en temperaturas de  $T_s=25-100 \text{ K}$ . Lo anterior es consistente con los valores encontrados por los otros trabajos, por lo que la distribución de la temperatura de espín del CNM parece ser relativamente consistente en el MI.

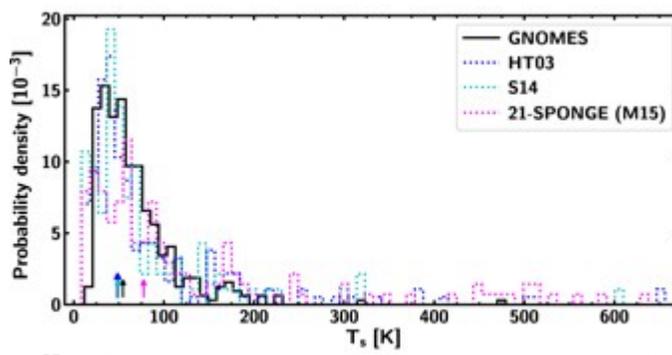


Figura 1.8: Histogramas normalizados de la temperatura de espín para el CNM (línea negra) de líneas de visión estudiadas por Nguyen et al. (2019), y comparación con estudios de Stanimirović et al. (2014) (línea azul), Murray et al. (2015) (línea magenta) y Heiles y Troland (2003b,a) (línea morada). Referencia: Nguyen et al. (2019) Figura 8.

Para el WNM la temperatura de espín no coincide con la temperatura cinética  $T$ , típicamente  $T_s < T$ . Lo que se reporta en los análisis de observaciones mencionados son límites inferiores para  $T_s$  y límites superiores para  $T$ , estos últimos basados en el ancho de

línea (temperatura Doppler). Con estos datos se puede estimar la fracción de gas que se encuentra en el intervalo de temperaturas en el que se puede desarrollar el modo isobárico de la inestabilidad térmica (ver Sección 1.2.3),  $T \sim 500 - 5000$  K. El porcentaje de dicho gas (por componentes) reportado por varios trabajos varía entre  $\sim 20\%$  (e.g. Murray et al., 2015) y  $\sim 48\%$  (Heiles y Troland, 2003b) de todo el WNM ( $\sim 60\%$  de la masa (Heiles y Troland, 2003b)). En la Figura 1.9 se muestra la distribución de temperatura Doppler encontrada por los mismos trabajos observacionales comparados por Nguyen et al. (2019). Nótese que la distribución se extiende hasta 20000 K. Como para temperaturas superiores a  $\sim 10000$  K el hidrógeno está completamente ionizado, las componentes con temperaturas mayores podrían corresponder a gas con velocidades altamente supersónicas o a la combinación de varias componentes más delgadas.

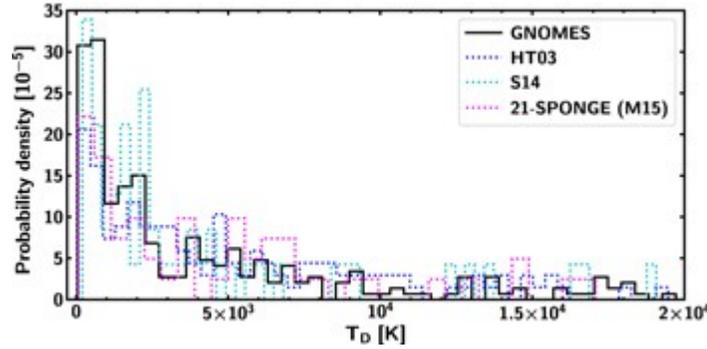


Figura 1.9: Histogramas normalizados para las componentes de la temperatura de Doppler  $T_D$  para el WNM (Nguyen et al. (2019), línea negra) y comparación con estudios de Stanimirović et al. (2014) (línea azul), Murray et al. (2015) (línea magenta) y Heiles y Troland (2003b,a) (línea morada). Referencia: Nguyen et al. (2019), Figura 9.

En la Figura 1.10 se muestran los números de Mach obtenidos por Nguyen et al. (2019) para el CNM, donde el valor mediano es de  $M = 4.1 \pm 0.3$ , este resultado es ligeramente superior pero consistente con los mostrados por Murray et al. (2015); Heiles y Troland (2003b,a). El número de Mach en ese rango de valores muestra que los movimientos del CNM son supersónicos.

Sobre el campo magnético en el CNM de la vecindad solar Heiles y Troland (2005), reportan un valor mediano de  $6 \pm 1.8 \mu\text{G}$ . Además estiman que para este gas la presión magnética domina sobre la presión térmica,  $\beta \sim 0.3$ , y que el número de Mach alfvénico es de  $M_a \sim 1.3$ . Para lo anterior, suponen que todo el CNM está a 50 K y  $p/k_B = 3000 \text{ K cm}^{-3}$ .

### 1.2.2. Procesos de enfriamiento y calentamiento

La naturaleza bifásica del gas atómico neutro en el MI tiene como trasfondo físico el desarrollo de la inestabilidad térmica, cuya presencia se debe a los mecanismos de

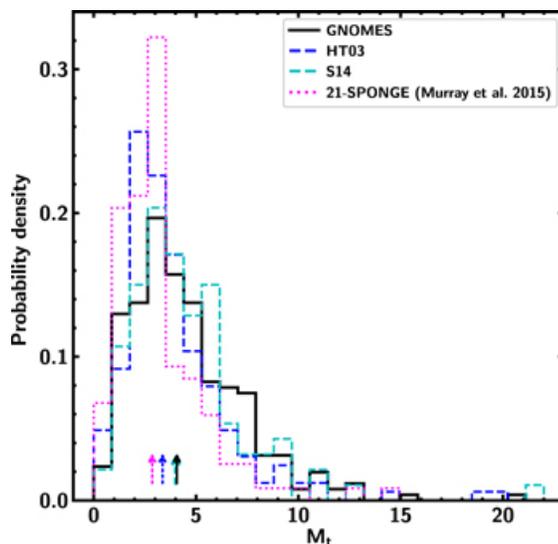


Figura 1.10: Histogramas normalizados de números de Mach para el CNM (Nguyen et al. (2019), línea negra) y comparación con estudios de Stanimirović et al. (2014) (línea azul), Murray et al. (2015) (línea magenta) y Heiles y Troland (2003b,a) (línea morada). Referencia: Nguyen et al. (2019), Figura 9.

enfriamiento y calentamiento que operan en dicho gas.

En el MI en general, el gas se enfría principalmente por la emisión de radiación. El mecanismo que produce el enfriamiento es la excitación colisional. Durante esta excitación el átomo, ion o molécula gana energía de la energía cinética de la colisión. Después de un tiempo, el sistema excitado decae espontáneamente e irradia la energía correspondiente a la transición excitada en un fotón que escapa de la nube. Así, el gas pierde energía cinética, por lo que se enfría (Dyson y Williams, 1997).

Dos aspectos importantes para el enfriamiento son la frecuencia de las colisiones y la energía cinética que éstas son capaces de transmitir, por lo que las transiciones relevantes para el enfriamiento del HI involucran tanto el hidrógeno como otros elementos abundantes como el C, N y O. Es de interés destacar que, debido a la estructura de sus niveles electrónicos, el hidrógeno no es el principal enfriador del HI en un amplio rango de condiciones físicas. Esto se puede entender porque para que una transición contribuya al enfriamiento es necesario que la diferencia de energía asociada sea menor que la energía cinética media de las partículas que forman al gas (que determina su temperatura), de manera que la energía cinética ganada con la colisión sea suficiente para excitarla. Por ejemplo, en un amplio rango de temperaturas del gas interestelar atómico, la forma predominante del carbono es  $C^+$ , que tiene una transición electrónica con energía correspondiente a 92 K, por lo que esta transición es importante en nubes con temperaturas menores que algunos miles de grados Kelvin y dominante en las regiones más frías. Por otro lado, la excitación de las transiciones en el hidrógeno atómico, y en particular de la transición entre los niveles  $n = 1$  y  $n = 2$ , conocida como Ly- $\alpha$ , puede representar una transición de enfriamiento

eficiente. Sin embargo, la transición es tan energética, de más de 10 eV, que solo a altas temperaturas (cercanas a  $10^4\text{K}$ ) este mecanismo es importante (ver por ejemplo, [Dyson y Williams, 1997](#)). Debido a las fracciones de ionización relativamente grandes que hay en el gas atómico a estas altas temperaturas, la recombinación de electrones en granos de polvo representa también un mecanismo de enfriamiento relevante ([Wolfire et al., 1995, 2003](#)).

En el gas atómico neutro, las transiciones electrónicas que dominan enfriamiento colisional son las transiciones de estructura fina que ocurren en el carbono una vez ionizado (a  $158\ \mu\text{m}$ ) y en el oxígeno neutro (a  $63\ \mu\text{m}$ ). Por lo tanto, la metalicidad del medio juega un papel muy importante en el enfriamiento. [Wolfire et al. \(2003\)](#) presentan modelos de los procesos de enfriamiento y calentamiento del gas interestelar atómico, para diferentes radios galactocéntricos, calculan el gradiente radial de metalicidad tomando como punto de partida las abundancias locales de carbono y oxígeno,  $n_C/n=1.4\times 10^{-4}$  y  $n_O/n=3.2\times 10^{-4}$ , respectivamente y supusieron que la abundancia de todos los metales decae radialmente de la misma manera que el oxígeno. En dicho trabajo se consideran también las contribuciones, menores, de elementos como Si, S, Mg y Fe.

Para el calentamiento del gas se requiere que ocurra el proceso inverso, es decir, que las partículas que lo conforman ganen energía cinética. Lo anterior se puede conseguir si se liberan electrones con energías superiores a la energía cinética correspondiente a la temperatura del gas o si otras partículas son suficientemente aceleradas. También puede haber calentamiento mecánico producido por compresión o por choques, por ejemplo, en regiones cercanas a fuentes de vientos estelares, a novae y a supernovas. Los procesos de calentamiento físico relevantes del MI para el CNM y WNM son:

1. Calentamiento fotoeléctrico por radiación ultravioleta lejana (*Far-Ultraviolet radiation* (FUV)) a granos y a hidrocarburos aromáticos policíclicos (*Polycyclic Aromatic Hydrocarbons* (PAHs)).
2. Calentamiento por fotoionización en átomos por rayos X suaves.
3. Calentamiento por ionización por interacción con rayos cósmicos.
4. Calentamiento hidrodinámico y magnetohidrodinámico.
5. Choques interestelares.

En la presente sección se describirán solamente los primeros de estos tres procesos.

La eficiencia del proceso de calentamiento depende de las condiciones físicas y químicas de la fase gaseosa. La radiación ultravioleta lejana (FUV) contribuye al calentamiento permitiendo la liberación de electrones de moléculas PAHs y de granos de polvo por efecto fotoeléctrico.

El efecto fotoeléctrico es el mecanismo más importante para el calentamiento del gas atómico neutro.

Los fotones **FUV** son absorbidos por un grano, donde se liberan electrones energéticos, y mientras estos electrones se difunden en el grano perderán energía a través de colisiones. Sin embargo, si estos electrones logran llegar a la superficie con suficiente energía como para superar la función de trabajo  $W$ , del grano y el potencial de coulomb  $\Phi_c$  pueden ser eyectados al gas con exceso de energía y calentar el gas (ver Figura 1.11). La eficiencia de este mecanismo depende, tanto del estado físico del gas, como de la energía de los fotones disponibles y de las propiedades (distribución de tamaños, composición, carga, etc.) del polvo.

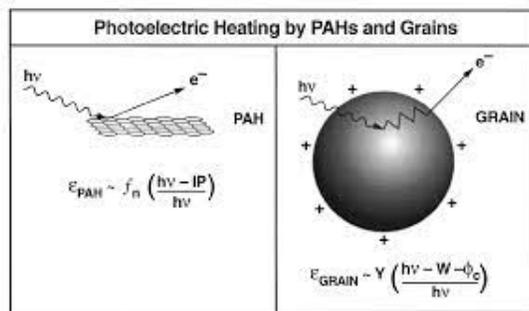


Figura 1.11: Esquema sobre el mecanismo del calentamiento por efecto fotoeléctrico en un grano de polvo y en una molécula PAHs. Además se muestran las eficiencias de calentamiento  $\epsilon$  para cada caso. Referencia: [Tielens \(2005\)](#) Figura 3.2

En el caso del calentamiento por electrones liberados de **PAHs**, la eficiencia del calentamiento es mucho más grande debido a que los electrones no pierden energía por colisiones. El factor limitante en este proceso es el potencial de ionización, que fácilmente puede ser mayor que 13.6 eV.

Los rayos cósmicos de baja energía (100 MeV) y los rayos X suaves también tienen un papel importante para el calentamiento del gas, debido a que transfieren energía a este a través de la ionización y la aceleración de los electrones libres a través de las interacciones de Coulomb. Tanto los protones de rayos cósmicos como los rayos X pueden ionizar átomos de hidrógeno y helio. Debido a que el medio es principalmente neutro y a que los electrones liberados son altamente energéticos, estos pueden causar ionizaciones secundarias. Esto ocurre mientras la energía de los electrones liberados permanece  $> 13.6$  eV.

En la Figura 1.12 se muestran las tasas de enfriamiento y calentamiento del gas al radio galactocéntrico solar. Para el gas con densidades de volumen de  $n < 1 \text{ cm}^{-3}$ , el enfriamiento por emisión de fotones Ly- $\alpha$  es un proceso importante, además el gas tenue se puede enfriar mediante la recombinación de electrones libres en las superficies de los granos de polvo. Ambos procesos tienen una eficiencia de enfriamiento similar de  $\Lambda \sim 7 \times 10^{-27} \text{ ergs s}^{-1} \text{ H}^{-1}$ . Para densidades de volumen por encima de  $n=1 \text{ cm}^{-3}$ , el enfriamiento por carbono ionizado y oxígeno neutro se vuelve más eficiente que el producido por fotones Ly- $\alpha$  o por recombinación de electrones en granos de polvo. El enfriamiento por carbono ionizado aumenta al aumentar  $n$ , mientras que el enfriamiento por oxígeno neutro decae

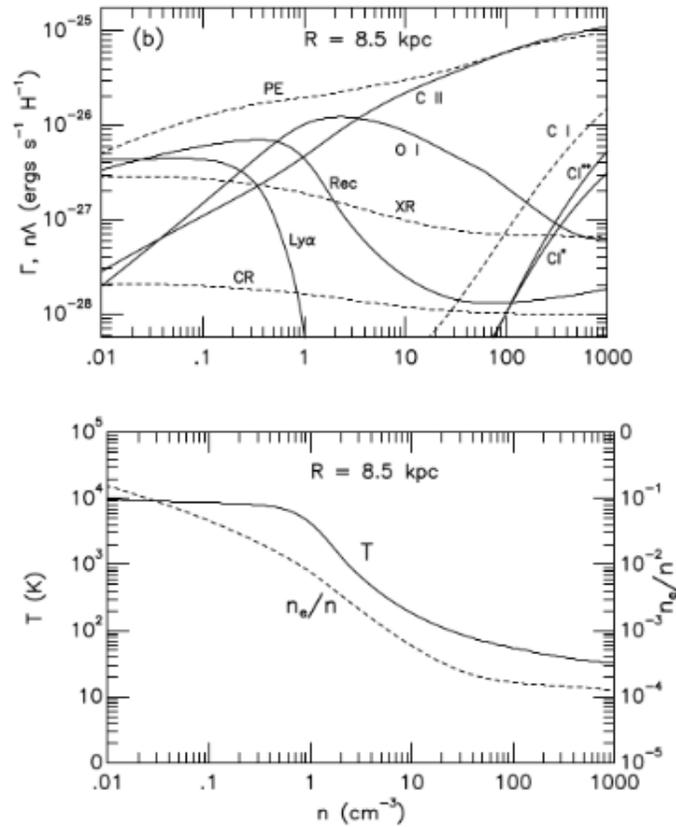


Figura 1.12: En la figura superior se muestran las tasas de enfriamiento (línea continua) y calentamiento (línea discontinua) para el radio galáctico solar. Las curvas de enfriamiento son: líneas de estructura fina de CII y OI, recombinación en granos y PAHs (Rec), emisión de  $\text{Ly}\alpha$ , y líneas de estructura fina de CI ( $\text{CI}^*$ ,  $\text{CI}^{**}$ ). Las curvas de calentamiento son: Efecto fotoeléctrico (PE), Rayos X (XR) y Rayos cósmicos (CR). En la figura inferior se muestran la temperatura del gas (línea continua) y la fracción de electrones (línea discontinua) en función de la densidad de núcleos de hidrógeno  $n$ . Referencia: [Wolfire et al. \(2003\)](#) Figura 10.

para densidades suficientemente altas. De hecho, este mecanismo alcanza un pico alrededor de  $n=1 \text{ cm}^{-3}$  con  $\Lambda_{OI} \sim 1 \times 10^{-26} \text{ ergs s}^{-1} \text{ H}^{-1}$ .

### 1.2.3. Inestabilidad térmica

La Inestabilidad térmica (IT), estudiada por primera vez por [Field \(1965\)](#), puede presentar diferentes modos entre los que se encuentra el llamado “modo isobárico”, que puede

desarrollarse en el gas atómico neutro. En efecto, el modo isobárico de la inestabilidad térmica está originado por el balance entre los procesos de enfriamiento y calentamiento descritos en la sección anterior (Sección 1.2.2). El desarrollo de esta inestabilidad produce un proceso de segregación que se combina con el resto de los fenómenos físicos que afectan al **MI**, por ejemplo: turbulencia a pequeña escala por Supernova (**SNe**) y en escalas grandes por la dinámica del disco galáctico, el potencial gravitacional proveniente de la galaxia, la autogravedad del gas y los campos magnéticos a diferentes escalas.

En esta sección se describe el mecanismo físico del modo isobárico de la inestabilidad térmica así como algunas propiedades de este modo directamente relacionadas con los modelos analizados.

Considerando los procesos descritos anteriormente, se puede establecer una ecuación de equilibrio entre calentamiento ( $\Gamma$ ) y enfriamiento ( $\Lambda$ ),  $\Lambda = \Gamma$ . Evaluando las tasas correspondientes a cada proceso y buscando las soluciones a dicha ecuación se pueden encontrar condiciones termodinámicas del gas atómico neutro en equilibrio térmico.

La Figura 1.13 muestra la temperatura  $T$  como función de la presión térmica  $p$  que resulta del equilibrio térmico en un gas calentado por rayos cósmicos y efecto fotoeléctrico y en ella se puede apreciar el mecanismo que conduce al modo isobárico de la **IT**. Lo primero que se observa es que existe un intervalo de presiones para el que gas con tres distintas temperaturas puede tener el mismo valor de  $p$ . En el extremo inferior de dicho intervalo, el calentamiento equilibra al enfriamiento a  $T \approx 6000$  K; estas son las condiciones de medio neutro tibio (**WNM**). En el extremo superior, el equilibrio entre calentamiento y enfriamiento ocurre a  $T \approx 100$  K; estas son condiciones de medio neutro frío (**CNM**). Sin embargo, en el intervalo de presiones confinado por estos dos extremos pueden convivir tanto gas con propiedades del **CNM** y del **WNM**, como gas transitando entre éstos. Entre las tres soluciones posibles para la temperatura, las que corresponden a los valores superior e inferior de  $T$  son estables; si la temperatura del gas se aleja del equilibrio, entrará en un régimen en el que el desequilibrio térmico volverá al equilibrio. Sin embargo, la solución con temperatura intermedia es térmicamente inestable: si  $T$  se perturba hacia arriba, el gas se seguirá calentando hasta alcanzar la solución estable de **WNM**. Si, por el contrario,  $T$  se perturba hacia abajo, el enfriamiento continuará hasta que el gas alcance la solución estable de **CNM**.

En la Figura 1.14 se muestra la temperatura de equilibrio térmico como función de la densidad  $n$ . En esta representación se puede observar que el intervalo de inestabilidad corresponde a un régimen en el que la temperatura decae suficientemente rápido con  $n$ .

Cuando el modo isobárico de la **IT** se desarrolla en condiciones ideales, da lugar un medio segregado en dos fases que se encuentran equilibrio de presión térmica. El resultado obtenido por Field (1965) fue utilizado por Field et al. (1969), quienes demostraron que el medio en dos fases predicho por el desarrollo de la **IT** podía mantenerse gracias al calentamiento debido a los rayos cósmicos, explicando así las observaciones que se tenían del gas interestelar atómico. Estudios posteriores demostraron que la luz estelar UV domina

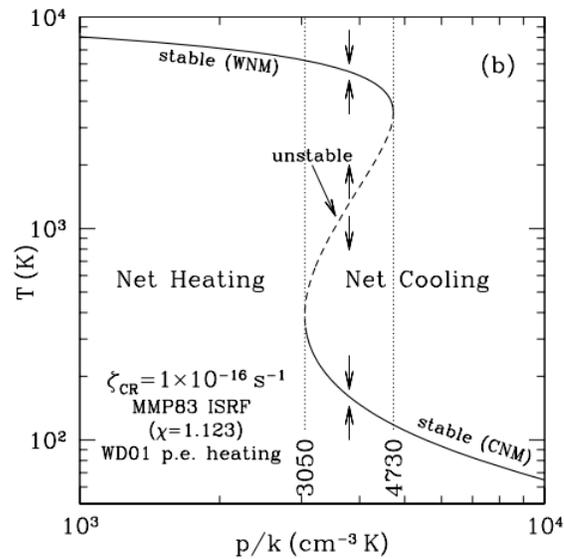


Figura 1.13: Temperatura  $T$  en función de la presión térmica  $p$ . Se muestran tres posibles equilibrios: una solución de WNM para alta  $T$ , una solución de CNM para baja  $T$  y un equilibrio de temperatura intermedia que es térmicamente inestable. Referencia: [Draine \(2011\)](#) Figura 30.2 (b).

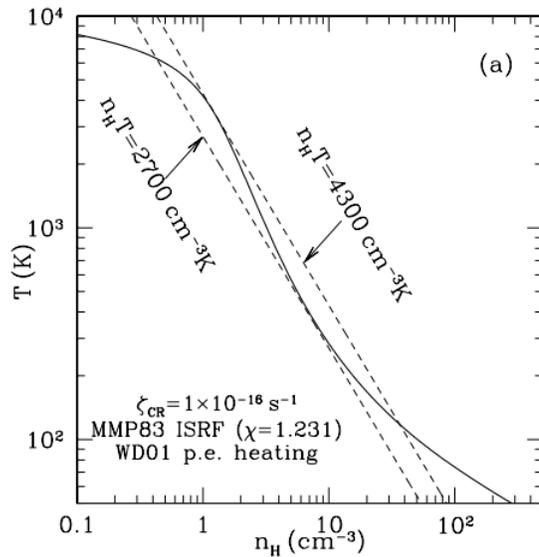


Figura 1.14: Temperatura de equilibrio térmico  $T$  para un modelo estacionario en función de la densidad  $n_H$ , para gas calentado por rayos cósmicos y calentamiento fotoeléctrico por granos de polvo. Se muestran dos líneas de presión térmica  $n_H T$  constante. Referencia: [Draine \(2011\)](#) Figura. 30.2 (a).

el calentamiento debido a la emisión fotoeléctrica de los granos de polvo en el gas (Watson, 1972).

Cabe mencionar que el modelo de dos fases de Field et al. (1969) fue posteriormente extendido por McKee y Ostriker (1977) para incluir al gas caliente producido por explosiones de supernova. En este histórico modelo, conocido como el modelo de tres fases, todos los componentes están en equilibrio de presión, el intercambio de material entre las fases es bastante rápido debido a los procesos de evaporación de la nube que los contiene, fotoionización, inestabilidades térmicas y choques hidrodinámicos.

Es posible estimar la presión térmica con una precisión razonablemente alta a partir de conocer las abundancias de la fase gaseosa, las propiedades del polvo y la intensidad del campo de radiación. De hecho Wolfire et al. (1995) y Wolfire et al. (2003) presentan modelos para el equilibrio térmico en el gas atómico del plano galáctico en los que se considera de manera detallada, todos los procesos de enfriamiento y calentamiento que afectan a dicho gas. Además, los modelos de Wolfire et al. (2003) indican que la posibilidad de que el HI del disco galáctico esté segregado en dos fases se extiende al menos hasta radios galactocéntricos de 18 kpc.

### Criterios de Inestabilidad

La presente sección se basa en el trabajo presentado por Vázquez-Semadeni et al. (2003) donde realizan una revisión sobre los criterios de la inestabilidad térmica en el gas atómico neutro del MI.

Field (1965) realizó un análisis lineal de la IT usando las ecuaciones hidrodinámicas que describen un gas ideal, compresible, no viscoso y en presencia de conductividad térmica, calentamiento y enfriamiento radiativos. Partiendo de un estado sin perturbar en el que el gas es homogéneo, está en reposo y en equilibrio térmico, con perturbaciones proporcionales a  $\exp(\omega t + ik \cdot x)$ , encuentra una relación de dispersión cúbica dada por:

$$\omega^3 + \omega^2 \left[ \frac{N_\rho}{c_v} + \frac{ck^2}{k_K} \right] + \omega c^2 k^2 + c^2 k^2 \left[ \frac{N_p}{c_p} + \frac{ck^2}{\gamma k_K} \right] = 0. \quad (1.1)$$

Donde  $\omega$  y  $k$  son la tasa de crecimiento y el número de onda de las perturbaciones,  $c = \frac{\gamma k T}{\mu}$  es la velocidad adiabática del sonido, con  $\gamma$  siendo el cociente de capacidades caloríficas y  $\mu$  el peso molecular medio en unidades de la masa del hidrógeno,  $k_K = \frac{R}{\mu} \frac{c \rho_0}{(\gamma - 1) K}$  se refiere al inverso camino libre medio de las partículas del gas, con  $R$  como la constante universal de los gases, y  $K$  la conductividad térmica. Además:

$$N_\rho = \left( \frac{\partial L}{\partial T} \right)_\rho, \quad (1.2)$$

$$N_P = \left( \frac{\partial L}{\partial T} \right)_p = \left[ N_\rho - \frac{\rho_0}{T_0} \left( \frac{\partial L}{\partial \rho} \right)_T \right]. \quad (1.3)$$

En las Ecuaciones 1.2 y 1.3  $\rho$  representa la densidad del gas,  $\rho_0$  la densidad sin perturbar,  $T$  la temperatura del gas,  $T_0$  la temperatura sin perturbar,  $P$  la presión térmica del gas y  $L$  la función de enfriamiento neto del gas ( $L = \Lambda - \Gamma$ ).

La relación de dispersión 1.1 tiene tres raíces, una de las cuales siempre es real y las otras dos son un par complejo conjugado o un par de números reales. Cuando las raíces reales o la parte real de las raíces complejas es positiva, la amplitud de las perturbaciones crece exponencialmente, o sea, el gas es inestable. El caso de la raíz real, en el que el crecimiento es puramente exponencial, se denomina modo de condensación, mientras que para raíces complejas, cuyo crecimiento se acompaña de oscilaciones, se conoce como modo de onda.

El análisis del comportamiento de las raíces lleva a tres criterios de inestabilidad, conocidos como isobárico, isocórico e isentrópico. En el MI atómico solo puede satisfacerse el primero, que está asociado al modo de condensación y que, en ausencia de conductividad térmica es:

$$N_p < 0. \quad (1.4)$$

En el caso en el que la tasa de calentamiento es constante ( $\Gamma = \Gamma_0$ ) y la tasa de enfriamiento se puede aproximar por una ley de potencias ( $\Lambda = \Lambda_i T^{\beta_i}$ ), el criterio anterior se satisface cuando  $\beta_i < 1$ .

El crecimiento de la inestabilidad térmica está controlado por el tipo de perturbaciones y por la relación entre el tiempo de enfriamiento y el tiempo de cruce asociado a las perturbaciones,  $\eta = \tau_c / \tau_d$ . El tiempo de enfriamiento, está dado por:

$$\tau_c = \frac{\gamma R}{(\gamma - 1)\mu |N_p|}. \quad (1.5)$$

A continuación se describen los distintos tipos de perturbaciones y los tiempos relevantes.

Las perturbaciones isobáricas e isocóricas se pueden lograr estableciendo fluctuaciones de densidad a presión constante o fluctuaciones de temperatura a densidad constante respectivamente. A estas perturbaciones se les denomina perturbaciones de entropía, debido a que implican variación en la relación  $p/\rho^\gamma$ , que permanece constante para procesos isentrópicos reversibles. Por el contrario, cuando las perturbaciones mantienen la relación anterior son llamadas perturbaciones adiabáticas.

El tiempo dinámico,  $\tau_d$ , que es el tiempo asociado a las perturbaciones, está determinado por el cociente entre la escala de las perturbaciones  $\lambda$  y la velocidad con la que se podría propagar la perturbación. En el caso de perturbaciones de entropía esta velocidad es la velocidad del sonido, por lo que  $\tau_d = \lambda/c_s$ . Para perturbaciones adiabáticas producidas

por perturbaciones de velocidad es la mayor entre la velocidad del sonido y la velocidad característica de las perturbaciones  $u$ , por lo que para perturbaciones supersónicas  $\tau_d = \lambda/u$ .

Para el caso de perturbaciones de entropía con longitud suficientemente corta ( $\eta \gg 1$ ), el modo de condensación evoluciona casi isobáricamente, ya que como  $\tau_c \gg \tau_d$ , entonces las ondas sonoras tienen suficiente tiempo para restablecer el equilibrio de presión mientras que el gas se enfría.

Por el contrario, en caso de que las perturbaciones, también de entropía, tengan longitudes de onda muy grandes ( $\eta \ll 1$ ), el enfriamiento actúa mucho más rápidamente de lo que tardan las ondas sonoras en restablecer el equilibrio de presión por lo que el modo de condensación inicialmente se comporta de manera isocórica (el gas se enfría sin variar la densidad), por lo que en este régimen, se pueden establecer grandes gradientes de presión.

Las perturbaciones adiabáticas son las más relevantes para el MI turbulento, ya que la condición adiabática implica que los gradientes de densidad y presión tienen el mismo signo. En el gas interestelar atómico las perturbaciones adiabáticas son linealmente inestables solo en el caso  $\eta < 1$ , que corresponde a perturbaciones con longitudes de onda suficientemente grandes. En ese caso, estas perturbaciones también necesitan satisfacer el criterio isobárico. Si las perturbaciones tienen amplitudes suficientemente grandes el comportamiento deja de ser lineal y los incrementos locales de densidad pueden reducir  $\tau_c$  y en consecuencia  $\eta$ , por lo que también perturbaciones pequeñas pueden ser inestables.

Las fluctuaciones de densidad producidas por fluctuaciones de velocidad pueden comportarse también como perturbaciones de entropía. Esto ocurre cuando  $\tau_u > \tau_c > \tau_s$  ( $\eta > 1$ ) o cuando  $\tau_u, \tau_s > \tau_c$  ( $\eta < 1$ ), con  $\tau_u = \lambda/u$  y  $\tau_s = \lambda/c_s$  ( $\eta > 1$ ). Estas fluctuaciones son linealmente inestables si satisfacen la Ecuación 1.4.

En presencia de conductividad térmica el modo de condensación es afectado. Disminuye la tasa de crecimiento y se inhibe completamente para escalas suficientemente chicas. La escala a la que esto sucede se llama longitud de Field  $\lambda_F$  y está dada por  $\lambda_F = \frac{2\pi}{k_F}$ , con  $k_F = (|N_p|/\kappa_0)^{1/2}$  donde  $\kappa_0$  es la difusividad térmica.

### Efectos del Campo Magnético en la Inestabilidad Térmica

En su trabajo original sobre la IT, Field estudió también el caso en el que el gas está bajo los efectos de un campo magnético uniforme (Field, 1965), encontrando que la inestabilidad puede desarrollarse, que aparecen dos modos oscilatorios adicionales a los que hay en el caso no magnetizado pero que satisfacen los mismos criterios de estabilidad, que el modo que opera en el gas atómico no se verá afectado cuando la perturbación sea paralela al campo magnético pero será inhibido cuando esta sea perpendicular al campo, y que la reducción de la conducción térmica en la dirección perpendicular al campo magnético,

debida a la interacción entre el campo y las partículas cargadas, favorece la aparición de estructuras en esta dirección.

Por otro lado, trabajos numéricos han encontrado que en flujos convergentes de **WNM** los efectos del campo magnético también dependen del ángulo entre este y la dirección dominante de la velocidad. Para ángulos grandes la presencia de campo magnético reduce e incluso inhibe la formación de condensaciones, mientras que para ángulos suficientemente pequeños el campo magnético puede inducir la formación de condensaciones (**Hennebelle y Pérault, 2000**). Una expresión para el ángulo crítico a partir del que la estructura y la dinámica del gas comprimido por la colisión está dominada por el campo magnético ha sido propuesta por **Iwasaki et al. (2019)**. Dicho ángulo parece depender de la densidad promedio, la velocidad de las corrientes, y la intensidad del campo magnético en el gas no comprimido.

La presencia de ondas de Alfvén circularmente polarizadas que se propagan en dirección paralela al campo magnético, puede estimular la segregación con respecto al caso puramente térmico, así como generar fluctuaciones de densidad importantes dentro de las estructuras de **CNM** (**Hennebelle y Passot, 2006**).

Por otro lado, modelos bidimensionales en presencia de forzamiento turbulento (**Gazol et al., 2009**) muestran que la distribución de densidad no es muy sensible a la intensidad del campo magnético. Sin embargo, modelos similares pero tridimensionales muestran que la fracción de masa de gas frío disminuye conforme la intensidad del campo magnético aumenta (**Villagran y Gazol, 2018**). También se ha encontrado que en un gas magnetizado la presencia de **IT** puede reducir la tasa de disipación de la turbulencia con respecto al caso isotérmico (**Kim y Basu, 2013**).

Otro tipo de trabajos que incluyen enfriamiento y campo magnético consideran escalas relativamente grandes ( $\sim 1$  kpc) e incluyen la presencia de inyección de energía debida a la presencia de estrellas, como en los trabajos de **de Avillez y Breitschwerdt (2005)**; **Hill et al. (2012)**; **Iffrig y Hennebelle (2017)**. Si bien estos modelos podrían considerarse más realistas, no se enfocan en estudiar la interacción entre la presencia de **IT** y el campo magnético.

#### 1.2.4. Herramientas de observación del HI

El hidrógeno atómico puede ser estudiado y detectado a través de la línea de 21 cm. Los estudios de esta línea han permitido mapear la distribución de HI en la Vía Láctea y otras galaxias, determinar la curva de rotación galáctica y medir la temperatura del gas en las nubes interestelares (**Draime, 2011**). Para investigar las condiciones físicas del HI se suelen combinar distintos tipos de observaciones de la línea de 21 cm.

## La línea de 21 cm: HI

En 1944 Hendrik C. Van der Hulst predijo teóricamente la posibilidad de detectar radiación con longitud de onda de 21 cm producida por átomos de hidrógeno del **HI**. Esta línea, producida por el cambio de alineación relativa entre los espines del protón y del electrón en un átomo de hidrógeno en estado base, fue detectada por primera vez en 1951 por Harold Ewen y Edward M. Purcell.

La línea de 21 cm proviene de una transición prohibida que, en un átomo individual, ocurre de manera espontánea aproximadamente cada 10 millones de años. Esta transición se produce debido a que el espín del electrón en el estado fundamental puede ser paralelo o antiparalelo al espín del protón dando lugar a dos posibles estados con diferente momento angular total. El acoplamiento entre el momento magnético del electrón y el campo magnético producido por el momento magnético del protón da como resultado un “desdoblamiento hiperfino” de los estados de espín paralelo y antiparalelo. El estado con espines paralelos es ligeramente más energético que el estado con espines antiparalelos, de hecho  $\Delta E = 5.9 \times 10^{-6}$  eV. Debido a las propiedades cuánticas de la radiación, cuando el átomo se encuentra en el estado de menor energía puede absorber radiación con longitudes de onda de 1420 MHz, lo que produce el cambio de alineación relativa de los espines de antiparalelo a paralelo. Cuando ha ocurrido una excitación previa al estado de mayor energía, la emisión de un fotón a 1420 MHz es consecuencia de que los espines pasen de ser paralelos a ser antiparalelos (Figura 1.15).

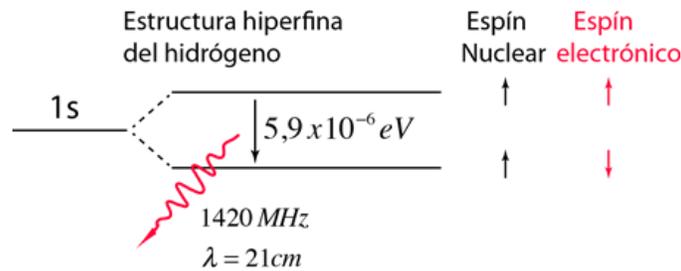


Figura 1.15: Estructura de la línea de 21 cm. El hidrógeno en su estado inferior absorbe 1420 MHz, lo que implica una excitación previa a un estado superior. Cuando el electrón decae al estado fundamental, el espín del electrón cambia y se emite un fotón con una longitud de onda  $\lambda = 21.110$  cm. Referencia: <http://hyperphysics.phy-astr.gsu.edu/hbasees/quantum/h21.html>

Una línea se define como prohibida cuando es generada por una transición con muy baja probabilidad. En efecto, para la transición correspondiente a la emisión de 21 cm, la probabilidad de que esta ocurra de manera espontánea es de  $2.8710 \times 10^{-15} \text{ s}^{-1}$ . Debido a los enormes tiempos de vida media, cuando el gas es suficientemente denso la frecuencia de colisiones es suficientemente grande como para que la energía del estado excitado se pierda a través de estas. Esto es lo que se espera que ocurra en la Tierra en condiciones

normales, sin embargo en el [MI](#), debido a las bajas densidades las colisiones pueden ser poco frecuentes dando tiempo para que ocurra la desexcitación espontánea. Aunque las colisiones en el [MI](#) son lo suficientemente frecuentes como para determinar el número de átomos en cada nivel, la gran abundancia de hidrógeno neutro a lo largo de cada línea de visión permite que la línea de 21 cm pueda ser observada en todas direcciones.

Observacionalmente la línea de 21 cm tiene una gran importancia. En particular, en el [MI](#) sirve para observar regiones frías, proporciona información sobre la velocidad del gas y, debido a que es una fuente de radio no sufre extinción por el polvo, permite obtener información sobre la estructura y dinámica de la galaxia por lo que sirvió para confirmar su estructura espiral, además, como ya se mencionó, es visible a lo largo de todas las líneas de visión.

Para el material emitiendo radiación de 21 cm, se observan directamente la temperatura de brillo,  $T_B$ , medida por espectroscopia de emisión, y la profundidad óptica  $\tau$  (medida de que tan opaco es un medio), medida a partir de estudios de absorción hacia fuentes de fondo de radio-continuo (e.g. [Pritchard y Loeb, 2012](#)).

La temperatura de brillo es la temperatura de un cuerpo negro hipotético tal que la intensidad específica está dada por:

$$I_\nu = B_\nu(T_B) \quad (1.6)$$

Donde  $B_\nu$  es la distribución espectral para la radiación de un cuerpo negro en equilibrio termodinámico que está dada por la ley de Planck:

$$B_\nu(T) = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \quad (1.7)$$

Debido a la baja frecuencia de la radiación de 21 cm, es aplicable la aproximación de Rayleigh-Jeans, por lo que  $T_B = \frac{I_\nu c^2}{2k_B \nu^2}$ . Para una nube isotérmica aislada, la ecuación de transporte radiativo implica que

$$T_B = T_s \times [1 - \exp(-\tau)], \quad (1.8)$$

Donde  $T_s$ , conocida como temperatura de espín, es la temperatura de excitación. La temperatura de espín es la temperatura que describe el cociente de las poblaciones de los dos niveles hiperfinos de la transición de 21 cm:

$$\frac{n_1}{n_0} = \frac{g_1}{g_0} \exp(-T_*/T_s), \quad (1.9)$$

donde  $g_1/g_0=3$ , es la razón de los factores de degeneración estadística de los dos niveles, y  $T_* = \frac{hc}{k\lambda_{21cm}}=0.068$  K y donde se supone que la población de los niveles está determinada por una sola temperatura. Es importante hacer notar que  $T_s$  no siempre coincide con

la temperatura cinética  $T$  del gas. En particular  $T_s$  es una buena aproximación para la temperatura cinética del CNM mientras que no es adecuada para el WNM (e.g. Kim et al., 2014).

A partir de las observaciones de la línea de 21 cm se puede determinar la densidad columnar  $N_{HI}$ , que es la densidad integrada a lo largo de la línea de visión y tiene unidades de partículas por unidad de área. Esta densidad está relacionada con  $T_s$ ,  $T_B$  y  $\tau$  por:

$$N_{HI} = 1.823 \times 10^{18} \text{cm}^{-2} \times \int T_s \tau dV = 1.823 \times 10^{18} \text{cm}^{-2} \times \int \frac{T_B \tau}{1 - e^{-\tau}} dV. \quad (1.10)$$

En el caso en que se pueda suponer que la línea es ópticamente delgada, dicha densidad es proporcional a  $T_B$  integrada sobre todas las velocidades:

$$N_{HI} = 1.823 \times 10^{18} \text{cm}^{-2} \times \int T_B dV. \quad (1.11)$$

La densidad columnar del hidrógeno atómico neutro ( $N_{HI}$ ) es una cantidad importante para el estudio y comprensión del MI. Determina, por ejemplo, si es gas esta predominantemente ionizado, neutro o molecular. Sirve como referencia para estimar distintas cantidades como la metalicidad y la abundancia del gas es por eso una entrada importante en los modelos de gas del MI. Por lo tanto las estimaciones de ( $N_{HI}$ ) son fundamentales para estudiar el MI.

## Métodos de observación del campo magnético

Los campos magnéticos interestelares pueden ser detectados gracias a la interacción con el gas del medio donde se encuentren. Por esto, aunque existen diversas técnicas observacionales para poder medir los campos magnéticos en el MI, la aplicabilidad de cada una de ellas depende del estado físico del gas que se desee muestrear. Sin embargo, a pesar de lo valioso de la información que resulta de estas técnicas ninguna de ellas proporciona información completa sobre el campo magnético total  $\vec{B}$ , lo cual ha limitado la comprensión del papel del campo magnético en el MI. A continuación se presenta una breve descripción de estas técnicas.

**Efecto Zeeman** El efecto Zeeman se debe al desdoblamiento de los niveles electrónicos de energía de un átomo, en presencia de un campo magnético (Figura 1.16). El efecto Zeeman de una línea espectral atómica o molecular resulta de la interacción entre el momento magnético de los electrones y un campo magnético externo. La frecuencia  $\nu$  del corrimiento Zeeman es directamente proporcional a la intensidad del campo magnético  $B$  (Ecuación 1.12), entonces, en principio es suficiente medir  $\nu$  para obtener  $B$  en la región de interés.

$$\nu = \nu_0 \pm \frac{\mu_B B}{h}, \quad (1.12)$$

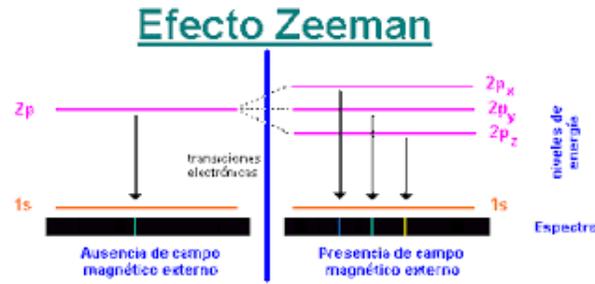


Figura 1.16: Efecto Zeeman, el cual se debe al desdoblamiento de una línea espectral en varios componentes cuando está presencia de un campo magnético. Referencia: <https://portafolio3fisicamoderna.weebly.com/el-efecto-zeeman.html>

donde  $\nu_0$  es la frecuencia lineal no desplazada,  $\mu_B$  es el magnetón de Bohr equivalente a  $\mu_B = \frac{eh}{4\pi m_e c}$  (Kitchin, 1996), lo que para el corrimiento del efecto Zeeman para la línea de 21 cm equivale a 1.4 Hz/ $\mu$ G.

La detección de campo magnético por efecto Zeeman fue el primer método empleado para la observación de los campos magnéticos interestelares. La ventaja principal de este método es que proporciona directamente la intensidad del campo magnético.

La detección del efecto Zeeman está restringida a campos magnéticos intensos y bajas temperaturas. De hecho, frecuentemente el ensanchamiento Zeeman es menor que el ancho de la línea, por lo que en la práctica se mide la diferencia entre dos componentes circularmente polarizadas de la línea. Esta diferencia es proporcional a la intensidad de  $\vec{B}$  a lo largo de la línea de visión. Por lo tanto, las observaciones de Zeeman de las líneas espectrales proporcionan información sobre la magnitud y dirección del campo magnético solamente en lo que toca a su componente a lo largo de la línea de visión  $B_z$ , que puede ser positivo o negativo dependiendo su dirección a lo largo a de la línea de visión.

El efecto Zeeman es la única técnica de observación disponible para medir directamente la intensidad de los campos magnéticos en el MI neutro. Las observaciones Zeeman de la línea de 21 cm se realizan en absorción, con lo cual se pueden trazar los campos magnéticos del CNM porque la opacidad de la línea en HI es inversamente proporcional a la temperatura del gas, por lo que es más sensible al componente frío del gas Heiles y Troland (2005). Por el contrario, la línea de emisión es más difícil de observar pero permite el mapeo del gas de áreas más grandes.

**Polarización lineal de la luz y emisión térmica de los granos** Los campos magnéticos fueron descubiertos gracias a la polarización de la luz de las estrellas. Cuando esta interactúa con el polvo del MI, los granos actúan como un filtro que polariza la luz de las estrellas, resultando en luz linealmente polarizada en dirección paralela al campo magnético. Esto sucede porque los granos, que tienen formas no esféricas y no son eléctricamente neutros, se alinean preferentemente en dirección perpendicular al campo magnético local debido a

su interacción con éste (Figura 1.17).

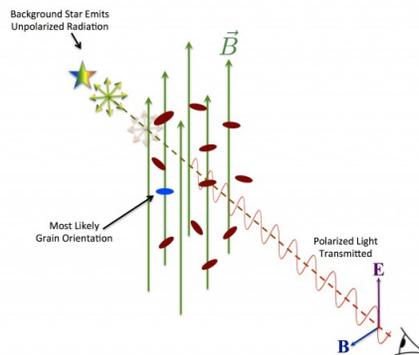


Figura 1.17: Mecanismo de polarización de la luz de las estrellas al interactuar con los granos de polvo. Referencia: <https://astrobitesenespanol.wordpress.com/2016/01/08/planck-xxxv-el-papel-de-los-campos-magneticos-en-la-formacion-de-la-estructura-de-las-nubes-moleculares/>

Medir la dirección de la polarización de la luz de las estrellas aporta información directa sobre la orientación del campo magnético en el plano del cielo. Esta técnica, aplicada a estrellas cercanas, indica que el campo magnético estelar en el plano galáctico dentro unos pocos de kpc hacia el Sol es horizontal, es decir, paralelo al plano galáctico y con un ángulo de  $7^\circ$  en la dirección azimutal.

Además de polarizar la luz de las estrellas, los granos de polvo también emiten radiación polarizada. Esta radiación, con longitudes de onda en el lejano infrarrojo o en el submilimétrico, es emisión térmica mediante la cual se enfrían los granos calentados por la absorción de radiación. La polarización de esta radiación también es lineal y la dirección de esta polarización es perpendicular al campo magnético local. Por lo tanto, las medidas de polarización de la emisión térmica de polvo, también brindan información sobre la orientación del campo magnético proyectado en el plano de cielo.

Con la misión Planck<sup>5</sup> se han obtenido mapas de la emisión polarizada del polvo en el MI para poder estudiar el campo magnético y conocer su relación con las estructuras interestelares densas. En la Figura 1.18 se muestra la interacción entre el polvo interestelar y la estructura del campo magnético de la Vía Láctea. La escala de colores en la imagen representa la intensidad total de la emisión de polvo y la textura se basa en la medición de la dirección de la luz polarizada emitida por el polvo, lo que a su vez indica la dirección del campo magnético.

<sup>5</sup>[https://www.esa.int/Enabling\\_Support/Operations/Planck](https://www.esa.int/Enabling_Support/Operations/Planck)

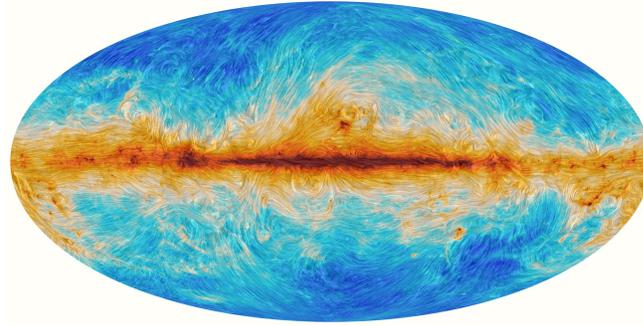


Figura 1.18: Vista de todo el cielo del campo magnético y la intensidad total de la emisión de polvo medida por la misión Planck. Los colores representan intensidad, la textura indica la orientación del campo magnético proyectado en el plano del cielo, ortogonal a la polarización observada. Cuando el campo varía significativamente a lo largo de la línea de visión, el patrón de orientación es irregular. Referencia: [https://www.esa.int/Enabling\\_Support/Operations/Planck](https://www.esa.int/Enabling_Support/Operations/Planck).

**Rotación de Faraday** Este es un método que se usa para medir el campo magnético en regiones ionizadas, pero se incluye una breve descripción por completez. Permite estudiar los campos magnéticos regulares y turbulentos, paralelos a la línea de visión. La rotación de Faraday se refiere a la rotación que experimenta el plano de polarización de una onda electromagnética linealmente polarizada que se propaga en dirección paralela a un campo magnético. Esta rotación se debe a que la interacción de los electrones libres con el campo magnético afecta de manera distinta a las dos ondas circularmente polarizadas en las que se puede descomponer la onda original. El ángulo de rotación depende entonces de la intensidad del campo magnético en la dirección de propagación y de la densidad de electrones libres (Figura 1.19).

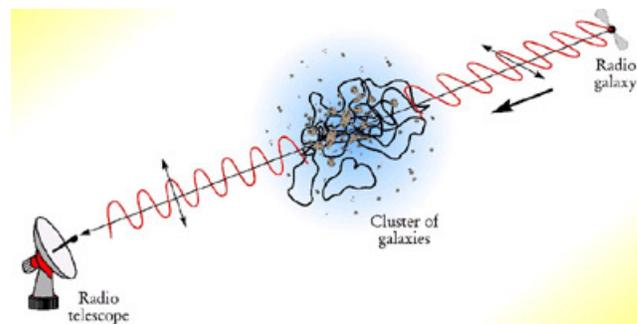


Figura 1.19: La Rotación de Faraday ocurre cuando una onda electromagnética linealmente polarizada atraviesa un campo magnético y la onda experimenta una rotación Referencia: <https://spain.skatelescope.org/ska-science/magnetismo-cosmico/>

Cuando se usa este método para medir el campo magnético interestelar, se usan pulsares o fuentes extragalácticas de emisión radio continua como fuentes de radiación

linealmente polarizada.

Usando este método se ha estimado que cerca del Sol  $B_{reg} \sim \mu 1.5 \mu\text{G}$  y  $B_{turb} \sim 5 \mu\text{G}$ . Lejos del Sol  $B_{reg}$  crece hacia el centro galáctico, a  $R=3 \text{ kpc} \sim 3\mu\text{G}$  (Ferrière, 2013).

**Emisión Sincrotrón** La emisión sincrotrón es producida por partículas cargadas, principalmente electrones, moviéndose a velocidades relativistas en presencia de campos magnéticos, debido a la aceleración que el campo produce (Figura 1.20).

Conociendo o suponiendo la distribución de electrones relativistas y no relativistas, la emisión sincrotrón permite estudiar el campo magnético interestelar. En particular, las mediciones de la intensidad total de emisión sincrotrón permiten estimar el campo magnético total en el plano del cielo. Debido a que la emisión sincrotrón está polarizada linealmente en dirección perpendicular a  $B$ , las observaciones de esta emisión permiten también obtener información sobre la orientación de  $B$ .

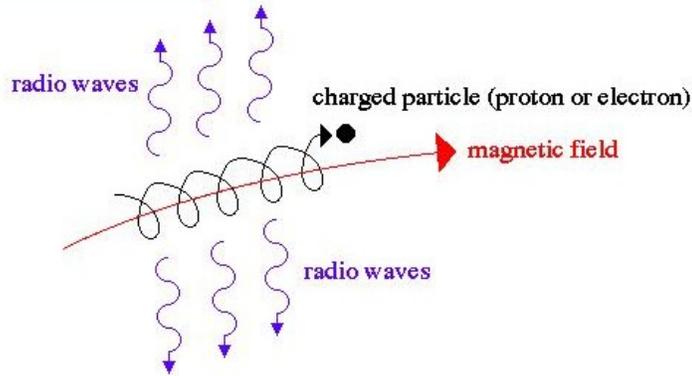


Figura 1.20: Emisión sincrotrón: es producida cuando partículas cargadas moviéndose a velocidades relativistas se encuentran en presencia de un campo magnético. Referencia: [http://abyss.uoregon.edu/~js/glossary/synchrotron\\_radiation.html](http://abyss.uoregon.edu/~js/glossary/synchrotron_radiation.html)

# Capítulo 2

---

## Objetivos y motivación

---

### 2.1. Antecedentes

Es posible estimar la presión térmica de equilibrio con una precisión razonablemente alta ( $\sim 60 - 80\%$ ) a partir de conocer las abundancias de elementos pesados en el gas, las propiedades del polvo y la intensidad del campo de radiación (Wolfire et al., 1995, 2003). Este tipo de estudios ha permitido establecer el intervalo de presiones térmicas dentro del cual el gas atómico puede estar segregado en dos fases, tanto en la vecindad solar como a diferentes radios galactocéntricos de entre 3 y 18 kpc. En la vecindad solar, este intervalo es  $p/k_B \sim 1700 - 4400 K cm^{-3}$  ( $\log(p/k_B) \sim 3.230 - 3.643$ ), donde  $p/k_B$  es la medida de presión del gas en el MI con unidades de  $K cm^{-3}$  y  $k_B$  es la constante de Boltzmann (Wolfire et al., 2003).

Existen pocas observaciones directas de la presión térmica en el gas atómico en general. Actualmente, el trabajo de referencia de este tipo de observaciones es el de Jenkins y Tripp (2011), quienes utilizaron líneas de absorción de carbono neutro en el ultravioleta, para determinar la presión térmica del CNM en dirección de 89 estrellas y analizaron la distribución de presión térmica resultante. Los resultados de dicho estudio muestran que la mayoría del gas tiene presiones térmicas en el intervalo entre  $\sim 10^3 - 10^4 K cm^{-3}$ , que una pequeña fracción de masa del gas (0.05%) se encuentra a presiones mayores, y que la parte central de la distribución tiene una forma lognormal. El hecho de que la presión térmica del CNM presente valores distribuidos en un intervalo más amplio que lo esperado por modelos como los de Wolfire et al. (2003) ha sido confirmado por Goldsmith et al. (2018)

usando un método observacional distinto para estimar la presión térmica a lo largo de 4 líneas de visión también incluidas en el Millenium Arcibo 21 Centimeter Absorption-Line Survey (Heiles y Troland, 2003a).

Muy recientemente Jenkins y Tripp (2021) midieron la presión térmica a lo largo de 12 líneas de visión en dirección de fuentes extragalácticas utilizando nuevamente la técnica de Jenkins y Tripp (2011) basada en la detección líneas de absorción de carbono neutro en el ultravioleta. Este nuevo análisis con fuentes extra galácticas tiene como finalidad medir presiones sin que estas estén influenciadas por las regiones donde la perdida de masa estelar y las expansiones de regiones HII pueden elevar localmente la presión. Además de encontrar una fracción similar de gas a muy altas presiones ( $p/k_B \gg 10^{4.2} K cm^{-3}$ ), en este nuevo estudio se encontró que en la dirección de las fuentes observadas  $\log(p/k_B)$  tiene valores entre 3.55 y 4.12, que son valores relativamente altos comparados con los que Jenkins y Tripp (2011) reportan considerando solamente intensidades UV bajas. Con este nuevo resultado se descarta que dicha distribución esté fuertemente influenciada por los efectos de las fuentes estelares en su entorno. Además, los autores sugieren que las mayores presiones encontradas usando fuentes extragalácticas se deben al hecho de que las líneas de visión atraviesan el borde exterior de la burbuja local<sup>1</sup>, que podría estar formado por nubes o cascarones fríos a altas presiones (e.g. Kim et al., 2017). En ambos estudios las líneas de visión penetran dicha región, pero en el caso de las fuentes extragalácticas se muestrea menos material, por lo que la contribución de la frontera de la burbuja local podría ser más grande.

A continuación se describen otros trabajos observacionales recientes que reportan medidas de la presión térmica en el gas atómico. Cómo se verá, las propiedades de los medios en el que estos trabajos miden la presión no son directamente comparables con las propiedades del gas que se analiza en el presente trabajo, sin embargo parece relevante incluirlos.

Un ejemplo de una nube a alta presión presumiblemente relacionada con el borde de la burbuja local se presenta en Peek et al. (2011), donde se estudian las propiedades de la “Nube fría local de Leo”. Encuentran la temperatura de la nube, en algunos lugares inferior a 20 K, mediante la línea de 21 cm y espectroscopía óptica. La presión que obtienen a partir de las líneas de absorción UV es de  $p/k_B \sim 60000 cm^{-3} K$ . La densidad que se obtiene combinando la presión y la temperatura es de  $n(HI) \sim 3000 cm^{-3}$ . Además observaron la densidad columnar  $N(HI) \sim 0.04 cm^{-2}$ , esta medida proporciona el espesor a lo largo de la línea de visión de aproximadamente 200 UA.

Gerin et al. (2015) usan observaciones de carbono ionizado en emisión y en absorción hacia regiones de formación estelar masiva del plano galáctico para estudiar las condiciones físicas de los distintos tipos de gas que contribuyen a esta emisión (absorción). En parti-

---

<sup>1</sup>La burbuja local es una cavidad (región con gas de bajas densidades y altas temperaturas), irregular en medio de la cual se encuentra el Sistema Solar. Se piensa que esta estructura, cuya escala característica se estima en 100 pc fue creada por varias explosiones de supernova hace entre 2 y  $15 \times 10^6$  años (e.g. Lallement et al., 2014; Fuchs et al., 2006)

cular, encuentran que para gas con  $T \sim 100$  K la distribución de presión térmica tiene un valor mediano de  $5900 \text{ K cm}^{-3}$ .

Otro trabajo reciente que utiliza herramientas observacionales para caracterizar presión térmica mediante el material alrededor de un remanente de supernova (IC 443) es el realizado por [Ritchey et al. \(2020\)](#). Este análisis se basa en un examen exhaustivo de espectros ultravioleta obtenidos con el espectrógrafo de imágenes del telescopio espacial a bordo del Hubble de dos estrellas detrás de IC 443. En este trabajo encuentran presiones térmicas de  $\log(p/k_B) \sim 4.2\text{--}4.7$ , las cuales se encuentran por encima que la presión típica que caracteriza las líneas de visión del **MI** galáctico local ( $\log(p/k_B) \sim 3.6$ ) pero son consistentes con las presiones que definen el extremo superior de la curva de equilibrio térmico para el **CNM** descritas en [Jenkins y Tripp \(2011\)](#).

[Marchal y Miville-Deschênes \(2021\)](#) usaron observaciones de la línea de 21 cm. Encontraron que el volumen de **WNM** muestreado dentro de una caja de  $5.2 \times 10^5 \text{ pc}^3$ , ubicado en el borde exterior de la burbuja local, muestra propiedades físicas esperadas de la vecindad local solar,  $P_{th}/k_B = (4.4 \pm 2.6) \times 10^3 \text{ K cm}^{-3}$ ,  $n = 0.74 \pm 0.41 \text{ cm}^{-3}$ , y  $T_k = 6.0 \pm 1.3 \times 10^3 \text{ K}$  para el **WNM**. Mencionan que en promedio las proporciones de fase para cada componente de velocidad local son **CNM** 8%, *Lukewarm Neutral Medium* (**LNM**)<sup>2</sup> 28% y **WNM** 64%. Además, encontraron que según sus determinaciones de las escalas dinámicas y estáticas involucradas en la condensación térmica del **WNM**, la intensidad relativamente baja de la turbulencia permite el desarrollo de la inestabilidad térmica, posibilitando la formación de estructuras densas frías las cuales se observan en el **CNM**. La presión térmica estimada para el **WNM** está completamente de acuerdo con el valor promedio encontrado por [Jenkins y Tripp \(2011\)](#) en el **CNM**.

La presión térmica del gas atómico ha sido también medida en galaxias cercanas. [Herrera-Camus et al. \(2017\)](#), encontraron la presión térmica en 534 regiones de 31 galaxias de la muestra KINGFISH del telescopio Herschel. Para esto combinan datos de carbono ionizado a  $158 \mu\text{m}$ , HI (21 cm) y datos de CO, suponiendo un gas con una cierta fracción de masa de gas frío, encontraron la fracción de ionización y contenido molecular similares a las de la vecindad solar y una distribución de presión que puede ser aproximada por una lognormal con mediana de  $3600 \text{ K cm}^{-3}$ .

Por otro lado, en la actualidad existe una gran cantidad de modelos numéricos del **MI** que incluyen tanto la presencia de inestabilidad térmica como la de los otros ingredientes físicos que determinan su estructura, dinámica y evolución (e.g. [Hennebelle y Pérault, 2000](#); [Gazol et al., 2001](#); [Inoue y Inutsuka, 2008](#); [Walch et al., 2015](#); [Evirgen et al., 2017](#); [Bialy y Sternberg, 2019](#); [Falle et al., 2020](#)). Algunos de ellos han sido utilizados para estudiar distintos aspectos relacionados con la segregación del gas atómico. No es la intención del presente trabajo revisar estos modelos, por lo que a continuación se describen algunos resultados que constituyen antecedentes directos del trabajo que se presenta.

Con modelos similares a los que se analizarán en el presente trabajo pero en ausencia

---

<sup>2</sup>Gas térmicamente inestable con propiedades intermedias entre las dos fases estables

de campo magnético, [Gazol \(2014\)](#) encontró que la región de altas presiones de la distribución de presión térmica del [CNM](#) que resulta de las simulaciones, puede ser descrita por una función lognormal cuando el número de Mach en el gas es suficientemente alto ( $M > 7.22$  para el gas frío), mientras que para un número de Mach pequeño, esta descripción subestima tanto la altura del pico como la cola de alta presión. Los valores del número de Mach para los que se observa este comportamiento incluyen valores consistentes con los resultados de [Jenkins y Tripp \(2011\)](#). En la Sección [5.1](#), donde se comparan los resultados de esta tesis con dichos trabajos, se presentan más detalles.

[Kritsuk et al. \(2017\)](#) presentan simulaciones del [MI](#) con distintos campos magnéticos, analizan 5 modelos con distintas condiciones iniciales, en una caja de 200 pc, con una densidad inicial de 2 o 5  $cm^{-3}$ , presión térmica inicial de  $\log(p/k_B) = 3.7$  y campos magnéticos iniciales de entre 0.95 y 9.54  $\mu G$ . Un forzamiento solenoidal, acompañado de un aumento inicial de la velocidad, es encendido después de un cierto tiempo de evolución, resultando en números de Mach sónico (alfvénico) para el gas frío de entre 6.6 y 15.2 (2.5-8.3). Nótese que estos valores son considerablemente mayores que los de los modelos analizados en este trabajo (ver Sección [3.2.1](#)). Para los modelos con los números de Mach más altos el rango de la distribución de la presión térmica para el gas frío se encuentra  $\log(p/k_B) = 2 - 4.5$ , mientras que para la que tiene el menor número de Mach este rango se estrecha a 2.7 - 4. La comparación con los datos de [Jenkins y Tripp \(2011\)](#), indica que el modelo que más se acerca tiene una densidad inicial de 5  $cm^{-3}$  y  $M_c = 15.2$  (número de Mach para el gas frío).

Finalmente, es importante mencionar que, aunque en los trabajos en los que se incluye campo magnético se analiza el comportamiento de la presión magnética, no existen predicciones cuantitativas para la distribución de dicha presión en el [CNM](#). Dicha distribución, sin embargo, resulta necesaria para interpretar observaciones de intensidad de campo magnético obtenidas a través de efecto Zeeman (e.g. [Heiles y Troland, 2005](#); [Crutcher et al., 2010](#)) porque con este tipo de observaciones solamente se puede conocer la intensidad del campo magnético a lo largo de la línea de visión.

La motivación principal de este trabajo es desarrollar un modelo o predicción para la distribución de presiones térmica y magnética en la fase fría del [MI](#) atómico con propiedades similares a la vecindad solar en presencia de campo magnético.

El estudio de la distribución de presión térmica y la posibilidad de compararla con observaciones, descritas anteriormente, permitirá ampliar la información sobre las condiciones físicas que permiten el desarrollo de una distribución lognormal y sobre la forma que adquiere dicha distribución en otras condiciones. Además, las predicciones sobre la distribución de presión magnética en el gas frío contribuirán a una mejor interpretación de datos observacionales.

## 2.2. Objetivos generales y particulares

- Objetivos generales
  - Estudiar los efectos del campo magnético en la distribución de presión térmica y predicción numérica de la forma de la distribución de la presión magnética, en el gas atómico de la vecindad solar.
- Objetivos particulares
  - Analizar la distribución de la presión térmica y magnética en el gas atómico del medio interestelar, resultante de un conjunto simulaciones de 100 pc cúbicos con propiedades del gas atómico local y distintas intensidades del campo magnético inicial.
  - Hacer una separación de las contribuciones del gas frío y el gas tibio a dichas distribuciones.
  - Ajustar curvas para las distribuciones resultantes del gas frío.
  - Realizar predicciones de distribuciones de presión térmica y presión magnética con distintos campos magnéticos.
  - Comparar las distribuciones de presión térmica del gas frío con las observaciones existentes.



# Capítulo 3

---

## Herramientas

---

### 3.1. Magnetohidrodinámica (MHD)

En las siguientes secciones se describirán los efectos del campo magnético en los fluidos en el [MI](#), así como las ecuaciones de la Magnetohidrodinámica ([MHD](#)) que son necesarias para este estudio. Primero se presentarán los fluidos en el [MI](#), posteriormente las ecuaciones necesarias para describir los movimientos de los fluidos y finalmente la [MHD](#), la cual estudia la dinámica de los fluidos en presencia de campos magnéticos.

#### 3.1.1. Fluidos en el universo

Los fluidos son sustancias que se deforman continuamente, que fluyen, como los líquidos y los gases, y es importante comprender cómo fluyen y en qué circunstancias alcanzan el equilibrio (no fluyen). A escala microscópica un fluido está compuesto por átomos o moléculas a cierta distancia promedio, las cuales están continuamente moviéndose y colisionando entre si. Si el interés principal es conocer las propiedades macroscópicas del fluido, las ecuaciones de la hidrodinámica tratan el fluido como un medio continuo con propiedades macroscópicas bien definidas en cada punto (por ejemplo, presión, densidad). Por lo tanto, tal descripción presupone que se trata con un número tan grande de partículas a nivel local que es significativo promediar sus propiedades en lugar de seguir las trayectorias de partículas individuales.

La dinámica de fluidos es una rama importante para la astrofísica. Es fundamental para comprender la formación estelar, la dinámica galáctica, los discos de acreción, las explosiones de supernovas, los flujos cosmológicos, la estructura estelar, las atmósferas de los planetas, el medio interestelar, etc.

Los fluidos astrofísicos generalmente se tratan como fluidos continuos. Esta aproximación es válida si el camino libre medio de una partícula es pequeña en comparación con la longitud típica sobre la que varían las cantidades macroscópicas, como por ejemplo la densidad. Si este es el caso, se pueden considerar elementos fluidos si cumplen con las siguientes características: i) son mucho más grandes que el camino libre medio y contienen una gran cantidad de átomos. ii) son suficientemente pequeños comparados con la escala del sistema de interés, tal que tienen valores definidos de manera única para cantidades tales como densidad, velocidad, presión, etc.

Un fluido principal en la galaxia es el gas distribuido en el [MI](#). Por ejemplo, la densidad media del gas en la Vía Láctea es de 1 partícula por centímetro cúbico, o un millón por metro cúbico, lo cual es un medio muy diluido a comparación del gas en la Tierra que es de  $2.7 \times 10^{25}$  partículas por metro cúbico. Sin embargo, el tamaño característico de las regiones interestelares frecuentemente permite una descripción hidrodinámica. La anterior cifra de densidad media del gas en el [MI](#) es una cifra promediada sobre el gas en un medio multifásico, que comprende desde el gas cálido atómico ([WNM](#),  $10^4$  K), una fase caliente ( $10^6$  K) calentada principalmente por explosiones de supernova, y una fase molecular fría a 10 K. Los contrastes de densidad entre las fases es extremo, ya que la densidad para la fase caliente es de  $\sim 1000$  partículas por metro cúbico, para [WNM](#) de  $10^{5-6}$  partículas por metro cúbico y para las nubes moleculares  $10^8$  partículas por centímetro cúbico, además de que en los núcleos mas densos dentro de estas nubes exceden  $10^{13}$  partículas por metro cúbico.

### 3.1.2. Ecuaciones de los fluidos

La hidrodinámica estudia la dinámica de los fluidos y las ecuaciones que describen los movimientos de un elemento fluido se conocen como las ecuaciones de conservación de masa, momento y energía.

#### ■ Conservación de masa

Dada una región determinada, los fluidos pueden cambiar su densidad dependiendo de si el material se aleja o se acerca a esta región, por lo que es necesario establecer una ecuación de conservación de masa.

Se considera un volumen cerrado arbitrario  $V$  que está fijo en el espacio y está delimitado por una superficie  $S$  (Figura [3.1](#)). La tasa de cambio, con el tiempo, de la masa

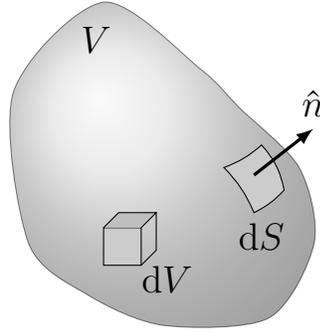


Figura 3.1: Volumen arbitrario  $V$ . Imagen elaborada con `tikzpicture`

de fluido contenida en este volumen es:

$$\frac{dM(t)}{dt} = \frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho(\vec{x}, t) dV. \quad (3.1)$$

En ausencia de fuentes o sumideros de materia, la masa al interior del volumen cambia al haber flujo de masa y como el volumen es fijo, la densidad cambia, esta debe ser igual a la entrada neta de masa integrada en toda la superficie.

Por lo tanto, el flujo de masa a través de la superficie  $S$  es:

$$f_m = - \int_S \rho \vec{u} \cdot d\vec{S} = - \int_V \nabla \cdot (\rho \vec{u}) dV, \quad (3.2)$$

donde la igualdad con la integral del volumen viene del teorema de la divergencia (también conocido como el teorema de Gauss). Entonces la conservación de masa está dada por:

$$\frac{dM(t)}{dt} = f_m. \quad (3.3)$$

Sustituyendo las Ecuaciones 3.1 y 3.2, obtenemos la siguiente igualdad:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_V \rho dV = - \int_V \nabla \cdot (\rho \vec{u}) dV. \quad (3.4)$$

Reacomodando términos se puede escribir:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0. \quad (3.5)$$

A la Ecuación 3.5 se le conoce como la ecuación de conservación de masa. Si se desarrolla el segundo término:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho + \rho \nabla \cdot \vec{u} + \vec{u} \cdot \nabla \rho = 0. \quad (3.6)$$

Desarrollando y acomodando términos la ecuación de masa, o ecuación de continuidad, se puede escribir como:

$$\frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \cdot \vec{u} = 0. \quad (3.7)$$

Donde el primer término de la ecuación es la derivada total o derivada lagrangiana de la densidad,  $\frac{D\rho}{Dt} = \frac{\partial\rho}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \nabla)\rho$ .

### ■ Conservación de momento

Sobre una porción de fluido pueden influir dos tipos de fuerzas. Las fuerzas de volumen y las fuerzas de superficie.

Las fuerzas de gravedad y la fuerza de Lorentz son ejemplos de fuerzas de volumen, las cuales tienen un largo alcance por lo que el contacto no es necesario y generalmente decrecen con la distancia. Las fuerzas que se ejercen sobre un volumen  $V$  se pueden describir por:

$$\vec{F}_v = \int_v \vec{F}(\vec{x}, t) dV. \quad (3.8)$$

Las fuerzas superficiales son de corto alcance, por lo que se requiere contacto de otra parte del fluido. Generalmente dependen de las propiedades microscópicas del fluido. Las fuerzas superficiales que actúan sobre el volumen  $V$  se pueden describir por:

$$\vec{F}_s = \int_v \nabla \cdot \sigma dV. \quad (3.9)$$

Para un fluido no viscoso, que es una suposición válida para muchas regiones del [MI](#), el tensor de esfuerzos es  $\sigma_{ij} = -p\delta_{ij}$ , donde  $p$  es la presión. En ese caso:

$$\vec{F}_s = - \int_v \nabla p dV. \quad (3.10)$$

La ecuación de conservación del momento para un fluido es, en efecto, una aplicación de la segunda ley del movimiento de Newton a un elemento del fluido. Es decir, si se considera una porción de fluido, se establece que la tasa de cambio del momento en esta porción del fluido es igual a la fuerza total que actúa sobre ella, o sea:

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = \vec{F}_T. \quad (3.11)$$

Entonces, la tasa de cambio del momento contenido en  $V$  será:

$$\frac{d\vec{P}}{dt} = \frac{D}{Dt} \int_v \rho \vec{u} dV, \quad (3.12)$$

por lo que la Ecuación 3.11 puede escribirse como:

$$\frac{D}{Dt} \int_v \rho \vec{u} dV = \vec{F}_T = \int_v \vec{F} dV - \int_v \nabla p dV. \quad (3.13)$$

El lado izquierdo de la ecuación anterior se puede reescribir usando el Teorema de transporte de Reynolds:

$$\frac{D}{Dt} \int_v \rho \vec{u} dV = \int_V \left( \frac{\partial}{\partial t} (\rho \vec{u}) + \nabla \cdot (\rho \vec{u} \vec{u}) \right) dV. \quad (3.14)$$

Desarrollando las derivadas, agrupando términos y usando la Ecuación 3.5, la ecuación anterior queda como:

$$\frac{D}{Dt} \int_v \rho \vec{u} dV = \int_v \rho \left( \frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla \vec{u} \right) dV, \quad (3.15)$$

y como se debe satisfacer para cualquier volumen, la Ecuación 3.13 se reescribe como:

$$\rho \frac{D\vec{u}}{Dt} = \vec{F} - \nabla p. \quad (3.16)$$

### ■ Conservación de energía

Escribir el principio de conservación de la energía para un fluido equivale a aplicar la primera ley de la termodinámica a un elemento fluido a medida que fluye. La primera ley de la termodinámica se aplica a un sistema termodinámico que originalmente está en reposo y, después de algún evento, finalmente vuelve a estar en reposo.

$$dU = -pdV + dQ. \quad (3.17)$$

En la Ecuación 3.17  $dQ$  es la cantidad del calor absorbida del entorno por lo que el signo es positivo,  $pdV$  es el trabajo realizado si el volumen cambia en  $dV$  y  $dU$  es el cambio en la energía interna.

En el Universo la mayoría de los fluidos se pueden aproximar como un gas ideal. A un nivel microscópico, los gases ideales son aquellos que están bien descritos en términos de teoría cinética, en los que el gas se modela como un conjunto de partículas puntuales

con movimientos aleatorios isotrópicos y que interactúan entre ellas a través de choques elásticos. La energía interna por unidad de masa para un gas ideal, esta definida como:

$$\epsilon = \frac{1}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho}, \quad (3.18)$$

donde  $\gamma$  representa el cociente de calores específicos a presión y a volumen constantes dado por la ecuación:

$$\gamma = \frac{c_p}{c_v} \quad (3.19)$$

Reescribiendo 3.17 por unidad de masa:

$$d\epsilon = -pd \left( \frac{1}{\rho} \right) + dq. \quad (3.20)$$

Calculando la tasa de cambio por unidad de tiempo y sustituyendo 3.18:

$$\frac{d}{dt} \left( \frac{1}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} \right) + p \frac{d}{dt} \left( \frac{1}{\rho} \right) = \frac{dq}{dt}, \quad (3.21)$$

donde  $q$  es calor por unidad de masa. Entonces la cantidad  $\frac{dq}{dt}$  se puede reescribir en términos de la ganancia de calor por unidad de volumen y por unidad de tiempo ( $\mathcal{G}$ ) y la pérdida de calor por unidad de volumen y por unidad de tiempo  $\mathcal{L}$  como:

$$\frac{dq}{dt} = \frac{\mathcal{G} - \mathcal{L}}{\rho}. \quad (3.22)$$

Por lo tanto, el cambio total en el tiempo está dado por:

$$\frac{D}{Dt} \left( \frac{1}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} \right) + p \frac{D}{Dt} \left( \frac{1}{\rho} \right) = \frac{\mathcal{G} - \mathcal{L}}{\rho}. \quad (3.23)$$

Derivando cada término, reacomodando y multiplicando por  $\rho$ , la ecuación de conservación de energía queda como:

$$\frac{1}{\gamma - 1} \frac{Dp}{Dt} - \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} = \mathcal{G} - \mathcal{L}. \quad (3.24)$$

### 3.1.3. Introducción MHD

El estudio de la dinámica de los fluidos y de las ondas electromagnéticas tradicionalmente se abordan como ramas separadas. Sin embargo, en 1942 el físico Alfvén hizo

una publicación en la que usó por primera vez el término magnetohidrodinámica. En ella predecía la existencia de lo que llamaba ondas de Alfvén y sugería por primera vez que las ondas electromagnéticas podían estar sujetas a medios conductores, uniendo así la dinámica de fluidos y el electromagnetismo. En 1958 estas ondas de Alfvén se detectaron por primera vez en los laboratorios.

La mayoría de los fluidos astrofísicos con frecuencia están parcialmente ionizados. Aunque esto a veces puede pasarse por alto y se traten como medios hidrodinámicos, hay muchos casos en los que es necesario tener en cuenta la naturaleza de los campos magnéticos, debido a que las fuerzas electromagnéticas pueden ser importantes para la dinámica macroscópica en estos fluidos. Por lo tanto, la **MHD** se encarga de estudiar el comportamiento de estos fluidos sometidos a campos magnéticos.

El estudio de los campos magnéticos es importante en muchas situaciones astrofísicas, ya que estos pueden controlar la dinámica debido a que producen movimientos en las partículas cambiando su momento y energía. Esto puede ocurrir en una amplia variedad de escalas. En general, las observaciones muestran que la energía magnética y cinética del medio interestelar son similares en magnitud, lo que sugiere que los procesos magnéticos pueden estar estrechamente acoplados al resto de los agentes físicos relevantes. Algunos ejemplos donde se estudian los fluidos magnetizados son: estrellas, jets, discos protoestelares, dinámica de galaxias, estructura del **MI**, etc.

### 3.1.4. Ecuaciones MHD

Una forma sencilla de derivar las ecuaciones de la **MHD** consiste en combinar las ecuaciones de Maxwell, con las de la Hidrodinámica (**HD**) y la ley de Ohm. Para poder hacer esto se deben añadir algunas suposiciones, mismas que se enumeran a continuación.

1. Los movimientos no son relativistas (Solo se conservan los términos del orden más bajo en  $\frac{u}{c}$ ).
2. El fluido se considera eléctricamente neutro.
3. Se considera una sola velocidad del fluido, es decir se desprecian la diferencia de velocidades entre los diferentes tipos de partículas.

Para el caso de la **MHD** ideal, se supone además que el fluido es un conductor perfecto sin viscosidad.

Para deducir las ecuaciones **MHD**, se debe tener en cuenta la fuerza de Lorentz que es la fuerza que ejercen los campos electromagnéticos  $\vec{E}$  y  $\vec{B}$  sobre el fluido.

**Ecuaciones de Maxwell:**

$$\nabla \cdot \vec{E} = 4\pi\rho_q \quad \text{Ley de Coulomb,} \quad (3.25)$$

$$\nabla \times \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} \quad \text{Ley de inducción de Faraday,} \quad (3.26)$$

$$\nabla \cdot \vec{B} = 0 \quad \text{Ley de Gauss,} \quad (3.27)$$

$$\nabla \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{j} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad \text{Ley de Ampere,} \quad (3.28)$$

donde  $\rho_q$  representa la densidad de carga, y  $\vec{j}$  la densidad de corriente.

**Ley de Ohm:**

$$\vec{j} = \sigma \left( \vec{E} + \frac{1}{c} (\vec{u} \times \vec{B}) \right). \quad (3.29)$$

Para relacionar la respuesta de la densidad de corriente a los movimientos del fluido se utiliza la ley de Ohm. En la Ecuación 3.29,  $\vec{E}$  representa el campo eléctrico que actúa sobre el fluido si estuviera en reposo y  $\vec{u} \times \vec{B}$  el campo eléctrico generado por el movimiento del fluido con velocidad  $\vec{u}$  en el campo magnético  $\vec{B}$ .

Entonces, despejando el campo eléctrico de la Ecuación de Ohm 3.29 :

$$\vec{E} = \frac{\vec{j}}{\sigma} - \frac{1}{c} (\vec{u} \times \vec{B}), \quad (3.30)$$

Aplicando la aproximación no relativista en la Ley de Ampere 3.28, se desprecia el término de corriente de desplazamiento:

$$\nabla \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{j}. \quad (3.31)$$

De la Ecuación de Faraday 3.26 tenemos que:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -c(\nabla \times \vec{E}). \quad (3.32)$$

Sustituyendo la Ecuación 3.30 en 3.32:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -c\nabla \times \frac{\vec{j}}{\sigma} + \nabla \times (\vec{u} \times \vec{B}). \quad (3.33)$$

De la Ecuación 3.31:

$$\vec{j} = \frac{c}{4\pi} \nabla \times \vec{B}. \quad (3.34)$$

Entonces, sustituyendo lo anterior en la ecuación 3.33:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = -\nabla \left( \frac{c^2}{4\pi\sigma} \nabla \times \vec{B} \right) + \nabla \times (\vec{u} \times \vec{B}). \quad (3.35)$$

La Ecuación 3.35 se conoce como la ecuación de inducción. Si se supone  $\sigma \rightarrow \infty$ , es decir que la conductividad eléctrica es muy elevada y por lo tanto el fluido es un conductor perfecto, el término con la densidad de corriente se puede despreciar y se obtiene la ecuación de inducción de un MHD ideal:

$$\frac{\partial \vec{B}}{\partial t} = \nabla \times (\vec{u} \times \vec{B}). \quad (3.36)$$

Para encontrar la fuerza debida a los campos electromagnéticos en el fluido, es necesario incluir la fuerza de Lorentz (fuerza que ejerce el campo electromagnético sobre una densidad de cargas  $\rho_c$ ), la cual, posteriormente afectará la ecuación de conservación del momento del fluido.

$$\vec{F}_L = \rho_c \vec{E} + \frac{1}{c} \vec{j} \times \vec{B}. \quad (3.37)$$

Debido a la suposiciones número 1 y 2, la densidad de carga neta es muy pequeña, aunque puede haber corrientes porque las cargas de signo opuesto pueden fluir en diferentes direcciones, en particular  $j/c \gg \rho_c$ . Además, se puede mostrar que la tercera suposición implica que  $B \gg E$ , entonces la fuerza de Lorentz:

$$\vec{F}_L = \frac{1}{c} \vec{j} \times \vec{B}. \quad (3.38)$$

Si sustituimos la Ecuación 3.31, entonces tenemos que:

$$\vec{F}_L = \frac{1}{4\pi} (\nabla \times \vec{B}) \times \vec{B} = \frac{1}{4\pi} \vec{B} \cdot \nabla \vec{B} - \frac{1}{8\pi} \nabla B^2. \quad (3.39)$$

En la última igualdad en la Ecuación 3.39, el segundo término actúa como la contribución a la fuerza de la presión magnética. El primer término desaparece cuando el gradiente del campo magnético es perpendicular al campo y representa la contribución de la tensión magnética. La fuerza de Lorentz afecta la ecuación de conservación de momento 3.16. En particular contribuye al término de las fuerzas externas del lado derecho debido a que la fuerza de Lorentz es una fuerza de volumen.

En resumen según las ecuaciones 3.7 (conservación de masa), 3.16 (conservación de momento), 3.39 (fuerza de Lorentz), 3.24 (conservación de energía) y 3.36 (ecuación de inducción), para el caso de MHD ideal las ecuaciones que describen la evolución del fluido

se pueden escribir como:

$$\begin{aligned}
 \frac{D\rho}{Dt} + \rho \nabla \cdot \vec{u} &= 0, \\
 \rho \frac{D\vec{u}}{Dt} &= \vec{F} - \left( \nabla \left( p + \frac{B^2}{8\pi} \right) \right) + \frac{1}{4\pi} \vec{B} \cdot \nabla \vec{B}, \\
 \frac{1}{\gamma - 1} \frac{Dp}{Dt} - \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} \frac{D\rho}{Dt} &= \mathcal{G} - \mathcal{L}, \\
 \frac{\partial \vec{B}}{\partial t} &= \nabla \times (\vec{u} \times \vec{B}).
 \end{aligned}
 \tag{3.40}$$

Donde  $\rho$  es la densidad del gas,  $\vec{u}$  la velocidad y  $p$  la presión y  $\vec{B}$  es el campo magnético. Estas ecuaciones son importantes para el desarrollo del modelo del gas atómico neutro en la vecindad solar que se presentará en la siguiente sección.

Para un conductor perfecto (Ecuación 3.36), se dice que las partículas se mantienen congeladas a las líneas del campo, entonces el acoplamiento del campo magnético y el movimiento del fluido es muy grande, lo cual se conoce como el teorema del campo magnético congelado o el teorema de Alfvén que se refiere a que en un fluido conductor, las líneas de campo magnético se comportan como si ellas se movieran con el fluido, es decir como si estuvieran congeladas en el fluido (Chen, 1974). Lo anterior implica que el flujo magnético a través de cualquier contorno cerrado que se mueve con el fluido es constante y que las líneas de campo se mueven con el fluido para todo movimiento del fluido perpendicular a  $\vec{B}$ .

### 3.1.5. Parámetros MHD

En los fenómenos MHD existen velocidades características que, combinadas con otras propiedades dan lugar a parámetros adimensionales que describen al flujo. Estas velocidades, que son la velocidad de Alfvén y la velocidad del sonido en el medio, se pueden relacionar por un lado con la compresibilidad y la elasticidad del campo (presión y tensión magnética) y por el otro se relacionan con la presión térmica del gas  $p$  y la densidad  $\rho$ .

#### Velocidad del sonido

Las ondas de sonido son perturbaciones longitudinales de pequeña amplitud no dispersivas, que se propagan en todas direcciones a la velocidad del sonido (Ecuación 3.41) sin deformarse. Para un gas ideal adiabático:

$$C_s = \sqrt{\frac{\gamma P}{\rho}} = \sqrt{\frac{k_B T}{m}}, \quad (3.41)$$

donde  $\gamma$  es el cociente de calores específicos a presión y a volumen constantes (Ecuación 3.19),  $k_B$  representa la constante de Boltzmann,  $T$  la temperatura y  $m$  la masa molecular media.

### Velocidad de Alfvén

En un plasma descrito por la MHD ideal, las perturbaciones de pequeña amplitud desarrollan tres posibles modos que pueden incluir variaciones del campo de velocidades, la densidad, la presión y el campo magnético. En particular, el modo de Alfvén está formado por ondas no dispersivas con velocidad de fase intermedia. Para el caso en el que se propagan en dirección paralela al campo magnético, esta velocidad es:

$$C_a = \sqrt{\frac{B_0^2}{4\pi\rho_0}}. \quad (3.42)$$

La velocidad definida por la Ecuación 3.42 se conoce como la velocidad de Alfvén y depende solamente de las características del medio: la densidad y la magnitud del campo magnético. Además de estas ondas existen otros dos modos: las ondas magnetosónicas rápidas y lentas.

Las propiedades de cada modo se enuncian a continuación:

- Onda alfvénica. Este modo de ondas no está asociado a perturbaciones de la presión y de la densidad, entonces no existe compresión en el fluido, por lo tanto ni la temperatura ni la presión juegan un papel en la propagación de este modo de onda. Por otro lado, este modo es transversal, o sea que está asociado solamente a perturbaciones de velocidad y campo magnético transversales a la dirección de propagación.
- Onda rápida. Propagada de manera isotrópica, su velocidad es, en general, mayor que  $C_a$  y la iguala en el caso de un gas dominado por la presión magnética, mientras que, si el campo magnético es débil, su velocidad está dada por  $C_s$  y está dominado por la presión del gas.
- Ondas lentas. No se propaga en dirección perpendicular a  $\vec{B}$  y, en general su velocidad es menor a  $C_a$ . Cuando el gas está sometido a un campo magnético fuerte su velocidad se describe por  $C_s$  y está dominada por la presión del gas, mientras que cuando el gas está sometido a un campo magnético débil, se describe por  $C_a$  y está dominada por la presión magnética.

### Número de Mach

El número de Mach es la relación entre la velocidad característica del fluido  $U$  y la velocidad del sonido en el fluido. Existen los regímenes conocidos como subsónico ( $M < 0.8$ ), sónico ( $M = 1$ ), transónico ( $0.8 < M < 1.2$ ), supersónico ( $1.2 < M < 5$ ), o hipersónico ( $M > 5$ ) estos regímenes están asociados con ciertos tipos de turbulencia o choques.

$$M = \frac{U}{C_s}. \quad (3.43)$$

Como en un medio incompresible la velocidad del sonido es infinita (no se propagan ondas sonoras porque el gas no se puede comprimir), el número de Mach se asocia a la compresibilidad del gas. Un gas en el que se pueden alcanzar velocidades muy superiores a la del sonido ( $M$  grande) es un medio muy compresible. Cuando se alcanzan velocidades  $> M$ , la presión y la densidad del medio no se ajustan lo suficientemente rápido a los cambios (este ajuste ocurre a la velocidad del sonido), por lo que se forman choques, o sea discontinuidades.

### Número de Mach alfvénico

El número de Mach Alfvénico es una relación entre la velocidad del fluido y la velocidad de Alfvén.

$$M_A = \frac{U}{C_a}. \quad (3.44)$$

Cuando el flujo es sub-alfvénico ( $M_A < 1$ ) su dinámica está fuertemente influenciada por el campo magnético, mientras que la importancia dinámica de este es relativamente menor cuando el fluido es super-alfvénico  $M_A > 1$ .

Ambos números de Mach se utilizan para el estudio del efecto de la turbulencia, especialmente en nubes de gas de alta densidad.

### $\beta$ del plasma

La relación entre el término del gradiente de presión térmica y la fuerza de Lorentz se conoce como  $\beta$  del plasma

$$\beta = \frac{\text{presión térmica}}{\text{presión magnética}} = \frac{8\pi P}{B^2}. \quad (3.45)$$

- Caso  $\beta \ll 1$ . El campo magnético domina sobre la presión térmica. El modo magnetosónico rápido es isótropico y poco compresible, por lo que se generan pequeñas perturbaciones del campo magnético y el movimiento del plasma es prácticamente perpendicular al campo magnético.

- Caso  $\beta \gg 1$ . La presión térmica domina sobre el campo magnético. En este caso el modo rápido presenta una propagación isotrópica y con variaciones en la densidad importantes, y una perturbación del campo magnético pequeña debido a que el movimiento del plasma es paralelo al campo magnético.
- $\beta \sim 1$ . Hay balance de presiones. Los dos modos de las ondas son anisotrópicos y compresibles.

## 3.2. Simulaciones

### 3.2.1. Modelo

A continuación se dará una descripción de los datos del modelo utilizado para este trabajo.

El modelo de [Villagran y Gazol \(2018\)](#) utiliza simulaciones [MHD](#) tridimensionales con condiciones de frontera periódicas utilizando un esquema euleriano en una cuadrícula cartesiana. Para el modelo usan  $512^3$  celdas en una caja de 100 pc por lado, las simulaciones tienen una resolución de  $\pm 0.2$  pc. Esta selección de escala permite estudiar una configuración en la que se pueden ignorar los efectos de la rotación y estratificación del disco, así como las fuentes de retroalimentación localizadas. A la simulación se le inyecta energía artificial mediante forzamiento sinusoidal de Fourier con un número de onda fijo, igual a 50 pc y con un tasa de inyección constante.

La inyección de energía por forzamiento solenoidal de Fourier, que no está localizada en una región del dominio de integración sino que está repartida en todos los puntos dentro de la caja, puede introducir efectos artificiales a la simulación, pero permite controlar la velocidad  $v_{rms}$ , y la escala característica a la cual se inyecta la energía, esto da como resultado un modelo que reproduce las propiedades principales físicas del [MI](#) atómico de la vecindad solar.

El modelo de [Villagran y Gazol \(2018\)](#) utiliza las funciones de enfriamiento y calentamiento presentadas en [Gazol y Villagran \(2016\)](#) donde a distintos radios ( $R_g$ ) el enfriamiento se aproxima por partes a una ley de potencia de las curvas de equilibrio térmico, el cual tienen la forma  $\Lambda = \Lambda_i T^{\beta_i}$ . Para estos ajustes se usa la aproximación para cada radio y la tasa de calentamiento tiene un valor constante ( $\Gamma_g$ ), el cual se determina a partir de los resultados de [Wolfire et al. \(2003\)](#). Para cada radio usaron una expresión para la tasa de calentamiento fotoeléctrico por unidad de volumen  $n\Gamma_{pe}$  ([Wolfire et al., 2003](#)), ecuación 19) como función de la densidad de partículas  $n$ , la eficiencia de calentamiento  $\epsilon$ , el campo de radiación [FUV](#)  $G_0$ , y la densidad de electrones  $n_e$ . Para la eficiencia de calentamiento,  $\epsilon$ , calcularon la media aritmética entre sus valores para  $n_e$  correspondientes a la densidad y temperatura promedio de la fase cálida y fría. Los datos resultantes de estas simulaciones

Tabla 3.1: Propiedades de las simulaciones de Villagran y Gazol (2018)

Simulación	$B_0$ $\mu G$	$\beta_0^a$	$v_A^b$ $km s^{-1}$	$v_{rms}^2$ $km s^{-1}$
B00	0.0	-	0.0	7.8
B01	0.4	60	0.64	7.2
B05	2.1	2.4	3.2	6.8
B10	4.2	0.60	5.4	6.7
B20	8.3	0.15	13	6.5

<sup>a</sup>  $\beta$  del plasma a presión térmica y magnética inicial.

<sup>b</sup> Calculada para  $B_0$ ,  $v_A = (B_0^2/4\pi\rho_0)^{1/2}$ .

que se analizan en esta tesis corresponden a  $R = 8.5$  kpc, donde el calentamiento tiene un valor  $\Gamma = 22.4 \times 10^{-27} \text{ ergs cm}^3 \text{ s}^{-1}$ , y el rango térmicamente inestable está definido por las densidades  $n_{CNM} = 4.8 \text{ cm}^{-3}$   $n_{WNM} = 0.86 \text{ cm}^{-3}$  y las temperaturas  $T_{CNM} = 279 \text{ K}$  y  $T_{WNM} = 5594 \text{ K}$  sobre la curva de equilibrio térmico.

Para que se desarrolle la IT se necesita un tiempo de enfriamiento pequeño el cual permita que el gas se enfríe y se condense antes de descomprimirse. El tiempo de enfriamiento debe ser entonces mucho menor que el tiempo dinámico del MI.

El modelo de Villagran y Gazol (2018) inicialmente consideran un gas uniforme en reposo y en equilibrio térmico, de densidad inicial  $n_0 = 2 \text{ cm}^{-3}$  para la cual según la función de enfriamiento corresponde una temperatura de equilibrio térmico de 1500 K, estas propiedades son similares a las de la vecindad solar (Wolfire et al., 1995). Además, estas simulaciones tienen un campo magnético inicial uniforme paralelo al eje  $x$ , con intensidades que van desde  $B_0 \sim 0.4 \mu G$  a  $\sim 8 \mu G$ . Del conjunto de simulaciones presentadas en Villagran y Gazol (2018) se usaron cinco simulaciones en total, de las cuales cuatro tienen campo magnético (B01, B05, B10 y B20) y una es HD (B00) (Tabla 3.1), de esta manera se pueden clasificar como sub Alfvénico (B01 y B05), trans Alfvénico (B10) y super Alfvénico (B20).

### 3.2.2. Propiedades generales

En esta sección, se describirán algunas de las propiedades relevantes presentadas en Villagran y Gazol (2018) del gas modelado en las simulaciones que se analizaron en esta tesis.

Las simulaciones evolucionan por un tiempo total de  $t = 1.08 \times 10^6$  años, durante el que muestran que las energías (cinética, interna y magnética) tienen una evolución suave y alcanzan un régimen estacionario (Figura 3.2). Además, gracias a la elección de las condiciones iniciales, la energía magnética dependiendo del valor de  $B_0$  se encuentra por encima (B20), por debajo (B01) o es comparable (B05 y B10) respecto a las energías interna y cinética.

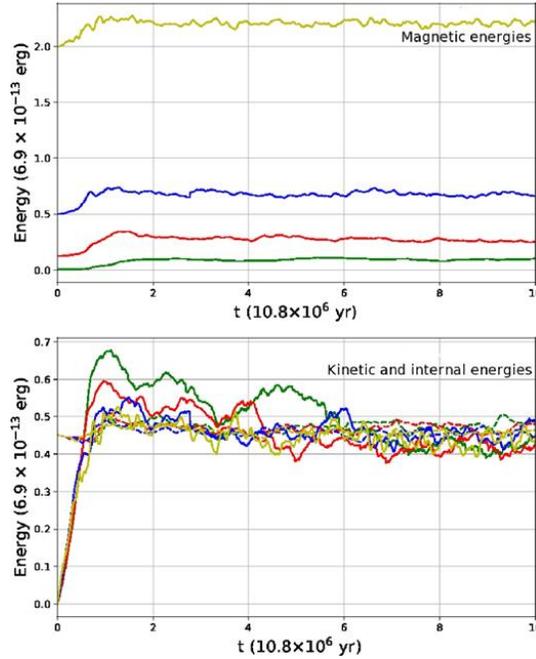


Figura 3.2: Evolución de las energías. Los diferentes colores para energías magnéticas (arriba), energía cinética (abajo, línea continua) y la energía térmica (abajo, línea discontinua) son para B01 (verde), B05 (rojo), B10 (azul) y B20 (amarillo). Referencia: Villagran y Gazol (2018) Figura 1.

La Figura 3.3, representa los histogramas de los números de Mach, en la parte superior sónica ( $M_s$ ) y en la parte inferior Alfvénica ( $M_a$ ). La línea continua representa el gas total en la caja, la línea punteada el componente WNM y la línea discontinua el componente CNM. Los histogramas del número de Mach sónico,  $M_s$ , tienen un pico doble debido a la contribución de ambas fases estables del MI atómico. Los histogramas del número Mach Alfvénico,  $M_a$ , son de un solo pico, pero hay una diferencia notable entre los picos del WNM y los del CNM.

Los histogramas para el número de Mach sónico del gas frío tienen sus máximos en  $\sim 3.47$  (B01 y B05),  $\sim 3.72$  (B10) y  $\sim 3.63$  (B20) (Villagran y Gazol, 2018). Estos valores están cerca del valor típico para el número de Mach sónico del CNM en la vecindad solar, que es  $\sim 3.7$  (Heiles y Troland, 2003b). Este valor es consistente con valores típicos encontrados más recientemente, tanto para conjuntos de datos incluyendo líneas de visión aleatorias (Murray et al., 2015), como para observaciones de regiones cercanas a nubes

moleculares (Stanimirović et al., 2014; Nguyen et al., 2019) (ver sección 1.2.1).

Para los números de Mach alfvénicos, el pico para WNM se encuentran en la región sub-alfvenica excepto para B01, mientras que para el CNM los picos se encuentran en la región super-alfvenica o trans-alfvénica:  $\sim 3$  (B01),  $\sim 2.3$  (B05),  $\sim 1.7$  (B10) y  $\sim 1$  (B20). Estos valores para B10 y B20 Villagran y Gazol (2018) los comparan con los reportados por Heiles y Troland (2003b), quienes encuentran un valor de  $M_a \sim 1.14$ , para el CNM local con  $T \sim 50$  K con un campo magnético de  $B \sim 6 \mu\text{G}$ .

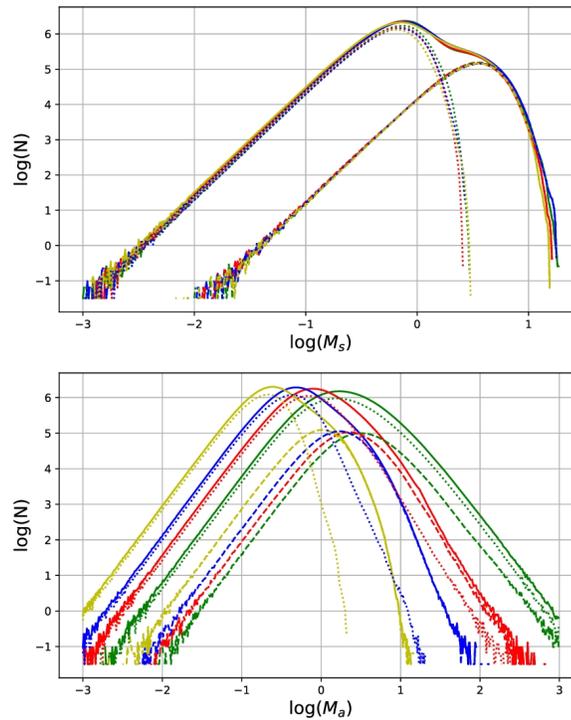


Figura 3.3: Histogramas promediados en el tiempo de  $M_s$  (arriba) y  $M_a$  (abajo). Las líneas sólidas corresponden a todo el gas, las líneas discontinuas al gas frío y las líneas punteadas al gas caliente. Referencia: Villagran y Gazol (2018) Figura 2.

En el gas frío la presión magnética domina sobre la presión térmica independientemente de la intensidad magnética inicial, esto lo determinaron estudiando el parámetro  $\beta$  para cada simulación con campo magnético (Figura 3.4).

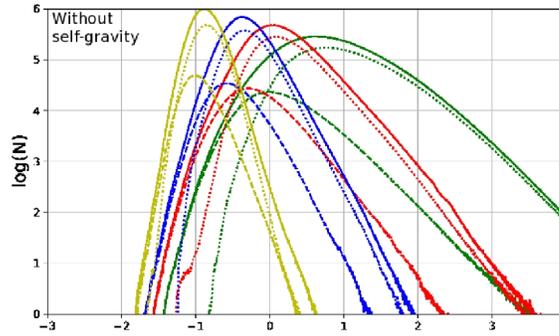


Figura 3.4: Histogramas de  $\beta$  promediados en el tiempo. Referencia: Villagran y Gazol (2018) Figura 3.

### 3.3. Funciones de distribución de probabilidad

En la presente sección se describirán las herramientas estadísticas usadas en este trabajo. Como se mencionó en los objetivos (Capítulo 2), se busca ajustar una función (*Probability Distribution Function* (PDF)) que caracterice el comportamiento de la distribución de la presión térmica y magnética del gas frío a distintos campos magnéticos, además de comparar los resultados de la lognormal de la presión térmica presentada por diversos autores, con los propuestos en este trabajo a distintos campos magnéticos

En el capítulo de resultados (Capítulo 4) se muestra que para nuestros datos, la distribución de probabilidad lognormal no ajusta adecuadamente a la distribución de presión térmica, por lo que proponemos una distribución gaussiana modificada exponencial (GME) descrita a continuación.

Es muy importante resaltar, que a continuación, se usarán letras griegas  $\mu$ ,  $\sigma$ ,  $\gamma$  y  $k$  para describir los parámetros utilizados en las PDFs y que se usan por convención en la literatura. Las mismas letras se utilizan, también por convención, para designar otros parámetros (ver Secciones 1.2.3 y 3.1). El significado, en cada caso, se puede entender por el contexto en el que se mencionan.

#### 3.3.1. Distribución Lognormal

Con la finalidad de comparar los resultados de la distribución de la presión térmica con resultados de observaciones (Jenkins y Tripp, 2011) donde se presentan ajustes lognormales, se utilizó esta curva como primera opción. Para esto, se utilizó el método de mínimos cuadrados lineal para reducir los errores que pueden ser producidos al tener un ajuste no lineal. Para poder usar este método se realizó el siguiente análisis: utilizando la

función de distribución lognormal Ecuación 3.46 según `lmfit`<sup>1</sup>:

$$f(x; A, \mu, \sigma) = \frac{A}{x\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{(\ln(x)-\mu)^2}{2\sigma^2}\right). \quad (3.46)$$

Donde la función lognormal (Ecuación 3.46) tiene 3 parámetros libres  $A$ ,  $\mu$  y  $\sigma$ .

Aplicando logaritmo natural a la Ecuación 3.46 y acomodando términos nos queda la Ecuación 3.47 (el desarrollo completo de este paso se describe de manera completa en el Apéndice B.2):

$$\log_{10}(f(x)) = \log_{10}\left(\frac{A}{\sigma\sqrt{2\pi}}\right) - \frac{\mu^2 q}{2\sigma^2} - \log_{10}(x)\left(-1 + \frac{\mu}{\sigma^2}\right) - \log_{10}^2(x)\left(\frac{1}{2\sigma^2 q}\right), \quad (3.47)$$

Con  $q = \log_{10}(e)$ . Donde con la Ecuación 3.47 ajustamos una función polinomial de grado 2:

$$Y = aX^2 + bX + c. \quad (3.48)$$

Entonces según la Ecuación 3.47 y 3.48:

$$X = \log_{10} x,$$

$$Y = \log_{10} f(x),$$

$$a = -\frac{1}{2\sigma^2 q},$$

$$b = -1 + \frac{\mu}{\sigma^2},$$

$$c = \log_{10}\left(\frac{A}{\sigma\sqrt{2\pi}}\right) - \frac{\mu^2 q}{2\sigma^2}.$$

Estableciendo estas relaciones entre la función polinomial y la lognormal se ajustó la parábola a los datos en  $\log_{10}$ , que calculando el error total por mínimos cuadrados se ajustó la mejor curva para cada histograma.

### 3.3.2. Distribución Gaussiana modificada exponencialmente

Debido a que para los histogramas de presión térmica la distribución polinomial o lognormal solo ajustó adecuadamente para el pico de la distribución, se buscó una función o suma de funciones que pudiera describir el comportamiento de la presión para un rango más amplio. Se encontró que la función de distribución Gaussiana modificada exponencial

<sup>1</sup>[https://lmfit.github.io/lmfit-py/builtin\\_models.html#lognormalmodel](https://lmfit.github.io/lmfit-py/builtin_models.html#lognormalmodel)

(GME) de la paquetería de `lmfit`, describe el comportamiento de las presiones para altos y bajos valores de presión, de esta manera no se subestima o sobrestima de manera excesiva la cantidad de presión para las colas, este ajuste muestra un comportamiento gaussiano en la parte central y exponencial en las colas del histograma. Para la presión magnética también se propone esta distribución aunque estos histogramas son bien descritos por la función lognormal propuesta anteriormente.

La función GME es una función utilizada para modelar la forma del pico con desviaciones exponenciales en las colas de la distribución gaussiana central. Esta función está compuesta por una función gaussiana y una exponencial (Ecuación 3.49).

$$\begin{aligned} GME &= E * G, \\ E &= \gamma \exp(-x\gamma), \\ G &= \frac{1}{\sigma\sqrt{2}} \exp\left(-\frac{(\mu-x)^2}{2\sigma^2}\right). \end{aligned} \quad (3.49)$$

Por lo tanto su PDF, es la convolución de una PDF exponencial y una PDF gaussiana y tiene la forma de la Ecuación 3.50:

$$f(x; A, \mu, \sigma, \gamma) = \frac{A\gamma}{2} \exp[\gamma(\mu - x + \gamma\sigma^2/2)] \operatorname{erfc}\left(\frac{\mu + \gamma\sigma^2 - x}{\sqrt{2}\sigma}\right). \quad (3.50)$$

En este modelo<sup>2</sup> de (GME) tiene tres parámetros de la convolución de PDFs: mu ( $\mu$ ), sigma ( $\sigma$ ) y gamma ( $\gamma$ ), adicionalmente tiene un parámetro incluido de normalización que se le conoce como la amplitud (A).

Donde la función `erfc` es una función error complementaria definida como:

$$\operatorname{erfc}(x) = 1 - \operatorname{erf}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^\infty e^{-t^2} dt. \quad (3.51)$$

De la Ecuación 3.50  $\gamma$  es la constante de la función exponencial,  $\sigma$  es la desviación estándar de la función gaussiana y  $\mu$  es la media de la función gaussiana.

Esta distribución se ha aplicado en áreas científicas como la biología, psicología y finanzas, donde se requiere un tiempo de respuesta a un estímulo. También se ha utilizado para espectroscopia, cromatografía y radioterapia (Ament et al., 2019).

<sup>2</sup>[https://lmfit.github.io/lmfit-py/builtin\\_models.html#exponentialgaussianmodel](https://lmfit.github.io/lmfit-py/builtin_models.html#exponentialgaussianmodel)

**Parámetro  $k$** 

Para determinar la forma de la distribución **GME**, existe el parámetro  $k$ , el cual está definido como

$$k = \gamma\sigma. \quad (3.52)$$

Para esto se calcula y analiza la varianza de una distribución **GME** en términos de la variación de  $k$ :

$$\begin{aligned} \text{Var}(\text{GME}) &= \sigma^2 + \gamma^{-2}, \\ &= \frac{k^2 + 1}{\gamma^2}, \\ &= \sigma^2 + \sigma^2 k^{-2}. \end{aligned} \quad (3.53)$$

Si  $k$  tiende a cero, en la segunda igualdad de la Ecuación 3.53 se nota que el componente gaussiano en la varianza se vuelve insignificante, mientras que en la tercera igualdad de la ecuación se nota que si  $k$  tiende a  $\infty$  ahora el componente exponencial en la varianza se vuelve insignificante, entonces combinando ambas igualdades se tiene que:

$$\frac{k^2 + 1}{\gamma^2} = \sigma^2 + \sigma^2 k^{-2}. \quad (3.54)$$

En donde, si  $k = 1$  entonces  $\sigma^2 = \gamma^{-2}$ , lo que implica que la varianza de ambos componentes es igual. Entonces dependiendo del valor  $k$  podemos determinar si la función **GME** tiende más a una distribución gaussiana o exponencial, es decir, si  $k < 1$  la distribución exponencial tiene una contribución mayor a la varianza y domina en la forma de la distribución **GME**, entonces si  $k > 1$  la distribución tiene una forma más gaussiana.

# Capítulo 4

---

## Resultados

---

En este capítulo se presentan los histogramas de presiones (térmica y magnética) resultantes de las simulaciones realizadas por Villagran y Gazol (2018) descritas en la Sección 3.2. Estas modelan el gas atómico neutro en cajas de 100 pc cúbicos con inyección de energía artificial. Además, se muestran los ajustes lognormal para cada histograma de presión térmica y magnética así como la propuesta del ajuste GME.

Para la presión térmica,  $p_{th}$ , y presión magnética,  $p_b$ , se realizaron y analizaron 4 conjuntos de histogramas. Cada conjunto incluye 4 simulaciones, cada una con diferente campo magnético inicial. Además, para la presión térmica se analizó un quinto conjunto de histogramas para el caso hidrodinámico (Tabla 3.1). Los 4 conjuntos se distinguen por la temperatura máxima del gas que se incluye ( $T_{max} = 278$  K (CNM) o  $T_{max} = 100$  K (MNM) ) y por el peso (por volumen o por masa).

La temperatura máxima de CNM está determinada por la ley de enfriamiento descrita en la Sección 3.2.1, esta es la temperatura a la cual la pendiente de la curva de equilibrio térmico se vuelve positiva o sea, la temperatura a la que el gas frío se vuelve térmicamente estable. Por otro lado, la decisión de incluir también un análisis para el gas con temperaturas por debajo de 100 K (MNM *very cold neutral medium*) se debe a que esta es la temperatura que se suele considerar como temperatura máxima del CNM cuando se analizan observaciones del gas interestelar atómico.

Cada histograma se obtuvo promediando las distribuciones resultantes de 11 diferentes tiempos de las simulaciones. Durante estos tiempos, entre 8t y 10t en la Figura 3.2 se muestra que las simulaciones ya han alcanzado un estado aproximadamente estacionario.

Se hicieron pruebas para verificar que los histogramas promediados no cambiaran drásticamente si se utilizan más tiempos ni si se varían ligeramente los tiempos mínimo y máximo. Además, debido a que la cantidad de gas en cada intervalo de temperatura no es la misma a cada tiempo, se utilizaron histogramas normalizados. El procedimiento para obtener los histogramas que se analizan en este capítulo se describe en Apéndice B.1.

A continuación se enlistan los histogramas promediados analizados, la “w” denota los histogramas pesados por masa, mientras que los que no tienen w están pesados por volumen. La etiqueta “cnm” se usa para los histogramas para CNM y “mnm” histogramas para MNM.

- pth\_cnm\_B
- pth\_mnm\_B
- pthw\_cnm\_B
- pthw\_mnm\_B
- pb\_cnm\_B
- pb\_mnm\_B
- pbw\_cnm\_B
- pbw\_mnm\_B

Es importante mencionar que los resultados presentados a continuación incluyen las gráficas y tablas de los histogramas pesados por masa (w), para poder hacer la comparación directa con resultados de Jenkins y Tripp (2011) que utilizan histogramas pesados por masa. Los resultados de presiones normalizados, promediados temporalmente y pesados por volumen se muestran en el Apéndice A.2.

Para visualizar más fácilmente los cambios en la distribución de las presiones, se presentan tanto gráficas en coordenadas lineales como en log10, donde se pueden observar las diferencias entre distintas distribuciones en las colas de altas presiones.

## 4.1. Histogramas de presión para todo el gas

Primero, en esta sección, se presentan los histogramas de presión térmica y magnética de todo el gas contenido dentro de la caja de la simulación, esto con la finalidad de comparar, en la sección de discusión, con estudios anteriores en los que no se hace distinción por temperatura.

En la Figura 4.1 se muestran los histogramas pesados por volumen de presión térmica (a) y presión magnética (b). Los códigos de color siguen el siguiente orden: B00 (amarillo), B01 (azul), B05 (verde), B10 (rojo) y B20 (morado), estos códigos de color se repiten en todas las gráficas presentadas en este trabajo.

En la Figuras 4.2 y 4.3 se muestran, respectivamente, los histogramas de presión térmica y magnética pesados por masa (normalizados y promediados temporalmente) para los modelos con distintos campos magnéticos iniciales.

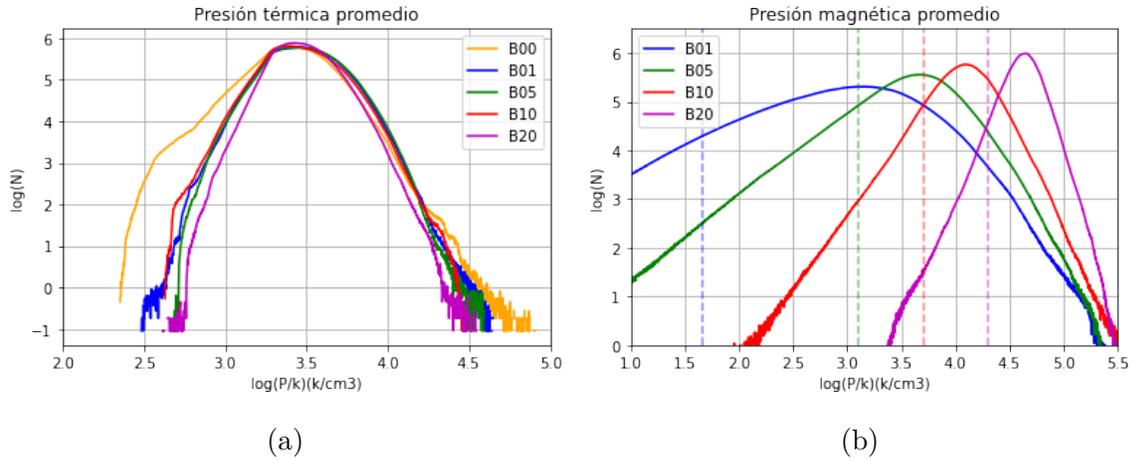


Figura 4.1: Histogramas promediados en escala logarítmica base 10 de presión térmica (a) y magnética (b) del gas atómico neutro. La línea discontinua (b) representa el valor de la presión magnética inicial  $P_{b_0}$  para cada campo magnético inicial  $B_0$ .

Para la presión térmica, no se observa ninguna variación sistemática con  $B_0$  en la zona más poblada de la distribución, mientras que la cola de alta presión alcanza valores más altos conforme  $B_0$  disminuye. El extremo de baja presión está más poblado y llega a presiones menores en el caso puramente hidrodinámico, mientras que lo contrario ocurre para el modelo con el mayor valor de  $B_0$ . Para campos iniciales intermedios, no se observa ningún comportamiento sistemático.

Además en la Figura 4.3, donde se presentan los histogramas de presión magnética, se muestra, con una línea vertical, el valor de la presión magnética inicial para cada modelo, con lo cual se ilustra el corrimiento a mayores presiones de la presión magnética al evolucionar las simulaciones. En la Secciones 4.4 y 4.5 se describen las propiedades de la presión magnética y se mencionará más a detalle el corrimiento correspondiente a cada simulación. Sin embargo, cabe destacar el hecho de que a pesar de que las condiciones iniciales de los modelos implican que dos de ellos están dominados por la presión térmica (ver Tabla 3.1 y Figura 3.4), el desplazamiento hacia mayores presiones magnéticas da como resultado que tres de los modelos analizados estén dominados por la presión magnética y en el restante ambas presiones sean comparables.

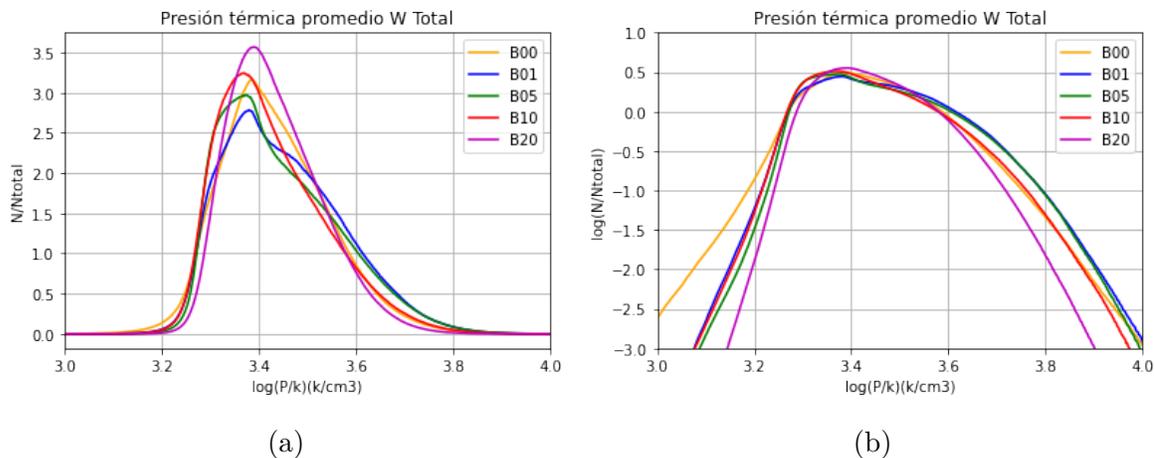


Figura 4.2: Histogramas pesados por masa de presión térmica en toda la caja (a), en base logarítmica 10 (b).

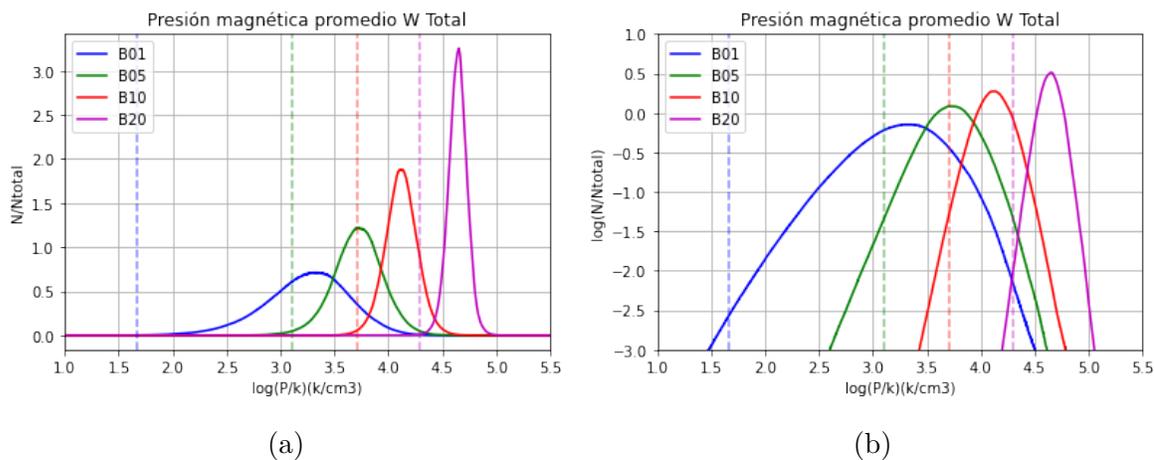


Figura 4.3: Histogramas pesados por masa de presión magnética (a), histogramas en base logarítmica 10 (b). La línea vertical representa el valor de la presión magnética inicial  $Pb_0$  para cada campo magnético inicial  $B_0$ .

## 4.2. Histogramas presión térmica para CNM

En la Figura 4.4 se presentan los histogramas pesados por masa de la presión térmica para el W-CNM, los cuales muestran el comportamiento de la presión térmica para diferentes campos magnéticos. Además, las propiedades (media, pico y desviación estándar) de los histogramas se incluyen en las Tabla 4.1.

Se puede notar que la simulación etiquetada como B05 tiene un comportamiento distinto a las demás simulaciones, alcanzando picos más altos. También se observa que

Tabla 4.1: Propiedades de los histogramas W-CNM para  $p_{th}$ 

Simulación	$B_0$	Media	Pico	DE
-	$\mu\text{G}$	$\log(p/k_B)$	$\log(p/k_B)$	-
B00	0.0	3.380	3.364	0.556
B01	0.4	3.356	3.326	0.600
B05	2.1	3.353	3.322	0.520
B10	4.2	3.357	3.326	0.529
B20	8.3	3.367	3.346	0.371

el pico de la distribución correspondiente a la simulación puramente hidrodinámica B00 ocurre a una mayor presión y alcanza una altura relativamente menor comparada con los picos de las simulaciones magnetizadas.

En la Figura 4.4b se observa un comportamiento bien diferenciado para cada campo magnético a altas presiones a partir de  $\log(p/k_B) \sim 3.58$ . Además, se observa que a mayor campo magnético la presión se encuentra concentrada en un rango menor de presiones, siendo B00 (sin campo magnético) la simulación alcanza mayores presiones y B20 (mayor campo magnético) menores presiones, es decir, el campo magnético influye en la distribución del gas a altas presiones del gas CNM.

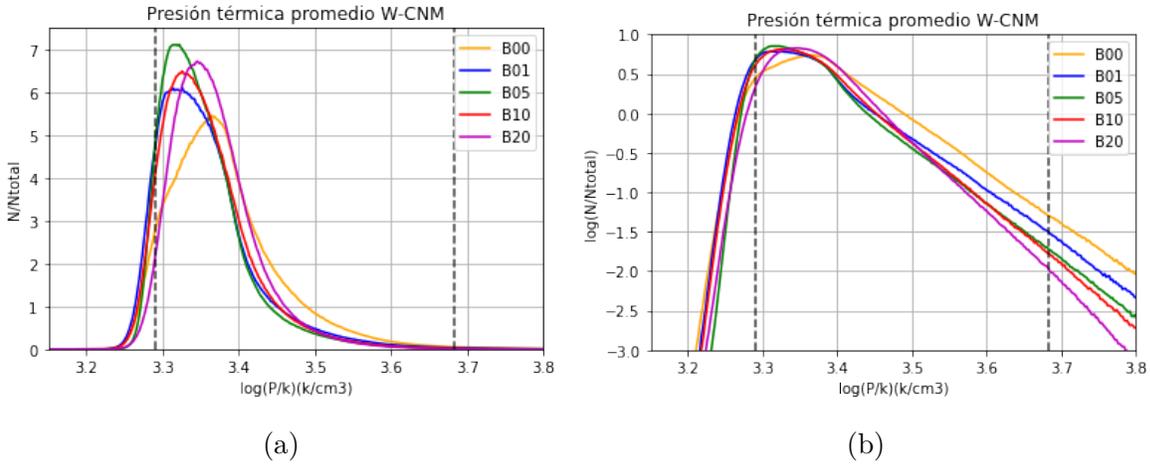


Figura 4.4: Histogramas de presión térmica W-CNM (a), histogramas en base logarítmica 10 (b). Las líneas negras verticales representan el rango de presiones de la IT que va de entre  $\log(p_{min}/k_B) = 3.290$  y  $\log(p_{max}/k_B) = 3.682$ .

### 4.2.1. Ajustes presión térmica para CNM

A pesar de la marcada asimetría que se observa en la distribución (Figura 4.4), se intentó ajustar una distribución lognormal a través de un ajuste polinomial como el descrito en la Sección 3.3.1. Al intentar ajustar la parábola a todo el intervalo, los picos quedaron desfasados considerablemente, por lo que se intentó fijar el pico del ajuste con los datos, para esto se realizó un programa de Python donde se tomaron distintos intervalos del histograma al rededor del pico, se calculó el error y se eligió el ajuste con menor error que además ajustara el pico. Posteriormente, se comparó utilizando el ajuste de la paquetería `lmfit` de la función lognormal<sup>1</sup>, dando como resultado ajustes con mayor error y desfase respecto al pico que en el caso del ajuste polinomial, por lo que se descartaron.

En la Figura 4.5 se muestran los ajustes polinomial y GME (líneas continuas) para los histogramas pesados por masa de CNM (en el Apéndice A.1 se muestran los ajustes individuales para cada campo magnético). Se observa que la distribución lognormal ajusta en el pico pero no en las colas del histograma, mientras que el ajuste GME ajusta para todo el rango de presiones del histograma, aunque sobrevalora la altura de los picos. En la Tabla 4.3 se muestra el valor de la  $\chi^2$  para describir la bondad del ajuste GME, y se puede notar que con el incremento del campo magnético el valor del  $\chi^2$  disminuye y el ajuste mejora. En el Apéndice A.1 se pueden notar en los ajustes individuales para CNM que la distribución GME sobre estima los picos de las distribuciones y es la región donde contribuye al mayor error en el calculo de la bondad del ajuste. Se puede observar en la Figura 4.6b, que con el ajuste lognormal se pierde la diferencia del comportamiento en las colas a altas presiones, mientras que en el ajuste GME el comportamiento se muestra bien definido hasta presiones de  $p/k \sim 10^{3.8} K cm^{-3}$ , pudiendo describir entonces el efecto de las variaciones en el campo magnético. Las propiedades de ambos ajustes para CNM se muestran en las Tablas 4.2 y 4.3. Nótese que, para los histogramas pesados por volumen (Apéndice A.2) se observa un comportamiento similar.

Para estos ajustes el parámetro  $k$ , calculado combinando los parámetros  $\sigma$  y  $\gamma$  de la distribución GME (Sección 3.3.2), tiene un valor de  $k < 1$  para todos los modelos, por lo que domina la componente exponencial en la forma de la función GME resultante. El modelo B00 muestra el ajuste más gaussiano, con el mayor valor de  $k$ , y el B05 el más exponencial con menor valor de  $k$ .

---

<sup>1</sup>[https://lmfit.github.io/lmfit-py/builtin\\_models.html#lognormalmodel](https://lmfit.github.io/lmfit-py/builtin_models.html#lognormalmodel)

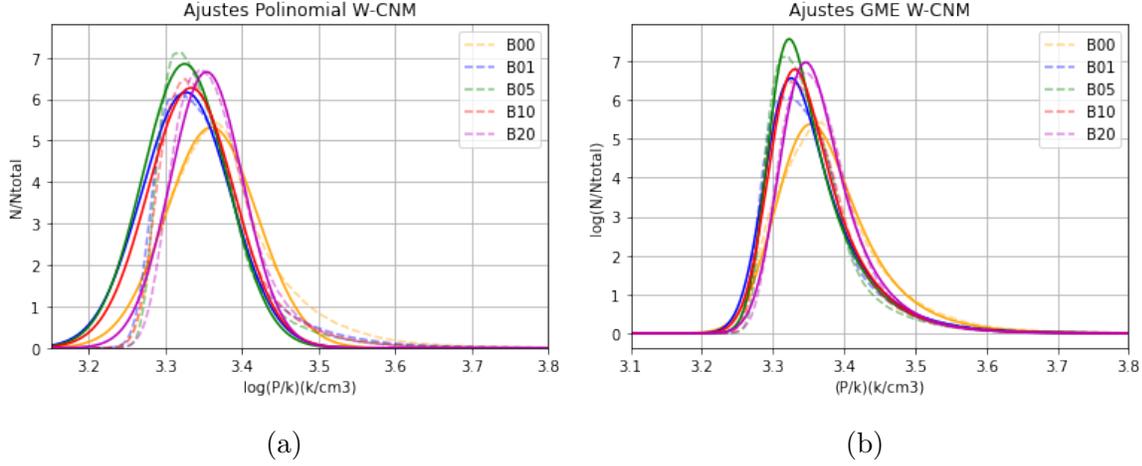


Figura 4.5: Ajustes polinomial (a) y GME (b) (líneas continuas) e histogramas a  $B_0$  (líneas discontinuas) de presión térmica para W-CNM.

Tabla 4.2: Propiedades ajuste polinomial del W-CNM de  $p_{th}$ .

Sim	a	b	c	Pico $\log(p/k_B)$
B00	$-61.130 \pm 1.842$	$410.825 \pm 12.300$	$-689.507 \pm 20.528$	3.360
B01	$-64.555 \pm 1.241$	$429.542 \pm 8.339$	$-713.734 \pm 14.009$	3.326
B05	$-71.938 \pm 1.512$	$478.398 \pm 10.162$	$-794.517 \pm 17.071$	3.326
B10	$-68.946 \pm 1.302$	$459.660 \pm 8.749$	$-765.331 \pm 14.698$	3.334
B20	$-95.749 \pm 2.355$	$642.257 \pm 15.838$	$-1076.187 \pm 26.622$	3.354

### 4.3. Histogramas presión térmica para MNM

En la Figura 4.7 se presentan los histogramas pesados por masa de la presión térmica para el MNM, los cuales muestran el comportamiento de la presión térmica para diferentes campos magnéticos. Además, las propiedades de los histogramas se describen en la Tabla 4.4.

En la Figura 4.7b se observa el mismo comportamiento bien diferenciado para cada campo magnético a altas presiones que el observado para el CNM: a mayor campo magnético la presión se encuentra concentrada en un rango menor de presiones, siendo B00 la simulación que alcanza mayores presiones y B20 menores presiones. En este caso es notorio el comportamiento bien diferenciado para cada campo magnético a partir de  $\log(p/k_B) \sim 3.77$ . Para este gas el campo magnético también influye en la distribución de presión térmica en presiones suficientemente altas.

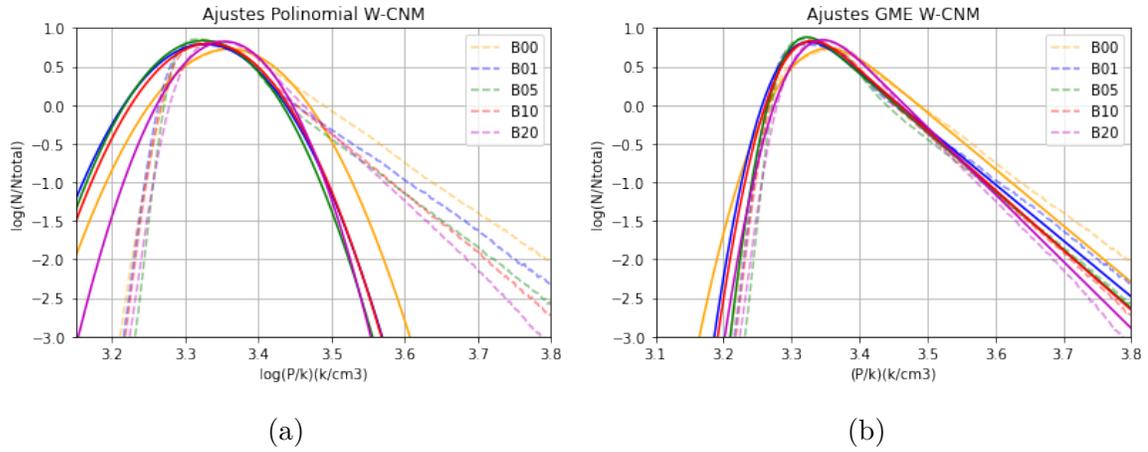


Figura 4.6: Ajustes polinomial (a) y GME (b) (líneas continuas) e histogramas a diferentes  $B_0$  (líneas discontinuas) de presión térmica W-CNM para datos logarítmicos base 10.

Tabla 4.3: Propiedades ajuste GME del W-CNM de  $p_{th}$ .

Sim	A	$\mu$	$\sigma$	$\gamma$	$k$	$\chi^2$
B00	$0.802 \pm 0.002$	$3.318 \pm 3.485e-04$	$0.040 \pm 3.034e-04$	$16.864 \pm 0.191$	0.069	101.352
B01	$0.812 \pm 0.003$	$3.295 \pm 2.928e-04$	$0.029 \pm 2.934e-04$	$16.747 \pm 0.186$	0.485	47.640
B05	$0.819 \pm 0.003$	$3.297 \pm 2.444e-04$	$0.022 \pm 2.598e-04$	$17.521 \pm 0.186$	0.402	39.992
B10	$0.814 \pm 0.002$	$3.301 \pm 2.153e-04$	$0.029 \pm 2.104e-04$	$17.915 \pm 0.152$	0.521	27.576
B20	$0.815 \pm 0.001$	$3.318 \pm 2.027e-04$	$0.030 \pm 1.866e-04$	$20.000 \pm 4.220e-04$	0.609	13.133

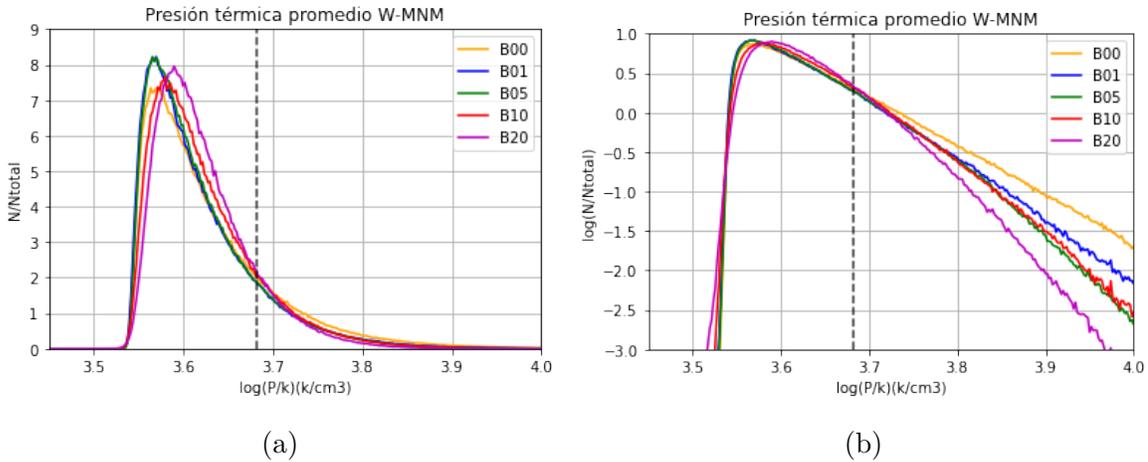


Figura 4.7: Histogramas de presión térmica W-MNM (a), histograma en base logarítmica 10 (b). La línea negra vertical representan  $\log(p_{max}/k_B) = 3.682$ .

Tabla 4.4: Propiedades de los histogramas W-MNM para  $p_{pth}$ 

Simulación	$B_0$	Media	Pico	DE
-	$\mu\text{G}$	$\log(p/k_B)$	$\log(p/k_B)$	-
B00	0.0	3.627	3.564	0.444
B01	0.4	3.617	3.570	0.558
B05	2.1	3.617	3.566	0.467
B10	4.2	3.622	3.580	0.439
B20	8.3	3.622	3.590	0.291

### 4.3.1. Ajustes presión térmica para MNM

Al igual que en el W-CNM se ajustó la parábola fijando el pico de la distribución para encontrar el mejor ajuste. En la Figura 4.8 se muestran los ajustes polinomial y GME para los histogramas pesados por masa de W-MNM (en el Apéndice A.1 se muestran los ajustes individuales para cada campo magnético), y de igual manera que en W-CNM se observa que el ajuste lognormal ajusta en el pico pero no en las colas del histograma, mientras que el ajuste GME ajusta para todo el rango de presiones del histograma pero sobrestima los picos. En la Tabla 4.6 se muestra el valor de la  $\chi^2$  para describir la bondad del ajuste GME, y se puede notar que el ajuste es más adecuado para B01 y B20. En el Apéndice A.1 de los ajustes individuales para W-MNM que la distribución GME se nota que sobrestima los picos de las distribuciones, aunque el pico mejor ajustado es para la simulación B20. Se puede observar en la Figura 4.9 que también en este caso, con el ajuste polinomial se pierde la diferencia del comportamiento en las colas a altas presiones, mientras que en el ajuste GME el comportamiento se muestra bien definido a hasta  $\log(p/k_B) \sim 3.7$ . En este caso, el ajuste sobre estima de manera más notoria la altura de los histogramas para presiones mayores que  $p/k_B \sim 10^{3.8} \text{ K cm}^{-3}$ . Las propiedades de los ajustes para W-MNM se muestran en las Tablas 4.5 y 4.6, este comportamiento es similar para los histogramas pesados por volumen (Apéndice A.2).

También en este caso, el parámetro  $k$  calculado para los ajustes GME tiene un valor de  $k < 1$  para todos los modelos, pero abarcando un rango menor de valores, indicando que la contribución relativa de las componentes gaussiana y exponencial es más uniforme. Adicionalmente, para este tipo de gas a medida que el campo magnético aumenta la distribución se vuelve más gaussiana, siendo B00 la más exponencial y B20 la más gaussiana (ver Figura A.8). Además, para las simulaciones magnetizadas se obtienen valores de  $k$  más pequeños que para W-CNM, por lo que todas estas distribuciones son más exponenciales que W-CNM.

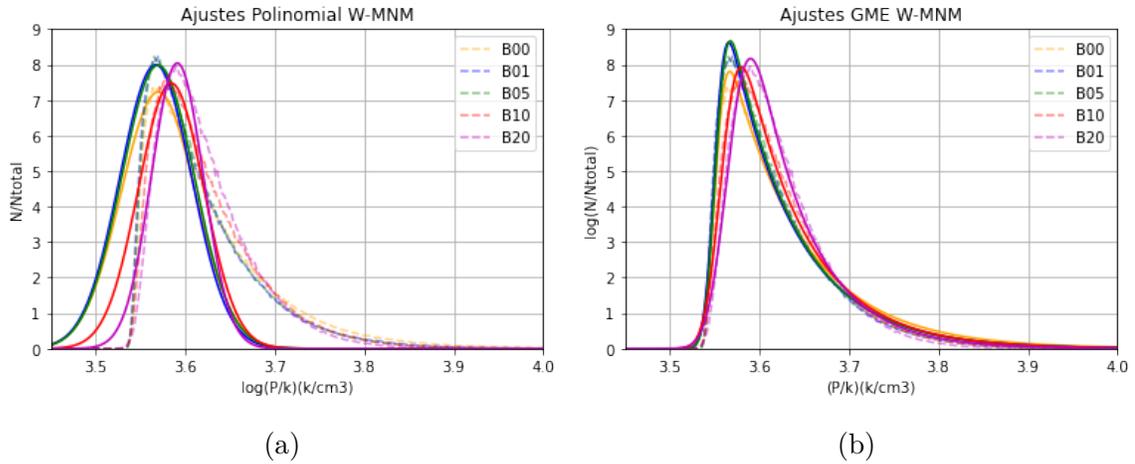


Figura 4.8: Ajustes Polinomial (a) y GME (b) (líneas continuas) e histogramas a diferentes  $B_0$  (líneas discontinuas) para la presión térmica W-MNM.

Tabla 4.5: Propiedades ajustes polinomial W-MNM de  $p_{pth}$ .

Sim	a	b	c	Pico
-	-	-	-	$\log(p/k_B)$
B00	$-125.911 \pm 11.626$	$899.050 \pm 83.199$	$-1604.055 \pm 148.842$	3.570
B01	$-136.191 \pm 14.212$	$971.706 \pm 101.707$	$-1732.350 \pm 181.954$	3.568
B05	$-132.142 \pm 13.677$	$943.486 \pm 97.906$	$-1683.200 \pm 175.201$	3.570
B10	$-164.796 \pm 10.213$	$1181.456 \pm 73.229$	$-2116.649 \pm 131.261$	3.584
B20	$-259.151 \pm 14.189(5)$	$1861.499 \pm 101.710$	$-3341.910 \pm 182.262$	3.592

#### 4.4. Histogramas presión magnética para CNM

La Figura 4.10 muestra el comportamiento de la presión magnética de W-CNM para los cuatro modelos magnetizados. Las propiedades de estos histogramas se presentan en la Tabla 4.7. Se observa que para los modelos con valores bajos del campo magnético el desplazamiento hacia altas presiones del pico y de la media con respecto a la presión magnética inicial es mayor que para los histogramas que consideran todo el gas de la caja.

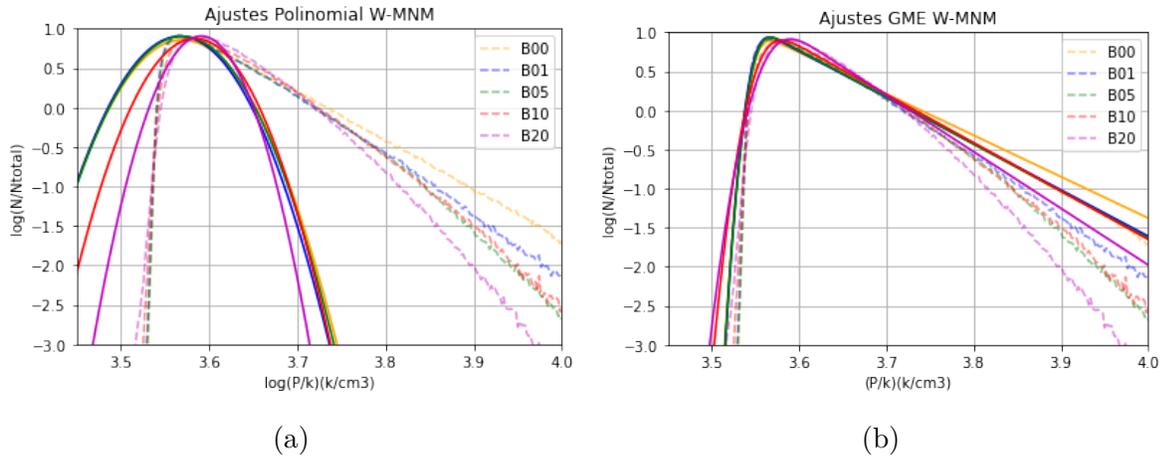


Figura 4.9: Ajustes Polinomial (a) y GME (b) (líneas continuas) e histogramas a  $B_0$  (líneas discontinuas) para la presión térmica W-MNM en logaritmo base 10.

Tabla 4.6: Propiedades ajuste GME del W-MNM de  $p_{pth}$ .

Sim	A	$\mu$	$\sigma$	$\gamma$	$k$	$\chi^2$
B00	$0.820 \pm 0.002$	$3.550 \pm 8.986e-05$	$0.009 \pm 1.174e-04$	$12.213 \pm 0.060$	0.116	1174.910
B01	$0.823 \pm 0.002$	$3.550 \pm 7.976e-05$	$0.009 \pm 1.035e-04$	$13.651 \pm 0.064$	0.125	94.948
B05	$0.826 \pm 0.002$	$3.551 \pm 8.902e-05$	$0.009 \pm 1.1498e-04$	$13.864 \pm 0.072$	0.133	144.849
B10	$0.827 \pm 0.002$	$3.558 \pm 1.367e-04$	$0.014 \pm 1.670e-04$	$14.260 \pm 0.094$	0.211	192.222
B20	$0.826 \pm 0.003$	$3.567 \pm 1.726e-04$	$0.018 \pm 1.969e-04$	$16.706 \pm 0.136$	0.305	92.219

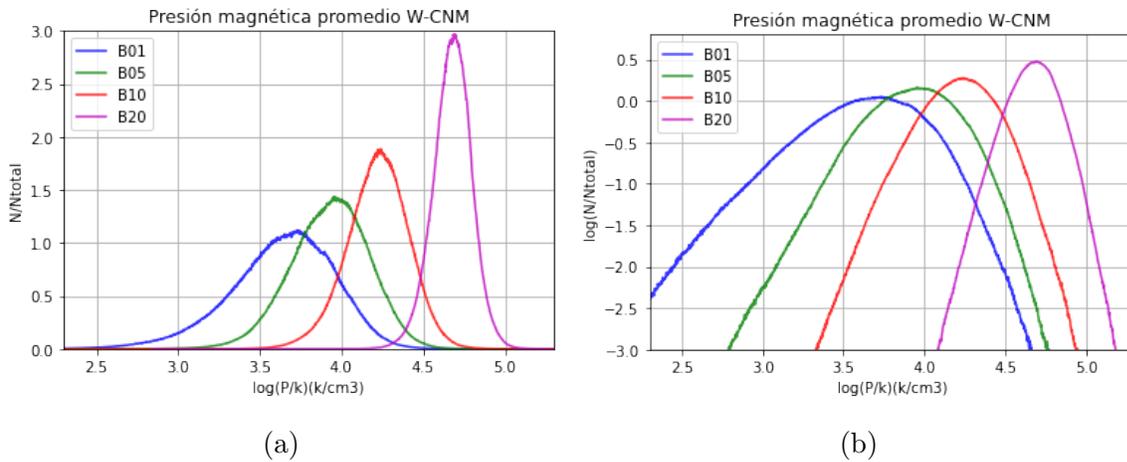


Figura 4.10: Histogramas de presión magnética W-CNM (a), histogramas en base logaritmica 10 (b).

Tabla 4.7: Propiedades de los histogramas W-CNM para  $p_b$ .

Simulación	$B_0$	$Pb_0$	Media	Pico	DE
-	$\mu\text{G}$	$\log(p/k_B)$	$\log(p/k_B)$	$\log(p/k_B)$	-
B01	0.4	1.663	3.632	3.742	1.354
B05	2.1	3.104	3.927	3.954	1.272
B10	4.2	3.706	4.220	4.242	1.175
B20	8.3	4.297	4.677	4.696	0.283

#### 4.4.1. Ajustes presión magnética para CNM

Para la presión magnética se ajustó una función de distribución lognormal (Figuras 4.11a y 4.14a) con la paquetería `lmfit` de Python descrita en la Ecuación 3.46, dando como resultado una función ajustada para los valores centrales de la distribución y muy cercana a las colas de alta y baja presión, las propiedades del ajuste para cada modelo se muestran en las Tablas 4.8 y 4.11 y los ajustes individuales se muestran el en Apéndice A.1.

Para los histogramas de presión magnética, el ajuste lognormal ajustó mejor que para los histogramas de presión térmica. El ajuste GME (Figura 4.11b) en este caso, no hace una diferencia importante en comparación con ajuste lognormal. Lo anterior se nota en el parámetro  $k$ , ya que en todos los casos es claramente  $> 1$ , por lo que estas distribuciones están dominadas por la componente gaussiana. Al aumentar el campo magnético las distribuciones se vuelven un poco más exponenciales.

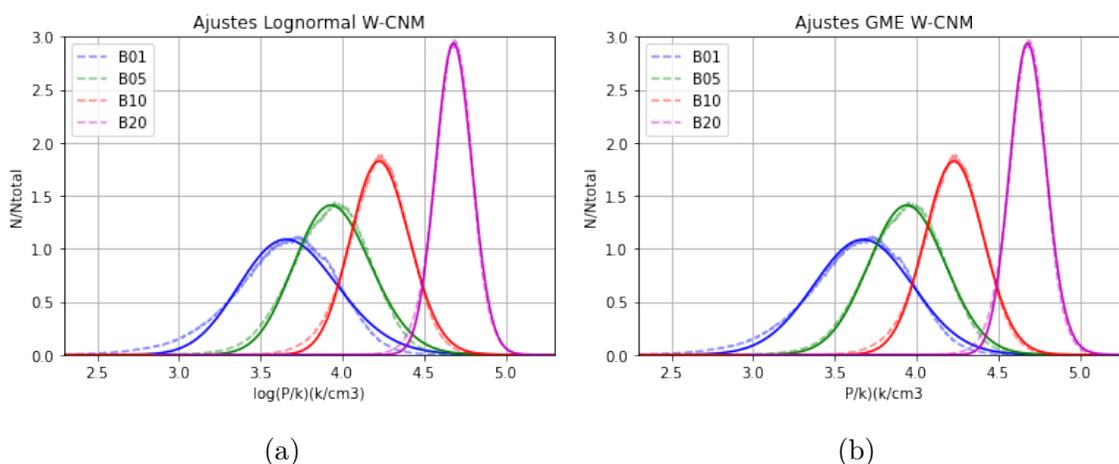


Figura 4.11: Ajustes lognormal (a) y GME (b) (líneas continuas) e histogramas a  $B_0$  (líneas discontinuas) de presión magnética W-CNM.

Tabla 4.8: Propiedades ajuste lognormal del W-CNM de  $p_b$ .

Sim	A	$\mu$	$\sigma$	Pico	$\chi^2$
-	-	-	-	$\log(p/k_B)$	-
B01	$0.815 \pm 0.002$	$1.303 \pm 2.602e-04$	$0.081 \pm 2.593e-04$	3.658	73.601
B05	$0.830 \pm 0.001$	$1.372 \pm 1.223e-04$	$0.059 \pm 1.221e-04$	3.932	21.660
B10	$0.823 \pm 0.001$	$1.443 \pm 6.997e-05$	$0.042 \pm 6.991e-05$	4.226	8.930
B20	$0.821 \pm 0.001$	$1.544 \pm 4.652e-05$	$0.023 \pm 4.650e-05$	4.682	6.037

En las Tablas 4.8 y 4.9 se muestra el valor de  $\chi^2$  para los ajustes descritos en esta sección. Comparando los valores para cada simulación, para B01, B05 y B10 la distribución GME ajusta mejor pero para B20 la lognormal resulta ligeramente mejor. En los ajustes individuales mostrados en el Apéndice A.1 y en las Figuras 4.11 y 4.12 se notan las diferencias entre ambos ajustes. Los resultados para los histogramas de presión magnética del CNM pesados por volumen se muestran en el Apéndice A.2.

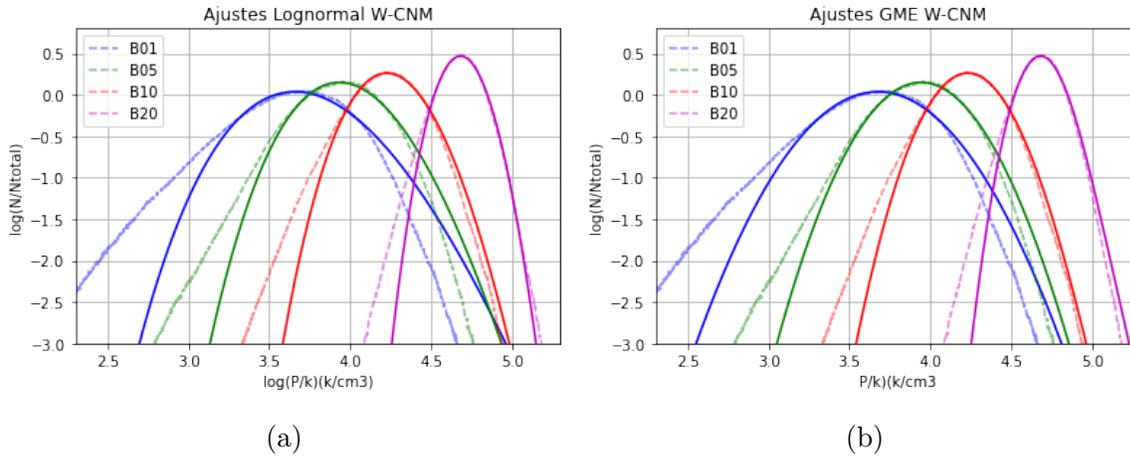


Figura 4.12: Ajustes lognormal (a) y GME (b) (líneas continuas) e histogramas a  $B_0$  (líneas discontinuas) de presión magnética W-CNM en logaritmo base 10.

Tabla 4.9: Propiedades ajuste GME del W-CNM de  $p_b$ .

Sim	A	$\mu$	$\sigma$	$\gamma$	$k$	$\chi^2$
B01	$0.820 \pm 0.001$	$3.625 \pm 0.021$	$0.297 \pm 0.003$	$19.999 \pm 8.730$	5.946	22.052
B05	$0.832 \pm 0.001$	$3.893 \pm 0.006$	$0.230 \pm 0.001$	$19.999 \pm 2.483$	4.611	7.301
B10	$0.825 \pm 9.398e-04$	$4.183 \pm 0.002$	$0.174 \pm 7.608e-04$	$20.000 \pm 0.282$	3.480	5.477
B20	$0.826 \pm 0.007$	$4.637 \pm 0.001$	$0.102 \pm 5.798e-04$	$20.000 \pm 0.382$	2.054	7.889

## 4.5. Histogramas presión magnética para MNM

La Figura 4.13 muestra el comportamiento de la presión magnética para W-MNM para diferentes campos magnéticos. Con respecto al W-CNM, los picos de los histogramas se encuentran aún más desplazados hacia altas presiones, sobre todo para los modelos con menores valores de  $B_0$ . Además, para B20 la asimetría de la distribución se invierte, presentando el pico por abajo de la media (Tabla 4.10).

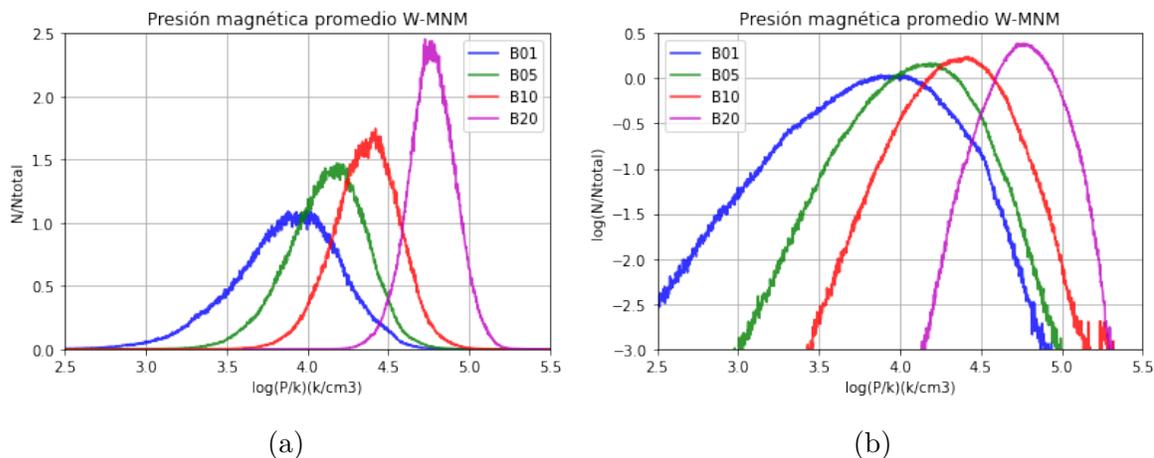


Figura 4.13: Histogramas de presión magnética W-MNM (a), histogramas en base logarítmica 10 (b).

Tabla 4.10: Propiedades de los histogramas W-MNM para  $p_b$ 

Simulación	$B_0$	$P_{b_0}$	Media	Pico	DE
-	$\mu\text{G}$	$\log(p/k_B)$	$\log(p/k_B)$	$\log(p/k_B)$	-
B01	0.4	1.663	3.866	3.996	1.354
B05	2.1	3.104	4.117	4.182	1.212
B10	4.2	3.706	4.361	4.422	1.027
B20	8.3	4.297	4.769	4.726	0.547

### 4.5.1. Ajustes presión magnética para MNM

Como en el caso del W-CNM, para los histogramas de presión magnética la función lognormal ajustó mejor que para los histogramas de presión térmica W-MNM.

En las Tablas 4.11 y 4.12 se muestran las propiedades del ajuste lognormal y GME respectivamente y según el valor de  $\chi^2$ , donde comparando los valores para cada simulación, al igual que para W-CNM, en B01, B05 y B10, el ajuste GME resulta mejor, mientras que para B20 ajusta ligeramente mejor la lognormal. En las gráficas individuales mostradas en el Apéndice A.1 y en las Figuras 4.14 y 4.15 se notan las diferencias entre ambos ajustes.

Al igual que en W-CNM, para estos datos se tiene que  $k > 1$ , por lo que estas distribuciones están dominadas por el componente gaussiano, y al aumentar el campo magnético las distribuciones se vuelven un poco más exponenciales, donde de igual manera la función lognormal ajustó con buena precisión. En el Apéndice A.2 se muestran los resultados de los ajustes para los histogramas de presión magnética pesados por volumen.

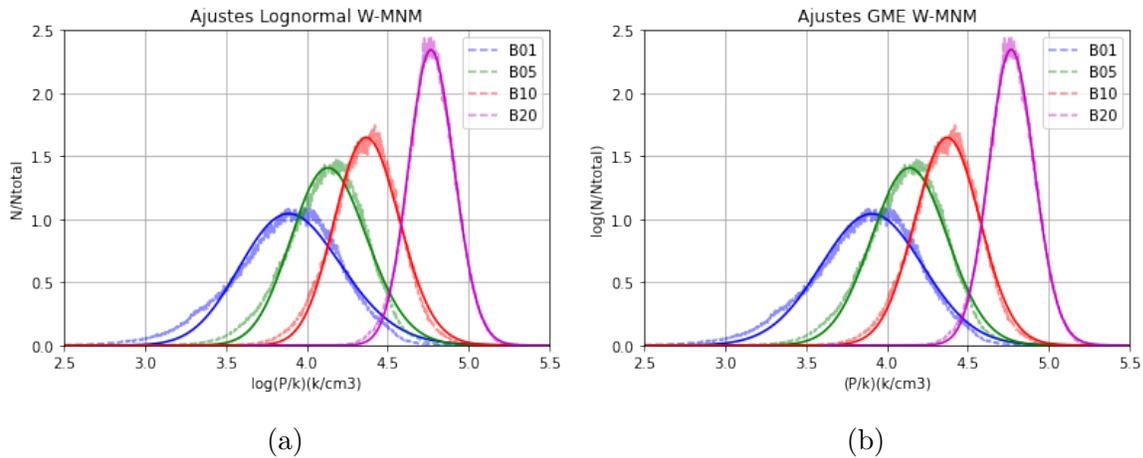


Figura 4.14: Ajustes lognormal (a) y GME (b) (líneas continuas) e histogramas a  $B_0$  (líneas discontinuas) de presión magnética W-MNM.

Tabla 4.11: Propiedades ajuste lognormal del W-MNM de  $p_b$ .

Sim	A	$\mu$	$\sigma$	Pico $\log(p/k_B)$	$\chi^2$
-	-	-	-	-	-
B01	$0.817 \pm 0.002$	$1.364 \pm 2.739e-04$	$0.080 \pm 2.731e-04$	3.888	103.992
B05	$0.825 \pm 0.002$	$1.421 \pm 1.616e-04$	$0.056 \pm 1.614e-04$	4.130	24.818
B10	$0.827 \pm 0.001$	$1.476 \pm 1.068e-04$	$0.045 \pm 1.067e-04$	4.368	8.930
B20	$0.826 \pm 0.001$	$1.562 \pm 4.787e-05$	$0.029 \pm 4.785e-05$	4.768	3.417

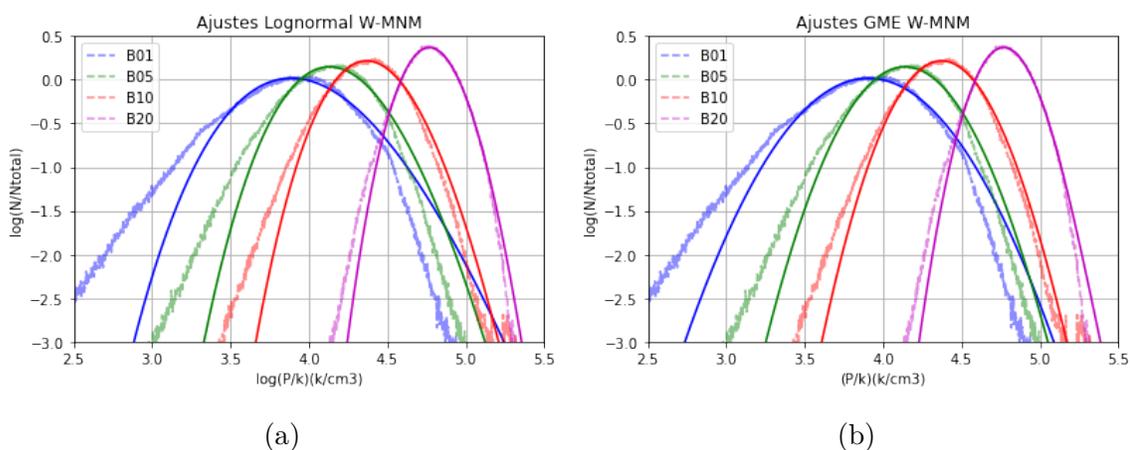


Figura 4.15: Ajustes lognormal (a) y GME (b) (líneas continuas) e histogramas a  $B_0$  (líneas discontinuas) de presión magnética W-MNM en logaritmo base 10.

Tabla 4.12: Propiedades ajuste GME del W-MNM de  $p_b$ .

Sim	A	$\mu$	$\sigma$	$\gamma$	$k$	$\chi^2$
B01	$0.822 \pm 0.001$	$3.857 \pm 0.026$	$0.310 \pm 0.004$	$19.999 \pm 11.191$	6.217	24.233
B05	$0.828 \pm 0.001$	$4.091 \pm 0.010$	$0.229 \pm 0.002$	$20.000 \pm 0.483$	4.591	12.036
B10	$0.829 \pm 0.001$	$4.325 \pm 0.005$	$0.194 \pm 0.001$	$19.999 \pm 2.368$	3.896	5.477
B20	$0.828 \pm 0.001$	$4.723 \pm 0.001$	$0.132 \pm 6.220e-04$	$19.999 \pm 1.300$	2.658	3.865

# Capítulo 5

---

## Discusión

---

En la realización de esta tesis se analizaron histogramas de presión térmica y magnética provenientes de simulaciones descritas en la Sección 3.2.1, con propiedades similares a la vecindad solar, que resultan de resolver las ecuaciones MHD de una caja cúbica de 100 pc de lado con un valor de densidad inicial de  $n = 2 \text{ cm}^{-3}$  y con intensidades de campo magnético inicial de 0.0, 0.4, 2.1, 4.2 y 8.3  $\mu G$ . Además, los modelos incluyen una inyección de energía cinética mediante forzamiento solenoidal de Fourier con escala característica de 50 pc y una función de enfriamiento basada en los resultados de [Wolfire et al. \(2003\)](#). Estos modelos y algunas de sus propiedades fueron presentados por [Villagran y Gazol \(2018\)](#). En particular, para el gas frío (CNM) tanto los números de Mach sónico y alfvénico como el parámetro  $\beta$  coinciden con las estimaciones observacionales para la vecindad solar.

Los histogramas analizados se promediaron temporalmente para disminuir el error y mejorar la estadística, en total se promediaron para cada simulación 11 tiempos distintos que corresponden a tiempos donde la evolución de las energías ha alcanzado el régimen estacionario.

Debido al objetivo de esta tesis de comparar los resultados obtenidos de la presión térmica con estudios anteriores, se trató de ajustar una lognormal por medio del método de mínimos cuadrados lineales para reducir el error del ajuste, sin embargo, solo ajustó en el rango del pico de las distribuciones, por lo cual se buscó una PDF que ajustara a todo el rango y se pudiera observar la variación sistemática con  $B_0$  a altas presiones  $\log(p/k_B) > 3.58$  para CNM y  $\log(p/k_B) > 3.77$  para MNM, se encontró que la distribución GME caracteriza este comportamiento, y que además, aporta información sobre la forma de la distribución para el gas. Para el gas MNM ( $T < 100K$ ) el parámetro  $k$  tiene un

comportamiento sistemático conforme  $B_0$  aumenta.

En las siguientes secciones se comparan los resultados obtenidos en esta investigación con trabajos anteriores relacionados directamente ya mencionados en la Sección 2, posteriormente se realiza una propuesta sobre la estimación de la intensidad del campo magnético, mediante la variación del parámetro  $k$  de la distribución GME con respecto al campo magnético inicial  $B_0$ , además se discuten las condiciones del medio frío en las que esta propuesta es válida, y finalmente se plantean las propuestas sobre el trabajo a futuro a partir de los resultados mostrados en esta tesis.

## 5.1. Comparación con estudios anteriores

Jenkins y Tripp (2011) observaron las características de absorción del carbono neutro mediante espectros UV de 89 estrellas. A partir de esta información, obtuvieron la distribución de las presiones térmicas en el medio neutro frío difuso con un número de Mach  $1 < M < 4$  y encontraron una distribución consistente con una lognormal para la presión térmica, cuya media es de  $\log(p/k_B) \sim 3.58 K cm^{-3}$ , que se encuentra incluido en el intervalo de los valores hallados en este trabajo, para el MNM ( $\log(p/k_B) = 3.564$  (B00) y  $\log(p/k_B) = 3.590$  (B20)). Para las distribuciones que incluyen también gas con  $100 < T < 279 K$  (CNM), las medias encontradas son ligeramente menores, entre  $\log(p/k_B) = 3.380$  (B00) y  $\log(p/k_B) = 3.353$  (B05).

Jenkins y Tripp (2011) encuentran que la distribución lognormal describe apropiadamente solo la porción central de la distribución de presión térmica, o sea valores de  $\log(p/k_B)$  comprendidos entre 3.2 y 4. Fuera de ese intervalo esta distribución subestima la cantidad de material detectado. Para las distribuciones de presión térmica analizadas en este trabajo, los ajustes lognormales sobrestiman la cantidad de material para presiones menores que  $\log(p/k_B) \sim 3.3 K cm^{-3}$  y la subestiman para presiones mayores a  $\log(p/k_B) \sim 3.4 K cm^{-3}$ . Además encontramos que la distribución de presiones térmicas sigue una distribución GME para todo el rango, aunque sobrestima ligeramente la altura de los picos. Una diferencia importante con los resultados de Jenkins y Tripp (2011) es el hecho de que en las distribuciones analizadas, la región por abajo de la presión mínima para el CNM no está poblada.

Gazol (2014) analizó el efecto del número de Mach en la distribución de la presión térmica del gas frío que resulta de modelos similares a los que se estudian en este trabajo. Una diferencia importante, además de la ausencia de campo magnético, es la función de enfriamiento, que en dicho trabajo se basa en los resultados de Wolfire et al. (1995) que predice una presión promedio para la vecindad solar de  $P_{th}/k_B \sim 3000 K cm^{-3}$ . En los modelos incluidos en este trabajo se utilizaron las condiciones descritas en Villagran y Gazol (2018) quienes utilizan los resultados de Wolfire et al. (2003), por lo que no es sorprendente que los valores de  $p_{th}$  que se reportan aquí sean consistentes con las predic-

ciones de dicho trabajo. Además el comportamiento de los ajustes lognormales descritos en el capítulo anterior es consistente con lo reportado en [Gazol \(2014\)](#) para bajos números de Mach. Los modelos analizados aquí se comparan con los mostrados en [Gazol \(2014\)](#) para números de Mach pequeños  $< M >= 0.73$ , donde el número de Mach para el gas frío es de  $M_c=3.09$  y para dichos histogramas usaron una ley de potencias para caracterizar mejor el comportamiento. Como el ancho de la distribución de presión térmica crece con el número de Mach, lo anterior explica que el intervalo de presiones para los que el ajuste lognormal resulta adecuado en nuestros modelos sea más estrecho que lo reportado por [Gazol \(2014\)](#). Para los histogramas pesados por masa, en dicho trabajo se encontró que una lognormal se ajustaba a los picos de las presiones para valores de  $\log(p/k_B)$  entre 3.2 y 4, mientras que en nuestro caso para los histogramas pesados por masa la lognormal únicamente ajustó entre  $\log(p/k_B) \sim 3.3$  a 3.4, para [CNM](#) y  $\log(p/k_B) \sim 3.55$  a 3.60, para [MNM](#).

[Kritsuk et al. \(2017\)](#) analizan simulaciones del [MI](#) con distintos campos magnéticos iniciales, encontrando un ancho en la distribución de la presión térmica para el gas frío que va de  $\log(p/k_B) \sim 2$  a 4.5, lo cual es bastante más ancho que los histogramas analizados en este trabajo donde encontramos un ancho de  $\log(p/k_B) \sim 3.2$  a 3.8 para el [CNM](#) y  $\log(p/k_B) \sim 3.5$  a 4.0 para el [MNM](#), por lo que los resultados de [Kritsuk et al. \(2017\)](#) muestran las regiones de baja y alta presión bastante pobladas. En el caso de las altas presiones esta diferencia puede ser explicada por los números de Mach de los modelos de [Kritsuk et al. \(2017\)](#) que tienen valores de entre  $M = 2.8$  y 5.9 para todo el gas y entre  $M_c = 6.6$  a 15.3 para el gas frío, mientras que los números de Mach de este trabajo están entre  $M_c = 3.47$  y 3.72 para el gas frío. De hecho, las simulaciones tienen una velocidad  $v_{rms}$  de  $16 \text{ km s}^{-1}$ , mientras que en este trabajo la velocidad  $v_{rms}$  es aproximadamente la mitad de este valor ( $6.5$  a  $7.8 \text{ km s}^{-1}$ ), [Tabla 3.1](#).

Una diferencia importante entre las distribuciones de presión térmica encontradas tanto en este trabajo como en [Gazol \(2014\)](#) y la reportada por [Jenkins y Tripp \(2011\)](#) es la ausencia de gas a bajas presiones. Además, en los modelos analizados en este trabajo no se observan colas de baja presión, incluso si se considera todo el gas (ver [Sección 4.1](#)). Usando modelos [Gazol et al. \(2009\)](#) magnetizados pero bidimensionales encontraron que la presencia de campo magnético produce una cola de baja presión en la distribución de presión térmica de todo el gas incluido en los modelos. El hecho de que en los modelos de [Kritsuk et al. \(2017\)](#) si aparezcan estas colas pero no aparezcan para números de Mach altos en [Gazol \(2014\)](#) sugiere que su origen puede estar en una combinación de distintas propiedades de la turbulencia.

[Kritsuk et al. \(2017\)](#) muestran también que el pico de las distribuciones de las distintas simulaciones tiende a desplazarse levemente a presiones más altas a medida que el campo magnético es más intenso acercándose a la presión media del [MI](#) de  $3700 \text{ K cm}^{-3}$ , en los resultados mostrados en este estudio, se encuentra que el pico de los histogramas de presión térmica para todo el gas no muestra este comportamiento, además los valores de los picos de los histogramas, pesados por masa, de presión térmica para todo el gas tienen un valor de entre  $2344 \text{ K cm}^{-3}$ (B10) y  $2454 \text{ K cm}^{-3}$ (B20) ([Figura 4.2](#)).

Tabla 5.1: Propiedades ajuste polinomial parámetro  $k$  vs presión magnética

a	b	c	d
$4.609\text{e-}15 \pm 1.530\text{e-}15$	$3.689\text{e-}10 \pm 1.161\text{e-}10$	$-3.045\text{e-}06 \pm 2.070\text{e-}06$	$1.171\text{e-}01 \pm 9.534\text{e-}03$

$$f(x) = ax^3 + bx^2 + cx + d.$$

Las distribuciones de presión térmica (CNM y MNM) presentadas en este trabajo alcanzan valores menores que los reportados por Jenkins y Tripp (2021) debido, al menos en parte, a que los modelos no consideran un ambiente sobre-presurizado como el de la burbuja local. Sin embargo, es importante destacar que el resultado de Jenkins y Tripp (2021) pone de manifiesto la relevancia de las medidas de presión térmica en distintos ambientes y la posibilidad de que la distribución de presión térmica dependa de estos. De hecho esto también es consistente con las diferencias entre los modelos analizados en Gazol (2014) y las diferencias entre los presentados en Kritsuk et al. (2017).

## 5.2. Una propuesta para estimar la intensidad de $B$ en regiones frías.

Como se mencionó en la Sección (3.3.2), el parámetro  $k$  determina la forma de la distribución GME, además se encontró que para la distribución de presión térmica del gas más frío (MNM,  $T < 100$  K), este parámetro crece conforme aumenta la intensidad del campo magnético inicial  $B_0$  (ver Sección 4.3.1, Tabla 4.6). Por otro lado, para el mismo tipo de gas, se obtuvieron estimaciones del valor de la presión magnética más probable para cada modelo (ver Sección 4.5, Tabla 4.10), cuyo incremento con respecto a la presión magnética inicial varía en función de  $B_0$ .

Lo anterior sugiere una manera indirecta de estimar la intensidad más probable del campo magnético  $B$  para el gas MNM, ya que dada una distribución de presión térmica, observada en una región fría predominantemente atómica, a la cual se ajusta una función GME y se determina el parámetro  $k$ , se podría obtener el valor de  $P_b = \frac{B^2}{8\pi}$  correspondiente.

En la Figura 5.1 se graficaron los valores del parámetro  $k$  en función de los valores de la presión magnética correspondiente a los máximos de la distribución, para el MNM resultante de cada uno de los modelos analizados. Además, se muestra la gráfica de un ajuste polinomial de grado 3 (línea negra). Las propiedades del polinomio ajustado se muestran en la Tabla 5.1.

Es importante mencionar que esta propuesta para medir la intensidad del campo magnético solo es válida para modelos y observaciones de gas frío con condiciones similares

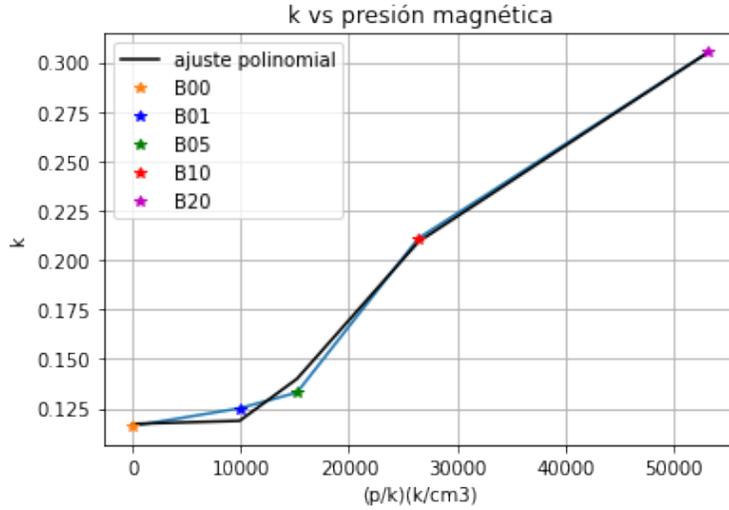


Figura 5.1:  $k$  vs presión magnética. Parámetro  $k$  correspondiente al pico de la presión magnética para el MNM, además se muestra un ajuste polinomial grado 3.

a las de este análisis y para una región determinada, es decir, debe tener temperaturas  $T < 100$  K, la región debe tener una escala de 100 pc y un número de Mach pequeño  $< M > \sim 0.73$  y para el gas frío  $M_c \sim 3 - 4$ .

### 5.3. Esbozo de interpretación

Las presiones mínima y máxima en las que la función de enfriamiento usada en los modelos permite la presencia de dos fases en equilibrio de presión aproximado son  $\log(p/k_B) = 3.29$  y  $3.68$ , respectivamente. En nuestros resultados, la distribución de presión térmica para el CNM es ligeramente más ancha que este intervalo, con valores entre  $\sim 3.2$  y  $\sim 3.8$ , aunque el gas dentro de la caja alcance valores en un intervalo más amplio  $\log(p/k_B) \sim 2.3 - 4.5$ . Lo anterior sugiere que no todas las compresiones generadas por el forzamiento desencadenan la formación de estructuras frías. En efecto, debido a que el forzamiento de los modelos actúa a escalas relativamente grandes y produce velocidades moderadas, las fluctuaciones adiabáticas son inestables y las fluctuaciones de densidad producidas por éste se rigen por el régimen de escalas grandes. En este régimen el tiempo de enfriamiento es menor que los tiempos de cruce sónico y turbulento. Entonces, aunque se generan gradientes de presión grandes estos afectan principalmente al gas con temperaturas mayores a las del CNM. El hecho de que las modas de las distribuciones que presentamos para el CNM estén por abajo de la presión media (inicial) dentro de la caja es consecuencia de que el gas tiene tiempo de enfriarse y alcanzar el equilibrio térmico a presiones relativamente bajas, aunque dentro del intervalo de dos fases.

Aunque el efecto del campo magnético en la distribución de presión térmica se observa

fuera del máximo y se hace más notorio conforme la presión aumenta incluyendo regiones poco pobladas de la distribución, dicho efecto aumenta con la intensidad de  $B_0$ , tanto para el CNM como para el MNM. Para el CNM (Figura 4.4) el efecto es visible justo por encima de la presión inicial (promedio), mientras que para el MNM (Figura 4.7) este se observa para presiones por arriba de la presión máxima para la presencia de dos fases. Esto parece indicar que la aparición de estos efectos está relacionada con cambios en el régimen termodinámico, aunque por el momento no queda clara esta relación.

## 5.4. Trabajo a futuro

Los resultados obtenidos en esta tesis permitieron caracterizar las distribuciones de presión térmica y magnética resultantes de modelos con propiedades similares a las del gas atómico frío en la vecindad solar. Sin embargo, algunos de los resultados ameritan explorarse en mayor profundidad. En particular es importante explorar si el comportamiento del parámetro  $k$  que se reporta, aparece también en modelos que se desarrollen en otras condiciones físicas y, en su caso, cómo varían los detalles de este comportamiento. A continuación se mencionan algunas propuestas de condiciones físicas en las que sería interesante estudiar el comportamiento del parámetro  $k$ :

- Simulaciones similares a las analizadas con condiciones iniciales distintas (densidad, presión, temperatura, etc) y/o propiedades del forzamiento.
- Simulaciones similares a las analizadas pero en presencia de auto-gravedad. Con las condiciones iniciales de los modelos presentados en este trabajo la longitud de Jeans es de  $\lambda_J = 552$  pc, por lo tanto las simulaciones son gravitacionalmente estables. Sin embargo, el cambio en el balance de fuerzas podría tener efectos sobre la distribución de presión térmica.
- Simulaciones similares a las analizadas pero con una función de enfriamiento adaptada para metalicidad del medio en otras regiones de la Vía Láctea, o regiones extragalácticas.
- Modelos con configuraciones físicas distintas en los que la presencia de inestabilidad térmica sea relevante para la evolución. Por ejemplo, modelos de colisión de corrientes o modelos como los que se usan para el estudio de la estructura vertical del MI “shearing box”.

De esta manera se podría indagar sobre la propuesta en esta tesis sobre el parámetro  $k$  de la distribución GME, para condiciones distintas a las de los modelos analizados en esta tesis.

Además, sería deseable realizar observaciones sintéticas de los diferentes tipos de modelos y calcular las propiedades del gas como temperatura, densidad columnar, emisión,

etc., y así poder comparar de manera más detallada los resultados encontrados en esta tesis con resultados de observaciones. En particular, eventualmente, se podría aplicar un análisis similar al realizado por [Jenkins y Tripp \(2001\)](#).



# Capítulo 6

---

## Conclusiones

---

La principal motivación de este trabajo consistió en desarrollar un modelo o predicción para la distribución de las presiones térmica y magnética en la fase fría del [MI](#) atómico con propiedades similares a la vecindad solar en presencia de campo magnético. Para esto se analizó la distribución de la presión térmica y magnética para distintos valores de campo magnético y para la presión térmica se incluyó una simulación sin campo magnético ([HD](#)), alcanzando los objetivos propuestos para este trabajo de tesis. Las conclusiones más importantes de este trabajo son:

- **Histogramas de  $p_{th}$  y  $p_b$ .** En los histogramas de  $p_{th}$  no se observan variaciones sistemáticas con el aumento de  $B_0$  para la parte central de las distribuciones, mientras que en las colas de alta presión se alcanzan mayores valores conforme  $B_0$  disminuye. En los histogramas de  $p_b$ , se muestra que con respecto a la presión magnética inicial, el desplazamiento del pico depende de  $B_0$ , es decir, para  $B_0$  con valores bajos, el desplazamiento del pico es mayor que para valores altos.
- **PDF Lognormal.** Se encontró que al intentar ajustar una distribución lognormal a la distribución de la presión térmica para compararla con estudios anteriores donde reportan una lognormal, solo se logró ajustar para la parte del pico de los histogramas mientras que en las colas de alta presión se subestima la cantidad de gas, por lo que fue necesario encontrar alguna una [PDF](#) que ajustara adecuadamente a todo el rango de presiones. En cambio, para la presión magnética la [PDF](#) lognormal ajustó para todo el rango de presiones.
- **PDF GME.** Se encontró que la distribución [GME](#) (Gaussiana Modificada Expo-

nencialmente) ajustó sobre todo el rango de la presión térmica para todas las simulaciones. En particular ajusta las colas a altas presiones donde se observa una diferenciación de los histogramas debido a los distintos campos magnéticos, aunque sobrestima la cantidad de gas en el pico de la distribución. Para el caso de la presión magnética, la distribución [GME](#) ajustó ligeramente mejor que una lognormal.

- **Parámetro  $k$ .** El parámetro  $k$  dentro de la distribución [GME](#), caracteriza la forma de la distribución, es decir, dependiendo de su valor se muestra si la distribución tiende a ser más exponencial ( $k < 1$ ) o gaussiana ( $k > 1$ ). Encontramos que, de acuerdo al parámetro  $k$ , las distribuciones de la presión térmica tienden a ser más exponenciales, esto debido a las colas de altas presiones, mientras que para la distribución de la presión magnética la distribución tienden a una gaussiana. Además, se encontró que con el aumento del campo magnético inicial el parámetro  $k$  aumenta para las distribuciones de presión térmica de [MNM](#) ( $T < 100$  K).
- **Relación  $k - p_b$**  Gracias a la variación de  $k$  con  $B_0$  se pudo sugerir además, una manera indirecta de medir la intensidad del campo magnético para el gas [MNM](#) ( $T < 100$  K), mediante la combinación del parámetro  $k$  con estimaciones del valor de la presión magnética más probable para cada modelo. De esta manera dada una distribución de presión térmica, observada en una región fría, a la cual se ajusta una función [GME](#) y se determina el parámetro  $k$ , se podría obtener el valor de  $P_b = \frac{B^2}{8\pi}$  correspondiente. Evaluar la posible aplicación de este método requiere explorar la relación  $k-p_b$  tanto con otros parámetros como en otro tipo de modelos (ver Sección [5.4](#)).
- **Comparación.** En las comparaciones realizadas en la sección de discusión, encontramos que, estas distribuciones de  $p_{th}$  a las cuales no se les ajusta una lognormal, se comparan con distribuciones de gas con números de Mach pequeños  $< M >= 0.73$  ([Gazol, 2014](#)), lo cual está relacionado con el ancho de la distribución (a mayor número de Mach más ancha es la distribución), y explica porqué a los histogramas en este trabajo no se logró ajustar la lognormal. Además, se encontró que los datos de este trabajo no presentan colas a altas presiones, lo cual puede deberse a que no se considera un ambiente presurizado, el cual si se ha encontrado en estudios anteriores (e.g. [Jenkins y Tripp, 2011](#); [Kritsuk et al., 2017](#); [Jenkins y Tripp, 2021](#)).

---

# Bibliografía

---

- Ament, S., Gregoire, J., y Gomes, C. (2019). Exponentially-Modified Gaussian Mixture Model: Applications in Spectroscopy. *arXiv e-prints*, page arXiv:1902.05601.
- Arthur, S. J., editor (2012). *El Medio Interestelar*. Centro de Radioastronomía y Astrofísica,, Universidad Nacional Autónoma de México.
- Audit, E. y Hennebelle, P. (2005). Thermal condensation in a turbulent atomic hydrogen flow. *Astronomy and Astrophysics*, 433(1):1–13.
- Bialy, S. y Sternberg, A. (2019). Thermal Phases of the Neutral Atomic Interstellar Medium from Solar Metallicity to Primordial Gas. *The Astrophysical Journal*, 881(2):160.
- Binney, J. y Merrifield, M. (1998). *Galactic Astronomy*.
- Chen, F. F. (1974). *Introduction to plasma physics*.
- Crutcher, R. M., Wandelt, B., Heiles, C., Falgarone, E., y Troland, T. H. (2010). Magnetic Fields in Interstellar Clouds from Zeeman Observations: Inference of Total Field Strengths by Bayesian Analysis. *The Astrophysical Journal*, 725(1):466–479.
- de Avillez, M. A. y Breitschwerdt, D. (2005). Global dynamical evolution of the ISM in star forming galaxies. I. High resolution 3D simulations: Effect of the magnetic field. *Astronomy and Astrophysics*, 436(2):585–600.
- Dickey, J. M. y Lockman, F. J. (1990). H I in the galaxy. *The Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 28:215–261.
- Draine, B. T. (2011). *Physics of the Interstellar and Intergalactic Medium*.
- Dyson, J. E. y Williams, D. A. (1997). *The physics of the interstellar medium*. CRC Press.

- Evirgen, C. C., Gent, F. A., Shukurov, A., Fletcher, A., y Bushby, P. (2017). The distribution of mean and fluctuating magnetic fields in the multiphase interstellar medium. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 464(1):L105–L109.
- Falle, S. A. E. G., Wareing, C. J., y Pittard, J. M. (2020). Thermal instability revisited. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 492(3):4484–4499.
- Ferrière, K. (2013). Interstellar magnetic fields. In Cambresy, L., Martins, F., Nuss, E., y Palacios, A., editors, *SF2A-2013: Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics*, pages 13–18.
- Field, G. B. (1965). Thermal Instability. *The Astrophysical Journal*, 142:531.
- Field, G. B., Goldsmith, D. W., y Habing, H. J. (1969). Cosmic-ray heating of the interstellar gas. *The Astrophysical Journal*, 155:149–154.
- Fuchs, B., Breitschwerdt, D., de Avillez, M. A., Dettbarn, C., y Flynn, C. (2006). The search for the origin of the Local Bubble redivivus. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 373(3):993–1003.
- Gazol, A. (2014). The Thermal Pressure Distribution of a Simulated Cold Neutral Medium. *The Astrophysical Journal*, 789(1):38.
- Gazol, A., Luis, L., y Kim, J. (2009). Magnetic and Thermal Pressures in Turbulent Two-Dimensional Bistable Flows. *The Astrophysical Journal*, 693(1):656–669.
- Gazol, A. y Villagran, M. A. (2016). The regulation of the cold neutral gas mass fraction by turbulent motions. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 462(2):2033–2045.
- Gazol, A., Vázquez-Semadeni, E., Sánchez-Salcedo, F. J., y Scalo, J. (2001). The Temperature Distribution in Turbulent Interstellar Gas. *The Astrophysical Journal*, 557(2):L121–L124.
- Gerin, M., Ruaud, M., Goicoechea, J. R., Gusdorf, A., Godard, B., de Luca, M., Falgarone, E., Goldsmith, P., Lis, D. C., Menten, K. M., Neufeld, D., Phillips, T. G., y Liszt, H. (2015). [C II] absorption and emission in the diffuse interstellar medium across the Galactic plane. *Astronomy and Astrophysics*, 573:A30.
- Goldsmith, P. F., Pineda, J. L., Neufeld, D. A., Wolfire, M. G., Risacher, C., y Simon, R. (2018). Velocity-resolved [CII] Emission from Cold Diffuse Clouds in the Interstellar Medium. *The Astrophysical Journal*, 856(2):96.
- Hartmann, D. y Burton, W. B. (1997). *Atlas of Galactic Neutral Hydrogen*.
- Heiles, C. y Troland, T. H. (2003a). The Millennium Arecibo 21 Centimeter Absorption-Line Survey. I. Techniques and Gaussian Fits. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 145(2):329–354.

- Heiles, C. y Troland, T. H. (2003b). The Millennium Arecibo 21 Centimeter Absorption-Line Survey. II. Properties of the Warm and Cold Neutral Media. *The Astrophysical Journal*, 586(2):1067–1093.
- Heiles, C. y Troland, T. H. (2005). The Millennium Arecibo 21 Centimeter Absorption-Line Survey. IV. Statistics of Magnetic Field, Column Density, and Turbulence. *The Astrophysical Journal*, 624(2):773–793.
- Henderson, A. P., Jackson, P. D., y Kerr, F. J. (1982). The distribution of neutral atomic hydrogen in our galaxy beyond the solar circle. *The Astrophysical Journal*, 263:116–122.
- Hennebelle, P. y Passot, T. (2006). Influence of Alfvén waves on thermal instability in the interstellar medium. *Astronomy and Astrophysics*, 448(3):1083–1093.
- Hennebelle, P. y Pérault, M. (2000). Dynamical condensation in a magnetized and thermally bistable flow. Application to interstellar cirrus. *Astronomy and Astrophysics*, 359:1124–1138.
- Herrera-Camus, R., Bolatto, A., Wolfire, M., Ostriker, E., Draine, B., Leroy, A., Sandstrom, K., Hunt, L., Kennicutt, R., Calzetti, D., Smith, J. D., Croxall, K., Galametz, M., de Looze, I., Dale, D., Crocker, A., y Groves, B. (2017). Thermal Pressure in the Cold Neutral Medium of Nearby Galaxies. *The Astrophysical Journal*, 835(2):201.
- Hill, A. S., Joung, M. R., Mac Low, M.-M., Benjamin, R. A., Haffner, L. M., Klingenberg, C., y Waagan, K. (2012). Vertical Structure of a Supernova-driven Turbulent, Magnetized Interstellar Medium. *The Astrophysical Journal*, 750(2):104.
- Iffrig, O. y Hennebelle, P. (2017). Structure distribution and turbulence in self-consistently supernova-driven ISM of multiphase magnetized galactic discs. *Astronomy and Astrophysics*, 604:A70.
- Inoue, T. y Inutsuka, S.-i. (2008). Two-Fluid Magnetohydrodynamic Simulations of Converging H I Flows in the Interstellar Medium. I. Methodology and Basic Results. *The Astrophysical Journal*, 687(1):303–310.
- Iwasaki, K., Tomida, K., Inoue, T., y Inutsuka, S.-i. (2019). The Early Stage of Molecular Cloud Formation by Compression of Two-phase Atomic Gases. *The Astrophysical Journal*, 873(1):6.
- Jenkins, E. B. y Tripp, T. M. (2001). The Distribution of Thermal Pressures in the Interstellar Medium from a Survey of C I Fine-Structure Excitation. *The Astrophysical Journal*, 137(2):297–340.
- Jenkins, E. B. y Tripp, T. M. (2011). The Distribution of Thermal Pressures in the Diffuse, Cold Neutral Medium of Our Galaxy. II. An Expanded Survey of Interstellar C I Fine-structure Excitations. *The Astrophysical Journal*, 734(1):65.

- Jenkins, E. B. y Tripp, T. M. (2021). Thermal Pressures in the Interstellar Medium away from Stellar Environments. *The Astrophysical Journal*, 916(1):17.
- Kalberla, P. M. W. y Dedes, L. (2008). Global properties of the H I distribution in the outer Milky Way. Planar and extra-planar gas. *Astronomy and Astrophysics*, 487(3):951–963.
- Kalberla, P. M. W., Dedes, L., Kerp, J., y Haud, U. (2007). Dark matter in the Milky Way. II. The HI gas distribution as a tracer of the gravitational potential. *Astronomy and Astrophysics*, 469(2):511–527.
- Kalberla, P. M. W. y Kerp, J. (2009a). The HI Distribution of the Milky Way. *The Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 47(1):27–61.
- Kalberla, P. M. W. y Kerp, J. (2009b). The HI Distribution of the Milky Way. *The Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 47(1):27–61.
- Kim, C.-G. y Basu, S. (2013). Long-term Evolution of Decaying Magnetohydrodynamic Turbulence in the Multiphase Interstellar Medium. *The Astrophysical Journal*, 778(2):88.
- Kim, C.-G., Ostriker, E. C., y Kim, W.-T. (2014). Three-dimensional Hydrodynamic Simulations of Multiphase Galactic Disks with Star Formation Feedback. II. Synthetic H I 21 cm Line Observations. *The Astrophysical Journal*, 786(1):64.
- Kim, C.-G., Ostriker, E. C., y Raileanu, R. (2017). Superbubbles in the Multiphase ISM and the Loading of Galactic Winds. *The Astrophysical Journal*, 834(1):25.
- Kitchin, C. R. (1996). Optical Astronomical Spectroscopy. *Astronomische Nachrichten*, 317(6):422.
- Kritsuk, A. G., Ustyugov, S. D., y Norman, M. L. (2017). The structure and statistics of interstellar turbulence. *New Journal of Physics*, 19(6):065003.
- Lallement, R., Vergely, J. L., Valette, B., Puspitarini, L., Eyer, L., y Casagrande, L. (2014). 3D maps of the local ISM from inversion of individual color excess measurements. *Astronomy and Astrophysics*, 561:A91.
- Lockman, F. J. (2002). H I and Galactic Structure. In Taylor, A. R., Landecker, T. L., y Willis, A. G., editors, *Seeing Through the Dust: The Detection of HI and the Exploration of the ISM in Galaxies*, volume 276 of *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, page 107.
- Marchal, A. y Miville-Deschênes, M.-A. (2021). Thermal and Turbulent Properties of the Warm Neutral Medium in the Solar Neighborhood. *The Astrophysical Journal*, 908(2):186.
- McKee, C. F. y Ostriker, J. P. (1977). A theory of the interstellar medium: three components regulated by supernova explosions in an inhomogeneous substrate. *The Astrophysical Journal*, 218:148–169.

- Murray, C. E., Stanimirović, S., Goss, W. M., Dickey, J. M., Heiles, C., Lindner, R. R., Babler, B., Pingel, N. M., Lawrence, A., Jencson, J., y Hennebelle, P. (2015). The 21-SPONGE HI Absorption Survey I: Techniques and Initial Results. *The Astrophysical Journal*, 804(2):89.
- Nguyen, H., Dawson, J. R., Lee, M.-Y., Murray, C. E., Stanimirović, S., Heiles, C., Miville-Deschênes, M. A., y Petzler, A. (2019). Exploring the Properties of Warm and Cold Atomic Hydrogen in the Taurus and Gemini Regions. *The Astrophysical Journal*, 880(2):141.
- Oort, J. H. (1962). Some Remarks on the Transition Region between Disk and Halo. In Woltjer, L., editor, *The Distribution and Motion of Interstellar Matter in Galaxies*, page 71.
- Peek, J. E. G., Heiles, C., Peek, K. M. G., Meyer, D. M., y Lauroesch, J. T. (2011). The Local Leo Cold Cloud and New Limits on a Local Hot Bubble. *The Astrophysical Journal*, 735(2):129.
- Pritchard, J. R. y Loeb, A. (2012). 21 cm cosmology in the 21st century. *Reports on Progress in Physics*, 75(8):086901.
- Reynolds, R. J., Roesler, F. L., y Scherb, F. (1974). The Intensity Distribution of Diffuse Galactic H $\alpha$  Emission. *The Astrophysical Journal Letters*, 192:L53.
- Ritchev, A. M., Jenkins, E. B., Federman, S. R., Rice, J. S., Caprioli, D., y Wallerstein, G. (2020). Physical Conditions in Shocked Interstellar Gas Interacting with the Supernova Remnant IC 443. *The Astrophysical Journal*, 897(1):83.
- Shu, F. H. (1973). Spiral structure, dust clouds, and star formation. *American Scientist*, 61:524–536.
- Stanimirović, S., Murray, C. E., Lee, M.-Y., Heiles, C., y Miller, J. (2014). Cold and Warm Atomic Gas around the Perseus Molecular Cloud. I. Basic Properties. *The Astrophysical Journal*, 793(2):132.
- Tielens, A. G. G. M. (2005). *The Physics and Chemistry of the Interstellar Medium*. Cambridge University Press.
- Villagran, M. A. y Gazol, A. (2018). The influence of magnetic field on the cold neutral medium mass fraction and its alignment with density structures. *Monthly notices of the royal astronomical society*, 476:4932–4948.
- Vázquez-Semadeni, E., Gazol, A., Passot, T., y et al. (2003). *Thermal Instability and Magnetic Pressure in the Turbulent Interstellar Medium*, volume 614, pages 213–251.
- Wakker, B. P. y van Woerden, H. (1997). High-Velocity Clouds. *The Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 35:217–266.

- Walch, S., Girichidis, P., Naab, T., Gatto, A., Glover, S. C. O., Wünsch, R., Klessen, R. S., Clark, P. C., Peters, T., Derigs, D., y Baczynski, C. (2015). The SILCC (SIMulating the LifeCycle of molecular Clouds) project - I. Chemical evolution of the supernova-driven ISM. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 454(1):238–268.
- Watson, W. D. (1972). Heating of interstellar h i clouds by ultraviolet photoelectron emission from grains. *The Astrophysical Journal*, 176:103.
- Weingartner, J. C. y Draine, B. T. (2001). Dust Grain-Size Distributions and Extinction in the Milky Way, Large Magellanic Cloud, and Small Magellanic Cloud. *The Astrophysical Journal*, 548(1):296–309.
- Wolfire, M. G., Hollenbach, D., McKee, C. F., Tielens, A. G. G. M., y Bakes, E. L. O. (1995). The Neutral Atomic Phases of the Interstellar Medium. *The Astrophysical Journal*, 443:152.
- Wolfire, M. G., McKee, C. F., Hollenbach, D., y Tielens, A. G. G. M. (2003). Neutral Atomic Phases of the Interstellar Medium in the Galaxy. *The Astrophysical Journal*, 587(1):278–311.
- Wouterloot, J. G. A., Brand, J., Burton, W. B., y Kwee, K. K. (1990). IRAS sources beyond the solar circle. II. Distribution in the galactic warp. *Astronomy and Astrophysics*, 230:21–36.

# Capítulo A

---

## Apéndice A

---

### A.1. Ajustes CNM y MNM, histogramas pesados por masa

En esta sección se muestran los ajustes individuales para los histogramas pesados por masa, el área sombreada para cada histograma muestra las incertidumbres, además se muestra el valor de  $k$  para cada ajuste [GME](#), los colores corresponden a los descritos en la sección de resultados.

En la Figura [A.1](#) se muestran los ajustes individuales para los histogramas de presión térmica para [CNM](#) (Figura [4.5](#)), las propiedades de los ajustes se muestran en la Sección [4.2.1](#) en las Tablas [4.2](#) para el ajuste polinomial y [4.3](#) para el ajuste [GME](#).

Además, como en la literatura consultada para comparar este trabajo, utilizaron ajustes lognormal, se obtuvieron mediante las relaciones entre los parámetros del polinomio y una distribución lognormal (ver Sección [3.3.1](#)), en las Tablas [A.1](#) y [A.2](#) se muestran los parámetros de una distribución lognormal obtenidos para cada simulación.

En la Figura [A.2](#) se muestran los ajustes individuales para los histogramas de presión térmica para [MNM](#) (Figura [4.8](#)), las propiedades de los ajustes se muestran en la Sección [4.3.1](#) en las Tablas [4.5](#) para el ajuste polinomial y [4.6](#) para el ajuste [GME](#).

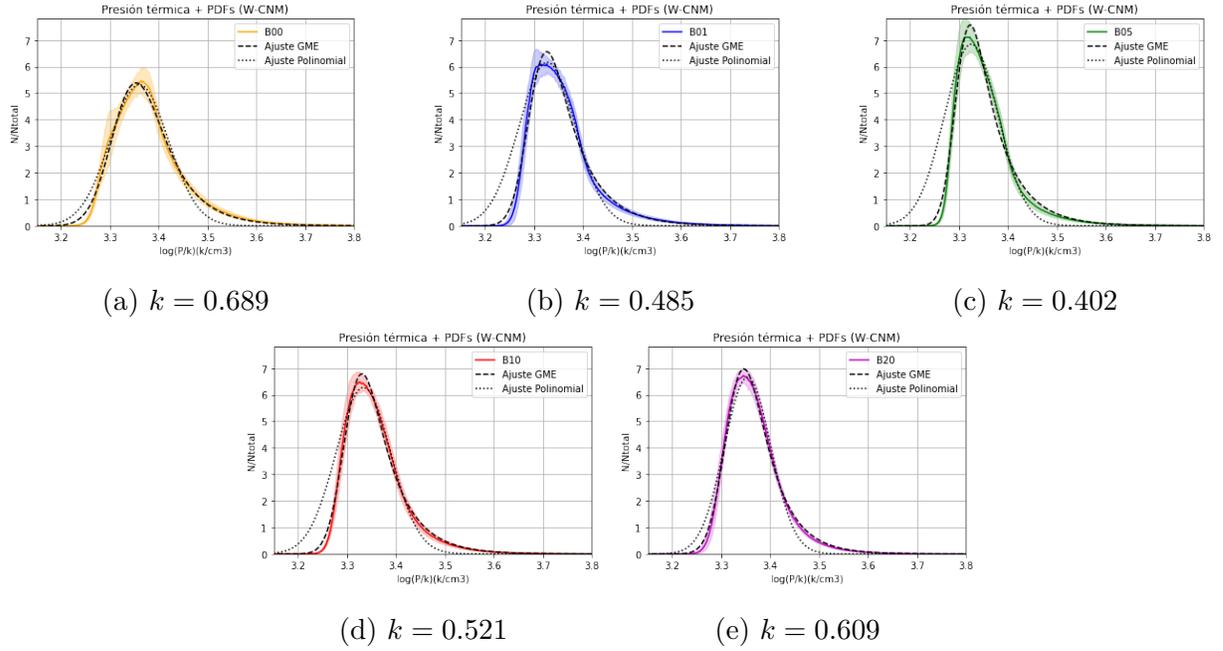


Figura A.1: Ajustes polinomial y GME de histogramas de presión térmica de CNM-W. El área sombreada representa la desviación estándar calculada a partir de los histogramas promediados y se presenta al parámetro  $k$  correspondiente a cada histograma.

Tabla A.1: Propiedades de la distribución Lognormal del W-CNM

Simulación	$A$	$\mu$	$\sigma$
B00	4233.781±182.253	7.756±0.234	0.137±0.002
B01	4417.798±122.202	7.678±0.147	0.133±0.001
B05	4626.239±148.827	7.672±0.161	0.126±0.001
B10	4412.855±128.377	7.692±0.145	0.129±0.001
B20	4155.022±233.280	7.734±0.190	0.109±0.001

Los parámetros y errores presentados en está tabla se calcularon a partir de las propiedades de la Tabla 4.2.

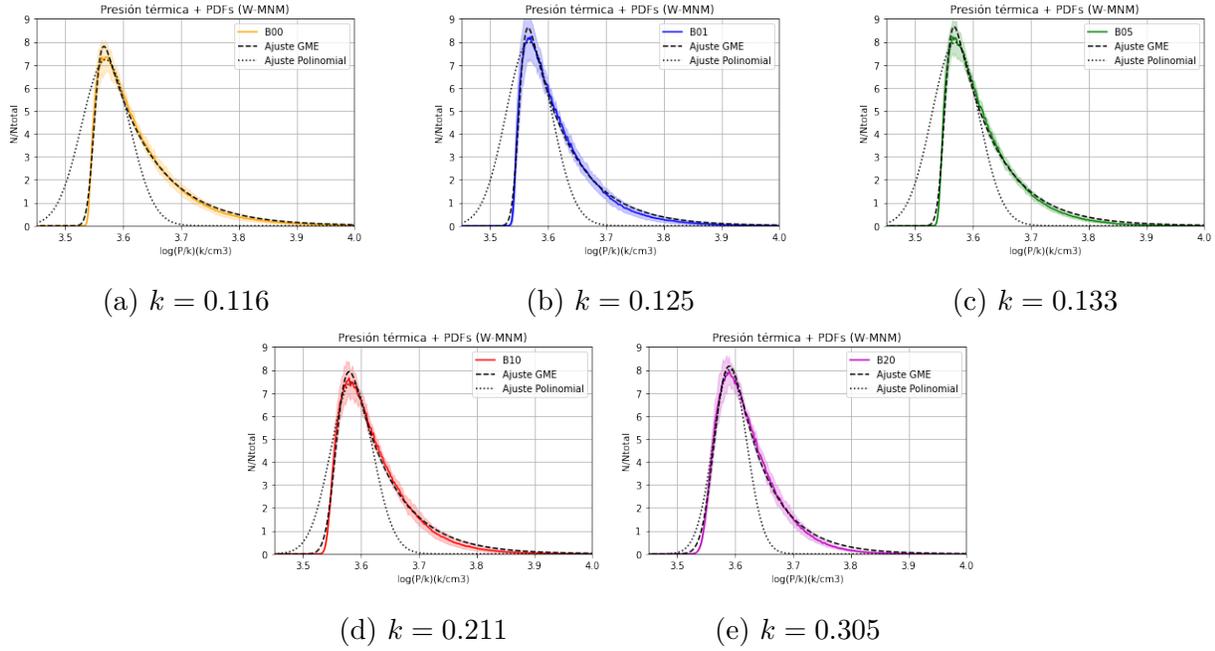
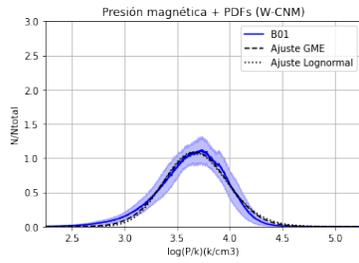


Figura A.2: Ajustes polinomial y GME de histogramas de presión térmica para MNM-W. El área sombreada representa la desviación estándar calculada a partir de los histogramas promediados y se presenta al parámetro  $k$  correspondiente a cada histograma.

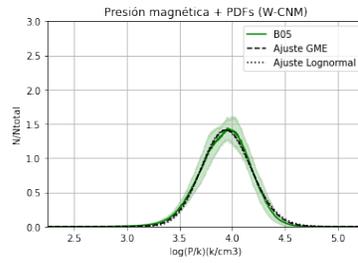
Tabla A.2: Propiedades de la distribución Lognormal del W-MNM

Simulación	$A$	$\mu$	$\sigma$
B00	$6467.026 \pm 1248.669$	$8.229 \pm 0.763$	$0.095 \pm 0.004$
B01	$6831.634 \pm 1525.917$	$8.222 \pm 0.862$	$0.091 \pm 0.004$
B05	$6966.364 \pm 1469.511$	$8.228 \pm 0.855$	$0.093 \pm 0.004$
B10	$6038.125 \pm 1099.643$	$8.260 \pm 0.513$	$0.083 \pm 0.002$
B20	$5255.972 \pm 1528.494$	$8.274 \pm 0.453$	$0.066 \pm 0.001$

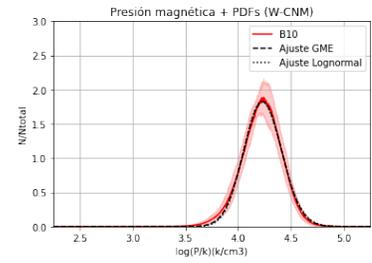
Los parámetros y errores presentados en esta tabla se calcularon a partir de las propiedades de la Tabla 4.5.



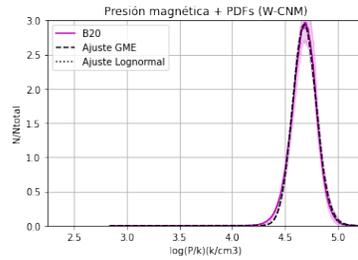
(a)  $k = 5.946$



(b)  $k = 4.611$



(c)  $k = 3.480$



(d)  $k = 2.054$

Figura A.3: Ajustes Lognormal y GME de histogramas de presión magnética de CNM-W. El área sombreada representa la desviación estándar calculada a partir de los histogramas promediados y se presenta al parámetro  $k$  correspondiente a cada histograma.

En las Figuras A.3 y A.4 se muestran los ajustes individuales de los histogramas de la presión magnética pesados por masa para CNM y MNM respectivamente, las propiedades de los ajustes se muestran en las Tablas 4.9 y 4.8 para CNM y 4.11 y 4.12 para MNM.

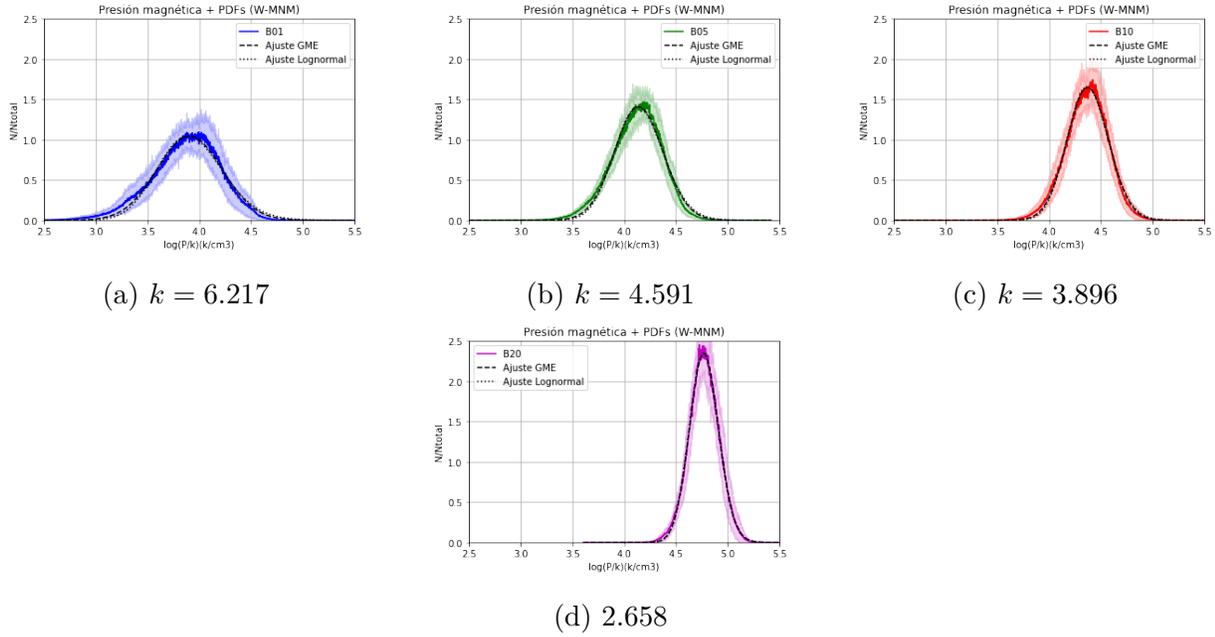


Figura A.4: Ajustes polinomial y GME de histogramas de presión magnética de MNM-W. El área sombreada representa la desviación estándar calculada a partir de los histogramas promediados y se presenta al parámetro  $k$  correspondiente a cada histograma.

## A.2. Histogramas pesados por volumen, CNM y MNM.

A continuación se muestran los histogramas y los ajustes de presión térmica y magnética promediados y normalizados, pesados por volumen.

### A.2.1. Histogramas $p_{th}$ para CNM

En la Figura A.5 se muestran los histogramas pesados por volumen para en CNM, se observa en la Figura A.5a que B00 tiene su pico desplazado a la derecha y que el histograma es muy asimétrico, en la Figura A.5b, en escala logarítmica base 10, se muestra el comportamiento bien diferenciado a partir de  $\log(p/k_B) \sim 3.50$ . Las propiedades de los histogramas de muestran en la Tabla A.3.

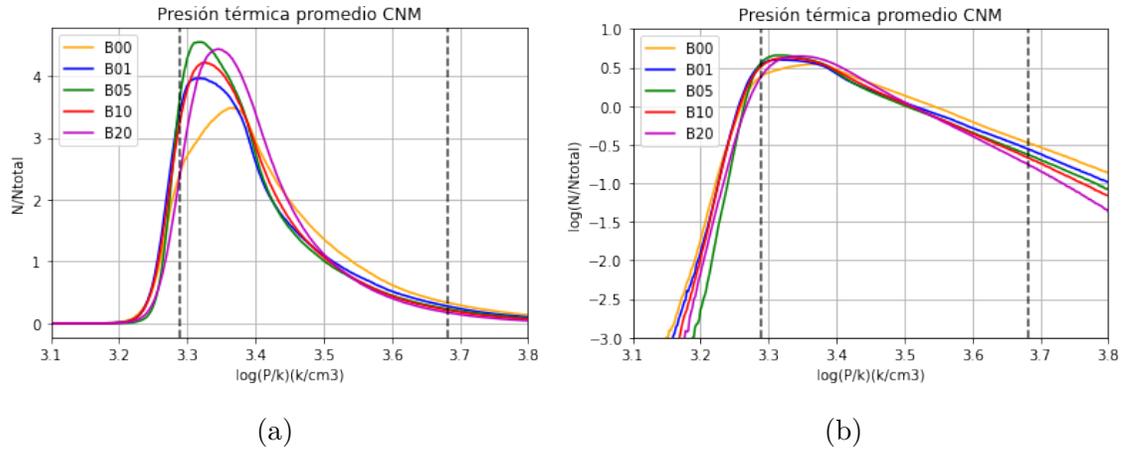


Figura A.5: Histogramas de presión térmica CNM. Las líneas negras punteadas representan el rango de presiones de la IT que va de entre  $\log(p_{min}/k_B) = 3.290$  y  $\log(p_{max}/k_B) = 3.682$ .

Tabla A.3: Propiedades de los histogramas CNM para  $p_{th}$

Simulación	$B_0$	Media	Pico	DE
-	$\mu\text{G}$	$\log(p/k_B)$	$\log(p/k_B)$	-
B00	0.0	3.426	3.368	0.537
B01	0.4	3.403	3.314	0.494
B05	2.1	3.397	3.316	0.474
B10	4.2	3.396	3.326	0.406
B20	8.3	3.398	3.346	0.355

### A.2.2. Ajustes de $p_{th}$ para CNM

En la Figura A.6 se muestran los ajustes (polinomial y GME) individuales para CNM, se puede observar que al igual que los pesados por masa, el ajuste polinomial solo ajusta los picos, mientras que el ajuste GME ajusta para todo el rango aunque subestima la cantidad del gas en el pico. Además, se muestra el valor del parámetro  $k$ , en cual muestra una distribución más exponencial en los ajustes pero la menos exponencial es B20 y la más exponencial B05 (al igual que para W-CNM). En la tabla A.4 se muestran las propiedades del ajuste polinomial y en la tabla A.5 las propiedades del ajuste GME.

Tabla A.4: Propiedades ajuste polinomial del CNM de  $p_{th}$ .

Sim	a	b	c	Pico
-	-	-	-	$\log(p/k_B)$
B00	-31.289±0.827	210.299±5.522	-352.821±9.217	3.360
B01	-32.506±0.631	216.297±4.242	-359.205±7.125	3.326
B05	-36.207±0.763	240.781±5.132	-399.655±8.621	3.326
B10	-34.791±0.686	231.969±4.614	-386.040±7.751	3.334
B20	-48.101±1.214	322.660±8.163	-540.453±13.721	3.354

Tabla A.5: Propiedades ajuste GME del CNM de  $p_{th}$ .

Sim	A	$\mu$	$\sigma$	$\gamma$	k	$\chi^2$
B00	0.807±0.001	3.295±2.750e-04	0.043±3.071e-04	7.673±0.043	0.335	7.702
B01	0.804±0.002	3.281±2.106e-04	0.029±2.524e-04	8.116±0.044	0.238	3.734
B05	0.802±0.002	3.286±1.925e-04	0.024±2.339e-04	9.068±0.052	0.219	4.103
B10	0.806±0.001	3.287±1.833e-04	0.032±2.109e-04	9.125±0.044	0.294	4.069
B20	0.806±0.001	3.303±1.712e-04	0.035±1.857e-04	10.497±0.048	0.375	4.828

### A.2.3. Histogramas $p_{th}$ para MNM

En la Figura A.7 se muestran los histogramas pesados por volumen de la presión térmica para MNM, en la Figura A.7b en escala logarítmica base 10 se muestra un comportamiento diferenciado a partir de  $p/k \sim 3.60$ . En la Tabla A.6 se muestran las propiedades de los histogramas.

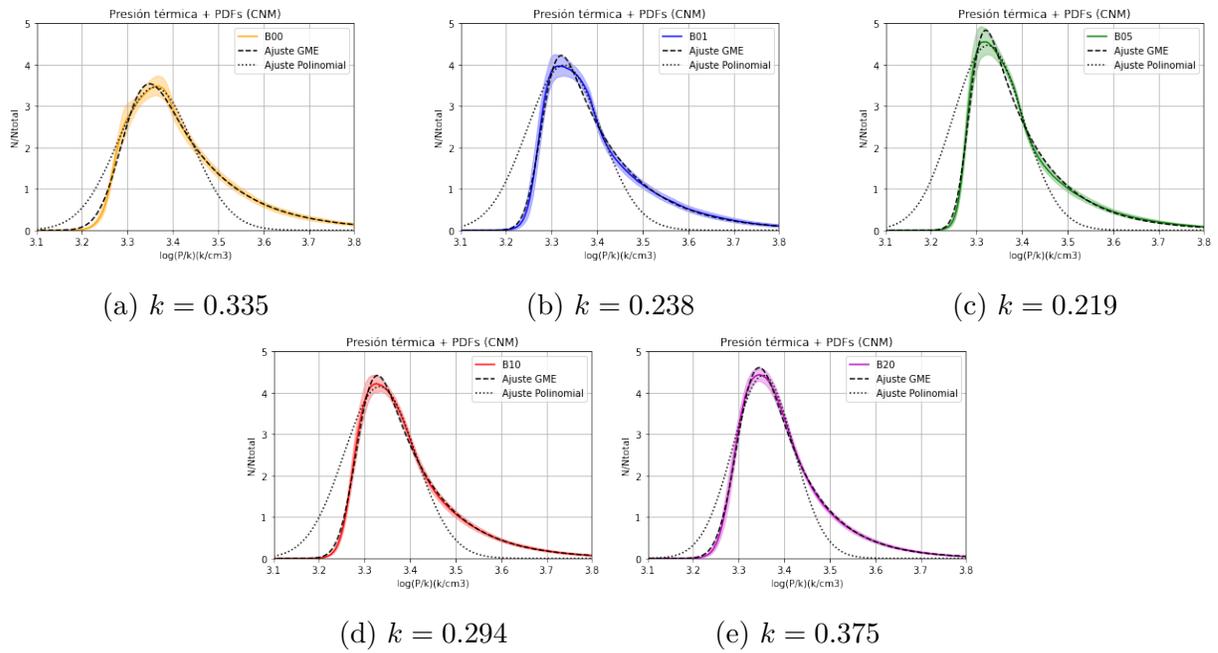


Figura A.6: Ajustes polinomial y GME de histogramas de presión térmica de CNM. El área sombreada representa la desviación estándar calculada a partir de los histogramas promediados y se presenta al parámetro  $k$  correspondiente a cada histograma.

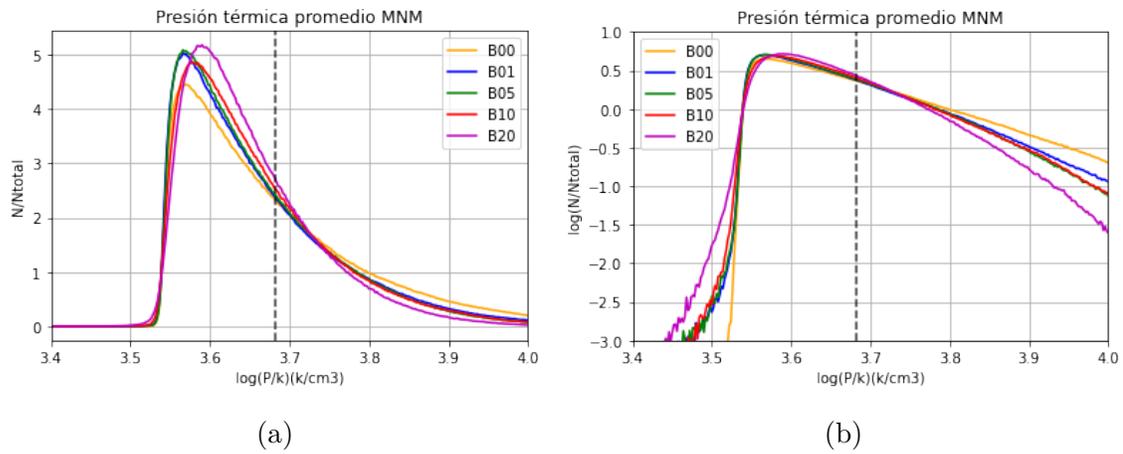


Figura A.7: Histogramas presión térmica MNM. La línea negra punteada representa  $\log(p_{max}/k_B) = 3.682$ .

Tabla A.6: Propiedades de los histogramas MNM para  $p_{pth}$ 

Simulación	$B_0$	Media	Pico	DE
-	$\mu\text{G}$	$\log(p/k_B)$	$\log(p/k_B)$	-
B00	0.0	3.681	3.568	0.423
B01	0.4	3.662	3.566	0.421
B05	2.1	3.658	3.566	0.408
B10	4.2	3.660	3.578	0.346
B20	8.3	3.650	3.590	0.283

Tabla A.7: Propiedades ajustes polinomial MNM de  $p_{pth}$ .

Sim	a	b	c	Pico
-	-	-	-	$\log(p/k_B)$
B00	$-58.871 \pm 5.022$	$420.306 \pm 35.952$	$-749.534 \pm 64.336$	3.570
B01	$-69.328 \pm 6.018$	$494.682 \pm 43.069$	$-881.732 \pm 77.050$	3.568
B05	$-65.390 \pm 5.159$	$466.829 \pm 36.931$	$-832.481 \pm 66.087$	3.570
B10	$-87.768 \pm 5.519$	$629.153 \pm 39.564$	$-1126.812 \pm 70.899$	3.584
B20	$-135.989 \pm 7.269$	$976.658 \pm 52.094$	$-1752.841 \pm 93.326$	3.590

#### A.2.4. Ajustes $p_{th}$ para MNM

En la Figura A.8 se muestran los ajustes (polinomial y GME) individuales para MNM, se muestra de igual manera que el ajuste polinomial ajusta únicamente en los picos y GME en todo el rango aunque sobre estima la cantidad de gas en el pico, además se muestra el parámetro  $k$ , el cual muestra que las distribuciones son más exponenciales, aunque con el aumento del campo magnético el parámetro  $k$  aumenta y la distribución se vuelve cada vez más gaussiana. En las Tablas A.7 y A.8 se muestran las propiedades de los ajustes polinomial y GME respectivamente.

#### Distribución Lognormal del CNM y MNM

En las Tablas A.9 y A.10 se muestran las propiedades de la distribución lognormal calculados a partir de las relaciones entre la distribución polinomial y lognormal.

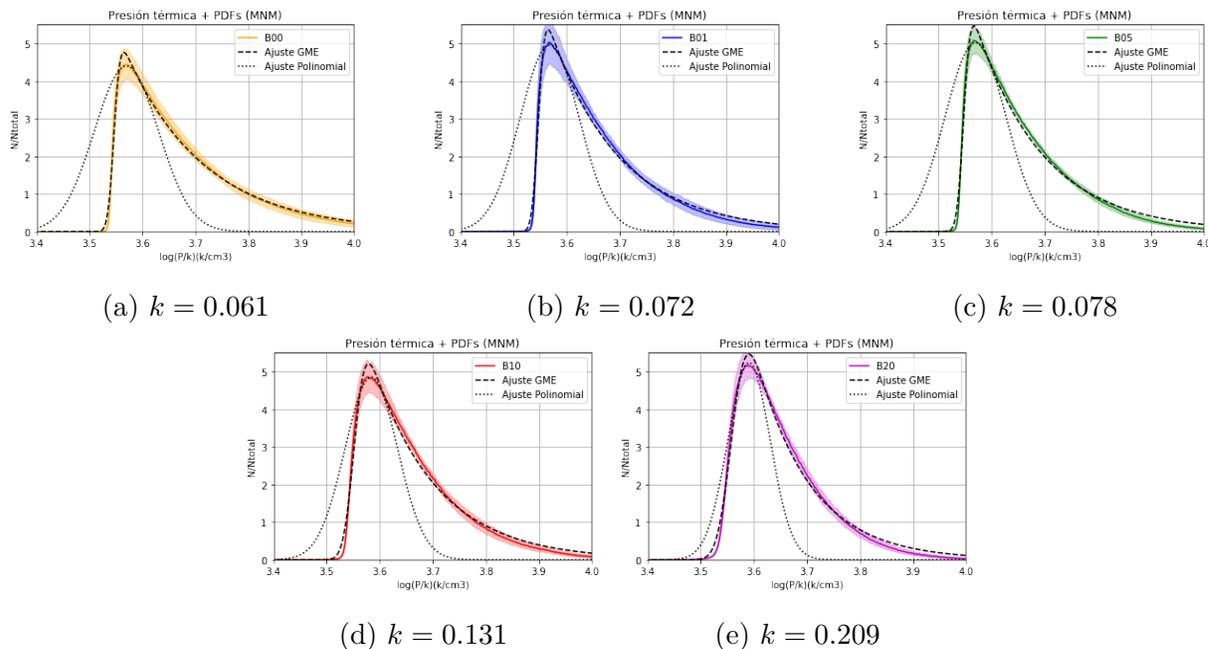


Figura A.8: Ajustes polinomial y GME de histogramas de presión térmica para MNM. El área sombreada representa la desviación estándar calculada a partir de los histogramas promediados y se presenta al parámetro  $k$  correspondiente a cada histograma.

Tabla A.8: Propiedades ajuste GME del MNM de  $p_{pth}$ .

Sim	A	$\mu$	$\sigma$	$\gamma$	$k$	$\chi^2$
B00	0.823±0.002	3.546±1.074e-04	0.009±1.457e-04	6.706±0.029	0.061	35.855
B01	0.828±0.002	3.546±1.148e-04	0.009±1.547e-04	7.676±0.038	0.072	34.321
B05	0.833±0.002	3.547±1.307e-04	0.010±1.754e-04	7.866±0.044	0.078	67.807
B10	0.831±0.003	3.552±2.010e-04	0.015±2.599e-04	8.253±0.058	0.131	65.857
B20	0.830±0.003	3.559±2.452e-04	0.021±3.000e-04	9.764±0.079	0.209	84.653

Tabla A.9: Propiedades de la distribución Lognormal del CNM

Simulación	A	$\mu$	$\sigma$
B00	4853.336±82.000	7.774±0.206	0.191±0.002
B01	5081.896±62.282	7.696±0.149	0.188±0.001
B05	5363.706±75.300	7.688±0.162	0.178±0.001
B10	5192.122±67.835	7.709±0.152	0.181±0.001
B20	3921.488±120.424	7.746±0.195	0.154±0.001

Los parámetros y errores presentados en esta tabla se calcularon a partir de las propiedades de la Tabla [A.4](#).

Tabla A.10: Propiedades de la distribución Lognormal del MNM

Simulación	A	$\mu$	$\sigma$
B00	5784.318±540.533	8.239±0.707	0.139±0.005
B01	5968.013±647.009	8.231±0.718	0.128±0.005
B05	6255.253±554.849	8.236±0.653	0.132±0.005
B10	5380.600±594.884	8.265±0.521	0.114±0.003
B20	4727.574±783.502	8.276±0.443	0.092±0.002

Los parámetros y errores presentados en esta tabla se calcularon a partir de las propiedades de la Tabla [A.7](#).

Tabla A.11: Propiedades de los histogramas CNM para  $p_b$ .

Simulación	$B_0$	$P_{b0}$	Media	Pico	DE
-	$\mu\text{ G}$	$\log(p/k_B)$	$\log(p/k_B)$	$\log(p/k_B)$	
B01	0.4	1.663	3.552	3.716	1.297
B05	2.1	3.104	3.891	3.962	1.257
B10	4.2	3.706	4.198	4.238	1.087
B20	8.3	4.297	4.664	4.696	0.637

### A.2.5. Histogramas $p_b$ para CNM

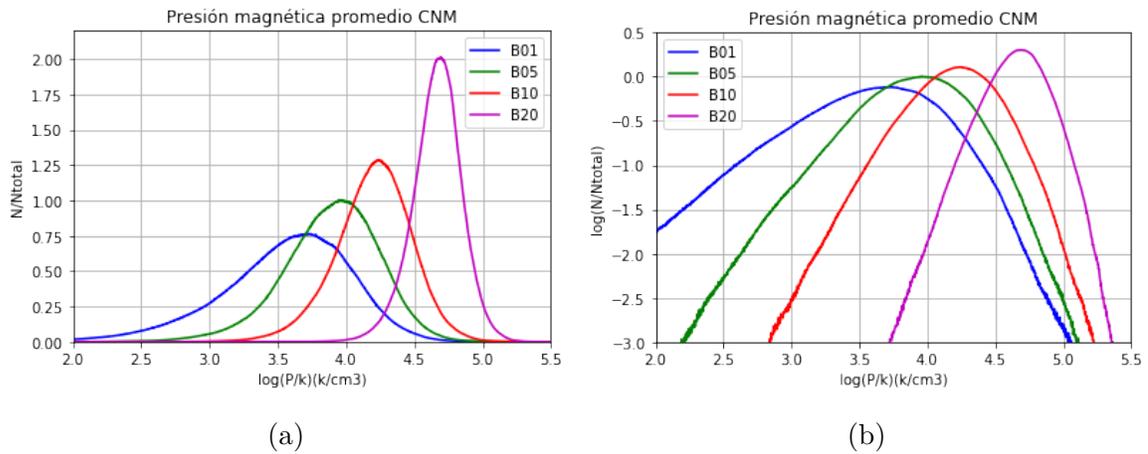


Figura A.9: Histogramas de presión magnética CNM

En la Figura A.9 se muestran los histogramas pesados por volumen de la presión magnética. Se observa que, para los modelos con valores bajos del campo magnético el desplazamiento hacia altas presiones del pico y de la media con respecto a la presión magnética inicial es mayor que para los histogramas que consideran todo el gas de la caja estas propiedades se muestran en la tabla A.11.

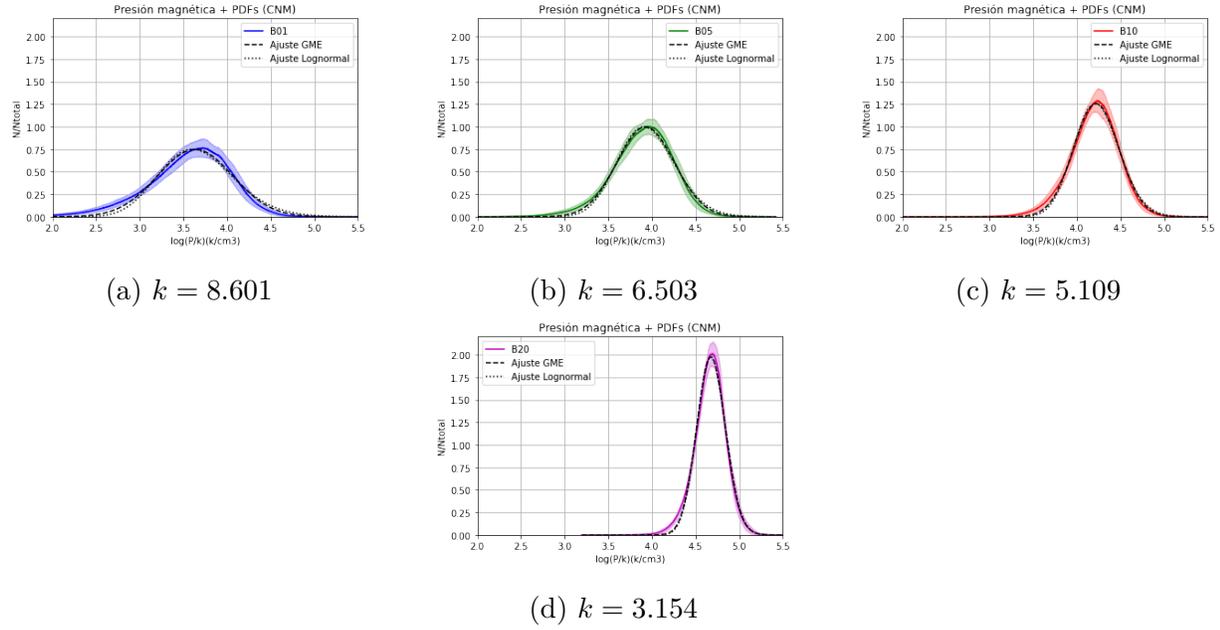


Figura A.10: Ajustes polinomial y GME de histogramas de presión magnética de CNM. El área sombreada representa la desviación estándar calculada a partir de los histogramas promediados y se presenta al parámetro  $k$  correspondiente a cada histograma.

### A.2.6. Ajustes de $p_b$ para MNM

En la Figura A.10 se muestran los ajustes (lognormal y GME) individuales para los histogramas de presión magnética para CNM, el valor del parámetro  $k > 1$  de la distribución GME, por lo que las distribuciones tienen una forma gaussiana, aunque con el aumento del campo magnético la distribución se vuelve más exponencial. En las tablas A.12 se muestran los parámetros del ajuste lognormal y en la tabla A.13 los ajustes GME.

Tabla A.12: Propiedades ajuste Lognormal del CNM de  $p_b$ .

Sim	A	$\mu$	$\sigma$	Pico	$\chi^2$
-	-	-	-	$\log(p/k_B)$	-
B01	$0.801 \pm 0.003$	$1.295 \pm 5.319e-04$	$0.117 \pm 5.283e-04$	3.602	84.629
B05	$0.818 \pm 0.001$	$1.369 \pm 2.292e-04$	$0.083 \pm 2.284e-04$	3.908	24.645
B10	$0.815 \pm 0.001$	$1.441 \pm 1.536e-04$	$0.061 \pm 1.534e-04$	4.210	12.452
B20	$0.812 \pm 0.001$	$1.543 \pm 9.569e-05$	$0.035 \pm 9.563e-05$	4.674	8.351

Tabla A.13: Propiedades ajuste GME del CNM de  $p_b$ .

Sim	A	$\mu$	$\sigma$	$\gamma$	$k$	$\chi^2$
B01	0.811±0.002	3.585±0.080	0.430± 0.009	19.999± 5.740	8.601	22.769
B05	0.821±0.001	3.878±0.020	0.325± 0.003	19.999±8.5017	6.503	8.662
B10	0.818±0.001	4.172±0.010	0.255± 0.002	19.999±4.499	5.109	6.459
B20	0.815±0.002	4.629±6.428e-04	0.157±4.336-04	20.000±0.145	3.154	6.798

### A.2.7. Histogramas $p_b$ para MNM

En la Figura A.11 se muestran los histogramas pesados por volumen de la presión magnética para MNM, de igual manera los picos de las distribuciones son desplazados hacia mayores presiones con el aumento del campo magnético. Las propiedades de los histogramas se muestran en la tabla A.14.

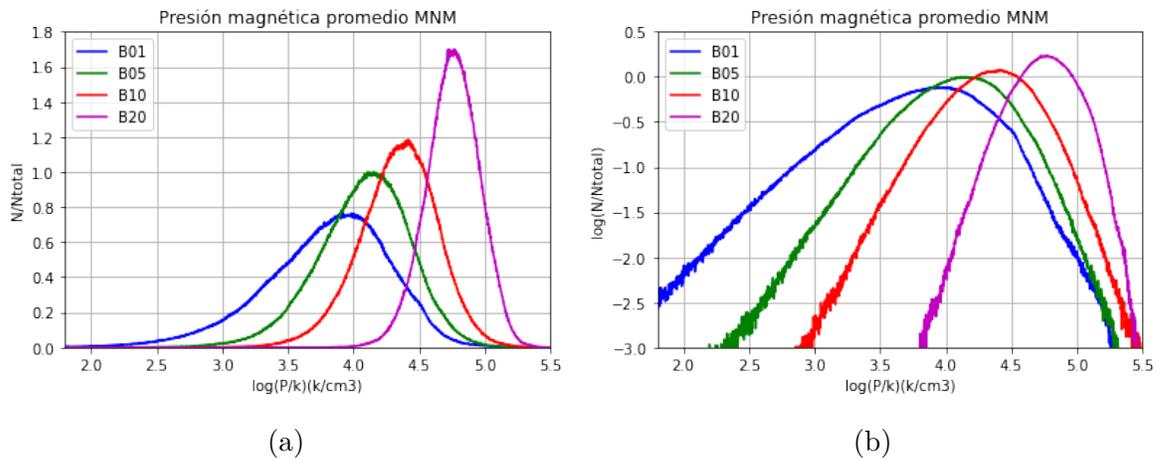


Figura A.11: Histogramas de presión magnética MNM

Tabla A.14: Propiedades de los histogramas MNM para  $p_b$ 

Simulación	$B_0$	$P_{b_0}$	Media	Pico	DE
-	$\mu\text{G}$	$\log(p/k_B)$	$\log(p/k_B)$	$\log(p/k_B)$	
B01	0.4	1.663	3.794	3.920	1.297
B05	2.1	3.104	4.075	4.110	1.141
B10	4.2	3.706	4.339	4.422	0.972
B20	8.3	4.297	4.755	4.774	0.533

### A.2.8. Ajustes de $p_b$ para MNM

En la Figura A.12 se muestran los ajustes individuales para la presión magnética MNM, donde de igual manera, según el parámetro  $k > 1$  de la distribución GME, la forma de la distribución gaussiana, aunque con el aumento del campo magnético la distribución se vuelve más exponencial. En la tabla A.15 se muestran las propiedades del ajuste lognormal y en la tabla A.16 se muestran las propiedades del ajuste GME.

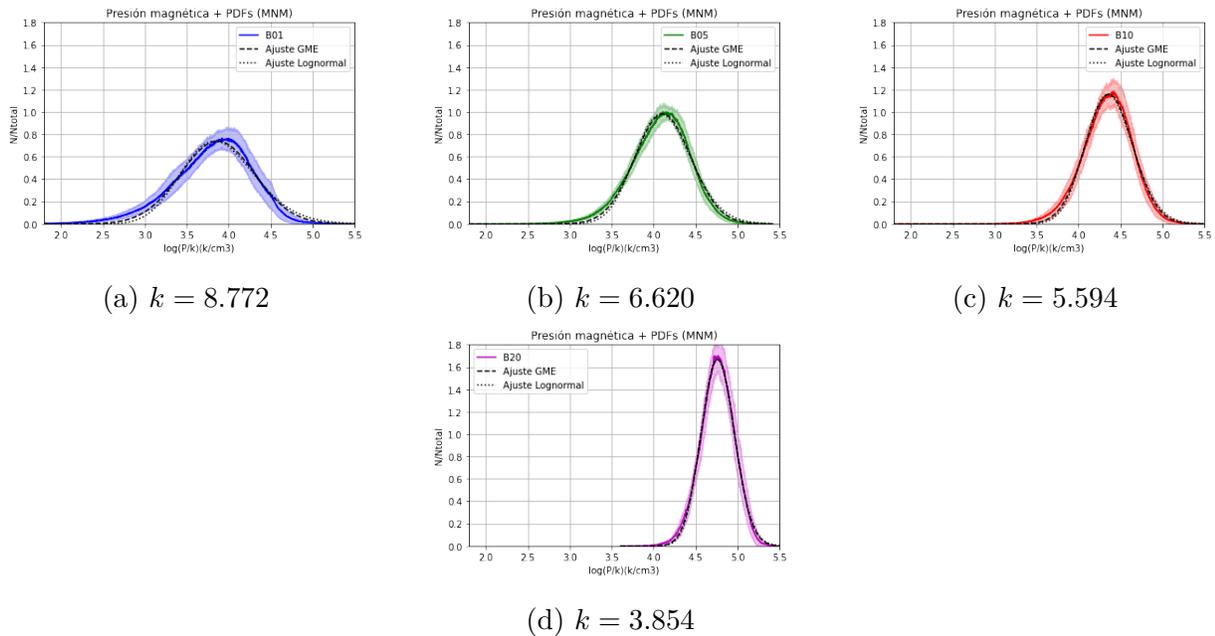


Figura A.12: Ajustes polinomial y GME de histogramas de presión magnética de MNM. El área sombreada representa la desviación estándar calculada a partir de los histogramas promediados y se presenta al parámetro  $k$  correspondiente a cada histograma.

Tabla A.15: Propiedades ajuste Lognormal del MNM de  $p_b$ .

Sim	A	$\mu$	$\sigma$	Pico	$\chi^2$
-	-	-	-	$\log(p/k_B)$	-
B01	0.810±0.003	1.356±4.923e-04	0.113±4.893e-04	3.834	92.578
B05	0.819±0.002	1.415±2.558e-04	0.081±2.550e-04	4.092	25.110
B10	0.821±0.001	1.474±1.773e-04	0.064±1.769e-04	4.350	13.212
B20	0.828±0.001	1.561±8.404e-05	0.041±8.397e-05	4.760	10.692

Tabla A.16: Propiedades ajuste GME del MNM de  $p_b$ .

Sim	A	$\mu$	$\sigma$	$\gamma$	$k$	$\chi^2$
B01	0.817±0.002	3.819±0.070	0.438±0.007	19.999±17.770	8.772	23.379
B05	0.823±0.002	4.061±0.018	0.331±0.002	19.999±7.510	6.620	8.241
B10	0.824±0.001	4.314±0.014	0.279±0.002	19.999±9.205	5.594	5.668
B20	0.830±0.0021	4.717±0.004	0.192±0.001	20.000±1.851	3.854	5.404

# Capítulo B

---

## Apéndice B

---

### B.1. Normalización y promedios temporales

El primer paso para analizar los histogramas de  $p_{th}$  y  $p_b$  fue normalizarlos de la siguiente manera:

$$p_{norm} = \frac{p_i}{\sum_1^i p_i \times w_i} \quad (\text{B.1})$$

Donde  $i$  es el número total de bins para cada histograma y  $w_i$  es el ancho correspondiente a cada bin  $i$ .

Posterior a la normalización, se promediaron histogramas a distintos tiempos (mostrados en la Figura 3.2 donde las energías ya estaban estabilizadas (de  $8t$  a  $10t$ )), para reducir el ruido de los datos y mejorar la estadística para la presión térmica y magnética, en este caso se utilizaron 11 ( $m = 11$ ) histogramas con un salto de tiempo de  $0.2t$  cada uno y entonces para cada bin  $i$ :

$$p_{prom,i} = \frac{\sum_{n=1}^m p_m}{m} \quad (\text{B.2})$$

## B.2. Distribución Lognormal a polinomio grado 2

La PDF definida para la lognormal con un parámetro de normalización  $A$ , está dada por la siguiente ecuación:

$$f(x; A, \mu, \sigma) = \frac{A}{x\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left\{-\frac{(\ln(x)-\mu)^2}{2\sigma^2}\right\} \quad (\text{B.3})$$

Aplicando logaritmo natural a la Ecuación B.3:

$$\ln f(x) = \ln\left(\frac{A}{\sigma\sqrt{2\pi}}\right) - \ln x - \frac{(\ln x - \mu)^2}{2\sigma^2} \quad (\text{B.4})$$

Los datos obtenidos de los histogramas están en log10, por lo tanto haciendo un cambio de base, la Ecuación B.4 se puede escribir como:

$$\frac{\log_{10}(f(x))}{q} = \frac{\log_{10}\left(\frac{A}{\sigma\sqrt{2\pi}}\right)}{q} - \frac{\log_{10}(x)}{q} - \frac{\left(\frac{\log_{10}(x)}{q} - \mu\right)^2}{2\sigma^2} \quad (\text{B.5})$$

Con  $q = \log_{10}(e)$ . Desarrollando el binomio cuadrado del último termino de la Ecuación B.5

$$\frac{\log_{10}(f(x))}{q} = \frac{\log_{10}\left(\frac{A}{\sigma\sqrt{2\pi}}\right)}{q} - \frac{\log_{10}(x)}{q} - \frac{1}{2\sigma^2} \left( \frac{\log_{10}^2(x)}{q^2} - \frac{2\mu \log_{10}(x)}{q} + \mu^2 \right) \quad (\text{B.6})$$

Multiplicando la Ecuación B.6 por  $q$ :

$$\log_{10}(f(x)) = \log_{10}\left(\frac{A}{\sigma\sqrt{2\pi}}\right) - \log_{10}(x) - \frac{1}{2\sigma^2} \left( \frac{\log_{10}^2(x)}{q} - 2\mu \log_{10}(x) + \mu^2 q \right) \quad (\text{B.7})$$

Entonces:

$$\log_{10}(f(x)) = \log_{10}\left(\frac{A}{\sigma\sqrt{2\pi}}\right) - \frac{\mu^2 q}{2\sigma^2} + \log_{10}(x) \left(-1 + \frac{\mu}{\sigma^2}\right) + \log_{10}^2(x) \left(\frac{-1}{2\sigma^2 q}\right) \quad (\text{B.8})$$

Por lo que la Ecuación B.8 se puede escribir como un polinomio de grado 2, el cual se describe en la Sección 3.3.1.

### B.3. Bondad de ajuste: Chi cuadrado

Para calcular la bondad de los ajustes propuestos en este trabajo se realizó la prueba de  $\chi^2$ , definida según nuestras variables como:

$$\chi^2 = \sum_{i=0}^{M-1} \frac{(p_{prom,i} - \bar{y}_i)^2}{p_{prom,i}} \quad (\text{B.9})$$

Donde M es el número total de datos,  $(p_{prom,i} - \bar{y}_i)$  es el residuo entre los datos promediados temporalmente y el modelo.

En la paquetería `lmfit` uno de los parámetros de salida del modelo ajustado es el  $\chi^2$ <sup>1</sup>, donde este representa los residuos entre el modelo y los datos, por lo tanto no es buen indicador para determinar la bondad del ajuste.

**Calculo de  $\sigma$  (varianza)** Primero, se promediaron los histogramas a distintos tiempos, se hizo un promedio temporal, donde  $m$  representa la cantidad de tiempos promediados:

$$p_{prom,i} = \frac{1}{m} \sum_{n=0}^m p_m \quad (\text{B.10})$$

Posteriormente se calculó  $\sigma^2$ , sumando los residuos de cada dato para cada bin,  $i$ , con el promedio del bin correspondiente  $pth_{prom,i}$  y se dividió entre la cantidad de datos temporales  $m$ .

$$\sigma_i^2 = \frac{1}{m} \sum_{n=0}^m (p_m - p_{prom,i})^2 \quad (\text{B.11})$$

### B.4. Propagación de errores polinomial a lognormal

Para propagar los errores de los parámetros del ajuste polinomial a los parámetros de una lognormal, se calcularon según la definición más general: para una función  $z(x,y,t)$  que depende de las variables  $x$ ,  $y$  y  $t$ , las cuales tienen su error  $\Delta x$ ,  $\Delta y$   $\Delta t$ , el error  $\Delta z$ :

$$\Delta z = \left| \frac{\partial z}{\partial x} \right| \Delta x + \left| \frac{\partial z}{\partial y} \right| \Delta y + \left| \frac{\partial z}{\partial t} \right| \Delta t \quad (\text{B.12})$$

<sup>1</sup><https://lmfit.github.io/lmfit-py/fitting.html>

Se parte de las siguientes relaciones entre parámetros:

$$\begin{aligned}\sigma &= \sqrt{\frac{-1}{2qa}}, \\ \mu &= (b+1) \times \sigma^2, \\ A &= 10^{(c+(q\mu^2/(2\sigma^2)))} \times \sqrt{2\pi}\sigma,\end{aligned}$$

con  $q = \log_{10}(e)$ , entonces los errores según la relación entre parámetros (Sección 3.3.1) están dados por:

$$\begin{aligned}\Delta\sigma &= \left| \frac{\partial\sigma}{\partial a} \right| \Delta a = \left| \frac{q\left(\frac{-1}{qa}\right)^{(3/2)}}{2\sqrt{2}} \right| \Delta a, \\ \Delta\mu &= \left| \frac{\partial\mu}{\partial b} \right| \Delta b + \left| \frac{\partial\mu}{\partial\sigma} \right| \Delta\sigma = |\sigma^2| \Delta b + |2\sigma(b+1)| \Delta\sigma, \\ \Delta A &= \left| \frac{\partial A}{\partial c} \right| \Delta c + \left| \frac{\partial A}{\partial\mu} \right| \Delta\mu + \left| \frac{\partial A}{\partial\sigma} \right| \Delta\sigma = \left| 10^{(c+(q\mu^2/(2\sigma^2)))} \right| \times \\ &\left( |\log(10)\sqrt{2\pi}\sigma| \Delta c + |\log(10)\sqrt{2\pi}\frac{q\mu}{\sigma}| \Delta\mu + \left( \left| \frac{\log(10)\sqrt{2\pi}q\mu^2}{\sigma^2} + \sqrt{2\pi} \right| \right) \Delta\sigma \right).\end{aligned}$$