



“Estudio numérico de las propiedades dinámicas de condensaciones de gas atómico interestelar turbulento”

Tesis
para obtener el grado de

Licenciada en Ciencias Físico-Matemáticas

presenta

Verónica Farfán Silva.

*Facultad de Ciencias Físico-Matemáticas
Universidad Michoacana de San Nicolás de Hidalgo*

Julio del 2009

Directora de tesis:
Dra. Adriana Gazol Patiño
Centro de Radioastronomía y Astrofísica,
UNAM.

Índice general

1. Introducción	3
2. El Medio Interestelar	5
2.1. Polvo Interestelar	6
2.2. Gas Interestelar	7
2.3. Gas Ionizado	9
2.3.1. Gas ionizado caliente	10
2.3.2. Gas ionizado tibio	10
2.4. Gas Atómico	12
2.4.1. Gas atómico tibio	16
2.4.2. Gas atómico frío	16
2.5. Gas Molecular	17
3. Inestabilidad Térmica	19
3.1. Mecanismos de enfriamiento del gas atómico	20
3.2. Mecanismos de calentamiento del gas atómico	22
3.2.1. Calentamiento por luz estelar.	23
3.2.2. Calentamiento por rayos cósmicos y rayos-X.	24
3.2.3. Calentamiento por granos de polvo interestelar.	24
3.3. Criterio de Inestabilidad Térmica de Field.	25
3.3.1. Análisis de Inestabilidad Térmica del criterio de Field.	25
3.4. Resultados recientes de algunos trabajos sobre IT.	29

4. Turbulencia	37
4.1. Características descriptivas de los flujos turbulentos	40
4.2. Generación y disipación de turbulencia	41
4.3. Turbulencia Incompresible	42
4.3.1. Teoría de Kolmogorov	45
4.4. Turbulencia Compresible	46
4.4.1. Turbulencia en el ISM	48
5. El modelo numérico	51
5.1. Descripción	51
5.2. Ventajas y limitaciones	53
6. Análisis y Resultados	55
6.1. El conjunto de simulaciones	55
6.2. Descripción del análisis	56
6.3. Histogramas para diferentes valores de n_{umbral}	59
6.4. Comportamiento para diferentes números de Mach.	60
7. Conclusiones	79
Bibliografía	81

Capítulo 1

Introducción

Una de las principales áreas científicas en las cuales la gente se interesa es la Astronomía, la cual constituye una fuente inagotable de fenómenos que están presentes en la gran variedad de objetos celestes existentes. Actualmente en la Astrofísica (encargada de los procesos físicos que ocurren en los objetos celestes) existen muchas áreas y especializaciones en las que se hace investigación, por lo que se ha incrementado bastante la diversidad en el estudio del Universo y sus objetos.

En el Universo hay planetas, estrellas, gas en sus diferentes estados, supernovas, galaxias, cúmulos de estrellas o de galaxias, etc. La lista es grande, y aunque gracias a los telescopios modernos, se tiene la oportunidad de estudiar el vasto cielo e intentar descubrir y entender lo que hay y sucede a distancias enormes e inimaginables para el ser humano, los métodos numéricos constituyen una herramienta poderosa que permite a los astrofísicos examinar el comportamiento del Universo y de esta manera lograr descubrimientos importantes en la escala de tiempo de sus propias vidas, ya que dicha herramienta matemática y computacional resuelve el problema de las vastas escalas espaciales y temporales que existen en nuestro Universo y, sobre todo, permite el tratamiento de fenómenos físicos descritos por ecuaciones cuyo tratamiento analítico es posible sólo en casos muy restringidos. Uno de los fenómenos más interesantes que ocurren en el Universo es la “turbulencia” la cual también observamos en la Tierra y experimentamos en nuestra vida diaria.

Sin embargo, actualmente la turbulencia constituye un activo campo de investigación

pues a pesar de su intenso estudio, la física contemporánea aún no posee una herramienta general que la describa por completo. En este trabajo de tesis se hace un esfuerzo para este trabajo de tesis para intentar entender uno de los aspectos de dicho fenómeno que es su interacción con la inestabilidad térmica (IT) que tiene lugar en el gas interestelar de nuestra Galaxia.

Presentaremos un estudio de las propiedades de condensaciones de gas atómico interestelar turbulento que resultan de simulaciones numéricas. Dicho estudio permite entender un aspecto más sobre el rol que juega la interacción entre la turbulencia y la IT. En particular, permite determinar la dependencia de distribuciones estadísticas de condensaciones con el número de Mach, que es un parámetro importante de la turbulencia.

Este estudio sólo puede ser llevado a cabo usando métodos numéricos, para ello se usó el modelo numérico presentado por Gazol et al. (2005), quienes basaron su modelo en el código desarrollado por el Dr. Jongsoo Kim del Korea Astronomy and Space Science Institute.

El trabajo aquí presentado, esta estructurado como sigue, en los primeros capítulos se introducen los conceptos básicos para su entendimiento. Así, en el capítulo 2 se describe el Medio Interestelar (ISM), que es el sistema del que forma parte el gas atómico que estudiamos. En el capítulo 3, se describen y analizan los mecanismos de enfriamiento y calentamiento a los que se encuentra sometido dicho gas y que son responsables de su naturaleza térmicamente biestable y se presentan resultados de trabajos recientes que investigan el papel de la IT en la determinación de la estructura y dinámica del ISM atómico así como su interacción con la turbulencia.

En el capítulo 4, se presentan conceptos básicos y definiciones de turbulencia así como algunas de sus características en el ISM. Después de estos capítulos, estamos en condiciones de realizar el estudio numérico. Por lo tanto, en capítulo 5 describimos el modelo utilizado en las simulaciones numéricas y sus ventajas y limitaciones de uso. El análisis y descripción de los datos así como la descripción del conjunto de simulaciones numéricas utilizadas y resultados obtenidos se hace en el capítulo 6. Finalmente, el capítulo 7 está dedicado a las conclusiones obtenidas de tal estudio.

Capítulo 2

El Medio Interestelar

Para un observador terrestre, el espacio entre las estrellas parece vacío, sin embargo está poblado de polvo y gas. De acuerdo a los estándares de laboratorio no existe en la Tierra un mecanismo capaz de producir un vacío tan perfecto como el que se da en el medio interestelar.

El Medio Interestelar, (o ISM, por sus siglas en inglés) es lo que se encuentra entre las estrellas donde ambos (medio interestelar y estrellas) coexisten y evolucionan conjuntamente. Se encuentra constituido por campos magnéticos, rayos cósmicos, gas y polvo. Su temperatura y densidad son muy variables de un lugar a otro ($5\text{K} < T < 10^6\text{K}$; $0.001 < n < 10^4$ átomos/cm³), por lo que coexisten diferentes fases que se caracterizan por valores particulares de temperatura y densidad. Aproximadamente, la mitad del hidrógeno atómico neutro y todo el hidrógeno molecular esta concentrado en regiones de densidades relativamente altas y temperaturas bajas (denominadas nubes, $T \sim 100$ K), mientras que el resto del gas se encuentra esparcido en un medio denominado inter-nube ($T \sim 1000$ K).

Los rayos cósmicos son partículas, principalmente protones, muy energéticas ($\sim 10^{20}$ eV) moviéndose a velocidades cercanas a la de la luz.

El campo magnético es muy importante para la dinámica del gas y polvo. Su intensidad es del orden de $B \sim 2 - 3 \mu\text{G}$ (Carroll & Ostlie, 1996), aunque varía en diferentes regiones.

El ISM es un lugar sin reposo, es calentado y agitado por fuertes choques producidos

por explosiones de supernova y vientos estelares violentos, enfriándose y colapsándose dentro de nubes moleculares densas las cuales forman nuevas estrellas, nuevos vientos y supernovas¹.

Este capítulo está basado en algunos apartados de los libros: The Physical Universe An Introduction to Astronomy, H. Shu; Astrophysics of the Diffuse Universe, M.A. Dopita; Temas Selectos de Astrofísica, M. Peimbert (compilador); Fundamental Astronomy, H. Karttunen; The Physics of the Interstellar Medium, JE Dyson; y en el artículo de Carl Heiles, Milky Way Surveys: The Structure and Evolution of Our Galaxy.

2.1. Polvo Interestelar

Hasta ~ 1930 se pensaba que el espacio entre las estrellas era completamente transparente y que la luz estelar podía propagarse indefinidamente. Ahora se sabe que existe el polvo interestelar, material obscureciente a lo largo de la línea de visión que bloquea la luz estelar observándose un aparente deficit de estrellas). La primer evidencia de su existencia fue obtenida con los estudios del astrónomo suizo R. J. Trumpler de la distribución espacial de los cúmulos abiertos, con ello mostró que el material interestelar es el responsable de las zonas oscuras de las galaxias, lo que producía alteración en el cálculo de las distancias a los objetos celestes.

El polvo interestelar está constituido por finos granos (de tamaño $\sim 300\text{-}500\mu m$) de materia sólida compuestos por silicatos, hierro y carbón. Se encuentra distribuido en el ISM de manera inhomogénea y constituye $\sim 1\%$ en masa del ISM (H. Karttunen, et al., 2003). Atenúa la luz de las estrellas absorbiendo y reflejando sus fotones ópticos y ultravioleta(UV). Tales granos de polvo al ser de tamaño comparable con la longitud de onda de la luz visible la dispersan, absorben y polarizan produciendo efectos importantes en el ISM como son: extinción, enrojecimiento, polarización y reflexión estelar. La

¹*Explosión violenta que ocurre al final de la vida de estrellas masivas mayores que $8 M_{\odot}$ ($1M_{\odot}=1.989\times 10^{30}kg$) y muy calientes ($>10\times 10^9 K$) comparado con la temperatura de nuestro Sol. Son explosiones muy energéticas que pueden liberar el equivalente a lo que irradiará el Sol durante 9 mil millones de años ($E \sim 10^{44} \text{Joules}$) generando una onda de choque en la cual el material de la estrella y de sus alrededores es expulsada a velocidades de $10\ 000 km/s$.*

extinción aumenta con la frecuencia y puede ser causada por dos mecanismos: absorción y dispersión (la dirección de la luz es cambiada, provocando una reducción de la intensidad en la dirección de propagación original); el enrojecimiento de la luz estelar se debe a que la luz azul sufre más extinción que la roja, ya que, los granos de polvo tienen diámetros típicamente de 0.1 a 1.0 μm , de manera que absorben muy eficientemente los fotones azules pero no tanto los fotones rojos produciéndose con ello un enrojecimiento de la luz estelar como se muestra en la figura 2.1. Al absorber estos fotones, el polvo se calienta a temperaturas que varían entre $T \sim 10\text{-}20\text{ K}$ en el ISM frío, a cientos o miles de Kelvin cerca de estrellas brillantes. Como cualquier otro cuerpo con temperatura finita, los granos de polvo emiten radiación térmica (de tipo cuerpo negro); a estas temperaturas, esta emisión se encuentra en el infrarrojo. Finalmente, la polarización en mayor o menor grado, se debe a la eliminación selectiva de la luz estelar (esto es, cuando la luz estelar atraviesa una nube de granos de polvo orientados en una forma tal que produce este efecto) con vectores de polarización alineados paralelamente a lo largo de los ejes longitudinales de los granos de polvo. La presencia de polvo también produce efectos de reflexión, por ejemplo los objetos celestes llamados “nebulosas de reflexión”, son nubes de gas y polvo que no crean su propia luz, sino que brillan reflejando la luz procedente de estrellas cercanas, donde la luz es reflejada por las grandes cantidades de polvo existente en la nube.

2.2. Gas Interestelar

El componente mayoritario del ISM es el gas interestelar ~ 100 veces en masa, más abundante que el polvo en el espacio. Sin embargo, no es fácil de detectar debido a su gran transparencia, pero es posible observarlo directamente en forma de líneas estacionarias de los espectros estelares. Se trata de líneas muy finas, algunas veces múltiples, que muestran diferentes velocidades radiales y que, en el caso de las binarias espectroscópicas, no participan del movimiento de las demás líneas del espectro estelar (por esto el nombre de líneas estacionarias); se interpretan como líneas producidas por nubes de gas interestelar situadas entre nosotros y la estrella. También es posible observarlo

Enrojecimiento y Extinción (absorción + difusión)

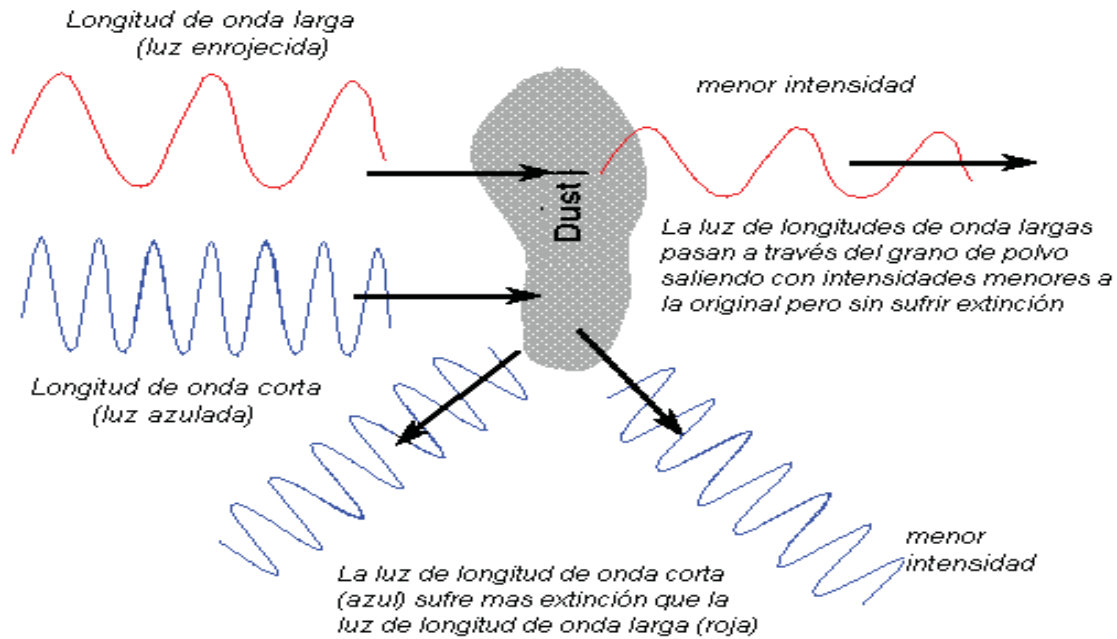


Figura 2.1: Efecto de un grano de polvo en el Medio Interestelar.

mediante Regiones H II (sección 2.3.2) y radiación de 21 cm del H neutro (sección 2.4). El gas interestelar fue descubierto por primera vez por Hartman (~1904) cuando precisamente observaba que algunas líneas de absorción en el espectro de ciertas estrellas binarias no presentaban el corrimiento periódico Doppler debido al movimiento de las estrellas (efecto que muestran las fuentes luminosas en movimiento que se acercan o se alejan respecto de un observador presentando respectivamente un corrimiento de sus líneas espectrales hacia el rojo o el azul).

El gas está compuesto químicamente por 70 % de hidrógeno, 28 % de helio y trazas de otros elementos más pesados como C, N, O, Mg, Si, S y Fe. Presenta un continuo de condiciones físicas. Existiendo una correlación entre su temperatura y densidad, mientras más baja sea la temperatura habrá mayor densidad de partículas y mientras más alta habrá menor densidad de partículas. Para facilitar su estudio tradicionalmente se distinguen cuatro estados físicos o fases diferentes que son: el gas molecular, el gas atómico, el gas ionizado tibio y el gas ionizado caliente. Cabe destacar que las fronteras que definen los diferentes estados no están estrictamente establecidas, que dichas fronteras contem-

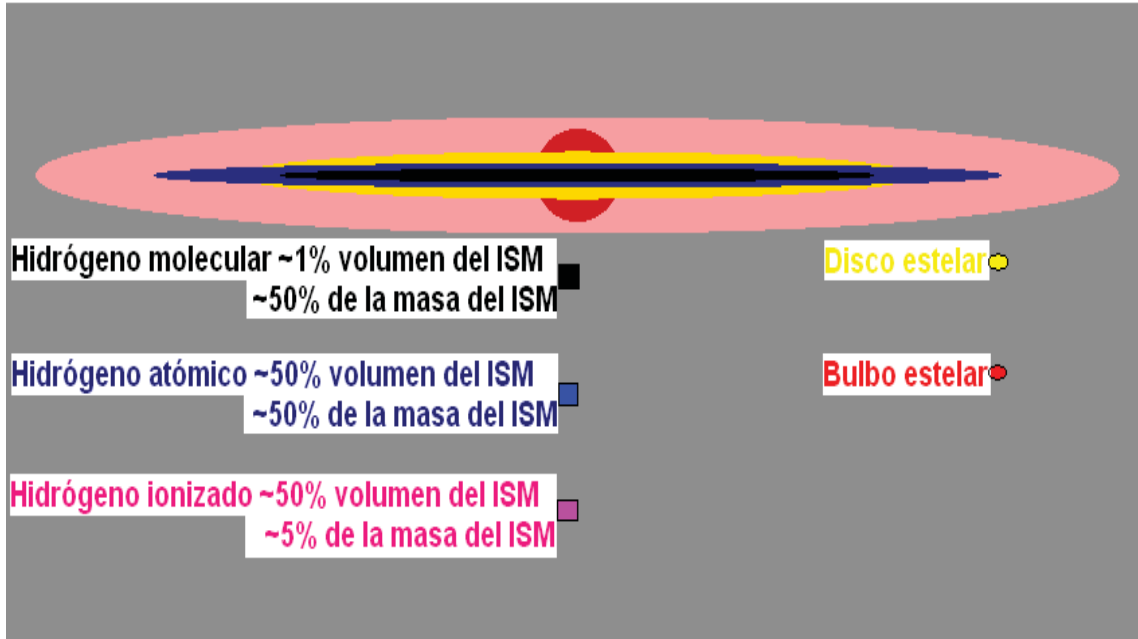


Figura 2.2: *Distribución de los diferentes tipos de gas o fases del medio interestelar de la Vía Láctea, vista desde fuera. Las estimaciones son aproximadas por lo que, están sujetas a mucha incertidumbre pues son tomadas con diversos indicadores observacionales.*

plan intersecciones, y que aunque en algunas regiones de la Vía Láctea predomina la presencia de alguno de los tipos de gas mencionados anteriormente, en muchas regiones conviven diferentes tipos de gas, como se muestra de manera esquemática, en la figura 2.2, las estimaciones de masa y volumen están sujetas a mucha incertidumbre debido a que son tomados con diversos indicadores observacionales.

2.3. Gas Ionizado

Podemos encontrar gas ionizado en dos tipos de regiones del medio interestelar: ionizado caliente (situado entre regiones de gas atómico neutro) conocido como gas coronal y gas ionizado tibio conocido como regiones HII².

²La notación HII significa hidrógeno una vez ionizado.

2.3.1. Gas ionizado caliente

El gas ionizado caliente alcanza temperaturas $T \geq 10^6 \text{K}$ y densidades $n < 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$ y está totalmente ionizado. También es llamado “gas coronal galáctico” en analogía con la corona solar que se encuentra a las mismas temperaturas. Estas altas temperaturas han sido deducidas por observaciones con cohetes y satélites de rayos-X suaves (fotones con longitudes de onda $10\text{\AA} < \lambda < 100\text{\AA}$). El gas interestelar pierde energía por emisión de radiación, por lo que su temperatura tiende a disminuir. Para mantener tan altas temperaturas se requieren fuentes de energía que compensen tal enfriamiento y, los fuertes choques resultantes de explosiones de supernovas ó vientos estelares depositan gran cantidad de energía al ISM. Las ondas de choque generadas por estos eventos, ionizan y calientan al gas a temperaturas de muchos millones de grados, formandose con ello el gas coronal. Este gas caliente se expande con facilidad a algunos miles de parsecs³ desde el plano galáctico, por lo que se encuentra distribuido a través de toda la Vía Láctea, formando una especie de “burbujas”. Al enfriarse, se condensa en nubes que forman el medio internube y las nubes difusas (gas atómico).

2.3.2. Gas ionizado tibio

El gas ionizado tibio alcanza temperaturas $T \sim 6000 - 12000 \text{K}$ y densidades $n < 0.5 \text{ cm}^{-3}$ se encuentra tanto en forma difusa como en las llamadas regiones HII. Las regiones HII están en el interior de nubes moleculares (sección 2.5). Y se forman gracias a los fotones ultravioleta (cuya energía es mayor al potencial de ionización⁴ del hidrógeno) procedentes de estrellas jóvenes, masivas y muy calientes, es decir, estrellas de tipos espectrales O ó B, que son las de mayor temperatura. Para que una región HII pueda formarse, la tasa de ionización (número de átomos de hidrógeno que se ionizan por unidad de tiempo) debe ser igual o mayor a la tasa de recombinación (número de electrones que se recombinan con un protón para volver a formar un átomo neutro).

El tamaño de la región HII depende tanto de la tasa de emisión de fotones ionizantes

³ Un parsec (pc) equivale a $3.086 \times 10^{16} \text{ m}$.

⁴ El potencial de ionización de un átomo es la energía que se necesita para ionizarlo, es decir, quitarle un electrón. Para el átomo de hidrógeno en estado base, dicha energía es 13.6 eV

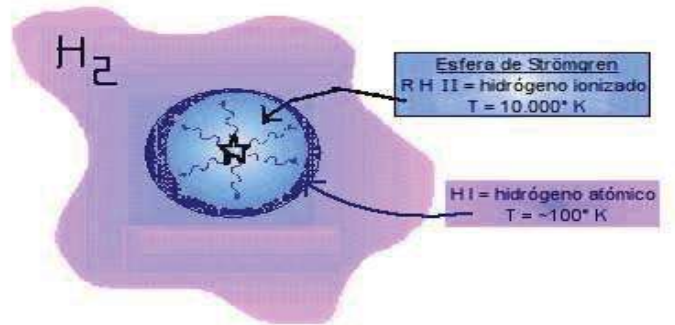


Figura 2.3: *Esfera de Strömgren: representa una región de hidrógeno ionizado rodeando a una caliente y joven estrella de del tipo O–B. Tal hidrógeno circundante fue ionizado por los fotones ultravioletas de la estrella.*

como de la distribución de material alrededor de la estrella, también suele llamársele “esfera de Strömgren” que se encuentra embebida en una nebulosa gigante molecular y cuyo tamaño viene definido por el radio de Strömgren⁵, llamado así en honor al astrofísico sueco Bengt G. Daniel Strömgren, quién lo calculó por primera vez durante la década de 1930s. En la figura 2.3, se muestra un diagrama de la esfera de Strömgren. Las regiones HII emiten ondas de radio en líneas y en el continuo, dos tipos diferentes de emisión producidos por procesos físicos distintos:

- Radiación continua: puede ser producida por *procesos libre-libre, libre-ligado* (como la recombinación y la fotoionización) ó *ligado-ligado*. La radiación emitida es continua, ya que los fotones emitidos abarcan un amplio rango del espectro porque los cambios en la trayectoria o velocidad del electrón no tienen valores determinados

⁵Radio de Strömgren: representa el tamaño de una región HII y ocurre cuando la tasa de recombinación de los átomos de hidrógeno es igual a la tasa de ionización de los mismos. Matemáticamente esto es: R_s FALTA

o particulares.

- Líneas: cuando un electrón se recombina con un protón el sistema queda generalmente en un estado excitado, el que decae a estados de menor energía hasta, por medio de sucesivas transiciones radiativas, alcanzar el estado base. Durante el proceso de cascada hacia el nivel de menor energía se emiten fotones con determinadas energías, dando lugar a estas líneas espectrales con sus respectivas frecuencias.

Proceso libre-libre: cuando una carga eléctrica es acelerada emite radiación y cuando es desacelerada absorbe radiación. Este fenómeno puede ocurrir de diversas formas, por ejemplo, cuando dos cargas en movimiento se acercan lo suficiente ocurre una aceleración en ambas, debida a la acción del potencial Coulombiano. En el caso de un protón y un electrón ocurre la mayor aceleración en este último, debido a la diferencia de masa, se le llama libre-libre porque una carga originalmente en estado libre interacciona con otra, y pasa (tras emitir o absorber algún fotón) a otro estado libre. Por ejemplo, la radiación de frenado o Bremsstrahlung y dispersiones Thompson, Comptón y Rayleigh.

Proceso libre-ligado: ocurre cuando un electrón es capturado por un átomo o ión a un nivel n determinado de energía dándose durante esta transición la emisión de un fotón.

Proceso ligado-ligado: debida a transiciones de un electrón entre diferentes niveles de energía que componen al átomo. Por ejemplo, las líneas de excitación colisional (se presentan cuando un electrón libre colisiona con un ión) y las líneas de recombinación.

2.4. Gas Atómico

Derivado de observaciones se propone que el gas atómico en el ISM se presenta en dos fases: una fase fría ($T \sim 10^2$ K) y densa ($n \sim 10$ cm $^{-3}$) la cual está concentrada en nubes. Y una fase tibia ($T \sim 10^4$ K), rarificada ($n \sim 10^{-1}$ cm $^{-3}$) gas parcialmente ionizado y difuso, el cual constituye el medio general entre las nubes “medio internube” (N. Sánchez, 2005). La distribución la podemos apreciar en la figura 2.4. Los procesos que dan origen a estas fases se discutirán en el siguiente capítulo.

El gas atómico es turbulento y se vuelve térmicamente inestable en determinado rango de temperaturas $T \sim 3 \times 10^2 - 7 \times 10^3$ K que corresponden a densidades $n \sim 3.2 - 0.6$ cm $^{-3}$



Figura 2.4: *El volumen del ISM está dominado por gas atómico difuso y caliente enredado con bolsas de gas muy caliente e ionizado muy esparcido. Moteando el ISM aparecen nubes más densas que ocupan poco espacio pero suponen el grueso de la masa del MI*

respectivamente.

Propiedades físicas del gas atómico.

Este gas siendo primariamente HI ⁶ frío, es visto como nubes de gas difuso, el cual es caracterizado por la ausencia de gravedad significativa. La mayoría de las nubes moleculares están rodeadas por enormes halos de HI de masas comparables a la propia nube, lo cual es muy evidente en las regiones de Taurus/Perseus, Orión y Ophiuchus (Heiles & Kulkarni, 1986).

Sus propiedades físicas importantes incluyen presión, densidad, temperatura, campo magnético, estado de turbulencia y estructura morfológica. Aunque, la presión esta más cerca de ser constante que cualquier densidad o temperatura, convirtiendose en un parámetro descriptivo conveniente (Heiles, 2004).

Respecto a la temperatura se aceptan los procesos de calentamiento clásicos: fotoeyec-

⁶La notación HI significa hidrógeno atómico.

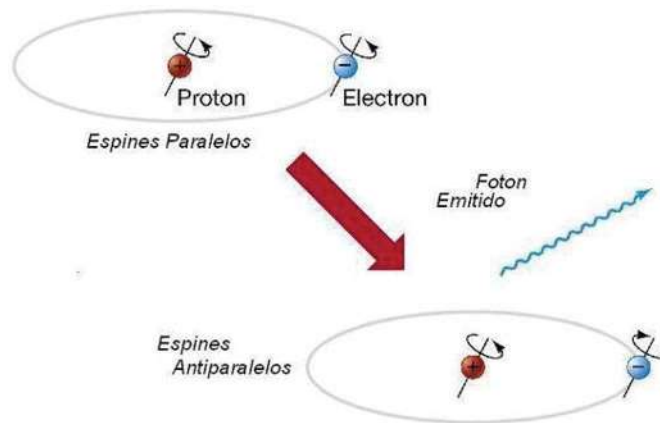


Figura 2.5: *Mecanismo físico que produce la línea espectral de 21cm en el hidrógeno atómico.*

ción de electrones de diferentes átomos o granos de polvo.

Observación del gas atómico.

Las técnicas ópticas no son útiles para su observación, ya que, por un lado, la luz visible es absorbida por el polvo que encuentra a su paso, pues su longitud de onda es comparable con el tamaño de las partículas de polvo; esto delimita su alcance a ~ 1 Kpc, es decir, la vecindad solar. Por otro lado, el gas HI que se encuentra en nubes frías, también es frío como para tener cualquier emisión medible en longitudes de onda ópticas. Afortunadamente, esto no ocurre con las ondas de radio, es por ello que las radio observaciones de nuestra Galaxia no se ven limitadas por la presencia del polvo interestelar, y alcanzan todos los rincones de la misma.

En 1945, Van de Hulst predijo que debía ser posible observar gas HI a 21cm. La línea de 21cm es producida debido a una transición spin-flip (cambio-espín) del átomo de hidrógeno neutro en su estado base. Un átomo de hidrógeno en estado base, en el que los espines son paralelos, se encontrará en un estado energético más alto que aquel con espines antiparalelos. La diferencia de energía entre esos estados ($\sim 6 \times 10^{-6} \text{ eV}$) permite que la transición espontánea del estado de mayor energía al de menor energía produzca la emisión de un fotón a una frecuencia $\nu = 1.4204 \text{ GHz}$, como en la figura 2.5. A este

tipo de transición también se le conoce como transición de “estructura hiperfina”. La probabilidad de que ocurra la transición de 21cm es muy baja (1 de cada 10^7 años), por lo que es altamente prohibida ⁷ y no puede ser observada en laboratorios terrestres. Sin embargo, en el ISM se detecta debido a la abundancia existente de átomos de hidrógeno. La predicción de Hulst fue comprobada hasta 1951, al detectarse por primera vez la línea de 21cm. Tal línea ha sido observada en emisión y absorción, aunque usualmente ocurre en emisión a $T \sim 100$ K.

Con esta técnica se puede observar directamente el hidrógeno atómico, y dado que la radiación de HI en la Galaxia puede detectarse en todas direcciones, la línea de 21 cm nos permite estudiar la estructura global de la Galaxia; en particular, podemos estimar la masa, la distribución y la cinemática del gas HI en nuestra Galaxia, sin embargo no es fácil determinar distancias usando este tipo de observaciones. Otra excelente forma de estudio del gas HI son las observaciones en el ultravioleta, en particular, la *línea de Lyman- α* cuya longitud es $\lambda=121.6nm$ y es producida por una transición del electrón en el átomo de hidrógeno desde un estado con número cuántico principal $n = 1$ hacia el siguiente estado $n = 2$ (absorción) o viceversa (emisión). Las condiciones en el espacio interestelar son tales que casi todos los átomos se encuentran en el estado base, $n = 1$. Lo que se detecta es la absorción de fotones ultravioleta producidos por estrellas, debida a la presencia de una nube de HI situada entre la estrella emisora y nosotros. Con la línea Lyman- α , se observa la componente tibia del gas atómico. Gracias a tales observaciones se sabe que la densidad promedio en la vecindad solar sobre una distancia de 1 Kpc es $n=0.7 \text{ cm}^{-3}$.

Las comparaciones entre las observaciones del HI con ambas líneas (21 cm y Lyman- α) han sido muy útiles, puesto que: la distribución del HI ha sido mapeada por medio de la línea de 21 cm, Figura 2.6, en donde no se ven estrellas, sino que se aprecia el gas atómico, el cual se concentra fundamentalmente en el plano galáctico. Mientras que con las observaciones Lyman- α , usualmente se conoce la distancia a la estrella frente a la cual se encuentra la nube, y de esta manera calcular la distancia a la nube (Karttunen, et al. 2003). Así, con ambas líneas se determina la ubicación de las nubes atómicas.

⁷ Transición con muy baja probabilidad de ocurrir.

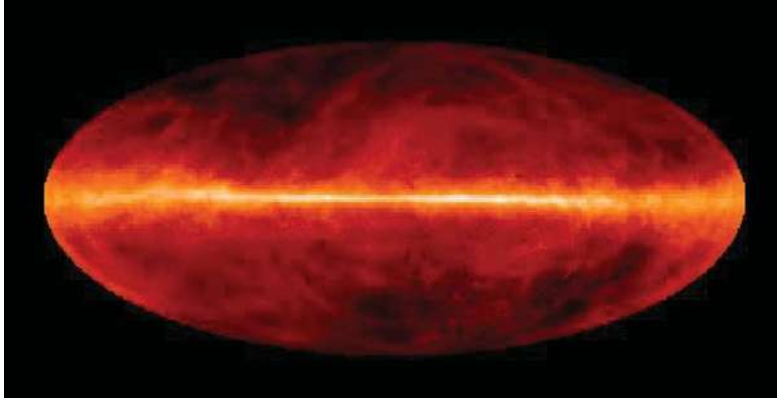


Figura 2.6: *Imagen de la Galaxia en la línea de HI (21 cm); cortesía de J. Dickey (UMn) y F. Lockman (NRAO), SkyView.*

2.4.1. Gas atómico tibio

También es conocido como medio neutral tibio, (o WNM, por sus siglas en inglés), presenta una temperatura $T \sim 6000\text{K}$ y densidad $n \sim 0.3\text{cm}^{-3}$ (M. A. Dopita & R. S. Sutherland, 2003).

Al menos la mitad del gas neutro tibio no está en equilibrio térmico estable, (e.g. Vázquez-Semadeni, et. al 2000). De observaciones con el Radiotelescopio de Arecibo en la línea de 21 cm fuera del plano galáctico, se calculó la densidad columnar del WNM de $N(\text{HI}) \sim 1.3 \times 10^{20}\text{cm}^{-2}$, además se encontró que el 60 % del volumen de HI en el ISM se encuentra en la fase tibia (Heiles, 2004).

2.4.2. Gas atómico frío

Conocido también como medio neutral frío, (o CNM, por sus siglas en inglés), presenta una temperatura $T \sim 100\text{K}$ y densidad $n \sim 20\text{-}60\text{ cm}^{-3}$ (M. A. Dopita & R. S. Sutherland, 2003). Es la fase fría del hidrógeno donde se forman nubes difusas, condensaciones que coexisten con la fase tibia en equilibrio de presión inmersas dentro del gas coronal. Las nubes frías formadas son destruidas por las ondas de choque generadas por eventos energéticos, pero vuelven a formarse cuando el gas coronal se enfría.

De observaciones con el Radiotelescopio de Arecibo en la línea de 21 cm fuera del

plano galáctico, se calculó la densidad columnar del CNM de $N(\text{HI}) \sim 0.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2}$; un número de Mach⁸ turbulento de 3, lo cual implica velocidades turbulentas supersónicas (velocidad del flujo mayor que la velocidad del sonido del medio atómico frío) típicas de 1 kms^{-1} ; y una casi nula intensidad del campo magnético que contrasta con el argumento clásico del congelamiento de flujo⁹, (e.g. Crutcher, Heiles & Troland 2003).

La predominancia de esta fase fría se incrementa principalmente hacia el interior galáctico (Dickey et al. 2002; Kolpak et al. 2002), lo cual contradice publicaciones previas, la diferencia se explica por un mejor muestreo estadístico. Este novedoso resultado es muy importante porque el medio frío atómico se incrementa con el incremento de la presión, como lo predice el modelo de estabilidad térmica.

Las estructuras¹⁰ del CNM tienden a ser cáscaras delgadas, un ejemplo de estructura particularmente extremo es la nube fría de Knapp & Verschuur. Las estructuras delgadas son altamente turbulentas, con un número de Mach turbulento típicamente de 3, significando velocidades turbulentas $\sim 1 \text{ kms}^{-1}$.

2.5. Gas Molecular

En regiones con alto contenido molecular ($\frac{n(\text{H}_2)}{n(\text{HI}_{\text{frío}})} = 5$), el gas y el polvo se encuentran bien mezclados formando nubes muy masivas, densas y frías ($m \sim 10\text{-}10^6 M_\odot$, $n \sim 10^2 - 10^6 \text{ cm}^{-3}$, $T \sim 10\text{-}60 \text{ K}$) denominadas “nubes moleculares”, siendo más frías, masivas y densas que las nubes de hidrógeno atómico (José Franco, 1984). Si bien estas nubes moleculares ocupan un volumen muy pequeño del disco galáctico, sus masas son tan grandes que la suma de todas ellas representa casi la mitad de la masa total del gas de nuestra Galaxia. Suelen clasificarse en “complejos gigantes de nubes” y “nubes oscuras”. Los complejos gigantes respecto de las nubes oscuras, son más masivos, menos densos, más calientes y más extendidos, dan la impresión de ser un conglomerado de nu-

⁸El número de Mach M , es una magnitud adimensional propuesta por el físico Ernst Mach (1838-1916). Se define como el cociente entre la velocidad del un flujo y la velocidad del sonido en el medio en el que se mueve dicho flujo.

⁹El campo magnético y la densidad del flujo están completamente acoplados, es decir, si aumenta la densidad aumenta también la intensidad del campo; conductividad perfecta, resistividad cero.

¹⁰Estructuras: regiones definidas con una cierta densidad.

bes pequeñas. Se piensa que antes de que el gas forme nubes moleculares, permanece en forma atómica. La formación de moléculas ocurre en parte, gracias a la acción catalítica de los granos de polvo, puesto que absorben el exceso de energía y momento liberados por la reacción. En las regiones más internas de las nubes esta molécula formada (H_2) sobrevive a la acción disociante de los fotones ultravioleta producidos por las estrellas. Al ser escudada las moléculas que se encuentran más cerca de la superficie de la nube. Tales nubes resultan muy interesantes porque es en ellas donde germinan las estrellas. En una sección anterior (2.4) vimos lo útil que resulta estudiar el hidrógeno atómico mediante su emisión de línea en 21 cm. Desafortunadamente, no existe una línea equivalente que nos permita observar el hidrógeno molecular. Las líneas moleculares que se pueden observar en radio suelen ser transiciones entre distintos estados de rotación. Pero sólo las moléculas con un momento dipolar significativo pueden emitir estas líneas rotacionales. No es el caso del hidrógeno que, al ser una molécula simétrica, no tiene momento dipolar. Pero puede emitir líneas vibracionales (transiciones entre diferentes estados de vibración) en el infrarrojo. Sin embargo, se requiere mucha energía (con temperaturas del orden de mil grados kelvin) para excitar tales transiciones, por lo que sólo se producen en las zonas más cercanas a las estrellas en formación.

Así, para poder estudiar adecuadamente el gas molecular hay que recurrir a otras moléculas asimétricas, mucho menos abundantes que el hidrógeno, pero que tengan momento dipolar neto. La molécula más abundante después del H_2 es el monóxido de carbono (CO). Su abundancia relativa es de una molécula de CO por cada diez mil de H_2 . Las transiciones rotacionales de CO se observan en longitudes de onda milimétricas. El utilizar moléculas diferentes del H_2 tiene sus ventajas, porque cada una de ellas nos puede proporcionar distinta información. Algunas, como el NH_3 o el CS , trazan regiones de gas denso (más de 10^4 moléculas de hidrógeno por cm^3). De esta forma, se pueden conocer las regiones de mayor densidad dentro de una nube, que pueden ser el foco de formación de nuevas estrellas. El CO puede emitir en zonas de menor densidad y además, suele ser una buena herramienta para determinar la temperatura y sus variaciones dentro de la nube molecular.

Capítulo 3

Inestabilidad Térmica

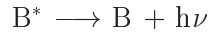
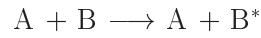
En el gas interestelar ocurren procesos energéticos provocando que se caliente. Y así, como en la mayoría de los sistemas termodinámicos, las nubes de gas también tienden a buscar un estado de equilibrio, por lo que se generan procesos de enfriamiento que permiten lograr un balance con el calentamiento. En particular, para el gas atómico neutro, el equilibrio entre estos procesos de enfriamiento y calentamiento permiten la presencia de inestabilidad térmica (IT).

La IT fue estudiada por primera vez por Field (1965) para un gas inicialmente homogéneo y en reposo. El llamado “modo isobárico” de la inestabilidad térmica (también conocido como el criterio de la inestabilidad térmica de Field) puede ocurrir en el gas atómico a temperaturas de entre $T \sim 3 \times 10^2$ K - 7×10^3 K cuyas densidades correspondientes son $n \sim 3.2 \text{ cm}^{-3}$ - 0.6 cm^{-3} respectivamente, en equilibrio térmico.

En este capítulo describiremos los procesos microscópicos de enfriamiento y calentamiento que directa ó indirectamente determinan la temperatura del gas atómico controlando las propiedades del medio tales como temperatura y densidad. Además, analizaremos el criterio de la inestabilidad térmica de Field, producto del balance entre tales procesos físicos. Finalmente presentaremos algunos resultados recientes sobre IT obtenidos por simulaciones numéricas tomados de artículos recientes (ver bibliografía).

3.1. Mecanismos de enfriamiento del gas atómico

El enfriamiento por convección y por conducción no es relevante en las nubes de gas atómico, estas se enfrían principalmente por emisión de radiación. Proceso que comienza con la excitación de un átomo, ión o molécula, producida por una colisión. En la excitación el átomo, ión o molécula gana su energía del par colisionante. Y, después de un tiempo, el sistema excitado radía su energía como un fotón, que puede escapar de la nube, enfriándose así el gas. Es decir, tenemos una reacción de la forma:



Para que el enfriamiento por emisión de radiación (excitación de partículas colisionantes que después irradian) sea eficiente, los pares colisionantes deben satisfacer los siguientes criterios:

- (i) Colisiones frecuentes.
- (ii) Que la energía de excitación del sistema colisionante sea igual o menor que la energía cinética térmica del sistema.
- (iii) Que exista una alta probabilidad de excitación durante la colisión.
- (iv) Que el fotón haya sido emitido antes de una segunda colisión.
- (v) Que los fotones emitidos no sean reabsorbidos por el gas.

Así, el gas es enfriado por excitación colisional de hidrógeno (a altas temperaturas $T \sim 10^4$ K) y C^+ (a bajas temperaturas $T \sim 100$ K), como se muestra en la tabla 3.1. (J E Dyson, 1997).

Tabla 3.1. *Principales mecanismos de enfriamiento a diferentes temperaturas.*

Temperatura (K)	Enfriador principal	Tasa aproximada de enfriamiento (J m ⁻³ s ⁻¹)
10	CO	$10^{-45}n^2$
10^2	H ₂ , C ⁺	$10^{-40}n^2$
10^3	Iones metaestables	$10^{-38}n^2$
10^4	H, H ⁺ , e ⁻	$10^{-35}n^2$

Si conocemos el número de colisiones y la sección transversal de la excitación colisional como función de la temperatura de los átomos implicados, podemos calcular la tasa de enfriamiento, Λ (para un mayor análisis sobre el cálculo, ver por ejemplo: “Equilibrio termoquímico y transiciones de fase en el medio interestelar”, Néstor Sánchez et. al., 2005).

Función de enfriamiento:

El símbolo Λ representa la función o tasa de enfriamiento que se define como la pérdida de energía cinética en el gas por unidad de volumen y unidad de tiempo. Esta función de enfriamiento contiene la radiación debida a diferentes tipos de procesos e incluye la contribución en líneas de emisión de todos los iones de los diferentes elementos presentes en el medio interestelar. De manera que depende implícitamente de la composición química y de la opacidad del plasma (la opacidad es a su vez una función de la densidad y las dimensiones de la región ocupada por el plasma). En el caso de plasmas ópticamente delgados (es decir, transparentes a su propia radiación) y en equilibrio colisional (es decir, su grado de excitación y ionización está únicamente definido por los choques entre partículas y es independiente del tiempo), la función de enfriamiento depende solamente de la temperatura del gas, $\Lambda(T)$. Esta propiedad resulta relevante, por ejemplo, en el análisis de la respuesta del gas interestelar a la inyección de energía mecánica (capítulo 4) como en el caso de colisiones entre nubes interestelares porque simplifica algunas partes de dicho análisis. De manera que en tales casos todas las propiedades del enfriamiento están única y exclusivamente regidas por la temperatura generada en el choque o por la

velocidad del mismo. Permitiendo la construcción de una gráfica de funciones de enfriamiento que relacione densidades columnares con la velocidad del choque para plasmas con abundancias químicas (ver Raymond et al. 1976; Silk 1983). Con lo anterior es posible hacer diagnósticos sencillos para los resultados finales de choques interestelares. Por ejemplo, un choque se comporta cuasi adiabáticamente antes de haber barrido una densidad columnar. Pasado este límite, la energía del choque es rápidamente disipada por emisión de radiación y la evolución cambia de un régimen cuasi adiabático a uno cuasi isotérmico. Para un plasma transparente, dada la composición química del gas, la transición entre uno y otro comportamiento está definido sólo por la velocidad del choque y por la densidad del medio. Y, el resultado final del choque entre dos nubes depende de la velocidad relativa entre las nubes y de sus densidades columnares. Dada una velocidad para el choque le corresponde una columna de enfriamiento. Si la densidad columnar es menor que la columna de enfriamiento, la colisión entre las nubes termina antes de que el gas pueda radiar la energía del choque y la interacción se comporta como un proceso adiabático. El plasma se rexpande y el material que formaba a las nubes termina dispersándose en el medio interestelar. En el caso contrario, cuando la densidad columnar es mayor que la columna de enfriamiento, el plasma de enfría antes de que termine la colisión y las nubes se pueden quedar “pegadas” formando una nube mayor, más masiva y densa. Otros ejemplos de formación de estructuras interestelares como son: interacciones de nubes de alta velocidad con el disco de la Galaxia, formaciones de cascarones fríos y densos en vientos estelares o remanentes de supernova, etc., a grandes rasgos, son posibles de visualizar con criterios similares (Rodríguez,).

3.2. Mecanismos de calentamiento del gas atómico

Los mecanismos de calentamiento dominantes en el gas son: calentamiento fotoeléctrico por granos de polvo, rayos-X, luz estelar, rayos cósmicos, eventos transitorios como viento estelar, supernovas y calentamiento por compresión y fricción.

Átomos	I (eV)
H	13.6
He	24.6
C	11.3
C ⁺	24.4
O	13.6

Cuadro 3.1: ***Potenciales de ionización, I.***

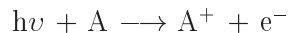
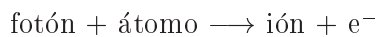
3.2.1. Calentamiento por luz estelar.

Aquí, el calentamiento del gas se da por el proceso físico de la fotoionización¹, en el que se produce un electrón con energía $E = h\nu - I$, donde:

ν =frecuencia de la radiación incidente

I =potencial de ionización del sistema.

Es decir, tenemos:

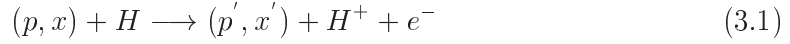


Donde el electrón interactúa con el gas por medio de colisiones elásticas con otros átomos y electrones, compartiendo así su energía, constituyendo así una fuente de calentamiento. Como los átomos de C, Si, Fe tienen un potencial de ionización menor que 13.6 eV, el proceso de calentamiento para nubes frías es la fotoionización de estos átomos. En las regiones de nuestro interés, HI, inciden fotones con energía menores a 13.6 eV, por tal razón, el hidrógeno se encuentra principalmente neutro. En el **cuadro 3.1** se muestran los potenciales de ionización de algunos átomos.

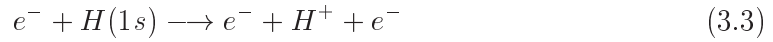
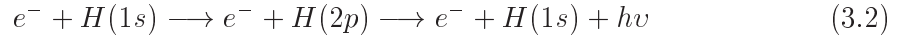
¹*Fotoionización: proceso de ionización que se da por la interacción de fotones ultravioletas de estrellas muy calientes con los átomos.*

3.2.2. Calentamiento por rayos cósmicos y rayos-X.

Los rayos cósmicos son protones y electrones moviéndose a altas velocidades. Dado que su energía cinética es mucho mayor que el potencial de ionización del hidrógeno, lo pueden ionizar, como se muestra en la siguiente reacción:



En el caso de los rayos cósmicos: el electrón emergente de la reacción (3.1) generalmente disipa parte de su energía en colisiones elásticas y la restante es convertida en calor. Sin embargo, en regiones HI los electrones pueden causar otras excitaciones ó ionizaciones, como vemos en las siguientes reacciones:



En la reacción (3.2), el fotón emitido generalmente escapa del gas perdiendo así energía, mientras que el electrón al colisionar elásticamente con otros electrones en el gas. Lentamente el electrón cede su energía al gas, hasta que esta se reduce por debajo de 13.6eV. *En el caso de los rayos-X:* la situación es similar al caso anterior, con la diferencia de que en este proceso el helio es el elemento que juega el papel relevante (representa alrededor del 10 % de átomos en el gas), ya que posee una sección transversal para la absorción de rayos-X substancialmente más grande que la del hidrógeno, así el electrón liberado por la ionización (3.3) puede intercambiar energía o provocar nuevas ionizaciones al interactuar con otros átomos.

3.2.3. Calentamiento por granos de polvo interestelar.

Emisión fotoeléctrica, es el proceso físico que genera calentamiento en el gas atómico interestelar. El proceso ocurre en la superficie de los granos de polvo, donde cada electrón liberado por efecto fotoeléctrico (esto es, electrones eyectados de los granos por fotones UV suficientemente energéticos) transporta diferentes cantidades de energía. Así, la energía del electrón emitido esta dada por: $E = h\nu - W$, donde W es la función de trabajo del material sobre el que incide el fotón (~ 5 eV), y $h\nu$ es la energía del fotón ultravioleta (~ 11 eV).

3.3. Criterio de Inestabilidad Térmica de Field.

La primera explicación teórica de que el ISM consiste de al menos dos fases (nubes y medio internube) en equilibrio de presión fue dada por Field, Goldsmith y Habing (1965), quienes estudiaron el equilibrio térmico del ISM suponiendo que el gas estaba siendo calentado y enfriado por los procesos anteriormente descritos. Un requerimiento de tal modelo es que, para impedir que las nubes se expandan rápidamente, debe existir una presión externa que iguale a la presión de las nubes interestelares. Así, la existencia de nubes estables requiere necesariamente de la existencia simultánea de al menos otra fase internube. Esta explicación teórica es conocida como “el modelo de dos fases”, la cual predijo que la mayoría del volumen del ISM estaba ocupado por un medio tibio entre las nubes frías y densas que contenían la mayor parte de la masa. La aproximación de equilibrio entre las fases podría explicar por qué tales nubes mantienen su integridad y no se están expandiendo ni dispersando aún cuando generalmente no están ligadas gravitacionalmente.

En equilibrio térmico la tasa de enfriamiento es igual a la tasa de calentamiento, esto es que la función de pérdida total de calor por unidad de masa (L) es igual a cero :

$$L(\rho, T) \equiv \Lambda - \Gamma = 0 \quad (3.4)$$

donde Λ es la tasa volumétrica de enfriamiento y Γ es la tasa volumétrica de calentamiento.

3.3.1. Análisis de Inestabilidad Térmica del criterio de Field.

El criterio de inestabilidad térmica de Field es el resultado de un análisis lineal en el que se supone un gas estático, homogéneo, con densidad inicial ρ_o y temperatura T_o en equilibrio térmico. Las ecuaciones hidrodinámicas que lo describen son :

$$\begin{aligned} \frac{d\rho}{dt} + \rho \nabla \cdot \mathbf{u} &= 0 \dots\dots\dots \text{Ecuación de Continuidad} \\ \rho \frac{d\mathbf{u}}{dt} + \nabla P &= 0 \dots\dots\dots \text{Ecuación de Momento} \\ P - \frac{R}{\mu} \rho T &= 0 \dots\dots\dots \text{Ecuación de Estado} \\ \frac{P}{\gamma-1} \frac{d}{dt} \ln(P \rho^{-\gamma}) - \rho L - \nabla \cdot (K \nabla T) &= 0 \dots\dots\dots \text{Ecuación de Balance Térmico} \end{aligned}$$

donde se ha supuesto que la ecuación de estado es la de un gas ideal; R es la constante de los gases, ρ es densidad del gas, $\mathbf{u}$ es velocidad, T temperatura, P la presión del gas, μ el peso molecular, K la conductividad térmica y L la función de pérdida total de calor por unidad de masa (ecuación 3.4).

$\frac{d}{dt}$ es la derivada lagrangiana, también conocida como derivada total que se define como $\frac{d}{dt} \equiv \frac{\partial}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla$ donde el segundo término del lado derecho es conocido como advección y está relacionado con el transporte de propiedades físicas, producido por un campo de velocidades.

Las cuatro ecuaciones hidrodinámicas anteriores forman un sistema de ecuaciones diferenciales lineales de primer orden. Para hacer un análisis de estabilidad lineal hay que perturbar el sistema con perturbaciones infinitesimales sobre un estado inicial de equilibrio. Despreciando los términos no lineales en las perturbaciones, se obtiene un sistema de ecuaciones lineales que describe la evolución de las perturbaciones. Las soluciones de este son de la forma: $A_1 e^{(\omega t - i k \cdot r)}$ para cada una de las variables. Sustituyendo las soluciones propuestas se obtiene un sistema algebraico que se puede reescribir fácilmente en forma matricial. Para averiguar en qué condiciones el sistema algebraico tiene soluciones, se calcula su determinante y se iguala a cero ($\det = 0$). Con esto se obtiene su ecuación característica, que resulta ser un polinomio de tercer grado en ω y que constituye la “relación de dispersión” (relación entre el número de onda k de la perturbación y su frecuencia temporal ω). Se obtiene (ver Gazol, 1993) :

$$\omega^3 + \omega^2 c \left(\kappa_T + \frac{\kappa^2}{\kappa_k} \right) + \omega c^2 \kappa^2 + \frac{c^3 \kappa^2}{\gamma} \left(\kappa_T - \kappa_\rho + \frac{\kappa^2}{\kappa_K} \right) = 0 \quad (3.5)$$

donde $c = \left(\frac{\gamma P_0}{\rho_0} \right)^{\frac{1}{2}}$ es la velocidad adiabática del sonido; $\kappa_T, \kappa_K, \kappa_\rho$ son los números de onda que se relacionan con K de la siguiente manera:

$$\kappa_T = \frac{\mu (\gamma - 1)}{R c} \left(\frac{\partial L}{\partial T} \right)_\rho, \quad \kappa_K = \frac{R c \rho_0}{\mu (\gamma - 1) K}, \quad \kappa_\rho = \frac{\mu \rho_0 (\gamma - 1)}{R c T_0} \left(\frac{\partial L}{\partial \rho} \right)_T.$$

Estudiando la naturaleza de las raíces de la relación de dispersión (ecuación 3.5) mediante el cálculo del discriminante se encuentran las condiciones de inestabilidad. El gas será inestable donde las raíces impliquen un crecimiento exponencial de las perturbaciones en el tiempo, es decir, $Re(\omega) > 0$, donde $Re(\omega)$ es la tasa de crecimiento de

inestabilidad. De este análisis se concluye que

$$\left(\frac{\partial L}{\partial T}\right)_p < -\frac{K\kappa^2}{\rho_0} \quad (3.6)$$

donde: K es la conductividad térmica y κ el número de onda. Para el caso no conductivo ($K = 0$), la ecuación 3.6 implica condición de estabilidad marginal ($\omega = 0$) y así las perturbaciones no crecen ni se amortiguan. Sustituyendo esta condición en ecuación anterior obtenemos: $\left(\frac{\partial L}{\partial T}\right)_p < 0$, que se conoce como “Criterio de Field”.

En la figura 3.1 se representa de manera esquemática el criterio isobárico tal como es presentado por Shu (1992). En estado de equilibrio $L(\rho, T) = 0$, en la gráfica se muestra dicha curva (trazo grueso) para el caso de un gas estático, uniforme y homogéneo en equilibrio térmico. Sobre la curva se encuentra la región en la que el enfriamiento supera al calentamiento por lo que $L > 0$, si la temperatura excede el valor del equilibrio para una densidad dada. En la región bajo la curva el calentamiento es mayor que el enfriamiento. La recta (de trazo delgado) corresponde al lugar geométrico de una isobara ($P \propto \rho T = \text{cte}$). Para entender de manera cualitativa este criterio, se supone una pequeña parcela (elemento de volumen) inmersa en este gas, cuyas variaciones de temperatura desplazan el punto correspondiente en el diagrama 3.1 a lo largo de la recta de presión constante. Si inicialmente la parcela de gas esta descrita por el punto F y se desplaza ligeramente a una temperatura menor a lo largo de la isobara aumentando su densidad entonces, como se observa en la figura 3.1, la parcela de gas llega a una región donde $L < 0$. Debido a que en esta región domina el calentamiento, la parcela de gas se calentará y expandirá, regresando nuevamente al punto F. Ahora, si la parcela se mueve hacia altas temperaturas y bajas densidades llegará a donde $L > 0$. En esta región domina el enfriamiento, entonces el gas se enfriará y se hará más denso, regresando nuevamente al punto F. Así, el gas es térmicamente estable en este punto, a una temperatura $\sim 10^4$ K. Para el punto H se presenta una situación análoga, pero a una temperatura $T \sim 10$ -100 K. El caso del punto G es diferente, éste se encuentra a $T \sim 10^3$ K. Si la parcela de gas se encontrara en este punto G y se desplazara hacia bajas temperaturas y altas densidades, llegará a una región donde $L > 0$. Continuando a presión constante, la parcela puede enfriarse más y más, volviéndose cada vez más

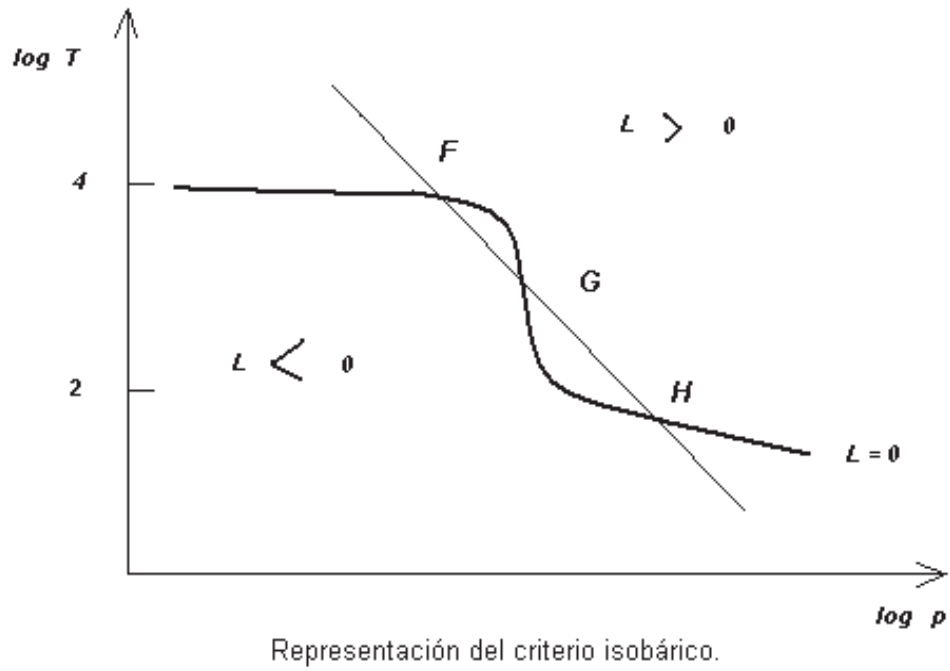


Figura 3.1: El trazo grueso representa la función de pérdida total de calor por unidad de masa en equilibrio térmico $L=0$. La recta delgada corresponde al lugar geométrico de una isóbara, $P=cte$.

densa, hasta finalmente quedar descrita por el punto H (regiones HI con $T \sim 10-100$ K). Si por el contrario se moviera hacia altas temperaturas y bajas densidades donde $L < 0$, y la parcela se mantendría a presión constante, esta se calentaría y calentaría volviéndose cada vez menos densa, hasta transformarse en un gas tipo F (gas atómico tibio). Por lo tanto, un gas localizado artificialmente en el punto G es térmicamente inestable y puede espontáneamente segregarse en dos fases² estables (gas F rarificado y caliente, y gas H denso y frío) en equilibrio de presión, esto es el fundamento del modelo de dos fases.

Este criterio de inestabilidad, también se puede inferir de manera cualitativa observando el comportamiento de L con respecto a T en una isobara. Si el gas se encuentra del lado izquierdo del punto H donde $L < 0$ y se aumenta la temperatura el gas pasará a donde $L > 0$. Así se tiene que $(\frac{\partial L}{\partial T})_p > 0$. En la región F, se tiene nuevamente que la pendiente de la función de pérdida total de calor es positiva pero en la región G, al aumentar la temperatura, esta función L pasa de ser positiva a ser negativa, por lo que $(\frac{\partial L}{\partial T})_p < 0$. Así la región de inestabilidad térmica es la región en la cual la pendiente es negativa, es decir, $(\frac{\partial L}{\partial T})_p < 0$ criterio de inestabilidad térmica de Field.

Podemos concluir entonces que la teoría lineal de estabilidad predice el desarrollo exponencial de pequeñas perturbaciones iniciales.

Sin embargo, el desarrollo de la inestabilidad térmica y la subsecuente segregación del gas, también se ve afectada por la presencia de otros ingredientes físicos, en particular por la presencia de turbulencia como veremos en el próximo capítulo.

3.4. Resultados recientes de algunos trabajos sobre IT.

En la sección anterior estudiamos el desarrollo lineal de la inestabilidad térmica (IT). Su desarrollo no lineal es significativamente más complejo de analizar, por lo que sólo puede ser entendido mediante simulaciones numéricas. A pesar de que ha sido estudiado por décadas (ver Vázquez-Semadeni et al. 2003), es sólo en años recientes que se ha investigado la interacción entre la IT y la naturaleza turbulenta del ISM. Una revisión re-

²Fases: regímenes termodinámicos con diferentes densidades y temperaturas pero a la misma presión

ciente sobre este tema se puede encontrar en Hennebelle, MacLow & Vázquez-Semadeni 2007, donde se pone particular interés en la posibilidad de que las fluctuaciones de densidad generadas por la interacción entre turbulencia e IT, sea capaz de dar origen a nubes moleculares.

Otros de los temas que se han estudiado en relación a la interacción IT-turbulencia son: el desarrollo no lineal de la IT en presencia de fluctuaciones aleatorias (Burkert & Lin 2000, Sánchez-Salcedo et al. 2002), el papel de la turbulencia en el mantenimiento de gas con temperaturas en el intervalo inestable (e.g. Gazol, Vázquez-Semadeni & Sánchez-Salcedo 2001; Vázquez-Semadeni, Gazol, Passot & Sánchez-Salcedo 2003), el desencadenamiento de la IT a partir de perturbaciones turbulentas al gas tibio estable (Hennebelle & Pérault 1999, 2000) así como el estudio de la formación dinámica de nubes frías atómicas (Vázquez-Semadeni et al. 2006), quienes consideraron la influencia de los movimientos dinámicos en la fase estable tibia de un flujo térmicamente biestable (es decir, WNM) en 1D mostrando que un choque o flujos convergentes podrían disparar la formación de estructuras frías de larga vida debido a que los flujos imperturbados entrando al WNM sufren un choque que calienta el gas sacándolo de su equilibrio térmico. Detrás del choque el gas continua fluyendo y enfriándose hasta alcanzar una longitud de enfriamiento sufriendo una transición hacia la fase fría formando una capa densa, delgada y fría. La transición ocurre siempre que la amplitud de la fluctuación sea lo suficientemente fuerte para alcanzar la presión máxima y que dure el tiempo suficiente la fluctuación. La evolución detallada de las perturbaciones en la densidad y velocidad en un región inestablemente térmica como función de su tiempo de cruce asociado fue investigado por Sanchez-Salcedo (2002) y Vázquez-Semadeni et al. (2003), quienes encontraron que para perturbaciones en la densidad cuyo tiempo de cruce sea mucho más corto que el tiempo de enfriamiento, la condensación del gas se comportaría de manera isobárica, pero si el tiempo de cruce excede el de enfriamiento entonces el gas sigue la curva de equilibrio térmico mientras se condensa; y para las perturbaciones de velocidad con tiempo de cruce mucho más corto que el de enfriamiento el gas tendería a comportarse adiabáticamente.

El comportamiento de la presión del gas atómico para diferentes regímenes de turbu-

lencia (Gazol, Vázquez-Semadeni & Kim 2005; Gazol et al. 2009), la generación de turbulencia a través del desarrollo no lineal de la IT (Koyama & Inutsuka 2002; Kritsuk & Norman 2002; Korpi et al. 2006, 2007), la interacción de la IT con la IT magneto-rotacional (Piontek & Ostriker) y el desarrollo de la IT en presencia de difusión ambipolar (Inoue, Inutsuka).

También se han estudiado algunos detalles de las propiedades estadísticas de las dos fases que presenta el gas atómico turbulento (ver por ejemplo, “On the structure of the turbulent interstellar atomic hydrogen”, P. Hennebelle and E. Audit 2006); Audit & Hennebelle (2005), investigaron la evolución dinámica de flujos enfriantes de WNM poniendo particular atención a los efectos de turbulencia. Las principales conclusiones de mencionados estudios son las siguientes: se confirmó que el flujo enfriante de WNM es fuertemente turbulento (resultado obtenido por Koyama & Inutsuka 2002, en su estudio de la propagación de choques en WNM); el CNM está muy fragmentado en pequeñas nubes que tienen una velocidad de dispersión igual a una fracción de la velocidad del sonido del WNM; como Gazol et al. (2001), aunque a escalas mucho más pequeñas se encontraron grandes fracciones de gas térmicamente inestable y además mostraron que la turbulencia es capaz de desestabilizar gas térmicamente inestable transiente.

A continuación se dará una descripción más detallada de algunos resultados importantes: Vázquez Semadeni, Gazol & Scalo 2000; Vázquez-Semadeni et al. 2003, crearon un modelo numérico del ISM en presencia de campos magnéticos, fuerza de Coriolis, formación estelar, autogravedad e IT. Encuentran que el aumento de fluctuaciones presentes en velocidades turbulentas aleatorias probablemente sea el camino más común para inducir fluctuaciones de densidad en el ISM. Además encuentran que, debido al calentamiento por choques turbulentos, una fracción significativa del gas tibio neutro no tiene tiempo para alcanzar la fase estable, ya que, en lugar de tener una temperatura $T_k \sim 8000\text{K}$ (este es un valor de equilibrio térmico estable) tiene $T_{kmax} \leq 5000\text{K}$, es decir, si el calentamiento turbulento está afectando al gas, como es que está más frío; lo cual representa un novedoso y provocativo resultado porque pone en entre dicho conceptos bien establecidos en la teoría clásica como fases térmicas estables. Sin embargo, con ello se resuelve una inconsistencia con tal teoría que había permanecido ya por mu-

cho tiempo. La teoría moderna explica esta diferencia de temperaturas en el gas, con el argumento de que si el tiempo de calentamiento entre una serie de eventos impulsivos excede el tiempo de enfriamiento entonces no se espera equilibrio térmico estable.

Heiles (2001) presentó nuevas mediciones de las temperaturas del gas interestelar en la línea de 21cm tomadas con el Radiotelescopio del Observatorio de Arecibo para el gas tibio a temperaturas $T > 500\text{K}$ se encuentra que una fracción significativa del gas ($>47\%$) vive en la región térmicamente inestable (500-5000K); mas aún, alrededor del 60 % de todo el gas atómico neutro tiene $T > 500\text{K}$. Grandes cantidades de gas en el régimen térmicamente inestable violan la piedra angular de los modelos teóricos globales del medio interestelar.

Gazol et al. (2001), analizaron la distribución de temperaturas en dos dimensiones con simulaciones del gas tibio y frío en el disco galáctico en el régimen térmicamente inestable encontraron que $\sim 50\%$ de la masa del gas turbulento tienen temperaturas las cuales podrían estar en el rango térmicamente inestable si sólo se considerará la inestabilidad térmica como único agente.

Con respecto al comportamiento de la presión en presencia de IT sin campos magnéticos y con ellos: Gazol A., Vázquez-Semadeni E. & Kim J. (2005) hicieron un estudio sistemático sobre los efectos de fluctuaciones de velocidad turbulenta en la distribución de presión térmica de un flujo térmicamente biestable no magnético con condiciones físicas comparables a aquellas del gas atómico. En particular estudiaron cómo se comporta la presión térmica como función de los parámetros de turbulencia que son, el número de Mach (M) y el número de onda de inyección de energía (k_{for}), ver sección 4.4. Debido a que cuando cualquiera de estos parámetros se incrementa el tiempo de cruce turbulento ³ decrece, y el gas es desviado del equilibrio térmico (ET) hacia un régimen intermedio entre el ET y el adiabático.

Gazol, Luis & Kim 2009 analizaron las distribuciones de presión térmica y magnéticas

³ *Tiempo de cruce turbulento: es el tiempo que tarda una fluctuación de velocidad turbulenta en el gas en atravesar toda la nube interestelar o estructura de nuestro interés. Representa una medida del tiempo en que la turbulencia afecta un volumen de gas de cierta escala dada, $t_{\text{turb}} \equiv \frac{L}{\Delta V_t}$ donde L es el tamaño característico de la estructura en cuestión y ΔV_t es la componente de velocidad turbulenta característica.*

para un modelo similar al descrito en el párrafo anterior. La tendencia que sigue la presión térmica (P_{th}) cuando varía M o k_{for} es la misma como en el caso no magnetizado. Sin embargo, la forma de la función de densidad de probabilidad de la presión térmica en el flujo es diferente. Para el caso no magnético esta distribución de probabilidad desarrolla una banda de la ley de potencias con altos valores de presión térmica para M o k_{for} lo suficientemente grandes. Y, para el caso magnético, la banda de ley de potencias es menos definida y está truncada. Además, en el caso magnético se encuentran regiones de muy baja presión térmica. Estas aparecen debido a que la presión magnética puede compensar y mantener cierto equilibrio.

En el trabajo: “Presiones térmica y magnética y estructuras transientes en flujos térmicamente biestables turbulentos” (Gazol et al. 2005) también se presentan resultados numéricos sobre los efectos de fluctuaciones de velocidad turbulenta en la distribución de presión térmica y magnética de un gas térmicamente biestable, para ello se usó un modelo numérico en 2D presentado por Gazol et. al., 2005. Encontrando que la fracción sobredensa ($n > 100 \text{cm}^{-3}$) del gas neutro en el ISM es $\approx 7\%$ y está sobrepresurizado ($P_{th} > 3400 \text{Kcm}^{-3}$).

Por otro lado, la generación de turbulencia en las etapas del desarrollo no lineal de IT ha sido estudiada numéricamente por Koyama & Inutsuka (2002); Kritsuk & Norman (2002) y Korpi & Branderburg (2006, 2007). Koyama & Inutsuka (2002) encontraron que el nivel de turbulencia inducido por la presencia de IT está determinado por la eficiencia de conversión de la energía térmica del gas inicial a energía cinética de los movimientos traslacionales de las nubecillas frías a través del desarrollo no lineal de la IT. De aquí que consideraran que el origen de la turbulencia interestelar es debida a la conversión de la energía cinética del gas en movimientos supersónicos. En un trabajo previo (Koyama & Inutsuka 2000) hicieron cálculos hidrodinámicos en 1D para la propagación de una fuerte onda de choque en el medio neutro tibio (WNM) y el medio neutro frío (CNM) incluyendo procesos térmicos y químicos. Mostrando que las regiones colapsadas después del choque en capas frías comprimidas (fragmentación) resultan de la inestabilidad térmica con diferentes velocidades traslacionales. De esta manera, proponen que el ISM galáctico está ocupado por pequeñas nubecillas que tienen dispersión de

velocidad supersónicas, es decir sugieren un origen de “turbulencia” en pequeñas nubes interestelares debido a que el ISM está siendo frecuentemente comprimido por explosiones supernova, vientos estelares, colisiones nube-nube, etc. Estudios observacionales mediante el mapeo de la Galaxia con la línea de 21cm así lo muestran (ver, Hartmann & Burton 1997), reportaron la existencia de muchas estructuras filamentosarias como cáscaras.

Hennebelle y Péroult (1999,2000) investigaron los procesos de condensación dinámica en un flujo térmicamente biestable y magnético, en una dimensión con simulaciones numéricas del medio interestelar neutro encontrando soluciones auto similares capaces de describir los procesos magneto-térmicos para campos magnéticos heterogéneos débiles y mostrarán como fuertes condensaciones son posibles en un gas magnetizado. Estudiaron el caso de perturbaciones de velocidad con amplitud finita de un flujo térmicamente biestable inicialmente en equilibrio térmico en la fase difusa. Ésta fase es estable linealmente pero inestable no linealmente; compresiones podrían manejar parcelas de gas dentro de condiciones inestables, donde las condensaciones son fuertes hasta alcanzar la otra rama de equilibrio térmico (CNM).

Además, concluyen que la condensación dinámica es mucho más eficiente que la condensación conductiva pues la estructura se desarrolla mucho más rápido durante una compresión que en un medio cuasi-isobárico. Por tanto, en un flujo térmicamente biestable, los efectos de compresión son muy importantes y no pueden ser ignorados. Los procesos de condensación aparecen aún en presencia de campos magnéticos. La condensación desde la fase tibia es manejada por un flujo convergente. La compresión conlleva a la formación de una nube.

Los estudios numéricos realizados por los diferentes grupos mencionados contrastan con lo observado, dada su motivación que es debida principalmente a los numerosos estudios observacionales reportados. Donde tales investigaciones tienen por objetivo encontrar explicación teórica a lo observado (ver por ejemplo, Heiles 2004) en donde muestra datos observacionales que ratifican algunas propiedades relevantes del gas interestelar difuso tales como presión, densidad, temperatura, campo magnético y estado de turbulencia. Algunos de estos datos fueron tomados con el Radiotelescopio de Arecibo en la

línea de 21 cm. Los datos muestran que al menos la mitad del WNM no es térmicamente estable.

Capítulo 4

Turbulencia

Aunque la turbulencia es el estado de movimiento natural de la mayoría de los fluidos y el paradigma del fenómeno no-lineal, resulta difícil dar una definición única de turbulencia. En términos de la dinámica de fluidos, la turbulencia es un régimen del flujo caracterizado por baja difusión de momento, alta convección (propagación del calor por las diferencias de densidades) y cambios espacio-temporales rápidos de presión y velocidad. Es encontrada usualmente en situaciones donde hay inversión de temperatura o de frentes que cruzan regiones rápidamente sin la posibilidad de alcanzar un equilibrio. La turbulencia ocurre en muchas partes de la Tierra (por ejemplo, atmósfera, océanos, ríos), y del Universo.

En el medio interestelar el gas se mueve a altas velocidades, debido a que en general tiene muy baja viscosidad y números de reynolds que pueden ser millones de veces mayores del que podemos medir en Tierra. También se observa turbulencia en discos de acreción alrededor de estrellas jóvenes o en las regiones de interacción entre vientos y chorros estelares con el medio circundante. Otros campos de la astronomía donde la turbulencia juega un papel importante son los interiores estelares y los efectos de la atmósfera terrestre sobre las observaciones.

A pesar de que el estudio de flujos turbulentos constituye un activo campo de investigación, la física contemporánea no posee todavía una herramienta general para estudiar de manera completa cuestiones como la propagación de calor en medios turbulentos, o incluso la formación y el desarrollo mismo de la turbulencia.

Los flujos se clasifican dentro de dos grupos: (i) laminares y (ii) turbulentos. En la figura 4.1, se muestra un esquema de la visualización de flujos laminar y turbulento en conductos. Tomados del “tanque de Reynolds” que se conserva actualmente en la Universidad de Manchester, aún en estado operativo. Uno de los objetivos de dicho tanque fue el de visualizar las características de los flujos laminar y turbulento, Reynolds empleó un colorante inyectado en una corriente de agua. Del interior del tanque parte un conducto transparente horizontal que, ya fuera del tanque, va conectado a una tubería descendente de desagüe. Debido al desnivel entre la superficie libre del tanque y el desagüe, por esta conducción circula agua. Al final de la tubería hay una válvula de regulación para controlar la velocidad de la corriente. En ese dispositivo, el agua se introduce en el conducto horizontal a través de una boquilla o embudo, con el objeto de facilitar una circulación del agua muy regular. En la zona de la boquilla se encuentra el inyector de colorante, alimentado desde un pequeño depósito exterior a través de una manguera. Así, para el tipo de movimiento correspondiente a flujo por un conducto de sección circular, se puede obtener una solución analítica suponiendo flujo estacionario, simetría axial e imponiendo equilibrio entre las fuerzas de presión y las fuerzas viscosas. En este movimiento, que es estacionario, las líneas de corriente coinciden con las trayectorias de las partículas de fluido, así como con las líneas de traza de las partículas de colorante inyectado por Reynolds, y no son sino rectas paralelas al eje del conducto. Sin embargo, Reynolds observó que dicho movimiento, estable y regular, sólo existe si la velocidad del flujo es suficientemente pequeña o bien si el diámetro del tubo es suficientemente pequeño para un caudal dado. Bajo estas circunstancias, el colorante forma una línea de corriente bien definida cuyo contorno muestra que sólo existe una pequeña difusión en la dirección radial, debida al transporte molecular. Además, cualquier perturbación que aparezca en el flujo es amortiguada rápidamente. Este movimiento es el denominado laminar. Por el contrario, si la velocidad es lo suficientemente grande, el movimiento del fluido se hace muy sensible a cualquier perturbación, las cuales se amplifican rápidamente. El flujo se hace entonces irregular y pierde su carácter estacionario. El grosor del colorante crece rápidamente, el contorno se difumina y toma una forma irregular hasta que aguas abajo se convierte en una nube. Este movimiento es el denominado

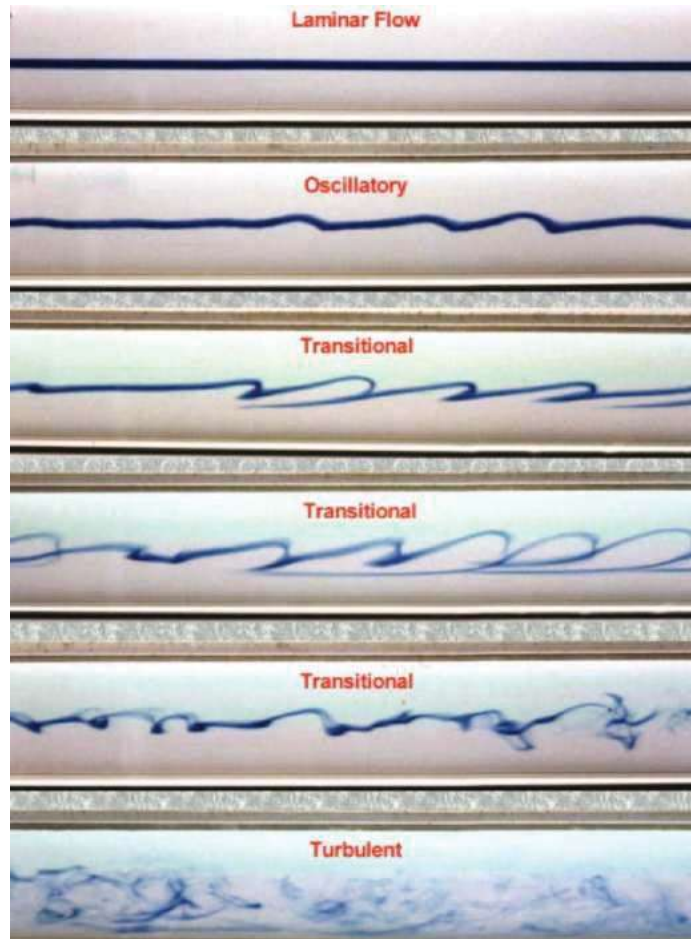


Figura 4.1: fotografías de los diferentes regímenes de flujo observados en el Tanque de Reynolds.

turbulento.

Así, el fluido que se mueve laminarmente parece obedecer reglas más o menos claras. Estudiando los flujos laminares se han entendido los principios básicos que describen a los fluidos aunque los flujos turbulentos son los dominantes. Otra manifestación importante de la turbulencia es la aparición de fluctuaciones¹ en las variables dinámicas del flujo (velocidad, presión, temperatura) a diferentes escalas tanto de tiempo como de ta-

¹Fluctuación: desviación de una variable mecánica de su valor medio. La teoría de fluctuaciones es importante en mecánica estadística por varias razones, la más obvia es para determinar hasta que punto esperamos observar desviaciones de la media de los valores calculados.

maño. Sin embargo, la turbulencia no aparece de manera instantánea en un flujo, antes de llegar a una forma completamente desarrollada pasa por algunas etapas intermedias. Iniciando con pequeñas ondulaciones que se distorsionan cada vez más y acaban convirtiéndose en una serie de vórtices contrarotantes (ver páneles intermedios en la figura 4.1). El flujo se puede caracterizar como laminar o turbulento observando el orden de magnitud del *número de Reynolds* (ver sección 4.2), el flujo se vuelve turbulento para $Re \geq 10^2 - 10^4$.

En el presente capítulo se presentan algunas características de los flujos turbulentos así como algunas definiciones básicas que permiten entender algunos de los procesos que tienen lugar en dichos flujos.

4.1. Características descriptivas de los flujos turbulentos

En general los investigadores están de acuerdo en que las principales características de un flujo turbulento son (Vázquez-Semadeni, 1997):

- a) En un flujo turbulento hay una gran cantidad de escalas excitadas, esto es, regiones del fluido que se mueven de manera coherente “vórtices² o remolinos” con escalas desde muy grandes hasta muy pequeñas, encontrándose conectadas todas las escalas entre sí, transfiriendo con ello la energía entre remolinos de diversos tamaños.
- b) La transferencia de energía es no lineal entre los diferentes modos (escalas). Esto significa que hay una conexión entre escalas que no son necesariamente vecinas, por lo que una perturbación a pequeña escala podría tener consecuencias a escalas grandes.
- c) El sistema es impredecible en el sentido de que es altamente sensible a las condiciones iniciales.

² Es un flujo turbulento en rotación espiral con trayectorias de corriente cerradas.

- d) El sistema tiene alta capacidad de mezclado. Los fenómenos de transporte son más eficientes que cuando son sólo debidos a la difusión.

4.2. Generación y disipación de turbulencia

El modelo matemático que describe la dinámica de un fluido viscoso (propiedad microscópica de los líquidos y gases reales que caracteriza su resistencia a fluir), en movimiento son la ecuación de Navier-Stokes (4.1) y la ecuación de continuidad (4.2) que se obtienen aplicando los principios de conservación de la mecánica y termodinámica a un volumen fluido, con ello se obtiene la llamada *formulación integral* de las ecuaciones y, para llegar a su *formulación diferencial* se manipula esta formulación integral aplicando diferentes teoremas matemáticos, obteniendo:

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = -\frac{\nabla P}{\rho} + \nu \nabla^2 \mathbf{u} \quad (4.1)$$

y la ecuación de conservación de masa o continuidad es:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \mathbf{u}) = 0 \quad (4.2)$$

donde $\mathbf{u}$ es la velocidad, P la presión, ρ la densidad y ν viscosidad cinemática. El segundo término del lado izquierdo de la ecuación de Navier-Stokes $\mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = u_i \partial_i u_j$ se conoce como advección, es el responsable del transporte turbulento debido al acoplamiento no lineal y está asociado con las fuerzas inerciales. El segundo término del lado derecho: $\nu \nabla^2 \mathbf{u}$ es la disipación viscosa y tiende a unificar los movimientos de un volumen fluido. Aunque estas ecuaciones fueron escritas en el siglo XIX, la comprensión de ellas sigue siendo muy limitada, ya que aún no se dispone de una solución analítica general. Sólo bajo ciertos tipos de flujo y situaciones muy concretas es posible hallar una solución. Sin embargo, la solución pierde validez conforme la turbulencia es más intensa.

La turbulencia se genera cuando las fuerzas inerciales $\gg$ las fuerzas viscosas, esto es, cuando en escalas intermedias entre la escala de inyección de energía y la escala de disipación (inerciales) la dinámica del flujo es dominada por el término advectivo y la disipación viscosa es irrelevante. El nivel de turbulencia de un flujo se puede medir con

el número de Reynolds (R_e) que es la razón entre los términos advectivo y viscoso de la ecuación de Navier-Stokes:

$$R_e \equiv \frac{|\mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u}|}{|\nu \nabla^2 \mathbf{u}|} \sim \frac{UL}{\nu} \quad (4.3)$$

donde U es la velocidad característica y L es la escala de tamaño del flujo. Así, entre más grande sea el número de Reynolds, mayor es el término advectivo con respecto al término viscoso, por lo que el flujo será más turbulento. La transición entre un flujo laminar y un flujo turbulento ocurre en $R_e \sim 10^2$. En el medio interestelar la viscosidad microscópica suele ser despreciable, y si esta se mide considerando colisiones entre nubes se encuentra un $R_e \sim 10^9$.

En ausencia de una fuente permanente de energía, la energía contenida en los movimientos turbulentos tiende a disiparse. Los mecanismos y los tiempos de disipación dependen de los ingredientes físicos presentes en el flujo. Para un fluido descrito por la ecuación de Navier-Stokes (4.1) y la ecuación de continuidad (4.2), la viscosidad actúa como mecanismo de disipación y, en el caso en el que los movimientos fuesen supersónicos también los choques podrían contribuir a la disipación de la energía cinética turbulenta.

4.3. Turbulencia Incompresible

Un fluido incompresible, está descrito por la ecuación de Navier-Stokes (4.1) y la condición de incompresibilidad $\frac{\partial \rho}{\partial t} = 0$ aplicada a la ecuación de continuidad (4.2) la cual implica:

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = \frac{\partial u_i(x)}{\partial x_i} = 0 \quad (4.4)$$

En este caso los cambios en la presión no producen variaciones en la densidad; el fluido es empujado hacia los alrededores y sólo se altera el campo de velocidades.

Debido a la naturaleza caótica de los movimientos turbulentos, resulta práctico describir un flujo turbulento en términos de cantidades promedio, ya que, una vez que la turbulencia está desarrollada las propiedades estadísticas del flujo se vuelven predecibles. Uno de los signos para la existencia de turbulencia incompresible es la vorticidad³ presente

³ La vorticidad es un concepto físico usado en dinámica de fluidos que mide la cantidad de circulación o rotación de un fluido: $\omega \equiv \nabla \times \mathbf{u}$, donde $\mathbf{u}$ es el campo de velocidades. Esto es, la circulación por

en el fluido y sabemos que la turbulencia está completamente desarrollada cuando el valor cuadrático medio (rms) de la vorticidad no desaparece, el proceso de vórtices (o de la división de ellos) finaliza cuando la escala de los mismos es tan reducida que el número de Reynolds no es lo suficientemente grande para que la inestabilidad persista. La descripción estadística se basa en la consideración de que las variables físicas se pueden dividir en una parte promedio y otra parte fluctuante. Por lo tanto, en cada punto la velocidad se puede escribir como: $v_i(x) = U_i(x) + u_i(x)$ donde $\mathbf{x}$ es el vector de posición y $\langle v_i \rangle = U_i$, $\langle u_i \rangle = 0$, y $\langle u^2 \rangle \neq 0$. Además por definición $\langle u^2 \rangle$ es la intensidad de turbulencia, donde $\langle u \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} v f(v) dv$ es el promedio de todos los posibles valores de u , v es una velocidad independiente y $f(v)$ es la probabilidad de velocidad por unidad de distancia en el espacio muestra. La energía cinética por unidad de volumen asociada a la turbulencia es $E_k = \frac{1}{2} \rho \langle u^2 \rangle$. Estadísticamente se define el grado de correlación de las variables del fluido ya que las características de puntos cercanos podrían estar correlacionados en diferentes grados. En particular, la correlación espacial entre dos fluctuaciones de velocidad se define como:

$$R_{ij} = \langle u_i(\mathbf{x}) u_j(\mathbf{x} + \mathbf{r}) \rangle \quad (4.5)$$

donde R_{ij} es el tensor de correlación que mide la probabilidad de que las fluctuaciones de velocidad evaluadas en los puntos $\mathbf{x}$ y $\mathbf{x} + \mathbf{r}$ tengan el mismo valor. Si la turbulencia es homogénea e isotrópica, entonces el tensor de correlación es función únicamente del vector de separación $\mathbf{r}$ (Shore, 1992).

El tensor espectro de velocidades se define como la transformada de Fourier del tensor de correlación (ec. 4.5):

$$\phi_{ij}(\mathbf{k}) = \frac{1}{(2\pi)^3} \int R_{ij}(\mathbf{r}) e^{-i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{r} \quad (4.6)$$

donde $\mathbf{k}$ es el vector de onda y $k = |\mathbf{k}| = \frac{2\pi}{\lambda}$, λ es la longitud de onda. Por lo que,

$$R_{ij}(\mathbf{r}) = \int \phi_{ij}(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{k} \quad (4.7)$$

si $\mathbf{r}=0$, entonces $R_{ij}(0) = \langle u_i u_j \rangle = \int \phi_{ij}(\mathbf{k}) d\mathbf{k}$. De las definiciones anteriores, se tiene que $R_{ii} = \int \phi_{ii}(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{r}} d\mathbf{k}$ de donde $R_{ii}(0) = \langle u_i u_i \rangle = \int \phi_{ii}(\mathbf{k}) d\mathbf{k} \equiv 3\mu^2$ donde μ es la

unidad de área en un punto del flujo.

velocidad cuadrática media(rms), $\mu^2 \equiv \frac{1}{3}\langle u_i u_i \rangle$.

Nótese que la mayor parte de la teoría turbulenta se desarrolla en el espacio de Fourier, porque es una herramienta matemática que permite un tratamiento directo de escalas de longitud (números de onda asociados a los modos de Fourier), ya que, al observar una imagen turbulenta se pueden apreciar “remolinos” de distintos tamaños que además, interactúan entre sí y con el espacio de Fourier es posible conocer esta transferencia de energía a diferentes escalas de los remolinos interactuantes.

En general, $\phi_{ii}(\mathbf{k})$ depende de la dirección del vector de onda, esta dependencia hace a $\phi_{ii}(\mathbf{k})$ difícil de manipular, entonces para eliminar la información adicional se integra el espectro anterior ϕ_{ii} sobre cascarones esféricos alrededor del origen del espacio de números de onda. De esta forma se obtiene un espectro que es función de la magnitud del número de onda, $k = |\mathbf{k}|$ y cuyo valor representa la energía cinética total en ese número de onda, esto es:

$$\varepsilon(k) \equiv \oint \phi_{ii}(\mathbf{k}) d\sigma \quad (4.8)$$

donde $d\sigma$ es el elemento de área sobre el cascarón. Integrando $\varepsilon(k)$ sobre todos los posibles valores de k se obtiene la energía cinética por unidad de masa asociada con los movimientos turbulentos,

$$E \equiv \frac{1}{2} \int_0^\infty \varepsilon(k) dk = \frac{1}{2} \int_{-\infty}^\infty \phi_{ii}(\mathbf{k}) d\mathbf{k} = \frac{1}{2} \langle u_i u_i \rangle = \frac{1}{2} R_{ii}(0) = \frac{3}{2} \mu^2$$

donde $\varepsilon(k)$ es conocida como, el espectro de energía cinética por unidad de masa contenida en modos con números de onda en el intervalo $[k-\frac{1}{2}, k+\frac{1}{2}]$.

4.3.1. Teoría de Kolmogorov

‘‘Big whorls have smaller whorls
That feed on their velocity,
And little whorls have lesser whorls
And so on to viscosity (in a molecular sense) ⁴’’ *Shore, 1992.*

La teoría de Kolmogorov es uno de los resultados más importantes en la teoría de la turbulencia, el estudio de su desarrollo comenzó con Richardson (1922), y más tarde con Kolmogorov en 1941. Es la única teoría completa aplicada a la turbulencia. Sin embargo, es aplicable sólo en situaciones muy restringidas requiriendo que el flujo turbulento sea incompresible. Además se requiere que la turbulencia sea homogénea (las propiedades estadísticas del flujo son iguales en cualquier punto del fluido), isotrópica (las propiedades estadísticas del flujo no dependen de la dirección en la que son calculadas), que el número de Reynolds se mantenga lo suficientemente grande para que el flujo esté activo en un amplio rango de escalas, y que el flujo sea 3D. Kolmogorov introduce el concepto de cascada de energía. En dicha cascada, la energía cinética se transfiere desde vórtices con escalas grandes hacia vórtices sucesivamente más pequeños sin disiparse, hasta que la escala de los vórtices alcanza la escala de la disipación viscosa. La teoría de Kolmogorov está basada en las siguientes suposiciones:

- Considera tres escalas relevantes: *escala integral*, es la escala más grande y la única donde ocurre la inyección de energía mediante fuentes radiativas o mecánicas que generen turbulencia en el flujo; *escalas inerciales* son las escalas intermedias y donde sólo puede ocurrir transferencia de energía de las escalas grandes hacia las más chicas; *escalas de disipación* es la escala asociada a las más pequeñas estructuras, en donde la disipación viscosa se vuelve relevante.
- La transferencia de energía es local en el espacio de Fourier, es decir, ocurre entre números de onda contiguos.

⁴*Poema de Richardson(1922), que describe de manera simple el modelo de cascada de energía de Kolmogorov.*

- El sistema está en equilibrio estadístico, por lo que las tasas de inyección de energía a gran escala, de transferencia a escala intermedia y disipación a pequeña escala, son iguales.

Los dos parámetros que caracterizan el medio fluido son la tasa de disipación de energía (ϵ) y el coeficiente de viscosidad molecular (ν), donde las dimensiones de ϵ son energía por unidad de tiempo por unidad de masa (L^2T^{-3}) y las unidades de ν son L^2T^{-1} . La densidad es constante, y por tanto, podemos combinar estos coeficientes (es decir, por análisis dimensional) para obtener una única escala de longitud disipativa (l_k) y de velocidad turbulenta (u_k), conocidas como las escalas de Kolmogorov:

$$l_k = \left(\frac{\nu^3}{\epsilon} \right)^{\frac{1}{4}} \quad \text{Escala de Longitud} \quad (4.9)$$

$$u_k = (\nu\epsilon)^{1/4} \quad \text{Escala de Velocidad} \quad (4.10)$$

$$\tau \equiv \left(\frac{\nu}{\epsilon} \right)^{1/2} \quad \text{Escala de Tiempo} \quad (4.11)$$

donde la escala de tiempo es para la disipación de la energía en escala de longitud l_k . Con estas hipótesis y mediante un nuevo análisis dimensional, Kolmogorov encontró un resultado importante denominado *Ley de Kolmogorov* o *espectro de energía* de Kolmogorov:

$$\varepsilon(k) = A\epsilon^{2/3}k^{-5/3} \quad (4.12)$$

donde A es una constante numérica. Este resultado también es conocido como Ley de -5/3 de Kolmogorov, es un resultado bien aceptado con amplio respaldo experimental (ver por ejemplo, Grant et. al, 1962). En la figura 4.2 se muestra una gráfica del espectro de kolmogorov.

4.4. Turbulencia Compresible

El estudio de la turbulencia compresible es significativamente más complejo que en el caso incompresible, aún para el caso simple de un gas politrópico donde $P \sim \rho^\gamma$ donde γ es el exponente politrópico, pues hay que tomar en cuenta dos EDPs acopladas (la de continuidad y momento). Además en la turbulencia compresible, los choques permiten

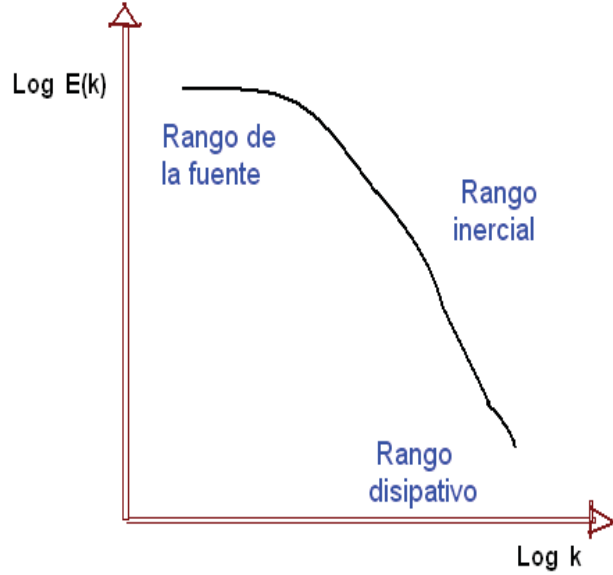


Figura 4.2: *Espectro de kolmogorov. Tomado de Shore, 1992. Pp. 226*

la disipación de energía en todas las escalas y no sólo a escalas pequeñas.

Para estudiar la turbulencia en el caso de un flujo compresible es conveniente separar el campo de velocidades en dos partes rotacional o incompresible ($\mathbf{u}_r$) y compresible ($\mathbf{u}_c$) bajo las siguientes condiciones $\nabla \cdot \mathbf{u}_r = 0$ y $\nabla \times \mathbf{u}_c = 0$.

Es importante hacer esta separación para entender de manera independiente las propiedades dinámicas de las dos componentes del campo de velocidad y la transferencia de energía entre ellas.

La compresibilidad tiene como efecto, la presencia de rarefacciones y compresiones (ondas sonoras) implicando como se mencionó anteriormente, la presencia de choques y la transferencia de energía desde escalas grandes y por lo tanto, mayor disipación comparado con la teoría de Kolmogorov. Otra diferencia con el caso incompresible es que el espectro kolmogorov parece ser universal y para el caso compresible la pendiente espectral depende del grado de compresibilidad del flujo. Así, en el caso de turbulencia débilmente compresible se encontró mediante simulaciones numéricas en 3D, que ambas componentes del campo de velocidad (u_c, u_r) tienen un espectro de energía que sigue

la Ley de Kolmogorov (Porter et al. 1994, 1995). Para compresibilidad intermedia con simulaciones en 2D la componente compresible tiene un espectro de la forma $E(k) \approx k^{-2}$ mientras que la componente rotacional mantiene un espectro de k^{-3} (Passot et al. 1988; Vázquez-Semadeni et al. 1995a). Para compresibilidades muy altas se encontró que ambas componentes tienen un espectro de $E(k) \approx k^{-2}$ (Passot et al. 1995).

4.4.1. Turbulencia en el ISM

Uno de los signos importantes que evidencian la turbulencia en el ISM (principalmente en nubes moleculares), es la presencia de anchos de líneas de emisión en el radio de moléculas interestelares, más grandes que los térmicos esperados, revelando con ello la existencia de movimientos macroscópicos con un alto contenido de energía mecánica. A partir de observaciones de líneas ^{12}CO , ^{13}CO y OH es posible medir de manera aproximada la temperatura del gas en las nubes que es $\sim 10\text{K}$. A esta temperatura, la velocidad térmica promedio calculada para la molécula de ^{12}CO es $\langle v \rangle \simeq 0.07\text{kms}^{-1}$, sin embargo de estas observaciones se deducen velocidades térmicas promedio que están entre $1\text{-}10\text{kms}^{-1}$, lo cual resulta $\sim$ dos ordenes de magnitud más grande en la velocidad observada a través del ancho de línea (Lequeux, 2005). Se propone para explicar estos movimientos no térmicos en el campo de velocidades del ISM que la turbulencia sea la responsable de tales movimientos, siendo esta la posibilidad más plausible. Así, la turbulencia a gran escala implica fluctuaciones de densidad importantes y formación de estructuras autogravitantes; a pequeña escala una presión adicional en las nubes además de constituir un soporte contra el colapso gravitacional.

En el ISM existe turbulencia compresible e incompresible volviéndose significativamente más compleja y que además se es permeada por campos magnéticos. Sin embargo, la turbulencia compresible es la dominante encontrándose en diversas regiones interestelares tales como nubes moleculares (ver por ejemplo, Saffman 1971), en estructuras frías transientes y, en general en las nubes atómicas.

Lo anterior, también se puede deducir de un simple análisis del número de Mach característico de determinada región. El CNM presenta un número de Mach ~ 3 implicando velocidades turbulentas supersónicas y para el WNM las velocidades son transónicas

(ver por ejemplo, Heiles & Troland 2003).

En el ISM la inyección de energía ocurre a todas las escalas pues existen una multiplicidad de fuentes, las principales son: la rotación diferencial de la Galaxia que produce un cizallamiento a escalas grandes $\geq 1\text{kp}$; explosiones de supernova inyectan grandes cantidades de energía cinética a escalas del orden $\sim 100\text{pc}$ y flujos bipolares, jets asociados con formación estelar, estos últimos inyectan energía a escalas mucho más pequeñas $\sim 1\text{-}10\text{pc}$ (Lequex, 2005).

Además, para caracterizar la turbulencia en un fluido compresible y magnetizado son necesarios parámetros adicionales importantes como son el *número de Mach* y la *velocidad de Alfvén*⁵.

En particular, para el estudio de la turbulencia en nubes frías atómicas dado que el hidrógeno se encuentra en su forma neutra, no es necesario considerar campos magnéticos pues su intensidad es muy débil⁶ por lo que, la velocidad Alfvén también se vuelve despreciable.

El número de Mach es una magnitud adimensional propuesta por el físico Ernst Mach (1838-1916) la cual compara la velocidad característica turbulenta del flujo con la velocidad del sonido en el medio en el que se mueve el fluido, esto es:

$$M \equiv \frac{U}{C_s} \quad (4.13)$$

donde U es la velocidad característica turbulenta a lo largo de la línea de visión, $C_s = \sqrt{\frac{P}{\rho}}$ es la velocidad del sonido isotérmica característica del medio donde se está moviendo el fluido. Así, con el número de Mach se clasifica la velocidad de la siguiente manera:

⁵ *Velocidad Alfvén.* Llamada así por el sueco Hannes Alfvén, quién predijo ondas en un plasma que avanzaban a esta velocidad. Matemáticamente se define como: $V_A \equiv \frac{B}{\sqrt{4\pi\rho}}$ donde B es la intensidad del campo magnético, ρ la densidad del fluido. Las ondas o velocidad Alfvén se propagan a lo largo de las líneas de campo magnético; dependen solamente de las características del medio, es decir, la densidad del plasma y la magnitud del campo magnético. No son ondas compresibles por lo que no existe un cambio en las características del medio, sólo una variación en la dirección del campo magnético y en la velocidad del plasma o flujo.

⁶ *Observaciones actuales con el telescopio “Hat Creek de 85 pies”* indicaron que las detecciones de intensidad del campo magnético son tan débiles para las regiones de gas atómico neutro ($\sim 1 \cdot 4\mu\text{G}$) que no son capaces de igualar la velocidad de turbulencia, (Heiles & Troland 2003).

- Si $M < 0.7$ se tendrá velocidad turbulenta subsónica en el flujo.
- Si $0.7 < M < 1.2$ se tendrá velocidad turbulenta transónica en el flujo.
- Si $1.2 < M < 5$ se tendrá velocidad turbulenta supersónica en el flujo.
- Si $M > 5$ se tendrá velocidad turbulenta hipersónica en el flujo.

Las fluctuaciones en la densidad de flujos isotérmicos generan turbulencia compresible o incompresible dependiendo del orden de la magnitud de la fluctuación respecto del orden de la densidad del flujo. Mediante un análisis similar al usado en la definición del número de Reynolds, es posible ahora estimar el orden de magnitud de las fluctuaciones en la densidad en flujos isotérmicos comparando el término advectivo con la fuerza producida por la presión térmica para la cual $\nabla P \propto C_s^2 \nabla \rho$ encontrando:

$$|\nabla P| \sim \rho |\mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u}| \Rightarrow C_s^2 |\nabla \rho| \sim \frac{\rho U^2}{L}$$

de donde

$$\frac{\Delta \rho}{\rho} \sim M^2 \quad (4.14)$$

Nótese que se hace la aproximación $\nabla \rho$ por $\frac{\Delta \rho}{L}$ y $|\nabla \mathbf{u}|$ por $\frac{U}{L}$, dado que la velocidad promedio $\langle u_i \rangle$ del flujo se asume que es cero. De la ecuación 4.14, es claro que el número de Mach también resulta ser una medida de la compresibilidad del flujo, por lo que, si $\frac{\Delta \rho}{\rho} \gg 1$ el flujo es compresible.

Importancia de la turbulencia en el ISM

La turbulencia es una propiedad que tiene un impacto considerable en la física del gas interestelar, modificando significativamente parámetros como transmisión de calor y propiedades de mezclado del gas, incluso influye de manera importante en el desencadenamiento de inestabilidad térmica, por ello es preciso considerarla como un ingrediente fundamental para entender el comportamiento en particular, de las regiones HI. Es responsable de la formación de estructuras tales como nubes moleculares, nubes atómicas, cascarones fríos y densos, etc., determinando su morfología. Constituye el soporte contra el colapso gravitacional en nubes moleculares. Además influye en la formación estelar.

Capítulo 5

El modelo numérico

Como se mencionó al final del capítulo 3 en los últimos años se ha tratado de entender cuales son las consecuencias de la interacción de la inestabilidad térmica y la turbulencia con los diversos procesos físicos y químicos que ocurren en el ISM. Como parte de estos esfuerzos en este trabajo de tesis se estudiaron simulaciones numéricas de un fluido con propiedades similares a las del gas interestelar atómico, es decir con turbulencia e inestabilidad térmica. En particular, se analizó el conjunto de simulaciones obtenido utilizando el modelo numérico presentado por Gazol, Vázquez-Semadeni y Kim, 2005. En el presente capítulo se describirá dicho modelo.

5.1. Descripción

El modelo numérico que se utilizó en las simulaciones numéricas reproduce condiciones físicas promedio del gas atómico ($n \sim 1\text{cm}^{-3}$ y $T \sim 2400\text{K}$), integrando las ecuaciones de la hidrodinámica incluyendo la ecuación de energía (vistas en la sección 3.3.1.) en dos dimensiones (2D). Tales ecuaciones se resuelven usando un esquema tipo MUSCL (monotone upstream-centered scheme for conservation laws) con resolvedores Riemann HLL, completado con términos modelo para el enfriamiento radiativo y el calentamiento, y una prescripción para forzamiento aleatorio turbulento. La tasa de calentamiento de fondo considerada en el modelo es tomada como una constante $\Gamma_0 = 2.51 \times 10^{-26} \text{erg s}^{-1} \text{H}^{-1}$, donde H^{-1} significa por átomo de hidrógeno. Este es el

valor de la tasa de calentamiento fotoeléctrico a una densidad $n = 1\text{cm}^{-3}$ reportada por Wolfire et al. (1995) y está aproximadamente a medio orden de magnitud de su valor en todo el rango $10^{-2}\text{cm}^{-3} \leq n \leq 10^3\text{cm}^{-3}$. Dichos autores calculan la temperatura de equilibrio térmico del gas interestelar difuso tomando en cuenta los principales procesos de enfriamiento y calentamiento que tienen lugar en dicho gas. Diagramas de P vs ρ muestran un medio térmicamente biestable en equilibrio térmico (es decir, $L = \Lambda - \Gamma \simeq \rho^2\Lambda - \rho\Gamma = 0$), en el que las fases estables pueden ser mantenidas en equilibrio de presión para $990\text{Kcm}^{-3} \leq \frac{P}{k} \leq 3600\text{Kcm}^{-3}$. La función de enfriamiento usada en el modelo numérico que aquí se presenta es la resultante de hacer un ajuste a la curva de equilibrio “estándar” ya mencionada suponiendo una tasa de calentamiento constante, y una dependencia de ley de potencias a trozos sobre la temperatura es decir:

$$\Lambda = C_{i,i+1}T^{\beta_{i,i+1}} \quad \text{para} \quad T_i \leq T \leq T_{i+1}$$

y usando los valores reportados por Wolfire et al. (1995) para la densidad y la presión, la función de enfriamiento resultante es (Sánchez-Salcedo, et al. 2002):

$$\Lambda = \begin{cases} 0 & T < 15 \text{ K} \\ 3 \cdot 42 \times 10^6 T^{2.13} & 15 \text{ K} \leq T < 141 \text{ K} \\ 9 \cdot 10 \times 10^{18} T & 141 \text{ K} \leq T < 313 \text{ K} \\ 1 \cdot 11 \times 10^{20} T^{0.565} & 313 \text{ K} \leq T < 6101 \text{ K} \\ 2 \cdot 00 \times 10^8 T^{3.67} & 6101 \text{ K} \leq T \end{cases}$$

donde los coeficientes ($C_{i,i+1}$) tienen unidades de: $\text{ergs s}^{-1} \text{g}^{-2} \text{cm}^{-3} \text{K}^{-\beta}$, siendo β el exponente de la temperatura en el intervalo correspondiente. En condiciones de equilibrio térmico, la ecuación anterior implica que el gas es térmicamente inestable bajo el modo isobárico para $313\text{K} < T < 6102\text{K}$, y marginalmente estable para $141\text{K} < T < 313\text{K}$. En equilibrio térmico, las temperaturas de transición son $T = 6102, 313$ y 141 K que corresponden a las densidades $n = 0.60, 3.2$ y 7.1 cm^{-3} respectivamente.

Las condiciones iniciales consideradas por los autores del modelo numérico son las de un

fluido inicialmente en reposo con densidad ($n_0 = 1\text{cm}^{-3}$) y temperatura ($T_0 = 2399\text{ K}$) uniformes en el intervalo térmicamente inestable, tal que, en ausencia de turbulencia el medio podría segregarse espontáneamente en dos fases: una difusa tibia ($n \lesssim 0.6\text{cm}^{-3}$, $T \gtrsim 6102\text{ K}$), y una densa fría ($n \gtrsim 7.1\text{cm}^{-3}$, $T \lesssim 141\text{ K}$) y no se considera presencia de campos magnéticos ni de autogravedad. El modelo simula una región cuadrada de 100 pc por lado (tamaño de la caja numérica) y las soluciones satisfacen condiciones periódicas en la frontera, esto es, se considera la región de estudio como si sus extremos se tocaran. Lo podemos visualizar como si todo lo que sale por un borde de caja numérica apareciera entrando por el borde opuesto de la caja, es decir, no hay cambios en la masa contenida en la caja.

El forzamiento turbulento (inyección de energía) es solenoidal¹ y se hace en el espacio de Fourier en un ancho de banda de números de onda $k_{for-1} \leq k \leq k_{for}$.

La amplitud de la perturbación de velocidades es fijada por una tasa constante de inyección de energía cinética. La tasa de inyección de energía cinética se elige de tal manera que se mantenga aproximadamente el numero de Mach sónico deseado. El número de onda k_{for} está relacionado con la escala de forzamiento por $k_{for} = \frac{2\pi}{\lambda_{for}}$.

La unidad de tiempo t_0 elegida en el modelo numérico corresponde al tiempo que tardaría el sonido en recorrer la caja numérica a una velocidad de 9.1 km s^{-1} , que es la velocidad isotérmica del sonido a una temperatura de 10^4 K , esta es $t_0 = 10.8\text{ Myr}$, Cuadro 5.1. Donde los números de Mach son expresados con respecto a esta velocidad del sonido.

5.2. Ventajas y limitaciones

Resulta muy conveniente estudiar el fenómeno físico de la turbulencia usando un forzamiento aleatorio inyectado en el espacio de Fourier, ya que la transferencia de energía

¹Un campo vectorial $\mathbf{U}$ es llamado solenoidal si $\nabla \cdot \mathbf{U} = 0$. Lo que significa que sobre la superficie de una parcela de fluido, únicamente actúan las fuerzas tangenciales, ocasionando que la parcela de fluido rote sin que esta se comprima o se dilate.

Unidades del modelo numérico	
Densidad (n)	1 cm ⁻³
Tiempo (t_0)	10.8 Myr
Velocidad isotérmica del sonido (C_s)	9.1 km s ⁻¹

Cuadro 5.1:

entre diferentes escalas (correspondientes a diferentes números de onda) que se da en un flujo turbulento se puede apreciar claramente en dicho espacio. Sin embargo, esto implica que cada punto físico en el espacio está sujeto a un forzamiento en cualquier tiempo dado. Esta no es una manera muy realista de inyectar turbulencia en un modelo del ISM, ya que las fuentes de energía encontradas en el medio interestelar como explosiones de supernova u ondas de choque de brazos espirales tienen una localización más específica en el espacio. Sin embargo, se espera que la turbulencia se propague lejos de la fuente localizada (Avila-Reese & Vázquez-Semadeni 2001), generando un flujo turbulento.

Sin embargo esta forma de manejo de turbulencia con forzamiento en el espacio de Fourier permite un mayor control en la precisión de la escala de inyección de energía así como del número de Mach en el flujo. Con este forzamiento que solamente inyecta energía cinética, se garantiza que las fluctuaciones de presión que se desarrollan en el flujo sean causadas puramente por advección (transporte de fluido) y no por inyección directa de calor de fuentes estelares puntuales permitiendo con ello aislar los efectos de las fluctuaciones de velocidad sobre la distribución de la presión.

Capítulo 6

Análisis y Resultados

En este capítulo presentamos un análisis de los resultados arrojados por simulaciones hidrodinámicas bidimensionales de un flujo térmicamente inestable con características similares a las del gas interestelar atómico en escalas físicas de 100 pc.

6.1. El conjunto de simulaciones

El conjunto de simulaciones numéricas que se analizan aquí fue obtenido utilizando el modelo numérico descrito en capítulo anterior. Dichas simulaciones no pretenden representar un modelo exacto del gas atómico neutro, sino que son un experimento numérico que permite identificar los efectos de uno de los parámetros fundamentales de la turbulencia: el número de Mach en el comportamiento termodinámico de un gas térmicamente inestable. Estas simulaciones evolucionan durante 4 unidades de tiempo del código (UTC) correspondientes a $t=43.2$ Myr ($1 \text{ UTC}=10.8$ Myr) en unidades físicas. Se analizaron simulaciones con resolución de 2048^2 celdas (o píxeles, lo que corresponde a un tamaño 0.0488 pc para cada celda) y tres diferentes tasas de inyección de energía cinética que implican números de Mach de $M \sim 1, 1.5$ y 2. Para ilustrar lo que pasa en tales simulaciones, en la figura 6.1 se muestran tres imágenes correspondientes al campo de densidad a un tiempo fijo $t=3$ UTC correspondiente a $t= 32.4$ Myr en unidades físicas.

Una característica importante que se puede observar en estas figuras es la estructura

filamentaria, que mencionamos brevemente en la sección final del capítulo 3. El contraste en la densidad es mayor conforme se inyecta más energía cinética, es decir, para $M \sim 2$ (figura del centro) encontramos mayor contraste y observamos mayor formación de estructura filamentaria con respecto a las otras dos figuras que tienen M menores.

En la siguiente sección analizaremos los datos arrojados de cada una de las tres simulaciones.

6.2. Descripción del análisis

Los datos que resultan de las simulaciones numéricas (en código binario) fueron analizados mediante programas contruídos en IDL (Interactive Data Language), que es un lenguaje de programación científico muy eficiente en el tratamiento y modelaje de datos. Para cada simulación, la primera parte del análisis consistió en encontrar, para cada tiempo, las condensaciones (definidas como conjuntos conexos de celdas con densidad por arriba de una densidad umbral n_{umbral}) y algunas de sus propiedades: la dispersión de velocidades interna en la condensación (V_{rms}), la densidad promedio (n), la densidad máxima (n_{max}), el número de píxeles (npix) y la “masa” (npix $n \times npix$).

El algoritmo para la búsqueda de las condensaciones funciona de la siguiente manera:

- 1.- Se leen los datos que resultan de las simulaciones.
- 2.- Se fija un valor mínimo de densidad umbral n_{umbral} .
- 3.- Se calcula el máximo de la densidad n_{max} (usando la función MAX de IDL).
- 4.- Si $n_{max} > n_{umbral}$, usando la función SEARCH2D de IDL se encuentran todos los puntos vecinos al punto donde $n = n_{max}$ y con $n > n_{umbral}$. Para usar la función SEARCH2D es necesario especificar solamente el rango de valores que se va a considerar, el punto alrededor del cual se va a buscar y el nombre del arreglo en el que se encuentran los datos. Esta función devuelve un arreglo con datos tipo caracteres de larga longitud que contiene una lista de los subíndices del arreglo que definen el objeto o región localizada.
- 5.- Una vez que se tiene este arreglo, se calculan las propiedades de la condensación encontrada y, si la región contiene más de 10 píxeles, se escriben en un archivo de salida correspondiente al tiempo en el que se están buscando las

condensaciones. 6.- En los puntos del arreglo original donde se encuentra la condensación se resta el valor de la densidad correspondiente a cada punto. De esta manera dichos puntos no serán tomados en cuenta en las búsquedas subsecuentes. 7.- El proceso se repite hasta que $n_{max} = n_{umbral}$.

Para cada simulación, este procedimiento generó nuevos archivos (41) de datos (en formato de texto simple) con la información, para cada tiempo, de las condensaciones. Se analizaron 41 tiempos diferentes que van de $t=2$ UTC a $t=4$ UTC separados entre ellos por $\Delta t=0.05$ UTC

Dado que el objetivo de este análisis radica en identificar que papel juegan los dos mecanismos principales de generación de estructuras en el gas atómico, turbulencia e inestabilidad térmica, se hicieron análisis para diferentes densidades umbral partiendo de una densidad umbral considerablemente grande ($n_{umbral} \geq 100\text{cm}^{-3}$) hasta un valor cercano al límite de la inestabilidad térmica que ocurre para densidades $n \sim 7\text{cm}^{-3}$ plasmando el comportamiento de las propiedades en histogramas.

Construcción de histogramas (promedio temporal)

La segunda parte del análisis consistió en leer los archivos creados usando el procedimiento anterior, que contienen la información de las condensaciones y crear histogramas para cada una de las propiedades. Su construcción para cada una de las propiedades consideradas, se hace de la siguiente manera para cada tiempo: se analizan los datos de los archivos correspondientes a cada simulación buscando el número máximo de condensaciones encontrado por IDL y se declaran arreglos donde pueda ser guardada la información de todas y cada una de las condensaciones. Se registran los valores mínimo y máximo alcanzados por la propiedad analizada para usarlos como mínimo y máximo del histograma. Se construye un histograma para cada uno de los tiempos y después se calcula el promedio temporal de dichos histogramas.

Para cada una de las propiedades estudiadas los histogramas se calculan usando intervalos logarítmicos porque la diferencia entre los valores máximo y mínimo es de varios órdenes de magnitud, por ejemplo para la masa varía de 1000 pixeles cm^{-3} a $100\,000$

pixeles cm^{-3} .

Una vez construídos los histogramas, para entender mejor los resultados, es decir, la tendencia o comportamiento que presentan las gráficas, se hicieron pruebas con diferentes números de bins (número de intervalos considerados para los histogramas, nbins) entre 100 y 25, buscando un número “ideal” que no fuera demasiado grande para no tener demasiadas fluctuaciones y poder apreciar mejor la tendencia pero tampoco demasiado pequeño para poder resolver bien la forma de las distribuciones. Un ejemplo tomado de los resultados son las gráficas de la figura 6.2 para la propiedad “masa” (número de pixeles multiplicado por la densidad promedio, $\text{npix} \times n$) en escala logarítmica con un número de Mach $M \sim 2$ y $n_{\text{umbral}} = 100\text{cm}^{-3}$. La gráfica de la izquierda está hecha con nbins=100, la gráfica de la derecha con nbins=50 y la gráfica del centro con nbins=25. Como se espera, el número de condensaciones ($\equiv Y$) total promedio en el tiempo es el mismo, $Y \sim 71$ para las tres gráficas.

Después de varias pruebas para cada una de las variables concluimos que los resultados se entienden mejor usando nbins=50 y la única diferencia encontrada es en la altura de los histogramas. Como se aprecia en la figura 6.2 la altura es mayor a menor nbins, lo cual es de esperarse, pues esto implica menor resolución y un mayor número de condensaciones en cada intervalo.

Luego, para asegurarnos de que la tendencia del comportamiento de histogramas al variar el número de Mach no cambiara y con ello tener resultados confiables que no dependan del número de tiempos usados para promediar, se fue variando el número de salidas temporales manteniendo fijo nbins y tomando siempre las salidas temporales más evolucionadas. En las figuras 6.3 y 6.4 se muestra la variable “masa” (número de pixeles multiplicado por la densidad promedio, $\text{npix} \times n$) en escala logarítmica, $n_{\text{umbral}} = 100\text{cm}^{-3}$ y con sus diferentes números de Mach $M \sim 1, 1.5$ y 2 . Las tres primeras gráficas (Figura 6.3) están hechas para un mayor número de salidas temporales, ndump=200-400 ($\Delta t=2$ UTC) correspondientes a 41 salidas y su número promedio total temporal de condensaciones (que se hace haciendo la suma de todos los elementos del histograma a cada tiempo) para $M \sim 1, 1.5$ y 2 es $Y \sim 58, 67$ y 71 , respectivamente, mientras que en el segundo grupo figura 6.4 están hechas con 21 salidas temporales que

corresponden a $ndump=300-400$ ($\Delta t=1$ UTC) y su número promedio total de condensaciones también aumenta, para $M \sim 1, 1.5$ y 2 , es $Y \sim 45, 74$ y 67 , respectivamente. En general, resultó que para todas las propiedades analizadas el aumento en el número de condensaciones es del $\sim 10\%$ respecto de tomar 41 salidas temporales en vez de 21 salidas.

Además de las diferencias en el número de condensaciones, en las figuras se observa que la forma del histograma para $M \sim 1$ es considerablemente diferente y en la figura 6.4 se encuentra generalmente siempre por abajo de los otros dos histogramas, mientras que en la figura 6.3 se intersecta varias veces con los otros dos histogramas. Los histogramas variando el número de salidas para cualquier propiedad tomada son diferentes. Sin embargo, respecto a la dependencia en el número de Mach los comportamientos de las distribuciones cualitativamente son iguales así como los anchos de las distribuciones, por lo que podemos elegir cualquier intervalo de salidas. En particular, elegimos para 41 salidas en vez de 21 salidas para tener un mejor muestreo estadístico.

Por completez, calculé los valores de las medidas de dispersión estadísticas: la media, la varianza y la desviación estándar sobre el promedio temporal para cada histograma **Cuadro 6.1**. Estos datos son indicadores que describen la variabilidad o dispersión de los datos respecto del promedio en una distribución.

6.3. Histogramas para diferentes valores de n_{umbral} .

El análisis descrito en la sección anterior se realizó tres veces cambiando la densidad umbral, $n_{umbral} = 100\text{cm}^{-3}, 50\text{cm}^{-3}$ y 10cm^{-3} . Para cada densidad umbral se obtienen tres conjuntos de histogramas, que corresponden a los tres diferentes valores de M .

En las figuras: 6.5, 6.6 y 6.7 se muestran los histogramas obtenidos de las cinco propiedades estudiadas: densidad promedio (n), densidad máxima (n_{max}), número de pixeles ($npix$), “masa” ($n \times npix$) y la dispersión de la velocidad interna o velocidad cuadrática media (V_{rms}), para cada uno de los valores de n_{umbral} para $M \sim 2$. En las tres figuras se incluyen las incertidumbres calculadas como la desviación estándar con respecto al promedio temporal, la línea continua representa el histograma promedio mientras que la

línea a trazos muestra el promedio $\pm$ desviación estandar (incertidumbre). Se obtuvieron otros dos conjuntos de histogramas para $M \sim 1$ y 1.5 con su respectiva n_{umbral} . Sin embargo, elegimos sólo un conjunto ilustrativo ($M \sim 2$) dado que, para determinada n_{umbral} los otros dos histogramas con su respectivo M resultaron muy similares entre sí, salvo un aumento diferencial creciente generalizado de $M \sim 1-2$ en la altura de los histogramas. Al comparar las figuras 6.5, 6.6 y 6.7, en las que se varía n_{umbral} para una misma propiedad, se observan diferencias importantes:

en las formas de los histogramas, los tamaños de la distribución que resultan más grandes a $n_{umbral} = 10\text{cm}^{-3}$ y los anchos (o valores máximo y mínimo en el eje X) que son diferentes excepto para el valor máximo de la densidad máxima.

A continuación se muestra el Cuadro 6.1, correspondiente a $n_{umbral} = 100$ para cada uno de los conjuntos de histogramas, los datos de éste cuadro reflejan algunas de sus propiedades, y vemos que los por ejemplo, los valores de la desviación estándar son muy cercanos a los valores de la media. Ello también ocurre para $n_{umbral} = 50$ y 10 , por lo que se omiten los otros 2 cuadros correspondientes.

6.4. Comportamiento para diferentes números de Mach.

En el Cuadro 6.2 se hace una tabulación del número promedio de condensaciones encontradas para cada conjunto de simulaciones descritas en la sección anterior (el número está redondeado al entero más próximo). De aquí podemos ver que variando M , el número de condensaciones para $n_{umbral} = 100\text{cm}^{-3}$ aumenta $\sim 16\%$ para $M \sim 1$ a $M \sim 1.5$ y $\sim 6\%$ de $M \sim 1.5$ a $M \sim 2$. Para $n_{umbral} = 50\text{cm}^{-3}$ aumenta $\sim 3\%$ para $M \sim 1$ a $M \sim 1.5$ y $\sim 25\%$ de $M \sim 1.5$ a $M \sim 2$, y finalmente para $n_{umbral} = 10\text{cm}^{-3}$ aumenta $\sim 10\%$ para $M \sim 1$ a $M \sim 1.5$ y $\sim 1\%$ de $M \sim 1.5$ a $M \sim 2$. Mientras que variando n_{umbral} el cambio es aún más significativo pues aumenta el número de condensaciones $\sim 100\%$ conforme n_{umbral} pasa de 100 cm^{-3} a 50 cm^{-3} o de 50 cm^{-3} a 10 cm^{-3} .

Finalmente, con el objetivo de estudiar los efectos de aumentar el número de Mach en las distribuciones de las propiedades analizadas, en las figuras: 6.8, 6.9, 6.10, 6.11 y

6.12, se presentan gráficas con los histogramas obtenidos para los tres números de Mach, con sus correspondientes unidades físicas, encontradas mediante una operación básica (regla de tres) con las unidades del código. Cada panel corresponde a una n_{umbral} dada y en cada panel los tres histogramas distintos respecto a los tres números de Mach: la línea continua representa el histograma con $M \sim 1$, la línea a trozos representa el histograma con $M \sim 1.5$ y la línea punteada representa el histograma con $M \sim 2$.

Una similitud encontrada en las primeras cuatro propiedades mostradas fue respecto al ancho de las distribuciones, esto es, los valores mínimo y máximo en el eje X, que para cada n_{umbral} resultan semejantes, independientemente del valor de M . Además no se observa un comportamiento sistemático de las distribuciones completas, aunque en general la distribución más ancha se tiene para $M \sim 2$ respecto a las otras dos siendo más marcado en algunas propiedades que en otras. Cuando aparece un comportamiento sistemático al variar M , en cualquier caso, este ocurre solamente para una parte del histograma, y se da de tal forma que el histograma con $M \sim 2$ se encuentra por arriba del que resulta de la simulación con $M \sim 1.5$ y este a su vez por encima del de $M \sim 1$. En los histogramas para la densidad promedio, figura 6.8 el rango de densidad en el que se puede observar un comportamiento sistemático se encuentra entre $n = 10^2 \text{cm}^{-3}$ a $10^{2.5} \text{cm}^{-3}$ para $n_{umbral} = 100 \text{cm}^{-3}$; para $n_{umbral} = 50 \text{cm}^{-3}$ entre $n = 10^{1.7} \text{cm}^{-3}$ a $10^{2.5} \text{cm}^{-3}$ y para $n_{umbral} = 10 \text{cm}^{-3}$ entre $n = 10^1 \text{cm}^{-3}$ a 10^2cm^{-3} . Para todos los valores de M las distribuciones con $n_{umbral} = 100 \text{cm}^{-3}$ inicialmente crecen y en $n = 10^{2.1} \text{cm}^{-3}$ decrecen suavemente y a partir de este mismo punto se puede observar un comportamiento más o menos sistemático como el descrito más arriba. Las distribuciones con $n_{umbral} = 50 \text{cm}^{-3}$ crecen rápidamente y decrecen suavemente, además se observa el mismo comportamiento sistemático a partir del punto donde empiezan a decrecer. Y para las distribuciones con $n_{umbral} = 10 \text{cm}^{-3}$, se observa que en $n = 10 \text{cm}^{-3}$ tienen un punto máximo desde donde el número de condensaciones va decreciendo, con una pendiente muy grande en el intervalo de densidad logarítmica de 1 a 1.1 y con una pendiente menor para densidades mayores. Para valores de n_{umbral} mayores los picos de densidad que aparecen en las simulaciones son tomados en cuenta como condensaciones individuales. Por eso la distribución no refleja tanto (como el caso de $n_{umbral}=10 \text{ cm}^{-3}$) una estruc-

tura de anidamiento. El hecho de que haya una pequeña pero perceptible diferenciación de las distribuciones con respecto al número de Mach, es el reflejo del hecho de que a altas densidades el forzamiento turbulento juega un papel más relevante que en el caso $n_{umbral}=10 \text{ cm}^{-3}$ en el que se toman en cuenta zonas más grandes y en las que la IT ha tenido una más fuerte influencia. En este caso hay una diferenciación para $n \gtrsim 10^{1.3}$ y en el caso de $n_{umbral}=50 \text{ cm}^{-3}$ la diferenciación se puede ver desde $n \gtrsim 10^{1.9}$. El número de condensaciones decrece para densidades promedio mayores porque los picos de densidad al estar inmersos en regiones de menor densidad pero por encima de la densidad umbral, se toman como una sola condensación aunque pueda haber varios picos y, a la hora de hacer el promedio, este puede ser bajo.

En los histogramas para la densidad máxima, figura 6.9, las observaciones encontradas en la densidad máxima respecto a las distribuciones son las mismas que las halladas en la densidad promedio, aunque los intervalos donde existe un comportamiento sistemático son distintos para n_{max} . El rango de densidad en los que se puede distinguir un comportamiento sistemático se encuentra entre $10^{2.3}\text{cm}^{-3}$ a $10^{3.1}\text{cm}^{-3}$ para $n_{umbral} = 100\text{cm}^{-3}$; para $n_{umbral} = 50\text{cm}^{-3}$ entre $10^{1.8}\text{cm}^{-3}$ a $10^{2.9}\text{cm}^{-3}$ y para $n_{umbral} = 10\text{cm}^{-3}$ entre $10^{1.1}\text{cm}^{-3}$ a $10^{2.8}\text{cm}^{-3}$. En este caso la mayor (aunque pequeña) diferenciación de los histogramas con respecto a M para n_{umbral} grande se explica de la misma manera que en el caso de n .

En los histogramas para el “volumen” (npix) que es el número de píxeles contenidos en las condensaciones, figura 6.10, los anchos de las distribuciones van de 10 a $10^{2.9}$ píxeles para $n_{umbral} = 100\text{cm}^{-3}$; de 10 píxeles a 10^3 píxeles para $n_{umbral} = 50\text{cm}^{-3}$ y de 10 píxeles a $10^{4.2}$ píxeles para $n_{umbral} = 10\text{cm}^{-3}$. Las distribuciones con $n_{umbral} = 100\text{cm}^{-3}$ crecen y luego decrecen y las distribuciones se mezclan de forma tal, que no hay distinción entre los histogramas para diferentes valores de M . Las distribuciones con $n_{umbral} = 50\text{cm}^{-3}$ crecen a partir de 10 píxeles, siendo éste el punto máximo luego decrecen abruptamente a partir de dicho punto y continúan decreciendo suavemente. Finalmente las distribuciones con $n_{umbral} = 10\text{cm}^{-3}$ van creciendo suavemente, se

mantienen luego decrecen suavemente y sólo se observa un comportamiento sistemático en los números de Mach en el intervalo 100 a 1000 pixeles. El hecho de que para $n_{umbral} = 10\text{cm}^{-3}$ el histograma se extienda por un orden más de magnitud refleja el hecho de que en este caso se consideren regiones más difusas alrededor de los máximos, extendiendo más el tamaño de las condensaciones, y para n_{pix} entre $10^{1.5}$ pixeles y 10^3 pixeles hay una distinción entre los histogramas para diferentes números de Mach. Esto se puede deber a que en estos tamaños la formación de condensaciones esté dominada por el forzamiento turbulento. Para saber si estas regiones corresponden a aquellas en las que la densidad promedio parece estar correlacionada con el valor de M se tendría que hacer una gráfica de n vs n_{pix} . La falta de diferenciación para $n_{umbral} = 100\text{cm}^{-3}$ y $n_{umbral} = 50\text{cm}^{-3}$ puede deberse al pequeño número de condensaciones con más de 100 pixeles que se obtienen en esos casos.

Los histogramas para la “masa” promedio (calculada de $\rho = \frac{m}{v}$) se muestra en la figura 6.11, y los intervalos de las distribuciones se encuentran entre 10^3 pixeles cm^{-3} a $10^{5.4}$ pixeles cm^{-3} para $n_{umbral} = 100\text{cm}^{-3}$; para $n_{umbral} = 50\text{cm}^{-3}$ entre $10^{2.5}$ pixeles cm^{-3} a $10^{5.4}$ pixeles cm^{-3} y para $n_{umbral} = 10\text{cm}^{-3}$ entre 10^2 pixeles cm^{-3} a 10^6 pixeles cm^{-3} . Las distribuciones con $n_{umbral} = 100\text{cm}^{-3}$ crecen, se mantienen y luego decrecen suavemente, y no hay distinción entre los diferentes valores de M . Las distribuciones con $n_{umbral} = 50\text{cm}^{-3}$ en el punto inicial crecen rápidamente, a partir de ese punto empiezan a decrecer suavemente y se observa un comportamiento sistemático en casi toda la distribución. Finalmente, las distribuciones con $n_{umbral} = 10\text{cm}^{-3}$ crecen suavemente, se mantienen, y decrecen suavemente. Se observa un comportamiento sistemático en un intervalo que corresponde a una cuarta parte de la distribución. Las diferencias para distintos valores de M se observan para $n_{umbral} = 10\text{cm}^{-3}$ y 50cm^{-3} para $n \cdot n_{pix} \simeq 10^{3.2}$ pixeles cm^{-3} - $10^{4.1}$ pixeles cm^{-3} y reflejan las diferencias observadas en cada una de las variables por separado.

Para la dispersión de velocidades o velocidad cuadrática media dentro de la condensación (V_{rms}) se obtuvieron los histogramas de la figuras 6.12. Al variar M y n_{umbral} los anchos de los histogramas resultaron aproximadamente iguales. Las distribuciones crecen suavemente se mantienen y decrecen suavemente abarcando un intervalo ~ -9 km

s^{-1} a 9 km s^{-1} , y son simétricas respecto a cero, es decir, se expanden $\sim$ cinco órdenes de magnitud hacia el eje positivo y $\sim$ cinco órdenes de magnitud hacia el eje negativo. Además se observa un “desplazamiento” hacia el eje positivo. El hecho de que el ancho de los histogramas no dependa de n_{umbral} se debe a que el forzamiento turbulento afecta por igual a regiones independientemente de su densidad, aunque el desarrollo mismo de la IT contribuye al movimiento del gas, típicamente su contribución es de fracciones de la velocidad (Korpi et al. 2005, ...& Ostriker 2005). Entonces no hay otro proceso que afecte la velocidad dentro de las condensaciones.

Los rangos de velocidad en los que se distingue un comportamiento sistemático inverso, esto es cuando el histograma con $M \sim 1$ se encuentra por arriba del que resulta de la simulación con $M \sim 1.5$ y este a su vez por encima del de $M \sim 2$: para $n_{\text{umbral}} = 100\text{cm}^{-3}$ se encuentra entre $10^{-7} \text{ km s}^{-1}$ a 1 km s^{-1} , a partir de ese intervalo no hay distinción hasta 10^2 km s^{-1} donde ahora se observa un comportamiento sistemático hasta el punto 10^6 km s^{-1} . Para $n_{\text{umbral}} = 50\text{cm}^{-3}$ el comportamiento sistemático inverso va de $10^{-6} \text{ km s}^{-1}$ a 1 km s^{-1} , a partir de ese intervalo no hay distinción hasta 10^3 km s^{-1} donde ahora se observa el comportamiento sistemático hasta el punto 10^8 km s^{-1} . Finalmente, para $n_{\text{umbral}} = 10\text{cm}^{-3}$ el comportamiento sistemático inverso va desde $10^{-5} \text{ km s}^{-1}$ a 10 km s^{-1} , a partir de ese intervalo no hay distinción hasta 10^3 km s^{-1} y ahora se observa un comportamiento sistemático hasta el punto 10^7 km s^{-1} .

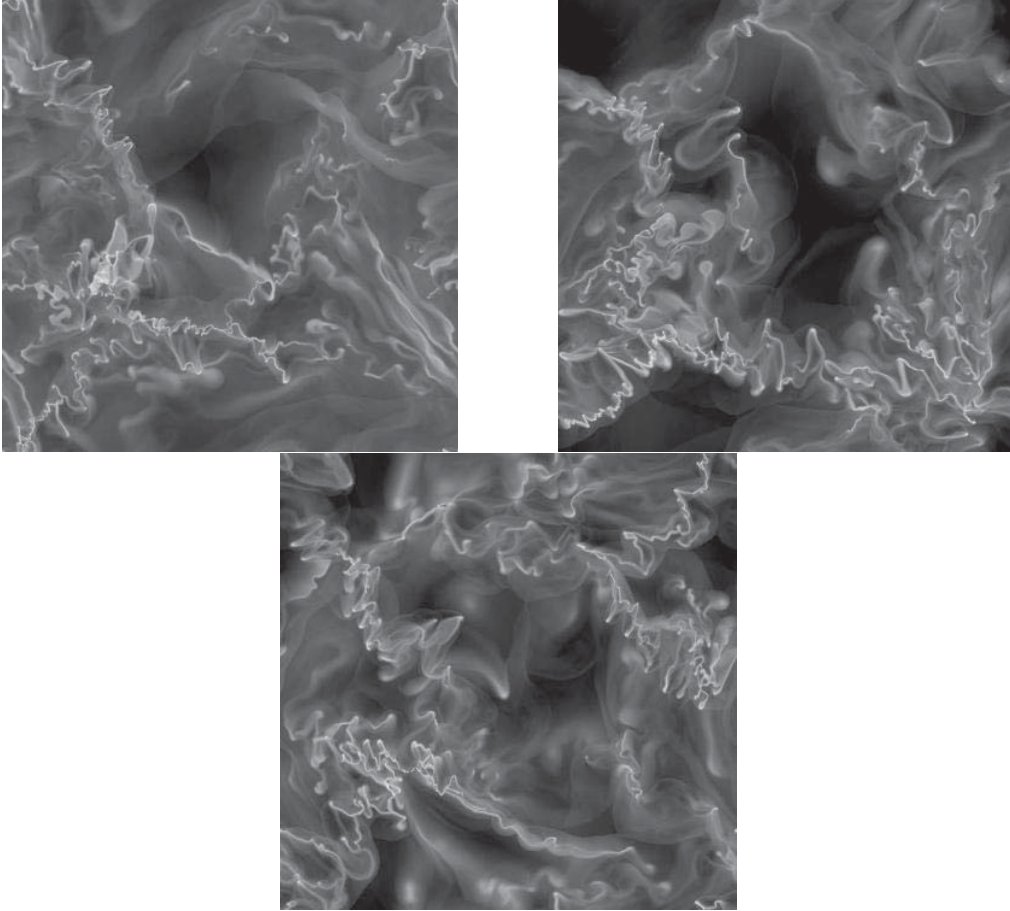


Figura 6.1: Campos de densidad a tiempo $t= 3$ UTC. Las zonas más brillantes representan las regiones más densas. Las simulaciones representan una región de tamaño de 100 pc, tiene una temperatura inicial de 10^4 K. En la figura de la izquierda $M \sim 1$ y los contrastes de densidad son de $\rho_{max}/\rho_{min} \simeq 224 \cdot 084 \times 10^3$ y de presión $P_{max}/P_{min} \simeq 35 \times 10^3$. Para la figura de la derecha $M \sim 1.5$ y los contrastes de densidad son de $\rho_{max}/\rho_{min} \simeq 546 \cdot 715 \times 10^3$ y de presión $P_{max}/P_{min} \simeq 97 \times 10^3$. En la figura del centro $M \sim 2$ y los contrastes de densidad son de $\rho_{max}/\rho_{min} \simeq 132 \cdot 6 \times 10^4$ y de presión $P_{max}/P_{min} \simeq 136 \times 10^3$.

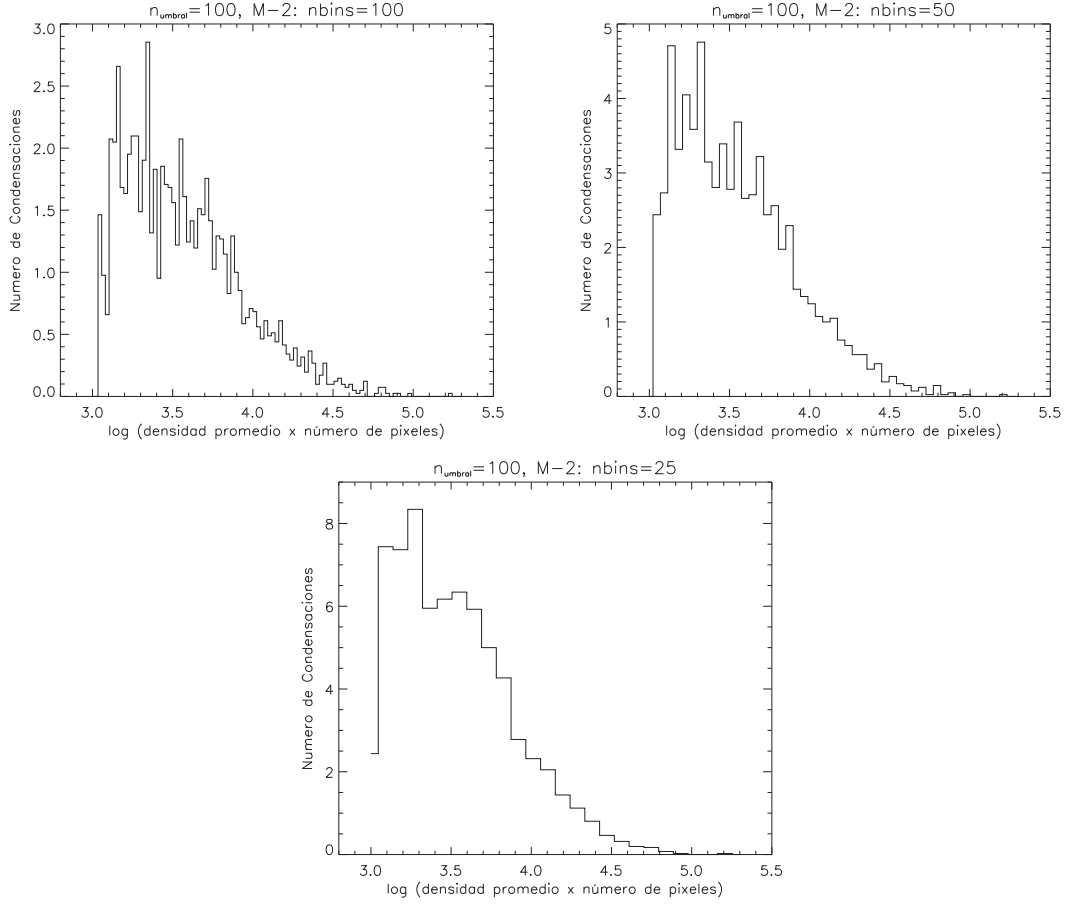


Figura 6.2: Distribuciones promedio para la “masa” ($npix \times n$) con $M \sim 2$ y $n_{\text{umbra}} = 100\text{cm}^{-3}$. La figura izquierda está hecha con $\text{nbins}=100$, la figura derecha con $\text{nbins}=50$ y la figura del centro con $\text{nbins}=25$.

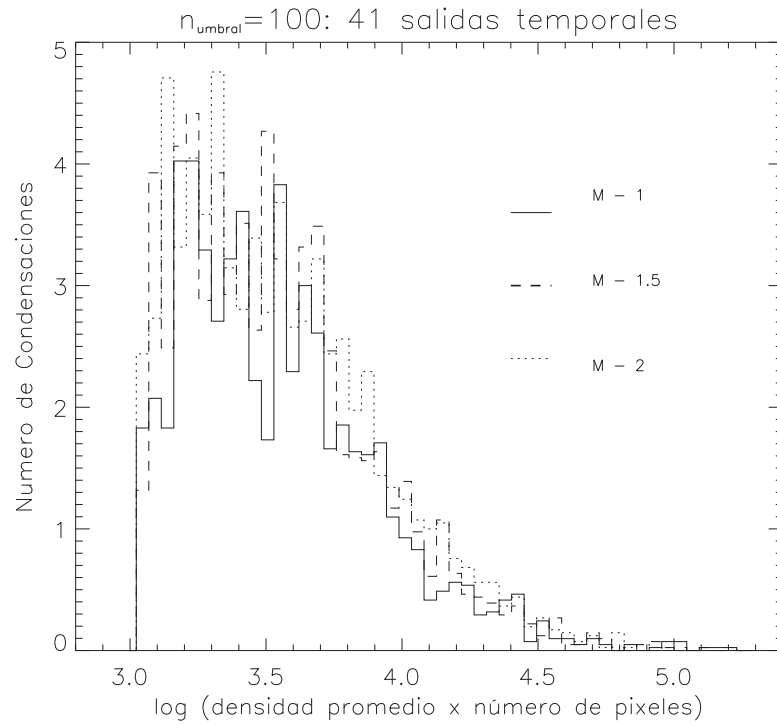


Figura 6.3: *Distribuciones promedio para la “masa” ($n_{\text{pix}} \times n$) con $n_{\text{umbral}} = 100\text{cm}^{-3}$ y $M \sim 1, 1.5$ y 2 . Las tres distribuciones son promediadas a 41 salidas temporales.*

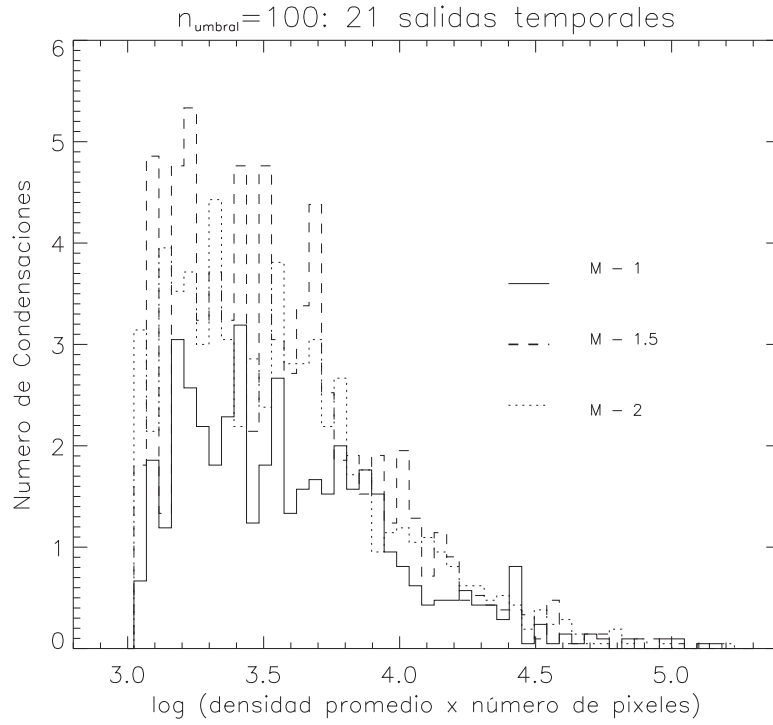


Figura 6.4: *Distribuciones promedio para la “masa” ($n_{\text{pix}} \times n$) con $n_{\text{umbral}} = 100\text{cm}^{-3}$ y $M \sim 1, 1.5$ y 2 . Las tres distribuciones son promediadas a 21 salidas temporales.*

6.4. Comportamiento para diferentes números de Mach.

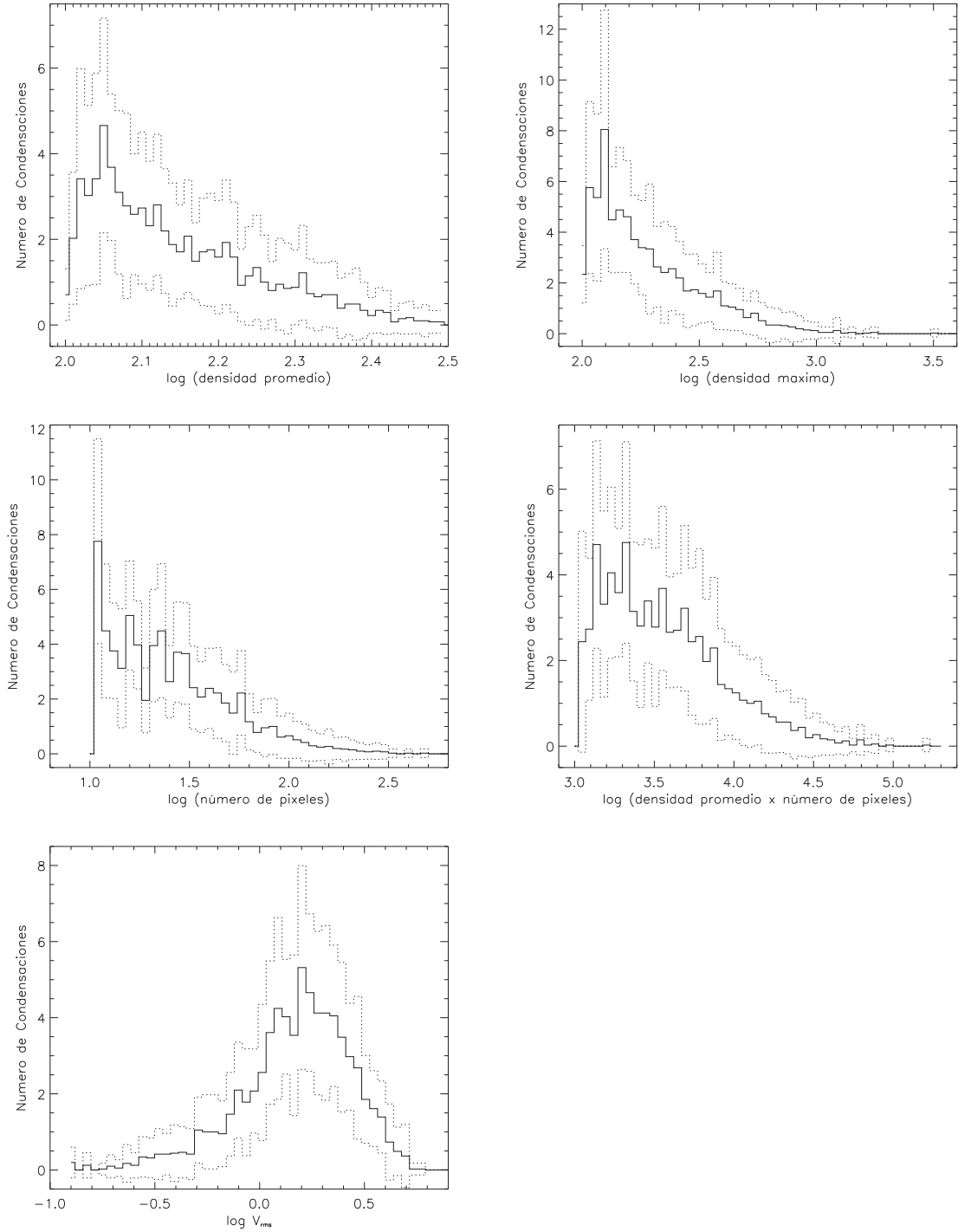


Figura 6.5: *Histogramas de la densidad promedio, densidad máxima, número de pixeles, $n \times npix$ y V_{rms} . Para $n_{umbral} = 100\text{cm}^{-3}$ y $M \sim 2$. La línea continua representa el histograma promedio y la línea punteada el promedio $\pm$ desviación estándar.*

Valores de las medidas de dispersión estadísticas					
	n	n_{max}	npix	$n \times \text{npix}$	V_{rms}
Media $M \sim 1$	1.13534	1.13917	1.13917	1.13917	1.13678
Media $M \sim 1.5$	1.31229	1.31564	1.31564	1.31564	1.31229
Media $M \sim 2$	1.37972	1.39264	1.39264	1.39264	1.38977
Varianza $M \sim 1$	1.59932	3.61383	2.15537	1.62471	1.76245
Varianza $M \sim 1.5$	1.82839	4.41781	2.90609	2.12665	2.37468
Varianza $M \sim 2$	1.30054	3.54580	3.13940	2.14770	2.48991
Desv. estándar $M \sim 1$	1.26464	1.90101	1.46812	1.27464	1.32757
Desv. estándar $M \sim 1.5$	1.35218	2.10186	1.70473	1.45830	1.54100
Desv. estándar $M \sim 2$	1.14041	1.88303	1.77184	1.46550	1.57794

Cuadro 6.1: *Valores de las medidas de dispersión estadísticas del conjunto de histogramas obtenidos promediados en el tiempo, con $n_{umbral} = 100$.*

6.4. Comportamiento para diferentes números de Mach.

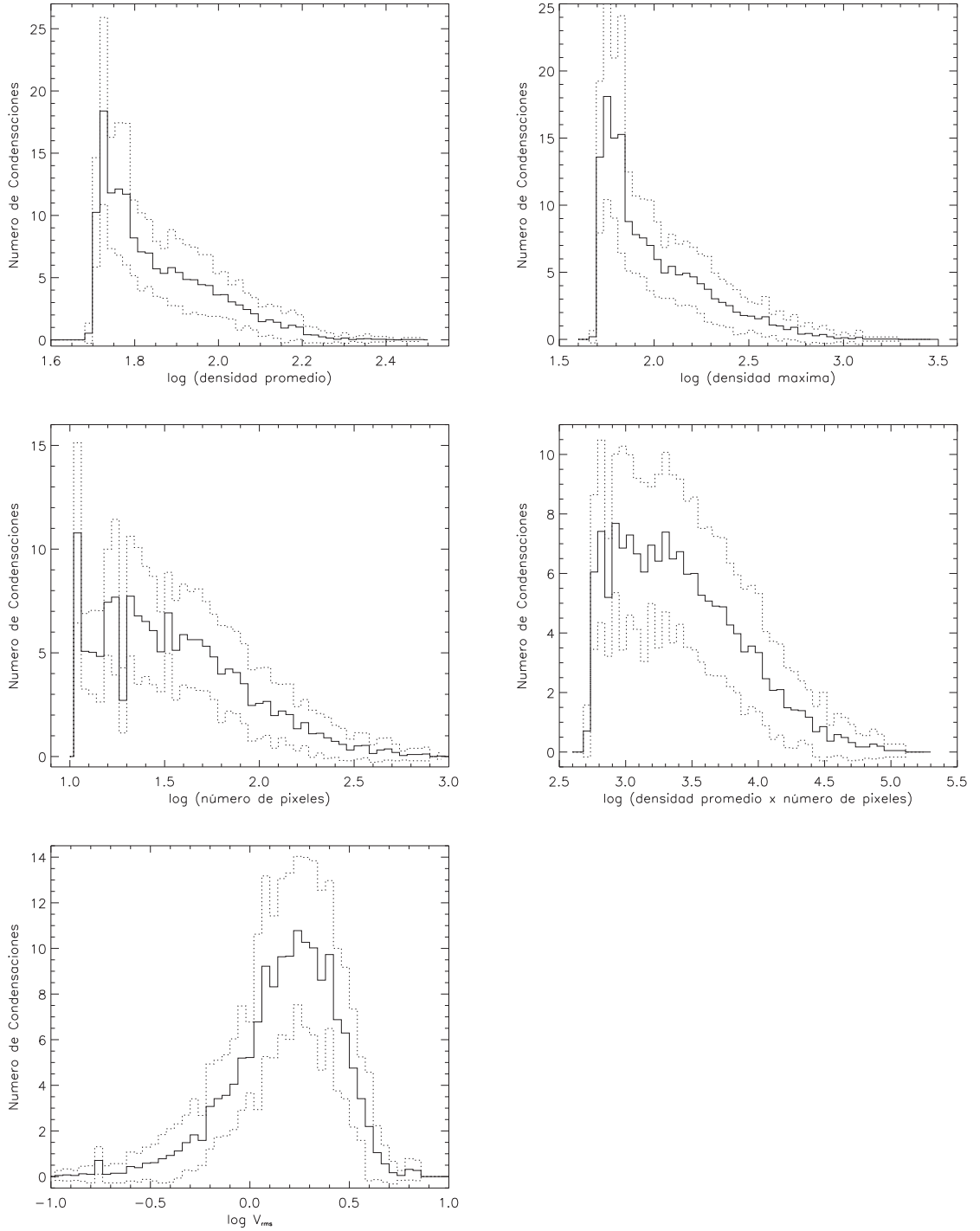


Figura 6.6: Histogramas de la densidad promedio, densidad máxima, número de pixeles, $n \times npix$ y V_{rms} , en unidades del código. Para $n_{umbral} = 50 \text{cm}^{-3}$: $M \sim 2$. La línea continua representa el histograma promedio y la línea punteada el promedio $\pm$ desviación estándar.

6.4. Comportamiento para diferentes números de Mach.

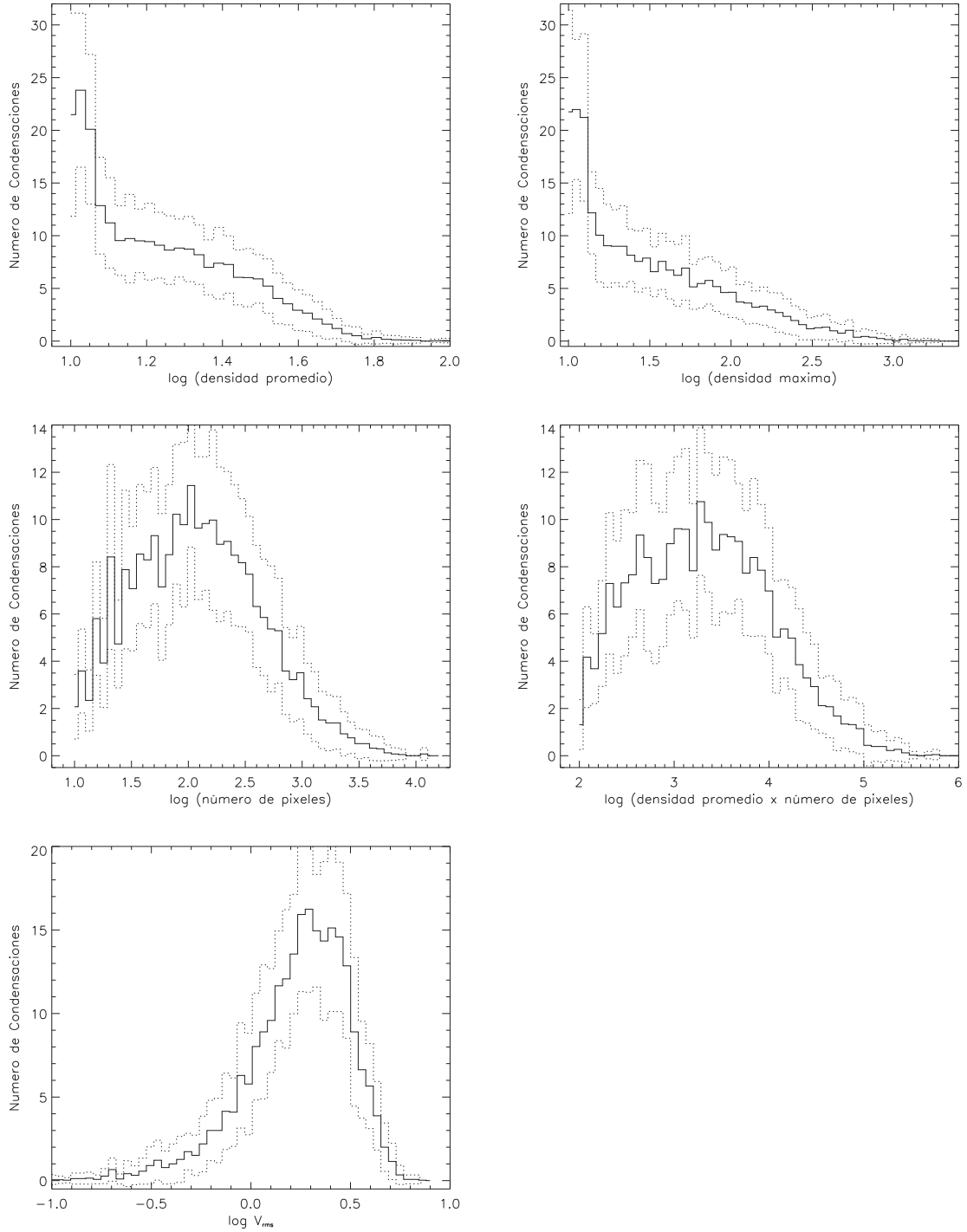


Figura 6.7: Histogramas de la densidad promedio, densidad máxima, número de pixeles, $n \times npix$ y V_{rms} . Para $n_{umbral} = 10\text{cm}^{-3}$ y $M \sim 2$. La línea continua representa el histograma promedio y la línea punteada el promedio $\pm$ desviación estándar.

NÚMERO PROMEDIO DE CONDENSACIONES ($\approx$)			
$n_{umbral} \geq 100$	$M \sim 1$	$M \sim 1.5$	$M \sim 2$
Densidad promedio (n)	58	67	71
Densidad máxima (n_{max})	58	67	71
Número de pixeles (npix)	58	67	71
$n \times \text{npix}$	58	67	71
Velocidad cuadrática media (V_{rms})	58	67	71
$n_{umbral} \geq 50$			
Densidad promedio (n)	121	124	155
Densidad máxima (n_{max})	121	124	155
Número de pixeles (npix)	121	124	155
$n \times \text{npix}$	121	124	155
Velocidad cuadrática media (V_{rms})	121	124	155
$n_{umbral} \geq 10$			
Densidad promedio (n)	213	234	236
Densidad máxima (n_{max})	213	234	236
Número de pixeles (npix)	213	234	236
$n \times \text{npix}$	213	234	236
Velocidad cuadrática media (V_{rms})	213	234	236

Cuadro 6.2: Número promedio de condensaciones redondeados. Calculados de cada histograma obtenido en resultados anteriores.

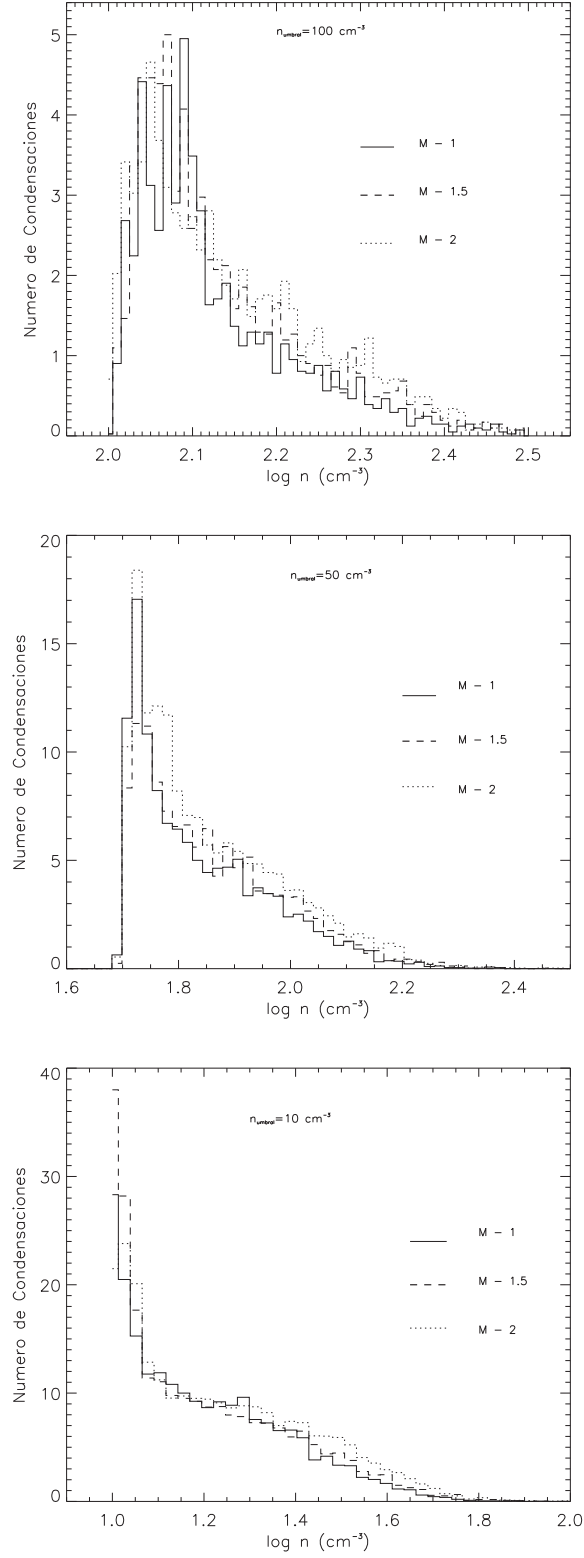


Figura 6.8: Histogramas promedio para la densidad promedio en unidades físicas, cm^{-3} .

6.4. Comportamiento para diferentes números de Mach.

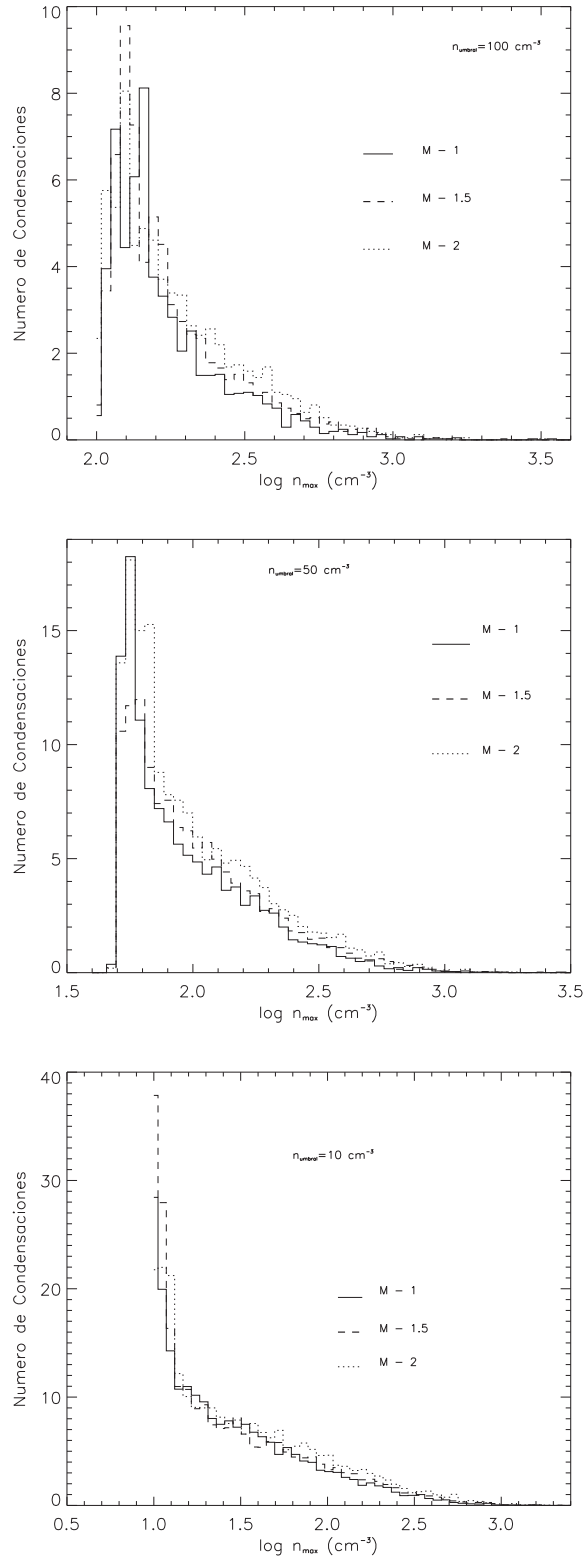


Figura 6.9: Histogramas promedio para la densidad máxima en unidades físicas, cm^{-3} .

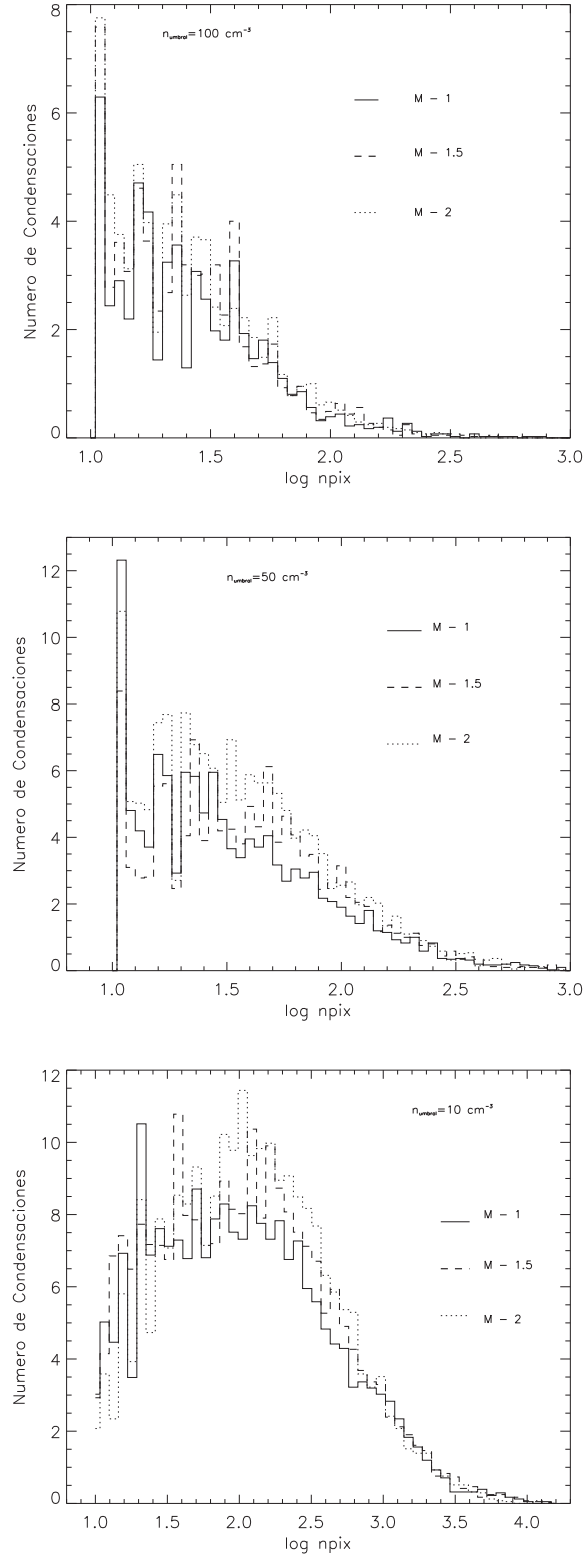


Figura 6.10: *Histogramas promedio para el número de pixeles, npix.*

6.4. Comportamiento para diferentes números de Mach.

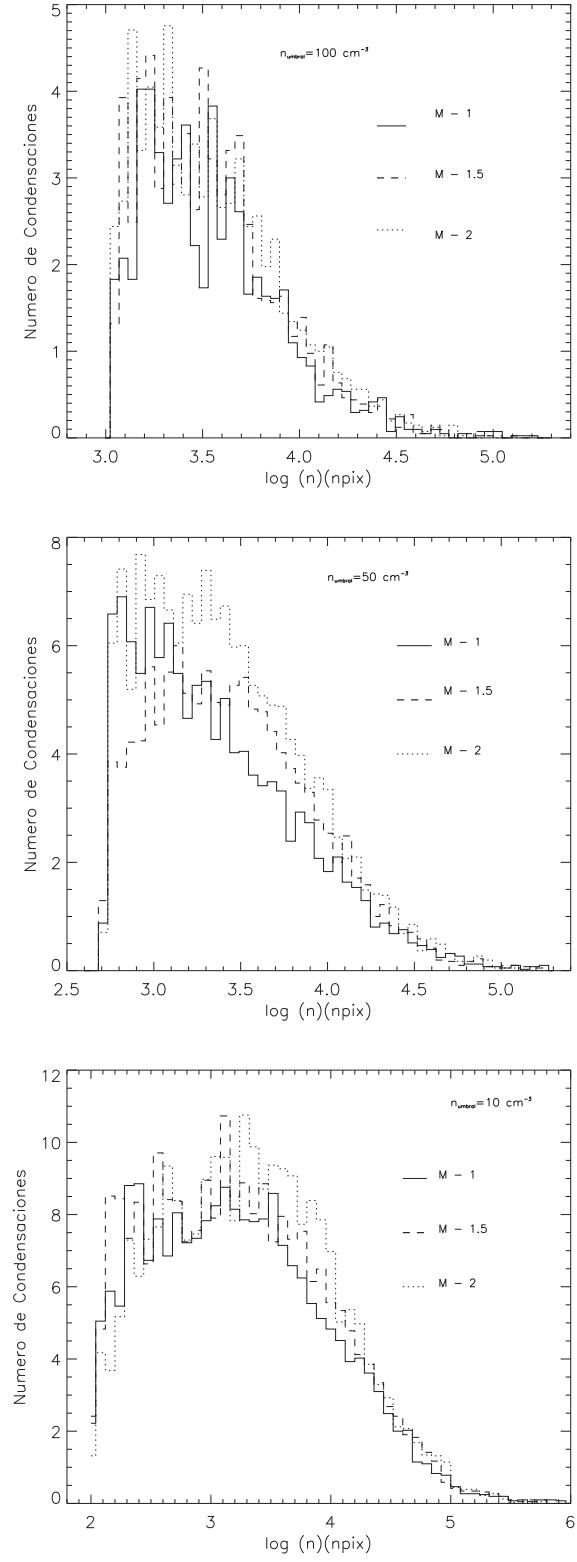


Figura 6.11: Histogramas promedio para el número de pixeles multiplicado por la densidad promedio.

6.4. Comportamiento para diferentes números de Mach.

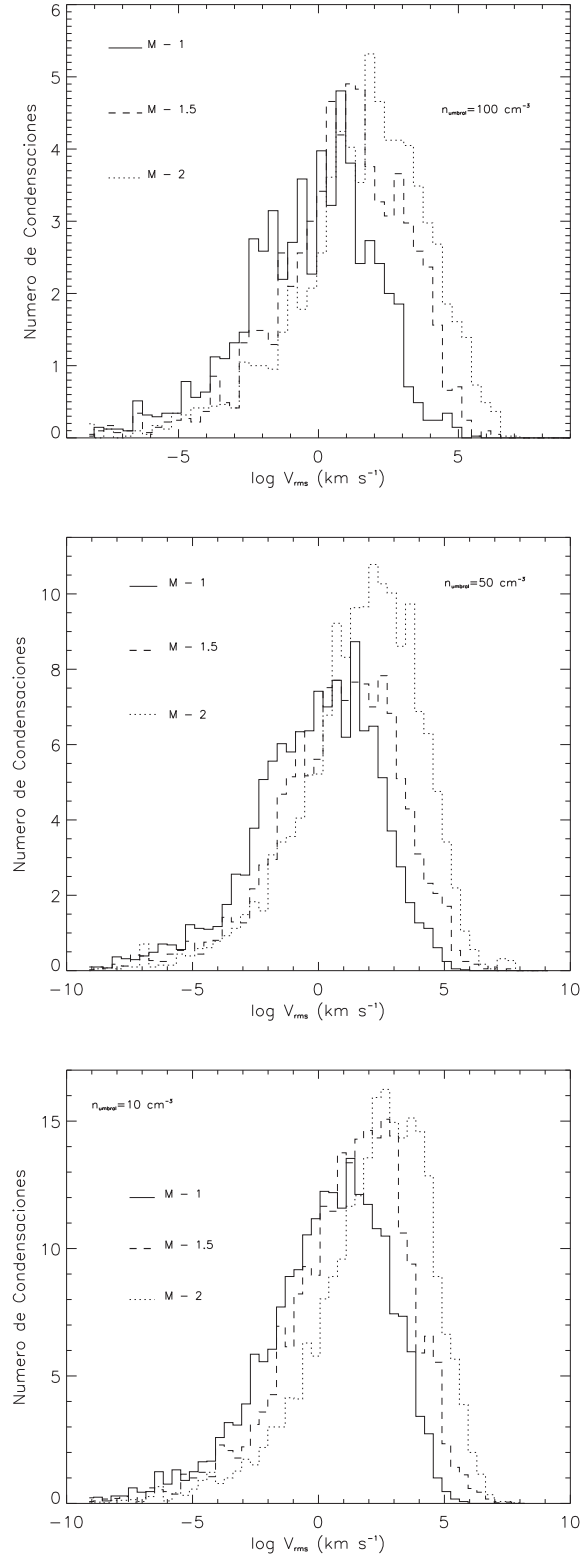


Figura 6.12: *Histogramas promedio para la V_{rms} en unidades físicas, km s^{-1} .*

Capítulo 7

Conclusiones

En este trabajo se presentaron los conceptos astrofísicos básicos relacionados con la generación de inestabilidad térmica y de turbulencia en el gas interestelar atómico, así como trabajos recientes de su interacción.

Se llevó a cabo un estudio sistemático de los efectos del forzamiento turbulento (número de Mach) y de la IT sobre distribuciones estadísticas de propiedades tales como la densidad promedio, la densidad máxima, el “volumen”, la “masa” y la velocidad cuadrática media en un gas térmicamente biestable. Con este propósito se han analizado simulaciones numéricas (las cuales reproducen condiciones físicas y químicas de ciertas regiones del ISM que se han observado mediante telescopios modernos) variando dos parámetros: número de Mach y densidades umbral, haciendo programación numérica para el tratamiento de tales datos.

Con las distribuciones obtenidas para las diferentes propiedades estudiadas es posible entender aspectos del comportamiento del gas interestelar atómico. De tales distribuciones se pudo determinar lo siguiente:

- La turbulencia y la IT afectan a cada una de las propiedades de la condensación de manera diferente.
- Para altas densidades ($n \geq 50 \text{ cm}^{-3}$), el forzamiento turbulento es quién juega el papel relevante en la generación de condensaciones más que la IT, dado que la distinción entre las tres distribuciones variando M es clara.

-
- En particular, el efecto de la turbulencia deja una huella muy evidente en la dispersión de velocidades, afectándola por igual independientemente de su densidad. También deja una huella más o menos evidente en la “masa” de las condensaciones a cualquier densidad.
 - Para condensaciones que estuvieran en un estadio menos desarrollado ($n \geq 10 \text{ cm}^{-3}$) la inestabilidad térmica tiene una fuerte influencia más que la turbulencia pues condensaciones con $n \geq 50 \text{ cm}^{-3}$ y 100 cm^{-3} son muy densas, dando tiempo a la turbulencia antes de que se desarrollara bien IT, concluyendo que para la densidad promedio y la densidad máxima con $n_{umbral}=10 \text{ cm}^{-3}$ el forzamiento turbulento no las afecta significativamente, pues es la inestabilidad térmica la responsable de la forma de tales distribuciones.

Bibliografía

- [1] Carroll W., D. A. Ostlie. An Introduction to Modern Astrophysics. Addison-Wesley, 1996.
- [2] Currie I. G. Fundamental Mechanics of Fluids. McGraw-Hill, USA 1974.
- [3] Dickey J. M., E. E. Salpeter & Y. Terzian 1977. ApJ, 211, L77.
- [4] Dopita M. A. & R. S. Sutherland. Astrophysics of the Diffuse Universe. Springer, Alemania 2003.
- [5] Dyson JE, DA Williams. The Physics of the Interstellar Medium. Institute of Physics, London 1997.
- [6] Falgarone E. Thierry Passot (Eds.) Turbulence and Magnetic Fields in Astrophysics; pp. 213. Springer, Alemania 2003.
- [7] Gazol A.: *Inestabilidades como generadoras de estructura en el Medio Interestelar*. Tesis de licenciatura. UNAM, México 1993.
- [8] Gazol A., J. Kim, E. Vázquez-Semadeni & L. Luis 2005. ASP Conference Series.
- [9] Heiles C. 2004: *Milky Way Surveys: The Structure and Evolution of Our Galaxy*. ASP Conference Series, Vol. 317.
- [10] Hennebelle P., M. MacLow & E. Vázquez-Semadeni 2007. Arxiv:0711.2417v2 [astro-ph]
- [11] Hennebelle P. & E. Audit 2007. A&A 465, 431-443.
- [12] Kalberla P. M. W., U. J. Schwarz & W. M. Goss 1985. A&A, 144, 27.

- [13] Kanekar N., R. Subrahmanyam, J. N. Chengalur & V. Safouris 2003. MNRAS, 346, L57.
- [14] Karttunen H., P. Kroger, H. Oja. Fundamental Astronomy. Springer, Alemania 2003.
- [15] Koyama H. & S.-I. Inutsuka 2000. ApJ, 532, 980.
- [16] Koyama H. & S.-I. Inutsuka 2002. ApJ, 577, 768.
- [17] Kritsuk A. & M. L. Norman 2002. ApJ, 569, L127.
- [18] Lequeux J. The interstellar Medium. Springer, Alemania 2005.
- [19] Neri G. M.: *Estudio numérico de la distribución de presión del gas atómico en presencia de fluctuaciones turbulentas y conductividad térmica*. Tesis de licenciatura, UAEM, 2007.
- [20] Peimbert M. (compilador). Temas Selectos de Astrofísica. UNAM, México, D.F. 1984.
- [21] Pope S. B. Turbulent Flows. Cambridge, U.S.A. 2000.
- [22] Sánchez-Salcedo F., E. Vázquez-Semadeni & A. Gazol 2002. ApJ, 564, L97-L100.
- [23] Sánchez N., K. Crespo & N. Añez 2005, CSIC.
- [24] Shore S. N. An Introduction to Astrophysical Hydrodynamics. Academic Press, Inc., USA 1992.
- [25] Shu F. H. The Physical Universe An Introducción to Astronomy.
- [26] Shu F. H. The Physics of Astrophysics, Volumen II, Gas Dynamics. University Science Books, USA 1992.
- [27] Spitzer L. & E. L. Fitzpatrick 1995. ApJ, 445, 196.
- [28] Vázquez-Semadeni E., A. Gazol & J. Scalo 2000. ApJ, 540, 271.

- [29] Vázquez-Semadeni E., A. Gazol, T. Passot & J. Sánchez-Salcedo: *Turbulence and Magnetic Fields in Astrophysics*. Springer, Alemania 2003. Pp. 213.
- [30] Wolfire M. G., Hollenbach D. & McKee C. F. 1995: *The neutral atomic phase of the interstellar medium*. ApJ, 443:152-158.