

UNIVERSIDAD MICHOACANA DE SAN NICOLAS DE HIDALGO.

FACULTAD DE CIENCIAS FÍSICO-MATEMÁTICAS.

TESIS:

**ESTUDIO NUMÉRICO DE LA TASA DE FORMACIÓN ESTELAR COMO
FUNCIÓN DE LA TASA DE ROTACIÓN GALÁCTICA**

QUE PRESENTA:

MANUEL ABELARDO ZAMORA AVILÉS

PARA OBTENER EL TÍTULO DE:

LICENCIADO EN CIENCIAS FÍSICO-MATEMATICAS.

DIRECTORA DE TESIS:

DRA. ADRIANA GAZOL PATIÑO.

MORELIA MICHOACÁN, JULIO DE 2008.

ESTUDIO NUMÉRICO DE LA TASA DE FORMACIÓN ESTELAR COMO FUNCIÓN DE LA TASA DE ROTACIÓN GALÁCTICA

Manuel Abelardo Zamora Avilés

Directora de Tesis: Dra. Adriana Gazol Patiño

2008

*

Índice general

1. Introducción.	5
2. Medio interestelar: una descripción general.	7
2.1. Antecedentes.	8
2.2. Polvo interestelar.	9
2.3. Gas interestelar.	11
2.3.1. Gas molecular.	12
2.3.2. Hidrógeno atómico.	15
2.3.3. Gas ionizado tibio.	18
2.3.4. Gas ionizado caliente.	21
2.4. Campos Magnéticos y Rayos Cósmicos.	22
3. Turbulencia y Formación Estelar.	25
3.1. Turbulencia en el MIE.	26
3.1.1. Turbulencia incompresible.	27
3.1.2. Turbulencia compresible.	29
3.2. La formación estelar a gran escala: descripción general.	30
3.2.1. Modelo estándar de Formación Estelar.	36
3.2.2. Modelo turbulento.	39
4. La tasa de formación estelar y los parámetros galácticos globales.	41
4.1. Resultados observacionales.	42
4.2. Resultados teóricos.	47

4.3. Resultados numéricos.	53
5. Las simulaciones numéricas.	61
5.1. Descripción del modelo numérico.	61
5.1.1. Ecuaciones.	63
5.1.2. Términos del modelo.	65
5.2. Calibración.	68
6. Resultados.	71
7. Conclusiones.	83
BIBLIOGRAFIA	70

Capítulo 1

Introducción.

El presente trabajo de tesis es un estudio numérico donde investigamos la validez de una variante dinámica de la ley de Schmidt, que se conoce como Ley Dinámica de Formación Estelar (FE), la cual nos dice que la Tasa de Formación Estelar (TFE) es proporcional a la velocidad de rotación Ω . Esta ley teórica es de particular interés, ya que nos relaciona fenómenos a escala local como es la FE con propiedades globales como la rotación Galáctica. Observacionalmente, esta ley se ha verificado de manera aproximada por algunos grupos, mientras que numéricamente ha sido poco explorada (tan solo encontramos dos referencias). Presentamos simulaciones Hidrodinámicas en 2D de un fluido supersónicamente turbulento en el plano del disco Galáctico; a una resolución de 512^2 pixeles. Tomando parámetros característicos del medio interestelar, en el modelo usado incorporamos procesos físicos tales como rotación, autogravedad, shear, FE, entre otros. Los resultados obtenidos son consistentes con las observaciones de las regiones de FE, y en particular, dan una prueba más de la validez de esta ley Dinámica. Sin embargo, como todos, el modelo empleado tiene algunas limitaciones, como la relativa baja resolución, la bidimensionalidad y la omisión de supernovas.

Capítulo 2

Medio interestelar: una descripción general.

El espacio entre las estrellas no está completamente vacío, contiene un material extremadamente tenue¹ que se conoce como Medio Interestelar (MIE), el cual está compuesto principalmente por materia ordinaria (gas y polvo), partículas relativistas con carga conocidas como rayos cósmicos y campos magnéticos. Estos tres componentes están íntimamente relacionados, como veremos más adelante.

La materia interestelar, que existe en la forma de gas (átomos, moléculas, iones y electrones) y polvo (pequeñas partículas sólidas), se manifiesta principalmente por el oscurecimiento, enrojecimiento y polarización de la luz de las estrellas, a través de la formación de líneas en los espectros estelares y a través de varios mecanismos de emisión.

Aunque el MIE encierra una pequeña fracción de la masa total de las galaxias, juega un papel vital en muchos de los procesos químicos y físicos; y en particular en uno de los más importantes: el ciclo MIE-estrellas, en el cual las estrellas se forman a partir de gas molecular en las regiones más densas y frías; una vez formadas, estas regresan parte del material que las formó a través de sus vientos y por eventos más violentos como son las explosiones de supernovas. Los vientos y explosiones de supernova enriquecen el medio y pueden inducir la formación de nuevas estrellas, completándose así el ciclo.

El objetivo de este capítulo es describir, de manera cualitativa², cada una de las componentes del MIE.

¹a una densidad de aproximadamente una partícula por cm^3 en promedio.

²para una descripción más detallada, ver *p. ej.* The Physics of the Interstellar Medium; Dyson & Williams; The Graduate Series in Astronomy (1997).

2.1. Antecedentes.

Desde finales del siglo XVIII se había notado que algunas regiones del cielo, particularmente a lo largo de la Vía Láctea, parecían estar desprovistas de estrellas, pero después de las primeras fotografías de larga exposición tomadas por Edwar Barnard (1857-1923) se revelaron muchas más zonas oscuras con una gran variedad de formas y tamaños, lo que muy pronto llevó a concluir que estos aparentes agujeros en la distribución estelar eran debidos a la presencia de nubes de material interestelar que estaban ocultando las estrellas.

Por otro lado, se supo de la existencia del gas, cuando Hartmann (1904) descubrió líneas de absorción estacionarias de calcio una vez ionizado (Ca II) en el espectro de la binaria espectroscópica δ Orionis, y dado que cualquier binaria espectroscópica experimenta un corrimiento Doppler con variaciones periódicas, estas líneas no podían provenir de δ Orionis, sino que debían tener un origen interestelar. Además, su forma angosta y de un sólo pico, sugirió que provenían de alguna nube fría ($T < 1000 \text{ K}$ ³) de gas interestelar localizada entre δ Orionis y la Tierra. Posteriormente se detectaron múltiples líneas en un sólo espectro, lo que naturalmente se atribuyó a la presencia de varias nubes interviniendo con diferentes velocidades a lo largo de la línea de visión (ver *p. ej.* Beals, 1936; Adams, 1949).

Poco tiempo después, la existencia de nubes interestelares quedó firmemente establecida. Robert Trumpler (1930), con su estudio de la distribución espacial de los cúmulos abiertos⁴, demostró que la luz proveniente de estos cúmulos es gradualmente atenuada, conforme se propaga por el espacio interestelar, por la acción del polvo. Trumpler (1930) también mostró que el enrojecimiento de las estrellas de un tipo espectral dado, se incrementa con la distancia, lo que dió otra prueba de la existencia de material interestelar.

Otra manifestación del polvo interestelar es la polarización lineal de la luz. Este efecto de polarización, que se descubrió dos décadas después del efecto de enrojecimiento, se entiende fácilmente si las partículas de polvo fueran alargadas y estuvieran parcialmente alineadas por un campo magnético a gran escala (Davis & Greenstein, 1951). De esta manera, la polarización de la luz estelar da la primera evidencia sólida de la existencia del campo magnético en el MIE.

Poco tiempo después se descubrió que los rayos cósmicos estaban presentes en el MIE. Aunque ya se sabía de su existencia por el experimento de Hess (1919)⁵, no se sabía de su

³la letra K denota grados kelvin.

⁴agrupaciones irregulares de $10^2 - 10^3$ estrellas, confinadas al disco Galáctico.

⁵Victor Hess realizó una serie de experimentos transportando una cámara de ionización en un globo

origen y distribución en la Galaxia⁶ hasta que se descubrió y se identificó correctamente la radiación sincrotrón⁷ producida por los rayos cósmicos en el MIE (Ginzburg & Syrovatskii, 1956).

2.2. Polvo interestelar.

Los granos de polvo interestelar son partículas macroscópicas compuestas de materiales dieléctricos y refractores que se forman en las atmósferas de estrellas de tipo espectral tardío K ó M⁸ (como gigantes-rojas y nebulosas planetarias). Una vez formados, los granos son expulsados al espacio interestelar por la presión de radiación (Woolf & Ney, 1969; Draine, 1990).

No conocemos la composición química ni las propiedades físicas de los granos de polvo ya que no nos es posible estudiarlos en el laboratorio, lo que sabemos lo inferimos de las observaciones de la luz que interacciona con nubes de polvo; aunque recientemente se han encontrado partículas de polvo en meteoritos, pero como los meteoritos se forman en condiciones extremas, los granos que sobreviven no son típicos; también el método de extracción destruye el carbono que es uno de los principales constituyentes de los granos (más información en <http://stardust.jpl.nasa.gov>).

La presencia de los granos de polvo en el MIE se deduce por su interacción con la luz de las estrellas a través de: *i*) extinción total o selectiva de luz estelar (que atraviesa regiones con polvo) por la absorción y dispersión, como se muestra en la figura 2.1; *ii*) reflexión de luz estelar por nubes de polvo cerca de estrellas brillantes (Nebulosas de Reflexión); *iii*) polarización de la luz (como mencionamos anteriormente); y *iv*) absorción de la luz estelar en bandas de silicatos ó de hielos. También se ha detectado emisión directa de los granos en el infrarojo (IR) y en radio-continuo.

El análisis de las observaciones, principalmente a través de las curvas de extinción, nos dicen que el polvo interestelar consta principalmente de grafito y silicatos (Mathis, 1987); aunque también se ha sugerido la presencia de moléculas de anillos llamados Hidrocarburos

con el que ascendió hasta 5000 metros de altura y encontró que la señal de fondo aumentaba con la altitud. Una vez descartadas otras posibles explicaciones se llegó a la conclusión de que esta radiación provenía de arriba, es decir, del exterior de la Tierra. Este experimento supuso el nacimiento de la Física de Rayos Cósmicos (nombre debido a Millikan, 1925).

⁶Como es usual en algunos textos, cuando escribimos Galaxia con la primera letra mayúscula, significa que nos referimos a la Vía Láctea.

⁷radiación producida por partículas cargadas girando alrededor de un campo magnético, que transforman su energía cinética en energía radiante.

⁸de acuerdo a la clasificación espectral de Harvard.

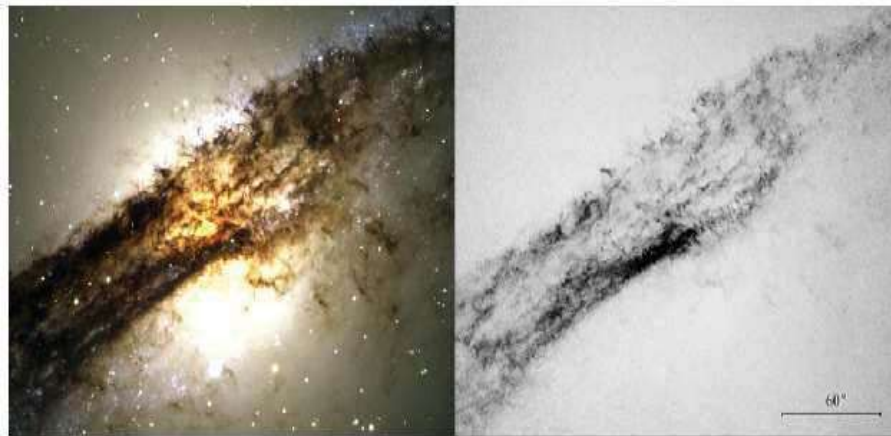


Figura 2.1: Izquierda: imagen óptica de la galaxia *Centaurus A* que muestra la extinción producida por el polvo interestelar; derecha: distribución del polvo. Imagen tomada desde el *CSO' New Technology Telescope*, que es un telescopio de 10.4 metros de diámetro que observa en la banda milimétrica. *CSO* es la abreviatura de *Caltech Submillimeter Observatory*.

Policíclicos Aromáticos (PAHs por sus siglas en ingles; Duley & Williams, 1981; Léger & Puget, 1984). Se piensa que un típico grano de polvo interestelar consiste de un núcleo de material rocoso (de grafito, silicatos ó posiblemente hierro) rodeado por un manto helado (agua, metano ó amoníaco), como se muestra en la figura 2.2. Los tamaños de los granos pueden ser deducidos de sus propiedades de dispersión; usualmente tienen diámetros menores a un micrómetro (μm^9 ; la dispersión más fuerte es debida a granos de alrededor de $0,3 \mu\text{m}$). La densidad es de ~ 100 partículas de polvo por kilómetro cúbico y su temperatura promedio en el espacio interestelar es de $10\text{-}20 \text{ K}$, pero cerca de estrellas calientes es de $100\text{-}600 \text{ K}$, mientras que en regiones de gas ionizado es de $70\text{-}100 \text{ K}$.

Aunque el polvo constituye una pequeña fracción de la masa del material interestelar, alrededor del 1 % (0.1 % de la masa bariónica¹⁰ de nuestra galaxia), es de suma importancia, ya que el polvo absorbe entre el 30 y 50 % de la luz estelar emitida en la galaxia y la reemite en el IR, lo que quiere decir que el 0.1 % de los bariones son responsables de $\leq 50 \%$ de la luminosidad bolométrica de la galaxia.

Además, los granos de polvo son los sitios de formación de moléculas y responsables de casi todo el hidrógeno molecular en el MIE (Hollenbach & Salpeter, 1971; Katz et al., 1999). Los granos aparte de servir como catalizadores en la formación de las moléculas, también las escudan del campo de radiación ultravioleta (UV) que podría disociarlas

⁹ $1 \mu\text{m} = 10^{-6} \text{ m}$.

¹⁰es la masa que podemos ver y no se incluye la materia oscura.

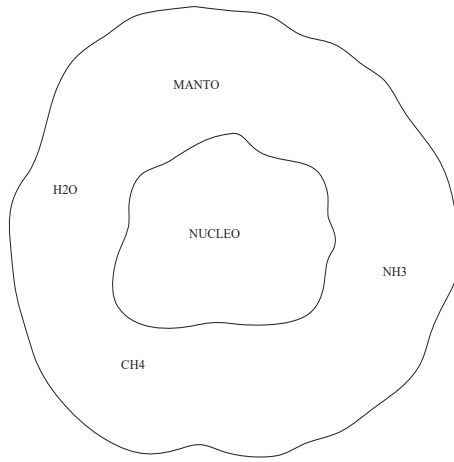


Figura 2.2: Estructura de un típico grano de polvo. Su tamaño y composición química puede variar de lugar en lugar, así como sus propiedades físicas bajo condiciones de radiación dura (rayos cósmicos) y con la inclusión de impurezas.

(Shull & Beckwith, 1982). Esto es de gran importancia, ya que las nubes moleculares son los sitios de formación estelar (Shu *et al.*, 1987).

2.3. Gas interestelar.

El gas interestelar abarca $\sim 10 - 15\%$ de la masa total de nuestra galaxia y tiende a concentrarse cerca del plano galáctico y a través de los brazos espirales. Aproximadamente la mitad de la masa del gas está confinado en nubes discretas, las cuales ocupan $\sim 1 - 2\%$ del volumen interestelar. Estas nubes interestelares se dividen en tres tipos: *nubes oscuras*, las cuales están compuestas esencialmente de gas molecular muy frío ($T \sim 10 - 20$ K) y bloquean la luz de las estrellas; *nubes difusas* que están compuestas por gas atómico frío ($T \sim 100$ K) y son casi transparentes a la luz estelar; y las *nubes translúcidas*, las cuales están compuestas por gas atómico y molecular. El resto del gas interestelar es difuso y está distribuido entre las nubes, existe en tres diferentes formas: *atómico tibio*, *ionizado tibio* y *ionizado caliente*; con tibio nos referimos a una temperatura de $\sim 10^4$ K y con caliente a $T \sim 10^6$ K. La Tabla 2.1 (Tabla 1, de Ferrière, 2001) nos muestra los valores típicos de temperatura, densidad (numérica) y la masa (en unidades de masas solares, $M_{\odot}$ ¹¹) que cada componente ocupa en la Vía Láctea.

Respecto a la composición química de nuestra Galaxia, se han detectado, con pocas excepciones, todos los elementos desde el hidrógeno (H) al zinc (Zn) y algunos elementos

¹¹una masa solar equivale a $1,989 \times 10^{33}$ gramos.

más pesados. El gas interestelar consta de $\sim 90,8\%$ por número ($70,4\%$ por masa) de hidrógeno, $\sim 9,1\%$ ($28,1\%$) de helio, y $\sim 0,12\%$ ($\sim 1,5\%$) de elementos más pesados (ver *p. ej.* Ferrière, 2001).

Tabla 2.1. Propiedades físicas de las diferentes fases del gas interestelar.

Componente	T(K)	n(cm ⁻³)	M ($10^9 M_\odot$)
Molecular	10-20	$10^2 - 10^6$	$\sim 1,3 - 2,5$
Atómico frío	50-100	20-50	$\gtrsim 6,0$
Atómico tibio	6000-10 000	0.2-0.5	$\gtrsim 6,0$
Ionizado tibio	~ 8000	0.2-0.5	$\gtrsim 1,6$
Ionizado Caliente	$\sim 10^6$	$\sim 0,0065$	

T es la temperatura, n la densidad numérica y M la masa total de cada componente en la Galaxia.

A pesar de que la masa del gas en el espacio interestelar es cientos de veces más grande que la del polvo, no es fácil de observar, ya que no causa extinción general de la luz como el polvo.

2.3.1. Gas molecular.

Las primeras moléculas interestelares (CH, CH⁺ y CN)¹² fueron descubiertas a finales de la década de 1930, a través de líneas de absorción en el óptico, producidas por estas moléculas, en espectros estelares. Sin embargo fue hasta 1970 que se descubrió la molécula interestelar más abundante, el hidrógeno molecular (H₂), que fue observada por primera vez en el espectro UV de una estrella caliente (Carruthers, 1970). La siguiente molécula más abundante es el monóxido de carbono (CO, cuya abundancia típica es de $\sim 10^{-4}$ veces la del H₂), que fue identificada el siguiente año (Smith & Stecher, 1971), también en la región UV de un espectro estelar.

Gracias al desarrollo de la Astronomía UV, hasta la fecha se han detectado más de 140 moléculas, principalmente con el espectrómetro en el satélite *Copernicus* puesto en órbita en 1972, y más recientemente con el satélite FUSE (por sus siglas en inglés *Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer*) lanzado en 1999.

Sin embargo, a las bajas temperaturas de las nubes moleculares (NMs) resulta muy difícil observar su emisión en las regiones óptica y UV del espectro. El H₂ es una molécula

¹²radical metino (CH), ión de CH y radical cianógeno (CN).

simétrica que no puede radiar fácilmente y sólo puede ser excitada a temperaturas del orden de 1000 K. Las condiciones favorables para detectar su emisión se dan en regiones de formación estelar, donde los vientos de las estrellas jóvenes excitan y calientan al gas molecular. Dicha emisión, debida a transiciones vibracionales en el IR, ya ha sido detectada en algunas regiones activas de formación estelar. Otro problema que surge en el estudio de las NMs es la extinción provocada por el polvo, en las regiones óptica y UV, por lo que a estas longitudes de onda no se puede estudiar los interiores de las NMs densas. Así, para explorar la estructura y distribución a gran escala del gas molecular, se puede utilizar la ventaja de que las ondas de radio no sufren de extinción interestelar, pero el H_2 no es observable directamente a longitudes de onda de radio.

Por su parte la molécula de monóxido de carbono (CO), la segunda molécula más abundante en el MIE, tiene una transición rotacional a una longitud de onda en el radio de 2,6 mm, de muy fácil detección; la correspondiente línea de emisión, fue observada por primera vez en 1971, unos meses antes de la detección de líneas de CO en el UV debidas a transiciones electrónicas (Wilson *et al.*, 1970). El CO ha sido el principal trazador del gas molecular y particularmente del H_2 (ver *p. ej.* Scoville & Sanders, 1987).

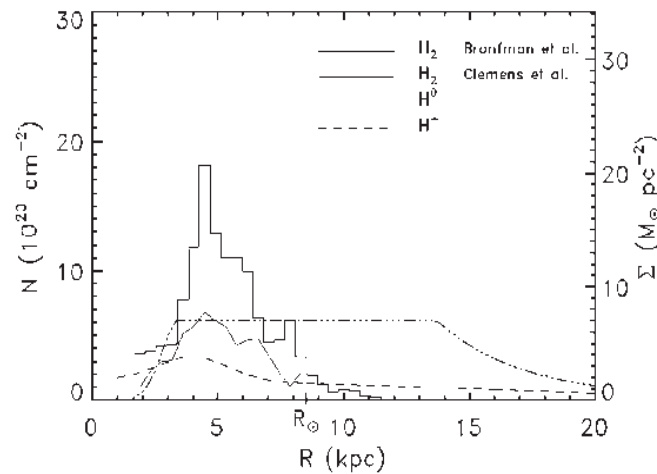


Figura 2.3: Densidad columnar N (y densidad superficial $\Sigma = 1,42 m_p N$) promediada sobre el ángulo azimutal galactocéntrico, como función del radio Galáctico R , para las diferentes componentes del gas. Las líneas sólidas son la contribución del gas molecular (línea delgada en forma de histograma, son resultados de Clemens *et al.*, 1988; línea gruesa de Bronfman *et al.*, 1988); la línea con tres puntos es la contribución del gas atómico frío + tibio (Lockman, 1984; Dickey & Lockman, 1990; Diplas & Savage, 1991); la línea punteada es la contribución de gas ionizado fuera de regiones H_2 (Cordes *et al.*, 1991). Figura tomada de Ferrière, 2001.

Simultáneamente, Clemens *et al.* (1988) y Bronfman *et al.* (1988) estudiaron la distri-

bución del gas molecular, a través de observaciones de CO, en nuestra galaxia. Las figuras 2.3 y 2.4, muestran los resultados obtenidos por ambos grupos, las discordancias se pueden deber a diferencias en: la calibración de los instrumentos, los tratamientos estadísticos, ó en la abundancia (de CO con respecto al H_2) adoptada. Además, las observaciones de Clemens *et al.* (1988) sólo abarcan el primer cuadrante de la Galaxia, mientras que Bronfman *et al.* (1988) abarcan el primer y cuarto cuadrante. A pesar de las diferencias, ambos grupos coinciden en que el gas molecular se concentra principalmente en un anillo entre 2 y 8 kpc¹³ en el plano Galáctico, y a una altura $\lesssim 0,2$ kpc.

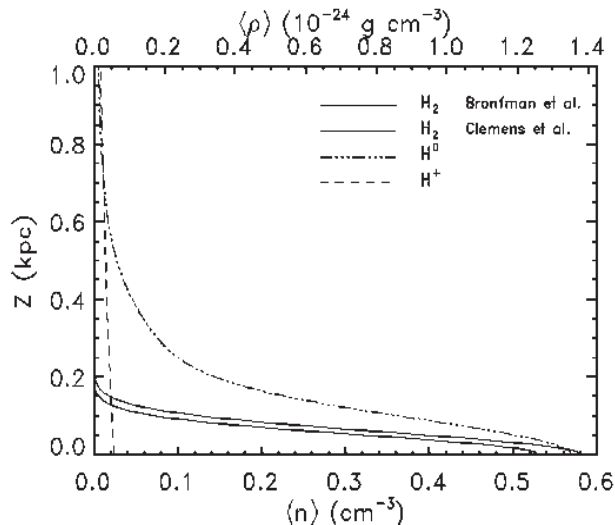


Figura 2.4: Densidad numérica promedio $\langle n \rangle$ y densidad de masa promedio $\langle \rho \rangle = 1,42 m_p \langle n \rangle$ como función de la altura Galáctica Z , en el círculo solar para las diferentes componentes del gas: líneas sólidas son la contribución del gas molecular (línea inferior de Bronfman *et al.*, 1988; línea delgada superior de Clemens *et al.*, 1988); la línea con tres puntos es la contribución del gas atómico frío + tibio (Dickey & Lockman, 1990); la línea punteada es la contribución de gas ionizado fuera de regiones H_2 (Cordes *et al.*, 1991). Figura tomada de Ferrière, 2001.

Observaciones de CO, con una mejor resolución, a través del FCRAO (*Five College Radio Astronomy Observatory*; ver Heyer *et al.*, 1998) indican que el gas molecular está contenido en nubes discretas organizadas jerárquicamente desde complejos gigantes (con tamaños de algunas decenas de parsecs, masas arriba de $10^6 M_\odot$ y una densidad numérica de hidrógeno de $\sim 100 - 1000 \text{ cm}^{-3}$) hasta pequeños núcleos densos (con tamaños de algunas décimas de parsec, masas de $\sim 0,3 - 10^3 M_\odot$, y una densidad numérica de $\sim 10^4 - 10^6 \text{ cm}^{-3}$) (Larson, 1981; Goldsmith, 1987).

¹³1 parsec, denotado por *pc*, equivale a $3,084 \times 10^{13} \text{ km}$ y $1 \text{ kpc} = 1000 \text{ pc}$.

La mayoría de las nubes moleculares son lo suficientemente masivas para estar soportadas por su gravedad, y se puede verificar que satisfacen, aproximadamente, la ecuación de valance Virial, $GM/R \sim \sigma^2$, donde M , R y σ son la masa de la nube, su radio y la dispersión de velocidad interna respectivamente; G es la constante gravitacional (Larson, 1981; Myers, 1987; Maloney, 1990). Larson (1981) también encontró que las nubes moleculares obedecen aproximadamente las relaciones de potencias: $\sigma \propto R^{0.5}$ y $M \propto \sigma^4$, las cuales fueron confirmadas en trabajos subsecuentes (*p. ej.* Solomon *et al.* 1987). Para tener una referencia, Solomon *et al.* (1987) encontró $\sigma \simeq 1 \text{ km s}^{-1}$ y $M = 2000 M_{\odot}$ para $R = 2 \text{ pc}$.

Analizando las líneas de emisión de CO, se encuentra que en general son muy frías, con temperaturas en el rango de 10-20 K (Goldsmith, 1987). Las velocidades térmicas a estas temperaturas ($\sqrt{3kT/m_{\text{H}_2}} \simeq 0,35 - 0,50 \text{ km s}^{-1}$, con k la constante de Boltzman) son pequeñas comparadas con σ . Esto significa que la presión dentro de la nube molecular tiene una pequeña componente debida a su componente térmica y la contribución dominante es la debida a movimientos turbulentos internos, como veremos en el siguiente capítulo. Más aún, y de acuerdo con el hecho de que las nubes moleculares están soportadas gravitacionalmente, la presión total del gas en el interior es mucho más grande que en el medio internube.

Se cree que el H_2 se forma por la reacción de átomos de hidrógeno en la superficie de los granos interestelares (Hollenbach & Salpeter, 1971), los cuales actúan como un catalizador químico. Las únicas regiones donde las moléculas pueden sobrevivir en grandes números, son los interiores de las nubes interestelares oscuras y translúcidas (y posiblemente en lo más profundo de las nubes difusas), las cuales están autoescudados del campo de radiación UV externo (que puede disociar las moléculas; Shull & Beckwith, 1982) por las moléculas de las capas exteriores.

Las nubes moleculares juegan un papel importante en la ecología de las galaxias, ya que la alta densidad y la disponibilidad de masa facilitan el colapso gravitacional en su interior, por lo que estas son el componente activo de la formación estelar.

2.3.2. Hidrógeno atómico.

El hidrógeno atómico neutro, usualmente denotado por HI, no es observable en la región óptica del espectro. Observaciones en UV y de la llamada *línea de 21 cm* han sido una excelente forma de estudiarlo.

Bajo la mayor parte de las condiciones interestelares, las colisiones entre partículas son

tan poco frecuentes, que casi todos los átomos tienen su electrón en el estado base $n = 1$ ¹⁴, pero cuando algún átomo logra excitarse, todas las transiciones electrónicas entre el estado base y algún estado excitado (serie de Lyman) caen en el UV. De estas transiciones, la más importante en el estudio de HI es la llamada línea Lyman α ($L\alpha$) en absorción, la cual corresponde a la transición desde el estado $n = 1$ al primer estado excitado con $n = 2$, que ocurre a una longitud de onda de $1216 \text{ \AA}$ ¹⁵. Esta línea de absorción interestelar es una de las más fuertes y fue observada por primera vez desde un cohete en 1967¹⁶.

La línea $L\alpha$ ha sido ampliamente observada en absorción y usada para estudiar la distribución de HI en el MIE. El método consiste en observar un gran número de estrellas calientes cercanas y analizar sus líneas de absorción $L\alpha$ para deducir la densidad columnar¹⁷ (N) entre las estrellas y la tierra. Desafortunadamente la luz UV proveniente de las estrellas sufre una fuerte extinción, conforme se propaga por el MIE, lo que no sucede a longitudes de radio, que es la otra región del espectro donde se detecta el HI, a una longitud de onda de 21 cm tanto en absorción como en emisión.

La existencia de la línea de 21 cm (que ha revelado más acerca de las propiedades del MIE que cualquier otro método) fue teóricamente predicha por Hendrick van de Hulst en 1944 y fue observada por primera vez por Harold Ewen y Edward Purcell en 1951.

La línea de 21 cm se origina en el átomo de hidrógeno. Dado que, tanto el protón como el electrón son partículas con cargas eléctricas, sus momentos angulares de espín les proporcionan campos magnéticos de dipolo (como imanes de barra). Si los espines están alineados paralelamente, el átomo tiene un poco más de energía que en el caso no paralelo, por lo que si el espín de un electrón cambia espontáneamente de paralelo a no paralelo se debe perder energía del átomo. Si esta energía se emite como un fotón, entonces la longitud de onda será de 21 cm, o bien, la frecuencia será de $1,420406 \text{ GHz}$ ¹⁸ (ver figura 2.5).

En el MIE esta transición puede ocurrir espontáneamente, pero es muy poco probable, ocurre en promedio una vez cada 10^6 años. Sin embargo, colisiones entre átomos de H ocurren cada ~ 400 años para un átomo dado. Tales colisiones pueden resultar en: *i*) excitación del estado no paralelo al estado paralelo; *ii*) excitación del estado paralelo al estado no paralelo; ó *iii*) ningún cambio. En el caso *ii*) la energía que pierde el átomo puede ser emitida en forma de fotón. Eventualmente se obtiene un cociente de equivalencia de

¹⁴ n es el número cuántico principal; $n = 1$ representa el estado de mínima energía.

¹⁵se refiere a *angstrom* que es una unidad de longitud muy usada en la Astronomía y equivale a 10^{-10} m .

¹⁶las líneas de Lyman solo se pueden observar desde el espacio, ya que la atmósfera bloquea la luz a estas longitudes de onda (UV).

¹⁷se define como el número de partículas contenidas en un cilindro con una base de área de 1 cm^2 y que se extiende desde el observador hasta la estrella u objeto de interés.

¹⁸Hz es la abreviación de Hertz, que es la unidad de frecuencia dada en s^{-1} . $1 \text{ GHz} = 10^9 \text{ Hz}$.

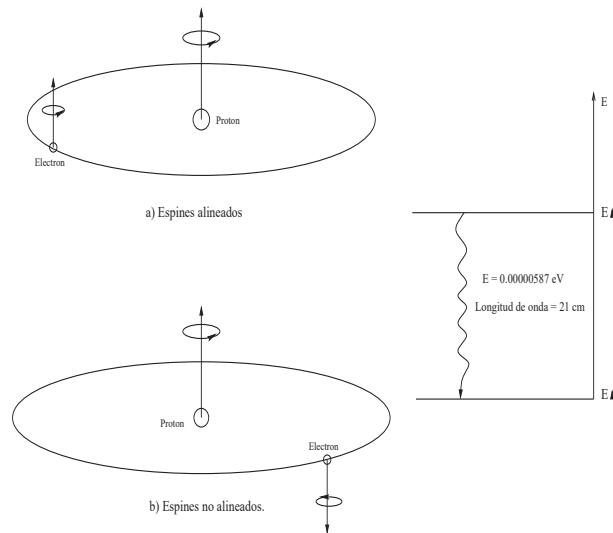


Figura 2.5: Cuando los espines del electrón y el protón del átomo de hidrógeno, cambian su configuración de paralelos a no paralelos, emiten un fotón de longitud de onda de 21 cm.

3:1 de átomos con espines paralelos a no paralelos y en una escala de 1 kpc hay suficientes transiciones para que la línea de 21 cm sea detectable. Esta línea es ópticamente delgada (no sufre extinción) sobre distancias interestelares, lo que quiere decir que cuando se emite un fotón de 21 cm no interactúa con otros átomos de hidrógeno (ni con el polvo) a lo largo de la línea de visión, por lo que podríamos estar observando varias nubes de HI a distancias muy diferentes.

Un perfil típico de la línea de 21 cm tiene la forma de la figura 2.6, en la que cada pico corresponde a una nube de hidrógeno neutro con una velocidad diferente, pero que están en la misma línea de visión.

La línea de 21 cm puede ocurrir también en absorción (panel inferior de la figura 2.6), cuando la luz de una fuente de radio (*p. ej.* un Quasar), pasa a través de una nube. La misma nube puede tener espectros de emisión y absorción.

La interpretación convencional de los perfiles de la línea de 21 cm es que los picos angostos que se ven tanto en absorción como en emisión son producidos por nubes frías discretas de HI ($T \simeq 50 - 100$ K), mientras que los rasgos más anchos, vistos sólo en emisión, se deben a la presencia de HI tibio, cuya temperatura se estima en $T \simeq 6000 - 10000$ K (Dickey *et al.*, 1978; Kulkarni & Heiles, 1987). Típicamente la densidad de las nubes frías de HI es de $\simeq 20 - 50 \text{ cm}^{-3}$, aproximadamente dos órdenes de magnitud más que el HI tibio internube (Kulkarni & Heiles, 1987). El hecho de que el cociente de estas densidades sea aproximadamente el inverso del cociente de sus respectivas temperaturas

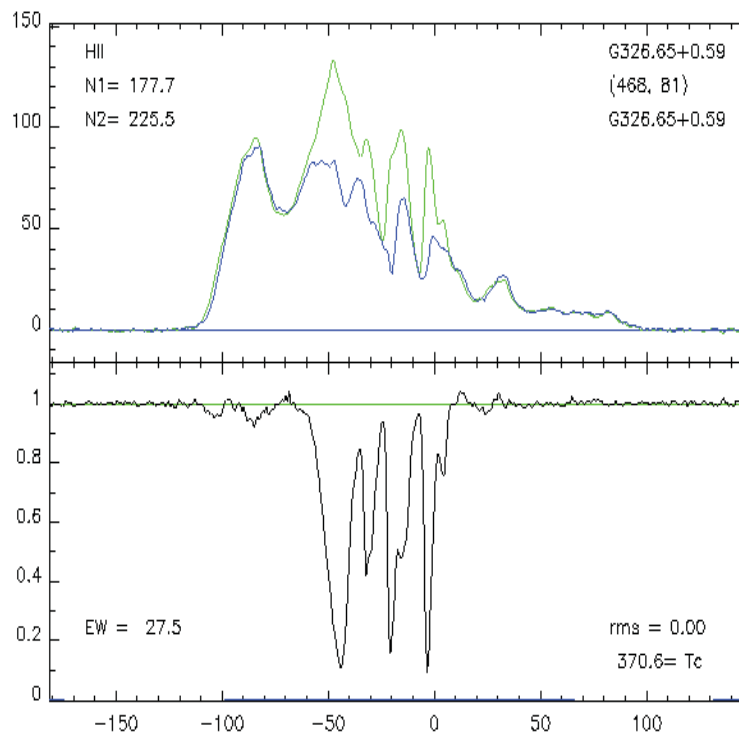


Figura 2.6: Perfil de la línea de 21 cm en la dirección de la región HII G326.65+0.59 (ver McClure-Griffiths *et al.*, 1999). El eje x es la velocidad del gas a lo largo de la línea de visión (en km s^{-1}) y el eje y es la intensidad de la absorción (panel inferior) ó emisión (panel superior). Figura tomada de Ferrière, 2001.

(ver Tabla 2.1) soporta la idea de que las fases fría y tibia están en equilibrio de presión térmica (ver *p. ej.* Wolfire *et al.*, 1995).

Como en el caso del polvo IE, el hidrógeno neutro se concentra en un disco delgado en el plano de la Vía Láctea y a través de los brazos espirales de ésta (ver figuras 2.3 y 2.4). El espesor de la capa de hidrógeno es ~ 2 veces el del polvo, de ~ 200 pc en promedio, aunque presenta fuertes irregularidades (Diplas & Savage, 1991).

2.3.3. Gas ionizado tibio.

El gas interestelar que está cerca de estrellas calientes es ionizado por la fuerte radiación UV de longitud de onda menor ó igual a 91.2 nm (que corresponde a una energía de 13.6 eV¹⁹) proveniente de estas. Como el hidrógeno ionizado es el principal constituyente

¹⁹abreviación de *electrón-Volt* que es una unidad de energía equivalente a $1,602 \times 10^{-19}$ Joules.

de estas regiones, son llamadas *regiones* HII.

Una región HII se expande hasta alcanzar la llamada esfera de Strömgren (ver *p. ej.* Spitzer, 1978), que es cuando la tasa de recombinaciones y la tasa de fotoionizaciones se balancean. Por tanto, la dimensión de una región HII (radio de Strömgren) depende de dos cosas: *i*) la luminosidad UV de la estrella central; y *ii*) la densidad del gas en la nube. Si la densidad del gas es muy baja y la estrella es muy caliente y luminosa, la región HII puede ser muy grande. Por ejemplo, si la densidad numérica del gas fuera de 1 cm^{-3} alrededor de una estrella de tipo espectral O, esta podría ionizar una región con un radio de más de 50 pc. Estrellas de tipos B0 y A0 podrían producir en el mismo gas, regiones HII con radios de 20 y 0.5 pc respectivamente.

El proceso de fotoionización implica un calentamiento neto en el gas interestelar, ya que los fotones transfieren una fracción de su energía (el exceso con respecto al potencial de ionización) a los electrones eyectados. La temperatura de equilibrio, dada por el balance entre el calentamiento fotoeléctrico y el enfriamiento radiativo, tiene un valor típico de $\simeq 8000\text{ K}$, dependiendo de la densidad y metalicidad (Mallik, 1975; Osterbrock, 1989). Esta estimación teórica es consistente con las observaciones en radio continuo (Osterbrock, 1989, p. 130) y con estudios de líneas de emisión (Osterbrock, 1989, p. 123) de regiones HII.

El gas ionizado tibio, no solo se encuentra en regiones HII, Elvey (1938) reportó por primera vez la existencia de este gas fuera de estas regiones bien definidas; detectó las líneas de emisión H_α ²⁰ y $[\text{OII}]$ ²¹ (Oxígeno ionizado) provenientes de Cygnus y Cepheus. Estudios sistemáticos de este gas, a través de líneas de emisión en el óptico fueron hechos hasta tres décadas después (Sivan, 1974; Roesler *et al.*, 1978). Estos estudios observacionales revelaron que el gas difuso fuera de regiones HII, emitiendo la línea H_α , se extiende en todas direcciones alrededor de nosotros. Mapeos más recientes de H_α a altas resoluciones mostraron una estructura compleja, como la mostrada en la figura 2.7.

La temperatura del gas difuso, inferida del ancho de las líneas de emisión H_α , $[\text{SII}]$ 6716 Å (Azufre ionizado) y $[\text{NII}]$ 6583 Å (Nitrógeno ionizado), es de $\sim 8000\text{ K}$ (Reynolds, 1985a; Haffner *et al.*, 1999). Respecto a la densidad, un modelo que ajusta bien con las observaciones, es el de un disco delgado compuesto por regiones HII localizadas + un disco grueso compuesto por gas ionizado tibio (difuso) (Manchester & Taylor, 1981;

²⁰las líneas de Balmer en el H se producen por transiciones electrónicas desde un estado excitado con número cuántico principal $n > 2$ al primer estado excitado $n = 2$. Por convención, H_α representa la transición desde $n = 3$ a $n = 2$.

²¹la notación $[\]$ indica que estas son *líneas prohibidas*, esto es, emisión proveniente de ciertos átomos neutros o ionizados que en estados excitados pueden producir radiación electromagnética de muy baja probabilidad de emisión a causa de las bajas densidades.

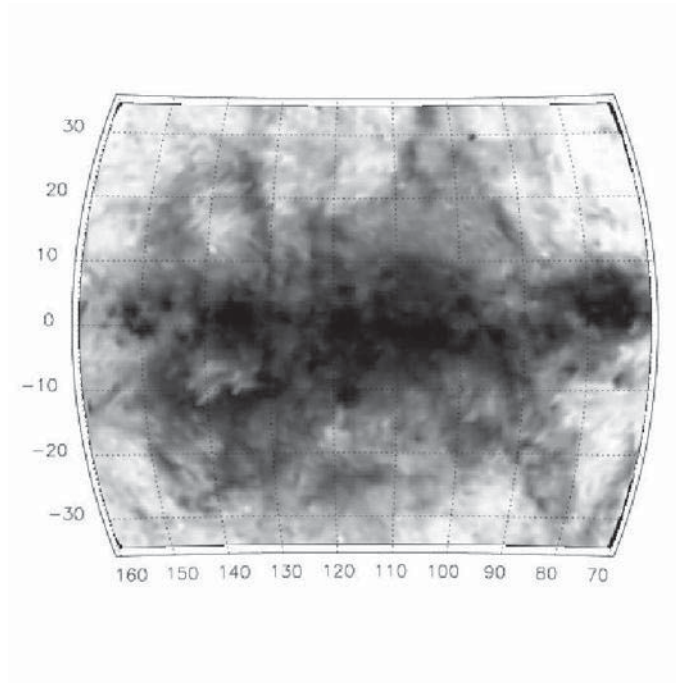


Figura 2.7: Mapeo de H_α a alta resolución de una porción del cielo de $90^\circ \times 70^\circ$, centrada en ($l=115^\circ$, $b=0^\circ$), hecho con el WHAM (*Wisconsin H_α Mapper*) por Haffner *et al.* (1999).

Vivekanand & Narayan, 1982; Harding & Harding, 1982). Cerca del Sol, el promedio espacial de la densidad de electrones libres se puede aproximar por:

$$\langle n_e \rangle (Z) = (0,015 \text{ cm}^{-3}) \text{Exp}\left(-\frac{|Z|}{70 \text{ pc}}\right) + (0,025 \text{ cm}^{-3}) \text{Exp}\left(-\frac{|Z|}{900 \text{ pc}}\right) \quad (2.1)$$

(Reynolds, 1991), donde el primer término es la contribución de regiones HII (Manchester & Taylor, 1981), mientras que el segundo es la contribución del gas difuso (Weisberg *et al.*, 1980). Las figuras 2.3 y 2.4 muestran la distribución espacial en la Galaxia del gas ionizado tibio fuera de regiones HII (Cordes *et al.*, 1991), consistente con los resultados de Reynolds (1991).

Aún no es claro el origen de este gas difuso, pero se piensa que se genera alrededor de estrellas supermasivas, localizadas en los bordes de las nubes moleculares, para que así el gas pueda alcanzar las grandes altitudes observadas (Dove *et al.*, 2000).

2.3.4. Gas ionizado caliente.

Spitzer (1956) fue el primero en sugerir la existencia de gas interestelar caliente en la corona Galáctica, el cual debería proveer la presión necesaria para confinar las nubes interestelares que se observan a grandes altitudes. La presencia de tal gas se confirmó dos décadas después por medio de dos tipos de observaciones independientes: *i*) el satélite *Copernicus* detectó, en el espectro de varias estrellas brillantes, líneas anchas de absorción UV de elementos altamente ionizados, mismas que se forman solamente a altas temperaturas (Jenkins & Meloy, 1974; York, 1974); y *ii*) la detección de una radiación de fondo de rayos X suaves, debida a la emisión térmica de plasma caliente interestelar (Williamson *et al.* 1974).

Entre los elementos altamente ionizados observados en el UV, el OVI (oxígeno cinco veces ionizado) y el NV (nitrógeno cuatro veces ionizado) son los mejores trazadores del gas caliente ionizado colisionalmente. Su grado de ionización junto con el ancho de las líneas, sugieren una temperatura de $\sim 10^5$ K (York, 1974, 1977), aunque la temperatura del gas que está emitiendo (que se deduce, al igual que la densidad, de la intensidad observada del flujo de rayos X suaves) es de $\simeq 10^6$ K (McCammon & Sanders, 1990). Snowden *et al.* (1990) estimaron una densidad electrónica numérica de $\simeq 0,0037 - 0,0047 \text{ cm}^{-3}$, la cual corresponde a una densidad de hidrógeno de $\simeq 0,0031 - 0,0039 \text{ cm}^{-3}$ si el H y He estuvieran completamente ionizados. Este mismo grupo, en 1998, con ayuda del ROSAT (telescopio de rayos X montado en el *Rontgen Satellite*), estimó una densidad de hidrógeno de $\simeq 0,0065 \text{ cm}^{-3}$.

Es poco lo que conocemos respecto a la distribución del gas ionizado caliente, debido a que la banda a la que emite es muy angosta y muy propensa a la extinción. Los perfiles derivados de observaciones hechas por Cui *et al.* (1996), muestran que la cantidad de gas ionizado caliente tiende a disminuir con el radio. La escala de altura a la cual se observa este gas también es ambigua y depende de los trazadores usados, por ejemplo, Savage *et al.* (2000) obtuvieron una escala de altura de $2,7 \pm 0,4 \text{ kpc}$, a través de mediciones de OVI hechas con el satélite FUSE.

En la actualidad, la versión más aceptada acerca del origen del gas interestelar caliente, es que es generado por explosiones de supernova, y en un menor grado, por los vientos de las estrellas más calientes (ver p.ej. Spitzer, 1990). Las explosiones de supernova producen ondas de choque a grandes velocidades, que se propagan por el MIE generando grandes cavidades de gas caliente de muy baja densidad. Cox & Smith (1974) sugirieron que estas cavidades podrían traslaparse para formar una estructura coronal, como la observada en galaxias espirales externas.

Los vientos estelares y las explosiones de supernova actúan cualitativamente de forma

similar. Primero, constituyen una fuente importante de materia (rica en elementos pesados) para el MIE; y segundo, forjan la estructura del MIE y son responsables tanto de su naturaleza multifase como de su estado turbulento. Una estrella masiva forma una burbuja de gas caliente, ya que sus poderosos vientos barren y comprimen el MIE circundante (Castor *et al.* , 1975) y cuando esta estrella explota como supernova, genera una onda de choque que continúa, en una forma amplificada, la acción del viento, barriendo una mayor cantidad de material y agrandando la burbuja caliente encerrada por la cáscara en expansión. Sin embargo, la mayoría de las estrellas masivas (de tipo O y B) no están aisladas, se encuentran en cúmulos y asociaciones, por lo que sus vientos y posteriormente sus explosiones de supernova actúan colectivamente para formar superburbujas (McCray & Snow, 1979; Heiles, 1987). Una superburbuja se comporta cualitativamente como un remanente de supernova, excepto que tiene un suministro constante de energía. Al menos en los primeros 3 Myr²², este suministro de energía está dominado por los vientos estelares, las supernovas empiezan a explotar después de este tiempo, y dentro de ~ 2 Myr, su potencia sobrepasa la de los vientos. Cuando la superburbuja es vieja, contiene muchos fragmentos de gas molecular, al menos en sus bordes, que son sensibles a su auto-gravedad y pueden colapsar gravitacionalmente formando nuevas estrellas (Shu *et al.* , 1987), las cuales pueden iniciar un nuevo ciclo de materia-energía a través del MIE.

2.4. Campos Magnéticos y Rayos Cósmicos.

Como ya se mencionó, los campos magnéticos interestelares en nuestra Galaxia fueron descubiertos por la detección de luz estelar linealmente polarizada (Hall, 1949; Hiltner, 1949a). Davis & Greenstein (1951) explicaron esta polarización en términos de extinción selectiva por granos de polvo elongados y parcialmente alineados por un campo magnético interestelar; concluyeron que este campo es localmente paralelo al plano Galáctico.

Para determinar su magnitud, se pueden usar tres métodos: el primero, basado en el desdoblamiento Zeeman en líneas de radio, el segundo, mediante la rotación de Faraday de señales de radio linealmente polarizadas y el tercero, mediante la detección de la radiación Sincrotrón²³. Usando el primer método, Troland & Heiles (1986) reportan una magnitud de algunos μG^{24} (10^{-6} Gauss) con una ligera tendencia a incrementarse con el aumento de la densidad numérica; esta tendencia es más pronunciada en el rango de densidad

²²un Myr equivale a 10^6 años.

²³para una descripción física detallada de estos procesos, ver *Radiative Processes in Astrophysics*, Rybicki y Lightman.

²⁴para tener un punto de comparación, el campo magnético en el ecuador de la tierra tiene un magnitud de 0.31 G.

$\simeq 10^2 - 10^4 \text{ cm}^{-3}$, donde el campo magnético puede alcanzar algunas decenas de μG (ver también Myers *et al.*, 1995; Crutcher, 1999). Rand & Kulkarni (1989) analizaron 116 pulsares cercanos y concluyeron que la magnitud del campo magnético local tiene una componente uniforme de $\simeq 1,6 \mu\text{G}$ y una componente irregular de $\sim 5 \mu\text{G}$. Rand & Lyne (1994) obtuvieron una magnitud del campo uniforme de $\simeq 1,4 \mu\text{G}$ y encontraron que aumenta hacia el centro Galáctico, alcanzando una magnitud de $\simeq 4,2 \mu\text{G}$ a un radio de 4 kpc.

Se piensa que los campos magnéticos se generan en los interiores de las estrellas y son amplificados por la turbulencia generada por las supernovas.

Respecto a los rayos cósmicos, sabemos que son partículas cargadas provenientes del espacio y que están bombardeando continuamente la tierra. Medidas hechas con instrumentos a bordo de globos y cohetes indican que los rayos cósmicos se componen de protones, $\sim 10\%$ de núcleos de helio, $\sim 1\%$ de núcleos más pesados, $\sim 2\%$ de electrones, y porcentajes más pequeños de positrones (Blandford & Eichler, 1987; Bloemen, 1987). Tienen velocidades típicas cercanas a la velocidad de la luz y su energía cinética E , abarca un amplio rango. La mayoría de los rayos cósmicos que llegan a la tierra se originan en el sol con $E \lesssim 0,1 \text{ GeV}$, los más energéticos provienen del MIE.

El espectro de energía observado, está fuertemente modulado por las fluctuaciones del campo de la tierra producidas por el viento solar (Gleeson & Axford, 1968). Por esta razón, es difícil distinguir la forma del espectro de energía de los rayos cósmicos con $E \lesssim 0,1 \text{ GeV}$. A energías más altas, el espectro de la componente nuclear de los rayos cósmicos, se puede aproximar por una ley de potencias a trozos, $f(E) \propto E^{-\gamma}$, con $\gamma \simeq 2,5$ para $E \simeq 2 - 10 \text{ GeV}$ y $\gamma \simeq 2,7$ para $E \simeq 10 - 10^5 \text{ GeV}$ (Simpson, 1983a; Webber, 1983a). El índice espectral se incrementa hasta $\gamma \simeq 3,1$ a $E \simeq 10^6 \text{ GeV}$ y decrece otra vez por arriba de $\sim 10^9 \text{ GeV}$ (Hillas, 1984). El espectro electrónico es el mismo que el de protones para energías entre 2 y 10 GeV y su índice espectral crece hasta $\sim 3,3$ a energías de algunas decenas de GeV (Webber, 1983b).

Se piensa que los rayos cósmicos se originan en las estrellas de tipo espectral tardío y son eyectados al MIE por las erupciones en sus coronas (Meyer, 1985); también se piensa que son acelerados por las ondas de choque generadas por explosiones de supernova. El origen de los rayos cósmicos de muy alta energía aún es un misterio.

Capítulo 3

Turbulencia y Formación Estelar.

Como se mencionó en el capítulo anterior, el MIE y la Formación Estelar (FE) están estrechamente relacionados. En el presente capítulo serán descritos algunos conceptos importantes relacionados con el proceso de formación estelar.

Observaciones de nubes interestelares revelan que *toda* la formación estelar en nuestra galaxia, está asociada con las nubes de gas molecular y polvo. Aunque hoy sabemos que las estrellas se forman por la contracción gravitacional de núcleos densos en nubes moleculares (Shu, Adams & Lizano, 1987), el proceso completo de la formación no está bien entendido, por lo que es un tema de estudio actual. Se han propuesto varios modelos para explicar el proceso, siendo los más aceptados el modelo estándar y el modelo turbulento, los cuales discutiremos más adelante.

Evidencia observacional. Hay dos líneas de evidencia bien conocidas que indican que el proceso de formación estelar está ocurriendo en la Galaxia. La primera viene de 1934, cuando Bart Bok se dio cuenta de que algunos cúmulos estelares debían ser necesariamente jóvenes, dado que la densidad en ellos no era suficiente para mantener las estrellas juntas durante mucho tiempo, y las fuerzas de marea¹ galácticas y los choques con otros cúmulos lo dispersarían en una escala de tiempo considerablemente menor que la edad de la galaxia. Posteriormente, en algunas asociaciones estelares en las que se pudieron medir velocidades de expansión con respecto a un centro común, se encontró que la expansión debió iniciarse hace sólo unos pocos millones de años, por lo que la edad de las estrellas debe ser de ese orden o de lo contrario ya se habrían dispersado.

Otra línea de evidencia proviene del estudio de la evolución estelar. La vida de una

¹es un efecto secundario de las fuerzas gravitacionales y es el resultado de la diferencia del potencial gravitacional que existe a lo largo del diámetro de un cuerpo, en este caso el cúmulo de estrellas. Un ejemplo, son las fuerzas de marea en el sistema Tierra-Luna.

estrella masiva tiene una duración aproximada de $t_* \sim 10^{10} M^{-2}$ años, donde M es la masa de la estrella en unidades de masas solares (ver *p. ej.* Modern Astrophysics; Carroll & Ostlie; 1996). De esta ecuación, es claro que las estrellas más masivas tienen vidas más cortas, en particular las estrellas con masas mayores a la de nuestro sol, viven menos que la edad del disco galáctico y el simple hecho de que las observemos implica que en nuestra galaxia existe formación estelar reciente.

3.1. Turbulencia en el MIE.

Tan pronto como la resolución espectral de observaciones ópticas permitieron medir la velocidad del gas a lo largo de un gran número de direcciones (~ 10000), con una exactitud del orden de 1 km s^{-1} (Wilson *et al.*, 1970), se encontró que las velocidades no son sólo térmicas y que estas obedecen leyes de escala (observaciones más recientes han mostrado correlaciones entre la densidad y la dispersión de velocidad con el tamaño de la nube; Larson, 1981). Después de estos estudios ópticos, se observaron líneas de emisión en el radio (debidas a transiciones rotacionales) de moléculas interestelares y se notó que los anchos de línea no son puramente térmicos. Observaciones de las líneas de ^{12}CO , ^{13}CO y OH permitieron medir de manera aproximada la temperatura del gas que es $\sim 10 \text{ K}$. A esta temperatura, la velocidad térmica media de la molécula de ^{12}CO es $\langle v \rangle \simeq 0,07 \text{ km s}^{-1}$, la cual es menor por ~ 2 órdenes de magnitud que los anchos de línea observados de ^{12}CO , que están entre 1 y 10 km s^{-1} .

Se han propuesto varios procesos físicos para explicar estos movimientos no térmicos, siendo la posibilidad más plausible que la *turbulencia* sea la responsable de estos movimientos no térmicos en el campo de velocidad del MIE.

Un flujo turbulento es un buen ejemplo de sistemas complejos y resulta difícil dar una definición formal. Los investigadores están de acuerdo en que las principales características de un flujo turbulento, en general, son: *i*)- tiene un gran número de grados de libertad (ó modos); *ii*)- hay transferencia no lineal entre los diferentes modos; *iii*)- el sistema es impredecible (sensible a las condiciones iniciales); y *iv*)- el sistema tiene alta capacidad de mezclado (ver *p. ej.* Scalo, 1987; Lesieur, 1990; Frisch, 1995).

El MIE es un sistema extremadamente complejo cuyos componentes están en un estado turbulento. Las características de la turbulencia interestelar (como su grado de compresibilidad), a semejanza de las condiciones físicas del MIE, son muy variadas. Sin embargo, de manera general se puede decir que la turbulencia interestelar es compresible, no isotrópica, no homogénea y con inyección y disipación de energía en diversas escalas. En el caso particular de las nubes moleculares, sabemos que son sistemas turbulentos y altamente

compresibles, para los cuales aún no hay una teoría completa que pueda derivar algunas de sus propiedades estadísticas directamente de las ecuaciones de movimiento. En esta sección discutiremos las propiedades de la turbulencia incompresible, para después discutir las similitudes y diferencias con el caso compresible.

3.1.1. Turbulencia incompresible.

Una de las ecuaciones que se usa muy frecuentemente para describir el movimiento de un fluido viscoso, es la ecuación de Navier-Stokes (NS), la cual está dada por (ver *p. ej.* Vázquez-Semadeni, 1998 y referencias ahí citadas):

$$\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + \mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u} = -\frac{\nabla P}{\rho} + \nu \nabla^2 \mathbf{u} \quad (3.1)$$

donde $\mathbf{u}$ es el campo de velocidad, ρ es la densidad, P la presión y ν es la viscosidad cinemática. El segundo término del lado izquierdo de la ecuación 3.1 es llamado término *advectivo* o no lineal y es el responsable del transporte turbulento del momento. Del otro lado, la viscosidad tiende a unificar el movimiento de las parcelas de gas. Así, una medida de la *cantidad de turbulencia* presente en el flujo está dada por la razón entre el término advectivo y el viscoso, y se conoce como el número de *Reynolds*:

$$Re \equiv \frac{|\mathbf{u} \cdot \nabla \mathbf{u}|}{|\nu \nabla^2 \mathbf{u}|} \sim \frac{UL}{\nu} \quad (3.2)$$

donde U es el valor característico de la velocidad y L es la escala de tamaño característica del flujo. Adicionalmente, la condición de incompresibilidad $d\rho/dt = 0$ aplicada a la ecuación de continuidad implica que:

$$\nabla \cdot \mathbf{u} = 0 \quad (3.3)$$

La mayor parte de la teoría turbulenta se desarrolla en el *espacio de Fourier*, lo que permite un tratamiento directo de escalas de longitud (números de onda asociados a los modos de Fourier). Tomamos la descomposición del campo de velocidad de la forma $\mathbf{u}(\mathbf{x}, t) = \int \mathbf{u}_{\mathbf{k}}(t) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}} d^3k$, donde $\mathbf{k}$ es el vector de onda y $k = |\mathbf{k}| = 2\pi/\lambda$, λ es la longitud de onda. Bajo la suposición de condiciones a la frontera periódicas en un dominio de tamaño L , la ecuación de NS en el espacio de Fourier es (Vázquez-Semadeni, 1998):

$$\frac{d\mathbf{u}_{\mathbf{k}}}{dt} + i \sum_{\mathbf{p}+\mathbf{q}=\mathbf{k}} [(\mathbf{k} \cdot \mathbf{u}_{\mathbf{p}})\mathbf{u}_{\mathbf{q}} - \frac{\mathbf{k}}{k^2}(\mathbf{k} \cdot \mathbf{u}_{\mathbf{p}})(\mathbf{k} \cdot \mathbf{u}_{\mathbf{q}})] = -\nu k^2 \mathbf{u}_{\mathbf{k}} \quad (3.4)$$

con la condición de incompresibilidad

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{u}_k = 0 \quad (3.5)$$

El primer término en los paréntesis cuadrados de la ecuación 3.4 es el término advectivo, mientras que el segundo es el término del gradiente de presión, el cual se puede resolver en términos del campo de velocidades en el espacio de Fourier. Estos términos también son no-lineales y más aún, el hecho de involucrar todos los modos $\mathbf{p}$ y $\mathbf{q}$ tales que $\mathbf{p}+\mathbf{q}=\mathbf{k}$, significa que la energía se intercambia entre distintos modos de Fourier. Este proceso es conocido como transferencia no-lineal. También es importante notar que la descripción de Fourier cambia la complejidad de una sola ecuación diferencial parcial (EDP) por un gran número de ecuaciones diferenciales ordinarias (EDO). Por otro lado, la condición de incompresibilidad muestra que no existen modos longitudinales en flujos incompresibles.

La descomposición de Fourier conduce a la definición de una cantidad importante en la teoría de turbulencia, el *espectro de energía* $E(k)$. Este se define como la energía cinética (por unidad de masa) contenida en modos con números de onda en el intervalo $(k - 1/2, k + 1/2)$. Matemáticamente,

$$E \equiv \frac{1}{2} \int |\mathbf{u}(x)|^2 d^3k = \frac{1}{2} \int |\mathbf{u}_k|^2 d^3k = \frac{1}{2} \int_0^\infty E(k) dk \quad (3.6)$$

donde la segunda igualdad viene del resultado de la relación de Parseval, por lo que

$$E(k) = \frac{1}{2} \int \int |\mathbf{u}_k|^2 k^2 \sin \theta_k d\theta_k d\phi_k \quad (3.7)$$

Si el espectro $E(k)$ es proporcional a k^{-n} , al exponente $-n$ se le conoce como *índice* ó *pendiente* espectral.

Teoría de Kolmogorov-Obukhov. En 1941, Kolmogorov y Obukhov derivaron, independientemente, una teoría tridimensional para flujos incompresibles con turbulencia homogénea (cuyas propiedades estadísticas sean independientes de la posición). Este resultado es un hito en la teoría turbulenta y está basado en las siguientes suposiciones:

i)- El número de Reynolds es lo suficientemente grande como para que un rango grande de escalas esté activo en el flujo.

ii)- La energía es inyectada solamente a escalas grandes y disipada en las escalas pequeñas.

iii)- La transferencia de energía es *local* en el espacio de Fourier, es decir, ocurre entre números de onda contiguos.

iv)- 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.

Con estas suposiciones se puede estimar la forma del espectro por medio de un análisis dimensional. La tasa de transferencia de energía para vórtices (remolinos) con escala de tamaño l se puede escribir como $\epsilon \sim v_l^2/\tau_l$, donde v_l es la diferencia de velocidades característica a lo largo del vórtice, y $\tau_l = l/v_l$ es el tiempo característico en el que el vórtice da una vuelta a la escala l . Así, las diferencias de velocidad se escalan con la separación l como

$$v_l = (\epsilon l)^{1/3}. \quad (3.8)$$

Ahora, la diferencia de velocidad característica a escala l está relacionada al espectro de energía por:

$$v_l^2 = 2 \int_{2\pi/l}^{\infty} E(k) dk. \quad (3.9)$$

Asumiendo que el espectro obedece una ley de potencias en el número de onda k^{-n} , y sustituyendo la relación de escalamiento (3.8), se obtiene que $l^{2/3} \propto \int_{2\pi/l}^{\infty} k^{-n} dk$, lo que implica que $n = 5/3$. Esta es la conocida *ley* $-5/3$ de Kolmogorov², la cual se ha comprobado experimentalmente (ver *p. ej.* Grant *et al.* , 1962).

3.1.2. Turbulencia compresible.

El caso de turbulencia compresible es mucho más complejo que el caso incompresible. Por ejemplo, en el caso simple de un gas politrópico ($P \propto \rho^\gamma$, donde γ es el exponente politrópico) hay que tomar en cuenta dos EDPs acopladas (de continuidad y momento). Además debemos incluir más EDPs si tomamos en cuenta los efectos de autogravedad y campo magnético, lo que se traduce en un gran número de EDOs en el espacio de Fourier. Otra dificultad con la turbulencia compresible es que los choques permiten la disipación de energía en todas las escalas y no sólo en las escalas pequeñas. En el caso particular del MIE también se tiene inyección de energía en un amplio intervalo de escalas (desde escala estelar hasta escala galáctica).

²una discusión más detallada de esta derivación se puede encontrar en Rose & Sulem (1978).

En el caso de turbulencia compresible, es conveniente descomponer el campo de velocidades en dos componentes, una parte rotacional ($\mathbf{u}_k^r$; incompresible) y otra compresible ($\mathbf{u}_k^c$), de tal manera que se cumpla:

$$\mathbf{k} \cdot \mathbf{u}_k^r = 0 \quad \mathbf{k} \times \mathbf{u}_k^c = 0 \quad (3.10)$$

Estas componentes del campo de velocidad pueden tener distintas propiedades dinámicas y la transferencia de energía entre las dos afecta la dinámica de flujos compresibles. La transferencia es predominantemente de modos rotacionales a compresibles (Vázquez-Semadeni *et al.*, 1996), así que la energía rotacional tiende a decaer si no hay fuentes de vorticidad ($\omega = \nabla \times \mathbf{u}$). Esto es particularmente interesante, ya que la turbulencia se manifiesta normalmente a través de fenómenos rotacionales.

Contrario al caso incompresible, para el cual el espectro de Kolmogorov parece ser universal, en el caso compresible la pendiente espectral depende del grado de compresibilidad del flujo. En el régimen débilmente compresible, simulaciones numéricas 3D indican que ambas componentes de la velocidad tienen un espectro tipo Kolmogorov (Porter *et al.* 1994, 1995). A compresibilidad intermedia, simulaciones 2D indican que la componente compresible tiene un espectro de la forma $E(k) \propto k^{-2}$, mientras que la parte rotacional tiene un espectro de k^{-3} (Passot *et al.*, 1988; Vázquez-Semadeni *et al.*, 1995a). A compresibilidades muy altas, ambas componentes se aproximan a un espectro k^{-2} (Passot *et al.*, 1995). El último caso es que ocurre probablemente en el MIE, ya que el contraste de densidad entre el medio internube y los núcleos densos exceden 7 órdenes de magnitud.

En los años 80s-90s se propuso que la turbulencia puede ser más importante de lo que se pensaba en el soporte de nubes moleculares contra el colapso gravitacional. Además, puede tomar muchas otras funciones asignadas al campo magnético en el *modelo estándar* de formación estelar, dando lugar al llamado *modelo turbulento*, como veremos en la siguiente sección.

3.2. La formación estelar a gran escala: descripción general.

Condiciones físicas en NMs, grumos y núcleos. El gas molecular está concentrado en NMs, las cuales ocupan una pequeña fracción del volumen del MIE, pero dentro del círculo solar comprende una fracción significativa de masa. Las Nubes Moleculares Gigantes (NMGs) tienen masas de $\sim 10^6 M_\odot$ (ver Tabla 3.1) y contienen la mayor parte de la masa molecular. Las regiones sobredensas dentro de las NMGs, de las cuales se forman los

cúmulos estelares, son llamadas *grumos*, mientras que los *núcleos* son las regiones en las cuales se forman estrellas individuales. La Tabla 3.1 muestra las principales características físicas de estas regiones.

Las características dinámicas claves de NMGs fueron encontradas por Larson (1981) por lo que son conocidas como las *Relaciones de Larson*. Usando datos de observaciones de varias NMs, Larson notó que la densidad ρ y la dispersión de velocidad σ parecen estar escaladas con el tamaño de la nube R como:

$$\rho \propto R^\alpha \quad (3.11)$$

$$\sigma \propto R^\beta \quad (3.12)$$

donde α y β son las constantes de escalamiento. Los valores más aceptados para estos exponentes son $\alpha \approx -1,15 \pm 0,15$ y $\beta \approx 0,4 \pm 0,1$ (ver *p. ej.* Dame *et al.* , 1986; Caselli & Myers, 1995); el símbolo $\pm$ es indicativo de la variación del exponente en diferentes medios y regiones. Sin embargo, la validez de estas relaciones es objeto de controversia y valores muy diferentes (de α y β) han sido reportados por Carr (1987) y Loren (1989), por ejemplo. Sin embargo, aunque estas leyes sugieren la presencia de turbulencia en el MIE, no dan una prueba de ello.

Aún no se sabe con precisión de las condiciones físicas en grumos y núcleos, diferentes trabajos arrojan diferentes resultados en cuanto a que si se encuentran o no ligados gravitacionalmente y en cuanto a si satisfacen o no las relaciones de Larson. Por ejemplo, Carr (1987) llegó a la conclusión de que la mayoría de los grumos están desligados y que no obedecen las leyes de Larson; Falgarone *et al.* (1992) encontraron que estos grumos desligados obedecen tales leyes, aunque con una dispersión considerable. Por otra parte, Bertoldi & McKee (1992) encontraron que la mayor parte de la masa en las nubes está concentrada en los grumos más masivos y estos parecen estar gravitacionalmente ligados.

Existe también una discusión importante sobre si los núcleos son objetos dinámicos (con tiempos de vida corta) ó son objetos en cuasi-equilibrio y ligados gravitacionalmente. Para esto se deben estudiar los perfiles del campo de velocidad y densidad, así como las formas de los núcleos. Por ejemplo, observaciones del Glóbulo de Book B68 en absorción en el cercano infrarojo, revelaron un perfil de densidad consistente con el perfil de la esfera de Bonnor-Ebert³ (Alves *et al.* , 2001). Simulaciones numéricas muestran que los perfiles Bonnor-Ebert dan un buen ajuste aún cuando las regiones de alta densidad sean

³el llamado perfil de Bonnor-Ebert es el perfil que resulta de una configuración en equilibrio en la cual la presión de un gas isotérmico balancea su atracción gravitacional.

transitorias en lugar de verdaderos núcleos ligados (Ballesteros-Paredes *et al.*, 2007). Sin embargo, perfiles que se ajustan bien al de Bonnor-Ebert no necesariamente implican que el núcleo está ligado. Respecto a las formas de los núcleos, en ausencia de campos magnéticos, una nube ligada en quasi-equilibrio, es aproximadamente esférica, en cambio, en presencia de campo magnético (el cual tiende a soportar la nube contra el colapso) la nube será oblata; si el campo tiende a comprimir la nube, esta será prolata (Fiege & Pudritz, 2000). Jones, Basu & Dubinski (2001) concluyeron que los núcleos de tamaño < 1 pc son oblatos. Li *et al.* (2004) encontraron que la mayor parte de los objetos son triaxiales. Estos estudios en núcleos y pequeños grumos son consistentes (pero no lo prueba) con que sean objetos ligados y en quasi-equilibrio.

Asociación entre los diferentes tipos de núcleos y la masa de las estrellas formadas. La formación de un núcleo denso de gas molecular es seguido por una fase de colapso dinámico hacia una condensación central, la cual rápidamente forma un disco y genera fuertes vientos bipolares. Finalmente se termina el material del núcleo inicial, revelando una estrella pre-secuencia principal rodeada por un disco protoplanetario.

Las propiedades físicas de los núcleos en nubes moleculares están determinadas principalmente a través de observaciones de líneas moleculares a longitudes de onda milimétricas, aunque también se usan las observaciones de la emisión del polvo en el continuo.

Se encuentra que la formación aislada de estrellas de baja masa ocurre predominantemente en *núcleos de baja masa* con temperaturas típicas de 10 K, densidades $n \sim 3 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$ y radios $R \sim 0,04$ pc. Los glóbulos de Bok y las regiones extendidas de formación de estrellas de baja masa como Taurus-Auriga, caen dentro de esta categoría. Se observa que algunos núcleos no tienen proto-estrellas en su interior y pueden representar una fase de formación del núcleo previa al colapso dinámico. Jijina *et al.* (1999) encuentra una razón, entre núcleos sin proto-estrella y núcleos estelares, menor que la unidad, y concluye que la escala de tiempo para la formación del núcleo puede estar más relacionada con la disipación turbulenta (Nakano, 1998) que con la escala de tiempo para la difusión ambipolar.

También se encuentra que la formación en cúmulos de estrellas masivas ocurre en medios fríos ($T = 10$ K) y densos ($\rho \sim 10^6 \text{ cm}^{-3}$) y en núcleos más grandes ($R \sim 0,2$ pc) que en el caso anterior. La fase de colapso dinámico de formación de estrellas de alta masa es mucho más corta que en el caso de baja masa, debido a las más altas densidades. Más aun, las estrellas masivas fácilmente destruyen lo que queda de la nube al formar las regiones HII (ver *p. ej.* Garay & Lizano; 1999), lo que provoca que sea más difícil observar las fases iniciales del colapso de estos núcleos que formarán estrellas masivas. No obstante, regiones compactas (*núcleos calientes*) se caracterizan por sus densidades más altas y mayores temperaturas que en los núcleos masivos típicos y se ha sugerido que sean los sitios precursores de regiones HII compactas.

Tabla 3.1. Propiedades físicas de las Nubes Moleculares.
(Tomada de Mac Low & Klessen, 2003).

	NMGs	NMs	Grupos con FE	NP
Tamaño (pc)	10-60	2-20	0.1-2	$\lesssim 0,1$
Densidad [$n(\text{H}_2)$ en cm^{-3}]	100-500	$10^2 - 10^4$	$10^3 - 10^5$	$> 10^5$
Masa ($M_\odot$)	$10^4 - 10^6$	$10^2 - 10^4$	$10 - 10^3$	0.1-10
Temperatura (K)	7-15	10-30	10-30	7-15

Con NMGs nos referimos a Nubes Moleculares Gigantes.

NMs a Nubes Moleculares.

Grupos son subestructuras de NMGs en los cuales se forman cúmulos de estrellas.

NP se refiere a Núcleos Protoestelares y es donde se forman las estrellas individuales.

Mecanismos de formación de nubes. En principio, las NMGs se forman por dos procesos que son *bottom-up* y *top-down*. En el primer proceso de formación, colisiones inelásticas sucesivas de nubes frías de HI pueden incrementar gradualmente el tamaño y masa de una nube hasta formar una NMG (ver *p. ej.* Field & Saslaw, 1965; Kwan, 1979). El problema con este escenario de coagulación es que las nubes se forman muy lentamente, aun en los brazos espirales; por ejemplo, Kwan (1979) encontró que el tiempo necesario para que la masa de la nube exceda $10^5 M_\odot$ es mayor que 2×10^8 años, lo que sobrepasa, como veremos más adelante, los tiempos de vida estimados para NMGs. Por tanto, si el proceso de coagulación fuera la única forma de formar NMGs, el proceso sería truncado por la formación estelar que destruiría la nube antes de que alcanzara la masa de una NMG (Blitz & Shu, 1980).

Dado el problema de la escala de tiempo y otras dificultades del proceso de coagulación, a principios de 1980, los trabajos en este campo se empezaron a enfocar al mecanismo *top-down*, el cual involucra inestabilidades a gran escala en el MIE difuso (*p. ej.* Elmegreen, 1979, 1995). Según este mecanismo, los dos procesos físicos básicos que podrían disparar el crecimiento de NMs masivas son la *inestabilidad de Jeans*⁴ y la *inestabilidad de Parker*⁵.

En la inestabilidad de Parker, las NMs se forman como el producto de una inestabilidad magnética (Parker, 1966). La idea es la siguiente (ver Shu, 1974): cuando el gas interestelar entra a un brazo espiral, el campo magnético es comprimido junto con el gas, cambiando su intensidad y orientación. Esto produce un cambio repentino en la presión magnética, destruyéndose así el balance de fuerzas que actuaba sobre el gas y provocando el crecimiento de una perturbación que a su vez permite la formación de grandes condensaciones de gas interestelar (ver Blitz y Shu, 1980). Este mecanismo es muy eficiente y puede producir complejos gigantes de nubes en tiempos relativamente muy cortos. Las

⁴La teoría de la fragmentación y colapso gravitacional de NMs fue desarrollada por James Jeans alrededor del año 1902 y aunque en la actualidad los procesos de formación estelar se conocen con mucha mayor precisión la teoría de Jeans constituye una buena primera aproximación.

⁵fue estudiada originalmente por Eugene Parker en 1966.

tasas de crecimiento de las inestabilidades tienden a incrementarse en los brazos espirales, por lo que se considera que estas regiones son las más favorables para el desarrollo de esta inestabilidad (Mouschovias, Shu & Woodward, 1974). Sin embargo, simulaciones numéricas han mostrado que la inestabilidad de Parker está autolimitada y no es capaz por sí misma de crear estructuras parecidas a las NMGs (Kim *et al.*, 1998). Esta inestabilidad es importante removiendo el exceso del flujo magnético en el disco y en el transporte de rayos cósmicos (ver *p. ej.* Hanasz & Lesch, 2000).

Por su parte, la inestabilidad de Jeans que involucra autogravedad y presión interna, no puede ocurrir, debido a la rotación Galáctica. Se puede desarrollar otro tipo de inestabilidad gravitacional que se conoce como *inestabilidad Magneto-Jeans* y que involucra campos magnéticos para transferir momento angular a las condensaciones que están creciendo (Elmegreen, 1987; Kim & Ostriker, 2001). Los brazos espirales son también las regiones más favorables para estas inestabilidades (Elmegreen, 1994), en estas regiones aumentan los contrastes de densidad, lo que da la noción de la existencia de un umbral para la formación estelar mediante el parámetro de Toomre, como veremos en el siguiente capítulo.

Observaciones de galaxias espirales externas, muestran que la mayor parte del gas molecular se concentra en los brazos espirales (*p. ej.* Helfer *et al.*, 2003). En nuestra Galaxia, las nubes más masivas, que contienen la mayor parte de la masa y que forman estrellas, están fuertemente asociadas con los brazos espirales (*p. ej.* Solomon *et al.* 1985). De esta manera, las relaciones observacionales entre NMGs y estructura espiral sugieren que las NMs nacen preferentemente en gas a alta densidad que está concentrado en los brazos espirales, lo que es teóricamente consistente, ya que las tasas de crecimiento para todos los mecanismos propuestos se incrementan con la densidad superficial del gas. Las masas de estructuras ligadas que se forman vía inestabilidades autogravitantes son comparables al límite superior de la función de masa de NMGs, la cual veremos más adelante (ecuación 3.13).

Evolución y destrucción de nubes. Como vimos, las NMGs nacen en los brazos espirales de las galaxias y comienzan su vida en un estado muy turbulento. Mientras las nubes se contraen bajo la influencia de la gravedad, su turbulencia decae, aunque la tasa de decaimiento es frenada por la compresión. Mestel & Spitzer (1956) conjeturaron que la turbulencia debía decaer en un tiempo muy corto y por esta razón rechazaban la turbulencia como un mecanismo de soporte de las nubes contra el colapso gravitacional. En la actualidad se observa que la turbulencia está presente a un mismo tiempo en todos lados (a todas las escalas) en una NM, lo que sugiere que hay algún mecanismo, interno ó externo, que inyecta permanentemente energía turbulenta en las nubes. La energía externa en NMGs, se limita principalmente a la energía turbulenta heredada de sus estados de formación, mientras que la inyección de energía interna se debe al retroalimentación de

protoestrellas y de estrellas recién formadas. Sin embargo, se necesita más trabajo observacional para determinar la tasa de inyección de energía protoestelar aunque, la predicción teórica es que estos flujos no son efectivos a las escalas de las NMGs y que la turbulencia conducida por estrellas de baja masa es inconsistente con el espectro de turbulencia observado (ver *p. ej.* McKee & Ostriker, 2007). Estos flujos protoestelares permanecen como una fuente viable de energía para grumos y núcleos dentro de NMGs (Norman & Silk, 1980; Franco & Cox, 1983). Matzner (2002) estimó que los flujos protoestelares dominan la inyección de energía para nubes con masas $\lesssim 4 \times 10^4 M_\odot$. Por otro lado, las estrellas masivas inyectan un momento mayor, dentro de NMGs a través de sus regiones HII, que el momento que inyectan numerosas estrellas de baja masa a través de sus flujos (Matzner, 2002); además, las regiones HII son capaces de inyectar energía a escalas de las NMGs, venciendo la limitación de escala de los flujos protoestelares

El mecanismo dominante de destrucción de NMGs es vía fotoevaporación por las burbujas de las regiones HII que, dominan la inyección de energía por un orden de magnitud, aun cuando la eficiencia de formación estelar es baja. Sin embargo, las mismas regiones HII que inyectan energía para soportar NMGs, también destruyen la nube. Blitz & Shu (1980) estimaron que las regiones HII podrían inyectar suficiente energía para desligar una NMG en $\sim 10^7$ años. Usando un modelo analítico para la evolución de burbujas de regiones HII desarrollado por Whitworth (1979) y confirmado en simulaciones numéricas por Yorke *et al.* (1989), Williams & McKee (1979) concluyeron que una región HII que se expande, podría barrer más masa de la que ioniza, por lo que una región HII grande, podría desbaratar la nube antes de que la ionice. Por otro lado, en las NM pequeñas, no se forman asociaciones OB, por lo que la fotoevaporación es menos importante en estas nubes y por tanto, estas son desbaratadas antes de que sean evaporadas (lo que también ocurre en las NMGs más pequeñas).

Tiempos de vida de NMGs. Si se asume que la Tasa de Formación Estelar (TFE⁶) específica es independiente de la masa de una NMG, entonces la TFE observada en la Galaxia implica que las las NMGs con masas $\sim 10^6 M_\odot$ viven 30 Myr. Matzner (2002) asumiendo que la TFE de una nube es auto-regulada encontró que la TFE específica se incrementa con la masa de la nube; como resultado, obtuvo tiempos de vida pequeños, de ~ 20 Myr para grandes NMGs.

Es difícil hacer estimaciones observacionales de tiempos de vida de NMGs, aunque se pueden usar relojes químicos para medir el tiempo de vida de grumos y cúmulos. Blitz *et al.* (2007) infiere que las NMGs se destruyen después de un tiempo $t \sim 6$ Myr de que han formado cúmulos e infieren un tiempo de vida de $t \sim 14$ Myr para NMGs que contienen grandes regiones HII.

⁶la cual se define como la tasa a la cual el gas es convertido en estrellas.

Distribución en la Vía Láctea. La distribución de masa observada de NMGs es una ley de potencias con un límite relativamente bien marcado. Observaciones de NMGs dentro del círculo solar (excluyendo el centro Galáctico) son consistentes con la distribución de masa de la forma (Williams & McKee, 1997):

$$\frac{dN_c(M)}{d(\ln M)} = N_{cu} \left(\frac{M_u}{M} \right)^\alpha \quad (M \leq M_u) \quad (3.13)$$

donde $dN_c(M)$ el número de NMGs con masas en el rango de M y $M + dM$, $M_u = 6 \times 10^6 M_\odot$ es un límite superior para las masas de NMGs, $N_{cu} = 63$ es una constante de proporcionalidad y el exponente $\alpha = 0,6$. Una implicación de esta distribución es que la mayor parte de la masa en NMGs está en forma de nubes grandes, más del 80 % de las nubes tienen $M > 10^5 M_\odot$ (Stark & Lee, 2006). En otras galaxias del Grupo Local⁷, la distribución de masa de NMGs obedece leyes de potencia similares, con excepción de M33⁸ la cual tiene $dN_c/d(\ln M) \propto M^{-1,5}$ (Blitz *et al.* , 2007). En galaxias más distantes se han observado asociaciones moleculares gigantes con masas superiores a $\sim 10^7 M_\odot$ (Sakamoto *et al.* , 1999).

3.2.1. Modelo estándar de Formación Estelar.

La teoría estándar fue la base de la mayor parte de los trabajos en el campo en las pasadas dos décadas explicando muchas de las inconsistencias y reemplazando casi por completo a los modelos dinámicos existentes.

En este escenario, la formación estelar ocurre de manera bimodal. Por una parte, las estrellas masivas (con $M \gtrsim 8 M_\odot$) se forman cuando un núcleo es magnéticamente supercrítico, es decir, cuando la masa del núcleo (M_N) excede la masa crítica magnética, la cual se define como:

$$M_\Phi \equiv c_\Phi \frac{\Phi}{G^{1/2}} \quad (3.14)$$

donde G es la constante gravitacional, c_Φ es un coeficiente numérico que depende de la distribución de densidad y campo magnético ($\simeq 0,1 - 0,2$; Tomisaka *et al.* , 1989) y Φ es el flujo magnético que se puede escribir como $\Phi = \int \vec{B} \cdot d\vec{a} \simeq \pi R^2 < B^2 >^{1/2}$ (McKee

⁷Es un grupo de galaxias gravitacionalmente ligadas, al cual pertenece la nuestra, está dominado por dos galaxias espirales gigantes, Andrómeda y la Vía Láctea. El resto de galaxias, unas 30, son más pequeñas; muchas de ellas son galaxias satélite de una de las mayores.

⁸es una galaxia espiral, localizada en la constelación del Triangulum.

& Holliman, 1999). En este caso, la autogravedad de la nube puede vencer el soporte magnético, aun si el campo permanece congelado en la nube y la formación de estrellas ocurre con el colapso generalizado de la nube⁹. A medida que la nube se contrae, puede fragmentarse y formar subregiones que pueden por sí mismas ser supercríticas y colapsarse de manera individual, formando asociaciones OB. En estas nubes supercríticas se pueden formar tanto estrellas masivas como estrellas de baja masa. Además, la formación estelar será muy eficiente por lo que se pueden formar cúmulos abiertos. Ejemplos de este tipo de formación estelar son las asociaciones de estrellas OB en W51 y W49, donde se ha observado evidencia de un colapso generalizado de la nube y los cúmulos abiertos que se han encontrado en las nubes de ρ Oph y L-1630 (Lada *et al.*, 1991).

Por otra parte, las nubes magnéticamente subcríticas ($M_N < M_\Phi$) están relacionados con la formación de estrellas de baja masa. Cuando una nube es subcrítica, esta puede alcanzar el equilibrio cuasi-estático ajustando su tamaño y forma de acuerdo a las condiciones externas de presión y del campo magnético (Mouschovias, 1976). Sin embargo, la nube no puede permanecer siempre en el mismo estado, por medio del proceso conocido como *difusión ambipolar*¹⁰ la nube alcanza la masa crítica y se pierde el soporte magnético generando el colapso que da lugar al nacimiento de estrellas de baja masa. Shu, Adams & Lizano (1987) sugieren cuatro estados en el proceso de formación de estas estrellas: *a*)- se forman los núcleos dentro de las nubes moleculares a medida que se pierde el soporte turbulento y magnético a través de la difusión ambipolar; *b*)- a medida que la parte central del núcleo colapsa, se forma una protoestrella rodeada por un disco nebular que acreta material a la protoestrella; *c*)- se genera un viento estelar a lo largo del eje de rotación del sistema, creando los llamados flujos bipolares; y *d*)- termina la acreción de material, revelando una estrella recién formada con un disco circunestelar. Ver figura 3.1.

Hay varias evidencias observacionales que parecen sustentar este escenario estándar de formación estelar. Una viene del hecho de que en algunas nubes moleculares, como Tauro, se forman solamente estrellas de baja masa; mientras que en otras, como Orion, se forman tanto estrellas de alta como de baja masa. Otra evidencia viene del hecho de considerar

⁹La masa crítica magnética se puede generalizar para incluir otros mecanismos de soporte contra la gravedad (Lizano & Shu, 1989): $M_{cr} = M_a + (M_a^2 + M_{turb}^2 + M_\Phi^2 + M_{rot}^2)^{1/2}$, donde la masa M_a está asociada al soporte térmico; M_{turb} al soporte turbulento y M_{rot} es la masa crítica asociada a la fuerza centrífuga. Según estos autores, el soporte debido a la turbulencia es importante a gran escala, $M_{turb} \sim M_\Phi$, y el soporte térmico se torna importante a pequeña escala, $M_a \sim M_\Phi$; generalmente la rotación no es importante para el soporte contra la gravedad ($M_{rot} \ll M_\Phi$). Ver *p. ej. Formación estelar*; L.F. Rodríguez; UNAM-FCE; 1996.

¹⁰Mestel & Spitzer (1956) notaron que el problema del soporte magnético en contra de la fragmentación de la nube se podría resolver si la masa de la nube se pudiera mover a través de las líneas de campo magnético. Cuando la fracción de ionización es muy baja, las partículas neutras se desacoplan de los iones y por tanto del campo magnético, por lo que se pierde el soporte magnético y la nube puede colapsar. Este proceso es conocido como difusión ambipolar.

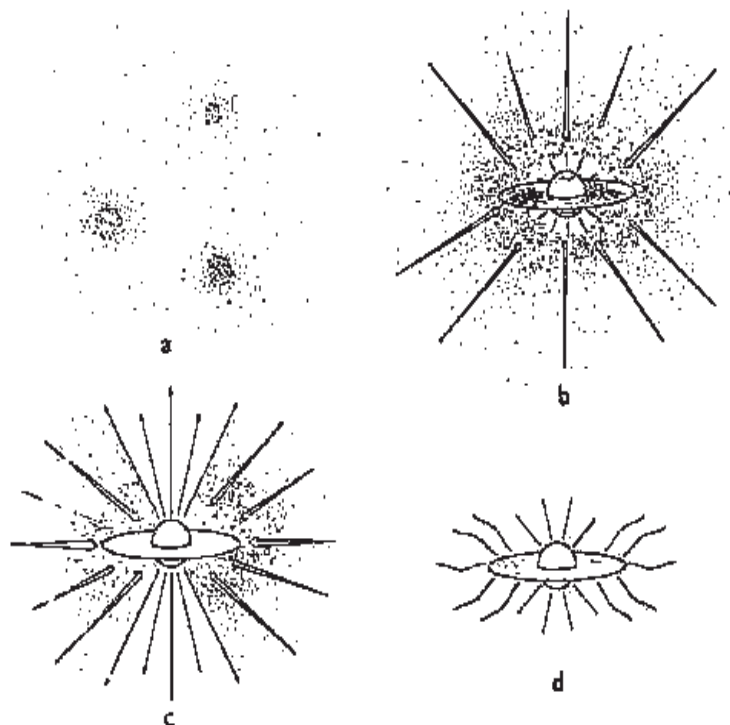


Figura 3.1: Cuatro estados de formación estelar: *a*)- contracción del núcleo; *b*)- formación de la protoestrella en el centro del núcleo; *c*)- formación de flujos bipolares; y *d*)- finalmente queda la estrella con un disco circunestelar. Figura tomada de Shu, Adams & Lizano (1987).

la escala temporal de difusión ambipolar ($t_{DA} \sim 7 \times 10^6$ años) que es entre 10 y 20 veces superior a la correspondiente escala dinámica (t_{ff} ; McKee *et al.*, 1993), retraso que fue interpretado por muchos investigadores como una explicación fehaciente de las bajas tasas de formación estelar observadas en galaxias normales, así como los largos tiempos de vida de las nubes moleculares.

Por otra parte, con la implementación de simulaciones numéricas y de nuevas técnicas observacionales (especialmente en las bandas IR y sub-mm), se encontraron muchas inconsistencias en las principales predicciones de este modelo. Originalmente fue aplicado a la formación de estrellas de baja masa, por lo que no da una descripción detallada del proceso de formación de estrellas masivas y cúmulos estelares (Shu, Adams & Lizano, 1987). Esto da pie a especulaciones sobre dos modelos distintos de formación estelar, lo cual no ocurre si reemplazamos al campo magnético por la turbulencia interestelar como principal agente regulador de la formación estelar, lo que da un esquema unificado para todas las masas y todas las escalas, eliminando así la dicotomía del modelo estándar. Además, el soporte contra el colapso gravitacional vía turbulencia supersónica es suficiente para

explicar las tasas de formación estelar que hoy en día las observaciones sugieren (ver *p. ej.* Mc Low & Klessen, 2003). Sin embargo, por su simplicidad y elegancia el modelo estándar es importante pedagógicamente hablando.

En un ejemplo reciente de aproximación cuasi-estática y usando una teoría de TFE que es consistente con la ley de Kennicutt-Schmidt (que veremos más adelante; Krumholz & McKee, 2005) para resolver la evolución de NMGs lo suficientemente grandes ($\gtrsim 10^5 M_\odot$), Krumholz *et al.* (2006) llega a las siguientes conclusiones generales: *i*)- las nubes viven unos pocos tiempos de cruce, alrededor de 30 Myr para nubes con $M \gtrsim 10^6 M_\odot$, en acuerdo con las estimaciones observacionales; *ii*)- las nubes están cerca del equilibrio, con parámetros viriales¹¹ $\alpha_{vir} \simeq 1 - 2$; *iii*)- La densidad columnar de las nubes es $N_H \simeq 10^{22} \text{ cm}^{-2}$, en acuerdo con las observaciones; *iv*)- las nubes grandes son destruidas por fotoevaporación, pero nubes pequeñas ($M \lesssim 2 \times 10^5 M_\odot$) son desbaratadas antes de que la mitad de su masa sea fotoionizada; y *v*)- NMGs convierten $\sim 5 - 10\%$ de su masa en estrellas antes de que sean destruidas.

3.2.2. Modelo turbulento.

Este modelo, también conocido como *modelo dinámico*, relaciona de una manera directa la formación de nubes y la formación estelar, la cual es el resultado último de una cadena de compresiones turbulentas.

El punto clave en este modelo es que la turbulencia supersónica produce fuertes fluctuaciones de densidad en el gas IE (Padoan & Nordlund, 1999) formando láminas y filamentos densos (Vázquez-Semadeni *et al.*, 2000), aún en presencia de campos magnéticos (Passot *et al.*, 2001). La turbulencia supersónica decae rápidamente (Mac Low *et al.*, 1998; Stone *et al.*, 1998; Mac Low, 1999), aunque se mantiene por la inyección de energía y puede soportar regiones contra el colapso gravitacional. Sin embargo, tal soporte tiene un costo. Los flujos turbulentos que soportan la región producen sobredensidades en otras partes, ya que la masa de Jeans¹², que determina el colapso gravitacional, decrece con la densidad como $M_J \propto \rho^{-1/2}$ y la masa magnética crítica, sobre la cual los campos magnéticos no pueden soportar la nube contra el colapso, decrece aún más rápido $M_{cr} \propto \rho^{-2}$, por lo que las regiones con densidad lo suficientemente alta, colapsan para formar estrellas. De esta manera, el soporte global por la turbulencia supersónica tiende a producir colapso local y bajas Tasas de Formación Estelar (TFE; Klessen *et al.*, 2000; Heitsch *et al.*, 2001),

¹¹este parámetro se define como el cociente de la energía cinética total y la energía gravitacional y está dado por: $\alpha_{vir} \equiv 5\sigma^2 R/(GM)$, donde σ , R y M son la dispersión de velocidad, el radio y la masa de la nube respectivamente.

¹²en el caso más simple de gravedad contra presión, la masa de Jeans es la masa más pequeña para que la gravedad domine sobre la presión interna de la nube: $M_J \propto T^{3/2} \rho^{-1/2}$.

exactamente como se observa en regiones de formación de estrellas de baja masa en los discos espirales de galaxias. En cambio, la falta de soporte turbulento resulta en regiones que colapsan libremente. En simulaciones hidrodinámicas (Wada & Norman, 1999, Klessen & Burkert, 2000), el gas que colapsa libremente forma una red de sobredensidades en la cual la FE es eficiente, como se observa en regiones de formación de estrellas masivas y en starburst. Finalmente lo que nos interesa estudiar, la TFE, es determinada por el balance entre el soporte turbulento y la densidad local.

Una vez que los núcleos se forman, si tienen la suficiente turbulencia interna comparada con su auto-gravedad, se dispersarán aproximadamente en un *tiempo de cruce*¹³. Los núcleos que alcanzan niveles lo suficientemente bajos de turbulencia y magnetización se colapsaran en algunas veces el *tiempo de caída-libre*¹⁴ si $M > M_{cr}$. Vázquez-Semadeni *et al.* (2005) a través de simulaciones turbulentas en 3D encuentran que los núcleos colapsan en $\sim 3 - 6$ tiempos de caída-libre a partir de su formación. Nakamura & Li (2005), vía simulaciones en 2D en las que incluyen difusión ambipolar, encontraron que aun cuando la masa en el volumen de la simulación es 20 % menor que la crítica, se pueden formar núcleos supercríticos; estos entonces se colapsan o redispersan en varios tiempos de caída-libre local. En ambos casos, sólo núcleos magnéticamente supercríticos colapsan, como es de esperarse.

¹³el tiempo de cruce se define como $t_{cross} \equiv 2R/(\sqrt{3}\sigma)$

¹⁴el tiempo de caída-libre es el tiempo en que una nube esférica libre de presión interna, colapsa a un punto debido a su gravedad; está dado por $t_{ff} = (3\pi/32G\rho)^{1/2}$.

Capítulo 4

La tasa de formación estelar y los parámetros galácticos globales.

Como lo mencionamos anteriormente, el principal conductor de la evolución Galáctica es la formación estelar (FE), sin embargo, en la actualidad conocemos muy poco acerca de las interacciones entre los procesos físicos que ocurren a escalas galácticas, por lo que no hay una teoría que pueda derivar la tasa de formación estelar de primeros principios. El mecanismo que controla dicha tasa es aún sujeto de debate (ver *p. ej.* Shu *et al.* , 1987; Elmegreen, 2002; Larson, 2003; MacLow & Klessen, 2003). El colapso gravitacional es impedido por la presión del gas, la turbulencia supersónica, los campos magnéticos y la rotación. La presión del gas, por otro lado, está regulada por el enfriamiento radiativo y el calentamiento estelar y turbulento, mientras que los movimientos turbulentos son, en gran parte, producidos por la presencia de estrellas. A pesar de ser sistemas tan complejos, las galaxias espirales siguen dos leyes empíricas simples. En el presente capítulo se explicarán dichas leyes, así como algunos de los resultados observacionales, teóricos y numéricos que las respaldan. En este tema, sin embargo, la parte teórica y observacional están muy ligadas, por lo que la separación no está siempre bien definida.

El proceso de FE que estudiaremos en adelante a través de la tasa de formación estelar (TFE), que describe la tasa por unidad de volumen a la cual la masa del MIE es convertida en estrellas. Muchos estudios empíricos de discos galácticos caracterizan la TFE en términos de la densidad de la TFE (Σ_{TFE}) que es la TFE por unidad de área (ecuación 4.1).

4.1. Resultados observacionales.

Observaciones en azul y UV de estrellas jóvenes, así como la radiación IR de polvo y la línea H_α de regiones HII nos hablan de las tasas a las cuales las estrellas se forman en otras galaxias (Kennicutt 1998a). Observaciones de cúmulos de estrellas jóvenes revelan algunos de los procesos involucrados (Efremov 1995; Clarke, Bonnell, & Hillenbrand, 2000; Elmegreen *et al.*, 2000), y observaciones de HI, CO y otros gases, junto con las estructuras de polvo asociadas, muestran como trabajan estos procesos (Vázquez-Semadeni *et al.*, 2000b; Williams, Blitz, & McKee, 2000).

Este tipo de observaciones a escala galáctica y la formulación del criterio de inestabilidad *lineal* para discos gaseosos con rotación diferencial (Toomre 1964; que veremos en la siguiente sección), nos conducen a dos leyes empíricas de FE, que relaciona la TFE con la densidad superficial. La primera se conoce como **Ley de Schmidt** y está dada por:

$$\Sigma_{\text{TFE}} \equiv \frac{\text{TFE}}{\text{Área}} = A \Sigma_g^n \quad (4.1)$$

(Schmidt 1959; Buat, Deharveng, & Donas 1989; Kennicutt 1989, 1998b; Tenjes & Haud 1991), donde Σ_g es la densidad superficial del gas, Σ_{TFE} es la densidad de la TFE, A es constante y n es un número real entre 1 y 2, como veremos más adelante. La Figura 4.2 muestra una clara relación entre la densidad de la TFE y la densidad superficial (ya sea total o de H_2 y HI por separado), cuyo ajuste nos da una pendiente (n) de alrededor de 1.4 (Kennicutt, 1998b). Considerando las incertidumbres asociadas, Kennicutt (1998a) adopta la forma:

$$\Sigma_{\text{TFE}} = (2,5 \pm 0,7) \times 10^{-4} \left(\frac{\Sigma_g}{1 M_\odot \text{pc}^{-2}} \right)^{1,4 \pm 0,15} M_\odot \text{yr}^{-1} \text{kpc}^{-2} \quad (4.2)$$

La figura 4.1 muestra que la ecuación 4.2 es una excelente parametrización de la TFE global.

En los estudios de FE a escala galáctica también se usan leyes *semi-empíricas* basadas en la ley de Schmidt. Existen dos variantes, la primera es la modificada por la velocidad angular $\Sigma_{\text{TFE}} \propto \Sigma_{\text{gas}}^n \Omega$ a la que se conoce como *Ley Dinámica* y fue sugerida por Wyse & Silk (1989; ver figura 6.8) y probada por Kennicutt (1998a); la segunda variante es la modificada por la densidad superficial total propuesta por Dopita & Ryder (1994), en base a correlaciones observadas entre la densidad superficial estelar y la tasa de formación estelar:

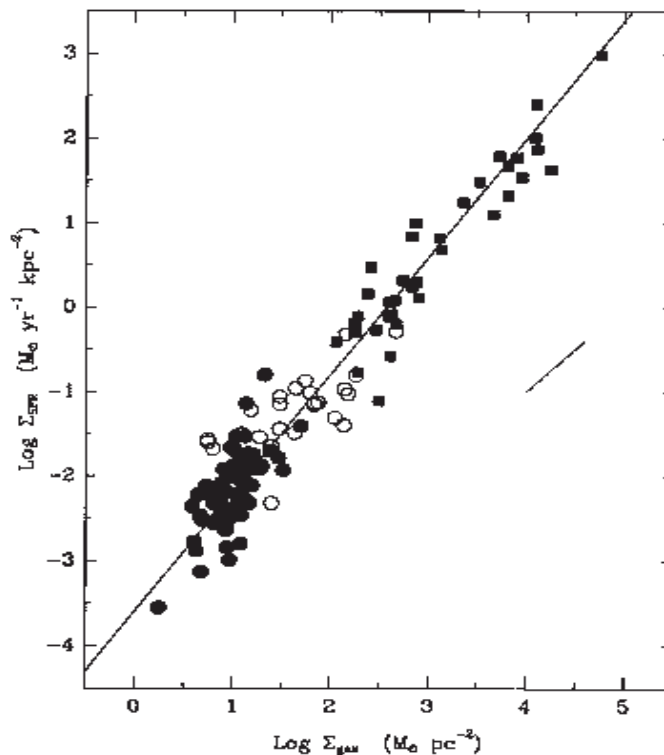


Figura 4.1: Ley de Schmidt para discos normales (círculos llenos) y starburst (cuadrados). Los círculos vacíos muestran las TFEs y las densidades para los centros de galaxias normales. La línea es un ajuste por mínimos cuadrados con pendiente $n = 1.4$. Figura 6 de Kennicutt (1998a).

$$\Sigma_{TFE} = \alpha \Sigma_{gas}^n \Sigma_T^m \quad (4.3)$$

donde Σ_T es la densidad superficial total (gas + estrellas). Dopita & Ryder (1994) probaron esta ley sólo indirectamente y encontraron que es consistente con las observaciones si $n + m$ está entre 1.5 y 2. También presentaron un modelo de formación estelar auto-regulada, prediciendo $n = 5/3$ y $m = 1/3$, valores consistentes con sus descubrimientos empíricos.

La segunda ley empírica es una **Ley de Umbral** para la formación estelar en discos galácticos que ha sido impuesta observacionalmente por Kennicutt (1998b), quien encontró una fuerte supresión de la FE a una densidad superficial $\Sigma_g < \Sigma_{cr} \sim 5-10 M_\odot \text{pc}^{-2}$, donde Σ_{cr} es la densidad umbral crítica. Algunos grupos observaron que $\Sigma_{cr} \sim 6 M_\odot \text{pc}^{-2}$ (Gallagher & Hunter, 1984; Skillman, 1987; Guiderdoni, 1987; Chiappini *et al.*, 1997). Como veremos en la siguiente sección, la existencia de tal umbral también resulta de los análisis de estabilidad (*p. ej.* Toomre, 1964; Quirk, 1972).

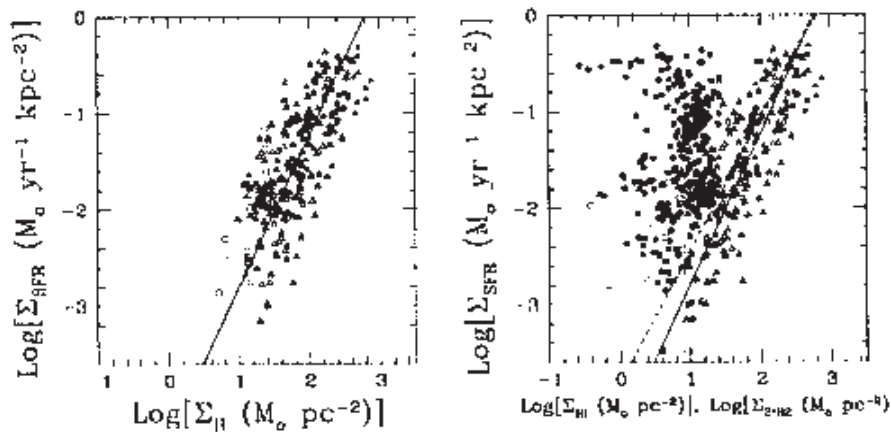


Figura 4.2: Ley de Schmidt para 257 regiones con FE en M51. Izquierda: gráfica de la densidad superficial de la TFE como función de la densidad superficial total del gas. Derecha: la densidad de la TFE como función de la densidad superficial de H_2 (puntos) y de la densidad superficial de HI (estrellas). Figura tomada del libro: Triggered Star Formation in a Turbulent Interstellar Medium; B. G. Elmegreen & J. Palous, 2006.

Hay varios trabajos observacionales interesantes, donde se estudian las propiedades de formación estelar de discos galácticos, para los cuales los gradientes de abundancias están publicados. Uno de estos trabajos es el de Boissier *et al.* (2003), quienes seleccionaron cuidadosamente 16 galaxias (7 de estas aisladas y 9 pertenecientes al cúmulo de Virgo), para las cuales estudiaron perfiles radiales de densidades superficiales para la fase estelar y gaseosa, calculan el parámetro de Toomre (ver sección 4.2) y aplican la ley de Schmidt y modificaciones de esta.

Boissier *et al.* (2003) estudiaron la existencia de un umbral para la formación estelar, usando el criterio de inestabilidad de Toomre (1964). En este estudio, el parámetro de estabilidad Q se define para dos casos diferentes: *i*)- tomando en cuenta solamente la componente gaseosa y *ii*)- tomando en cuenta las componentes gaseosa y estelar en conjunto. Encuentran que sólo la mitad de las galaxias de la muestra son sobrecríticas ($Q < 1$; localmente inestables y propensas a formar estrellas) cuando se toma en cuenta únicamente la componente gaseosa, aún en las regiones de los discos donde las observaciones indican que una vigorosa formación estelar está ocurriendo. Al incluir la componente estelar la situación mejora sustancialmente, ya que sólo dos discos permanecen subcríticos.

Martin & Kennicutt (2001) al estudiar una muestra más amplia (32 galaxias), determinaron observacionalmente el valor promedio del parámetro de estabilidad $Q = 0,70 \pm 0,20$ (ligeramente por debajo de la unidad); valor que es similar al obtenido por Boissier *et al.* (2003) cuando se incluye la componente estelar y ligeramente por debajo cuando es igno-

rada (0.71 y 0.5 respectivamente). Sin embargo, en ambos casos las incertidumbres son grandes, de 0.38 y 0.33, respectivamente (comparadas con la encontrada por Martin & Kennicutt (2001) de 0.20). Al estudiar el disco de la Vía Láctea se encuentra que el criterio de estabilidad Q toma los valores de $\sim 0,7$ cuando se toma en cuenta sólo la componente gaseosa y de $\sim 0,9 - 1$ cuando se incluye también la componente estelar. Estos resultados muestran un comportamiento ejemplar debido a que es la galaxia con perfiles mejor definidos en contraste con la dispersión tan grande en los valores de Q para la muestra de galaxias estudiadas por Boissier *et al.* (2003), que viene de incertidumbres sistemáticas en los perfiles que se necesitan para la evaluación de Q .

Boissier *et al.* (2003) también encuentran que la densidad de la TFE (Σ_{TFE}) observada está mejor correlacionada con la densidad total del gas (o con la densidad de gas molecular) que con la densidad de gas neutro. Esto está en acuerdo con Wong & Blitz (2002), quienes al aplicar las leyes de FE (ley de Schmidt y sus modificaciones) a sus datos, encuentran que las modificadas ajustan ligeramente mejor que la pura ley de Schmidt. También encontraron que el índice n (de la ecuación 4.1) es más grande que el de Kennicutt (1998b), para la pura ley de Schmidt y para la modificada por la rotación (2 y 1,5 comparadas con 1,4 y 1 respectivamente; o de $1,3 \pm 0,3$ obtenido por Kennicutt 1989 para la ley de Schmidt simple). Estos valores nos hacen pensar que la introducción de Ω en ambos estudios apuntan en la misma dirección: reducen el valor de n . Finalmente, Boissier *et al.* (2003) probaron la otra ley modificada ($\Sigma_{TFE} \propto \Sigma_{gas}^n \Sigma_T^m$) en algunos discos de su muestra y ajustando sus datos obtienen $n \sim 1$ y $m \sim 0,61$, muy diferentes a los valores $5/3$ y $1/3$ obtenidos por Dopita & Ryder (1994).

Boissier *et al.* (2003) encontraron que las tres leyes de formación estelar se aplican muy bien a los datos de la Vía Láctea, aunque la ley de Schmidt simple falla en el interior de la galaxia. El comportamiento ejemplar del disco de la Vía Láctea hace pensar que un trabajo más sistemático que este, podría permitir determinar mucho mejor las propiedades locales de formación estelar en los discos. Tal trabajo debería tener: un número mucho mayor de discos, perfiles radiales mucho más detallados y extendidos (especialmente de H_2) y sobre todo, un mejor entendimiento de las varias incertidumbres sistemáticas del problema.

Para ilustrar la ley de Schmidt (y sus modificaciones), consideremos la muestra de Boissier *et al.* (2003) en las que se prueban tales leyes. El panel superior de la figura 4.3, muestra la densidad superficial de la TFE como función de la densidad superficial (probando la ley de Schmidt simple de la ecuación 4.1); el panel de enmedio se grafica $\Sigma_{TFE} \times R/V(R)$ como función de la densidad superficial (ecuación 4.11); y en el panel inferior se grafica $\Sigma_{TFE} \Sigma_T^{-0,61}$ también como función de la densidad superficial del gas (ecuación 4.3, siendo $m = 0,61$ el mejor ajuste).

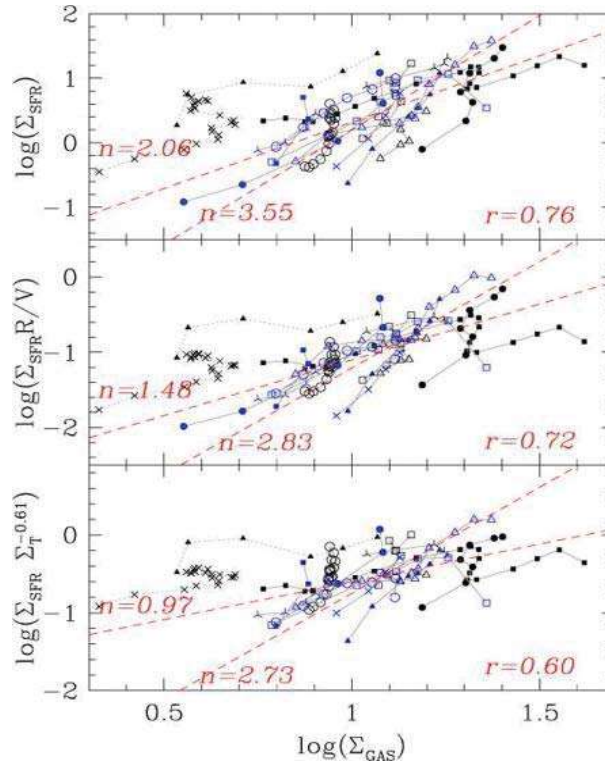


Figura 4.3: Prueba de la validez de las leyes de FE en el trabajo de Boissier *et al.* (2003): ley de Schmidt panel superior; ley de Schmidt modificada por la velocidad angular en el panel central; y la modificada con la densidad superficial total en el panel inferior. Se usan diferentes símbolos para diferentes galaxias. Las líneas punteadas muestran diferentes ajustes, minimizando desviaciones en Σ_{TFE} y Σ_g ; el índice n se indica para cada ajuste.

La figura 4.4 es una aplicación de las tres leyes de FE, las cuales producen resultados parecidos en el anillo de 4–18 kpc. De la figura se observa que la pura ley de Schmidt falla en el centro (a radios menores que 3 kpc), en donde las leyes modificadas ajustan bien a las observaciones. Las tres leyes dan resultados satisfactorios en el anillo $4 \text{ kpc} < R < 15 \text{ kpc}$, por lo que esta es una prueba de su validez.

Finalmente y por completez, mencionamos la calibración de Kennicutt, Tamblyn, & Congdon (1994), en la cual las luminosidades de H_α (L_{H_α}) pueden convertirse directamente a TFEs:

$$TFE (M_\odot \text{ yr}^{-1}) = \frac{L_{H_\alpha}}{1.25 \times 10^{41} \text{ ergs s}^{-1}} 10^{0.4A(H_\alpha)} \quad (4.4)$$

para masas estelares entre 0,1 y $100 M_\odot$. La extinción de la línea H_α es $A(H_\alpha) = 0,78A_V$, donde A_V representa la extinción producida por el polvo en la banda V (Miller & Mat-

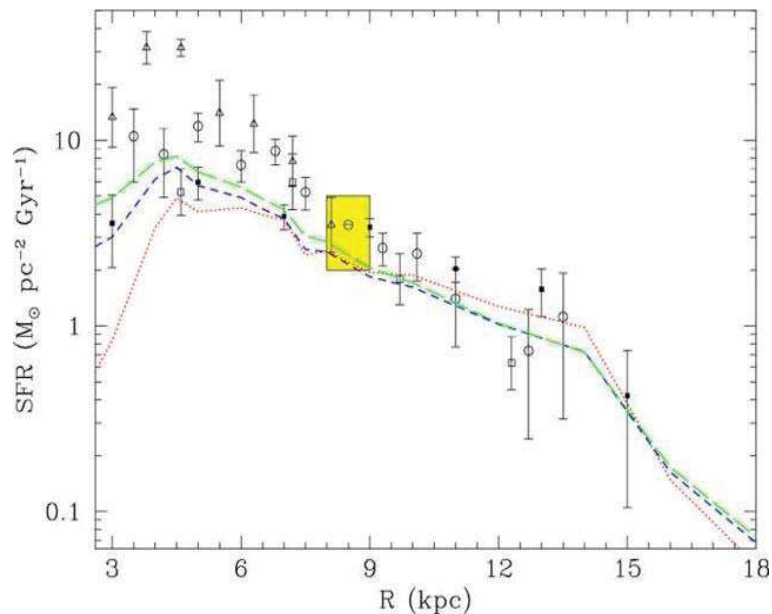


Figura 4.4: Aplicación de las tres leyes de FE que se obtiene de los datos de la figura 4.3 del mismo trabajo de Boissier *et al.* (2003): la línea punteada corresponde a la ley de Schmidt pura; la discontinua sólida corresponde a la modificada por la rotación; y la discontinua gris corresponde a la modificada por la densidad superficial total. Estas leyes son comparadas con varias observaciones de la FE en el disco Galáctico.

hews, 1972). Esta calibración es muy usada, ya que los perfiles de la TFE se obtienen directamente de las observaciones a partir de los perfiles radiales de H_α . Estos perfiles combinados con los perfiles de densidad, son los que más frecuentemente se usan para el estudio de las leyes de FE.

4.2. Resultados teóricos.

En esta sección hablaremos de la teoría que soporta a la Ley de Umbral y la Ley Dinámica, la cual es una variante de la ley de Schmidt.

Inestabilidades gravitacionales en discos galácticos. En escalas galácticas, el criterio clásico de Jeans debe ser modificado para tomar en cuenta el shear (proveniente de la rotación diferencial) y los campos magnéticos. Aunque no se sabe que es lo que desencadena la inestabilidad gravitacional, se han propuesto cinco factores, así como diferentes combinaciones de estos. Estos factores son: la temperatura de la fase fría, la densidad superficial, el shear local, la presencia de campos magnéticos y la dispersión de velocidades.

Podemos derivar el criterio de estabilidad de Toomre (1964), para un disco delgado de gas con rotación, con temperatura y dispersión de velocidades uniformes y sin campos magnéticos, usando argumentos de escala (Schaye, 2002). Primero consideremos el criterio de Jeans para la estabilidad en un disco delgado, el cual requiere que la escala de tiempo para el colapso, con una perturbación de tamaño λ , $t_{col} = \sqrt{\lambda/G\Sigma}$ sea más pequeña que el tiempo requerido para que el gas responda al colapso, que es el tiempo de cruce del sonido, dado por $t_{cs} = \lambda/c_s^2$, donde Σ y c_s es la densidad superficial y la velocidad del sonido respectivamente. Esto implica que la estabilidad gravitacional requiere perturbaciones de tamaño $\lambda < c_s^2/G\Sigma$.

Similarmente, en un disco con rotación, una perturbación genera movimientos centrífugos que pueden dar soporte contra el colapso gravitacional. El soporte será eficiente si la escala de tiempo para el colapso excede el periodo rotacional $t_{rot} = 2\pi/\kappa$ (κ es la frecuencia epicíclica), por lo que perturbaciones estables tienen $\lambda > 4\pi^2 G\Sigma \kappa^2$. De estas consideraciones, podemos decir que un régimen de inestabilidad gravitacional ocurre si hay longitudes de onda entre regímenes de soporte de presión y soporte rotacional, es decir, longitudes de onda que cumplan:

$$\frac{c_s^2}{G\Sigma} < \lambda < \frac{4\pi^2 G\Sigma}{\kappa^2} \quad (4.5)$$

lo cual ocurre si

$$\frac{c_s \kappa}{2\pi G\Sigma} < 1. \quad (4.6)$$

que es el criterio de Toomre para la inestabilidad gravitacional dentro de un factor de 2. El criterio que usaremos en este trabajo (ver capítulo 5) es el que resulta del análisis lineal de las ecuaciones de movimiento en un disco gaseoso con rotación, el cual da un factor de π en el denominador (Safronov, 1960; Goldreich & Lynden-Bell, 1965). Una teoría cinética para un sistema de gas y estrellas da un factor de aproximadamente 3.36 (Toomre, 1964).

Kennicutt (1989) y Martin & Kennicutt (2001) demostraron que el criterio de Toomre generalmente puede explicar el grado de FE en discos galácticos si se introduce un factor de corrección $\alpha = 0,69 \pm 0,2$ en el lado izquierdo de la ecuación 4.6. Schaye (2002) notó que al usar la dispersión de velocidad σ en lugar de la velocidad del sonido c_s , se obtiene un factor de $\alpha = 0,53$, obteniéndose así un criterio más exacto para un disco estelar.

Si las tasas de FE son bajas, podemos despreciar la dinámica estelar, por lo que el parámetro de Toomre queda como:

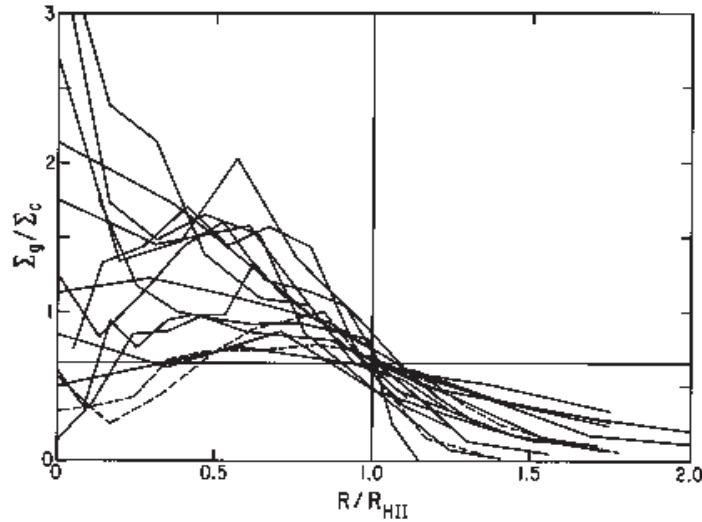


Figura 4.5: Dependencia radial del cociente de la densidad superficial del gas y la densidad crítica para la estabilidad gravitacional (ecuación 4.8) para galaxias con FE activa. La coordenada radial está normalizada al radio del disco de hidrógeno molecular (R_{HII}). La línea horizontal indica el valor del parámetro de estabilidad (0.67) el cual resulta del mejor ajuste de los umbrales de FE observados. Figura 11 de Kennicutt (1989).

$$Q \equiv \alpha \frac{\sigma_g \kappa}{\pi G \Sigma_g} \quad (4.7)$$

donde $\kappa = 2\Omega[1 + \frac{1}{2}(R/\Omega)d\Omega/dR]^{1/2}$, σ_g y Σ_g son la dispersión de velocidad y la densidad superficial del gas respectivamente, y G es la constante de gravitación universal.

Ley de Umbral. La idea de que la inestabilidad gravitacional podría determinar una densidad crítica para la FE fue introducida por Spitzer (1968) y Quirk (1972) a raíz del desarrollo del criterio de estabilidad local para discos con rotación diferencial (Toomre, 1964; Goldreich & Lynden-Bell, 1965).

Si reescribimos el parámetro de Toomre (ecuación 4.7) de la forma (Quirk, 1972; Zasov & Simakov, 1989; Kennicutt, 1989):

$$Q = \frac{\Sigma_{cr}}{\Sigma_g} \quad (4.8)$$

con $\Sigma_{cr} \equiv \alpha \kappa \sigma_g / \pi G$, se espera FE extendida donde la densidad superficial del gas exceda esta densidad crítica. Kennicutt (1989) probó esta predicción, usando la distribución de regiones HII para trazar la TFE, suponiendo una dispersión de velocidades constante

($\sigma = 6 \text{ km s}^{-1}$) y ajustando los datos observados de las galaxias espirales de su muestra, encontró un valor de $\alpha = 0,67$. Con este valor de α , se espera FE cuando la densidad superficial del gas sea mayor que $0,67 \Sigma_{cr}$, lo cual ocurre en el disco molecular, como se muestra en la figura 4.5 (Kennicutt, 1989).

La figura 4.6 (izquierda), de Kennicutt (1989), muestra la comparación entre el umbral de FE observado para las galaxias de la figura 4.5 con los valores a los cuales la densidad superficial del gas cae por debajo de la densidad crítica para la estabilidad gravitacional (ecuación 4.8) con $\alpha = 0,67$. El panel derecho muestra también una comparación entre el radio observado del disco de hidrógeno molecular con el radio donde la densidad superficial cae por debajo de la densidad superficial crítica. Se observa en general una buena correlación entre lo predicho por la inestabilidad gravitacional y lo observado.

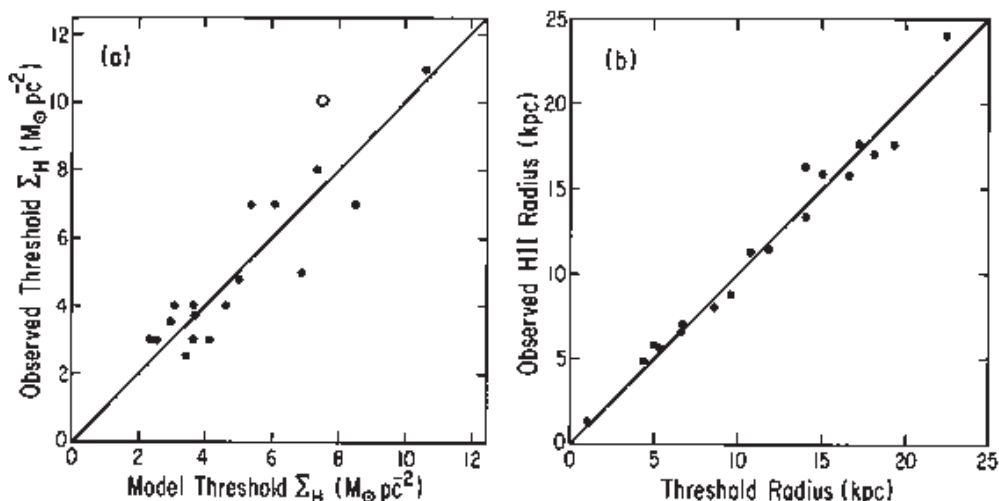


Figura 4.6: (a) Comparación entre el umbral de FE observado con los valores de densidad superficial que caen por debajo de la densidad crítica (ecuación 4.8, con $\alpha = 0,67$). (b) Comparación del radio observado de HII con el radio al cual la densidad superficial cae por debajo de la densidad crítica. Figura 12 de Kennicutt (1989).

Hunter, Elmegreen & Baker (1998) cuestionan la utilidad del criterio de Toomre en la descripción de umbrales de FE. En galaxias irregulares miden un factor α dos veces más pequeño que el encontrado por Kennicutt (1989) para galaxias espirales, lo que sugiere que en galaxias irregulares el gas es menos estable que en las espirales, lo que se puede deber a que en las irregulares la rotación diferencial es casi despreciable.

El criterio de Toomre (ecuación 4.6) fue derivado para un disco gaseoso con temperatura y dispersión de velocidad uniformes y sin campos magnéticos. Si relajamos cada una

de estas suposiciones, el criterio se modifica, y diferentes autores argumentan que cada una de estas controlan el factor que determina el umbral de FE.

Ley Dinámica. Wyse (1986) adopta la idea de que las tasas de formación y crecimiento de NMGs aumentan con la frecuencia de encuentros de parcelas de gas con perturbaciones de densidad, tales como brazos espirales.

En la Galaxia existen, al menos localmente, nubes moleculares de baja masa ($\sim 100 M_\odot$) que están estrechamente relacionadas con nubes de HI (Blitz *et al.*, 1984). Las NMGs más frías y menos masivas tienen una distribución radial mucho más aplanada (más parecida a la de HI) que las NMGs tibias y más masivas (Solomon *et al.*, 1985). De esta manera, un escenario consistente para la formación de NMGs es que las nubes de baja masa de HI se convierten en pequeñas nubes moleculares, las cuales tendrán la misma dependencia radial que las nubes de HI y las cuales se aglomerarán para formar NMGs en los brazos espirales.

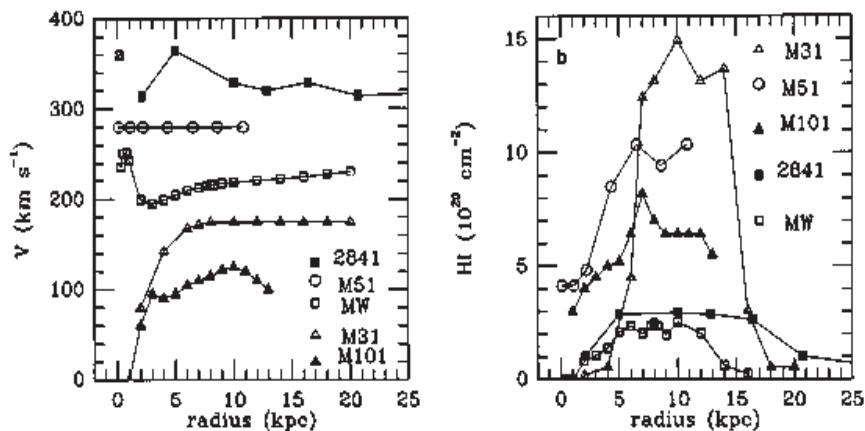


Figura 4.7: Izquierda: curvas de rotación para las galaxias NGC 2841, M51, Vía Láctea, M31 y M101 obtenidas por diversos grupos. Derecha: perfiles observados de hidrógeno atómico para las mismas galaxias. Figura 1 de Wyse (1986). Referencias de las observaciones se encuentran en el mismo artículo.

De esta manera, se presume que las NMGs se forman a través de colisiones nube-nube, siendo la tasa de colisiones determinada por qué tan frecuente ocurre un encuentro con un brazo espiral. Esto da la siguiente relación para la luminosidad de ^1CO en las NMGs:

$$\text{CO}(r) = \zeta \sigma_{\text{HI}}^2(r) [\Omega(r) - \Omega_p] \quad (4.9)$$

donde ζ es una constante que depende del número de brazos espirales y de la eficiencia

¹como mencionamos anteriormente, el CO es el principal trazador de H₂.

de coagulación y formación de CO ($\zeta = 2,4 \times 10^{-2}$ en la Galaxia); $\Omega(r)$ es la velocidad angular y Ω_p es la *velocidad global patrón*². Goldreich & Tremaine (1982) mostraron que en un anillo de partículas una colisión ocurre alrededor de una vez por revolución, así que $\Omega(r)$ es una buena aproximación a la tasa de colisiones nube-nube.

La relación (predicha por la ecuación 4.9) entre los perfiles de gas atómico, la curva de rotación y el gas molecular puede ser probada usando los datos observacionales de una muestra de galaxias. La figura 4.7 muestra las curvas de rotación y los perfiles de hidrógeno atómico para cinco discos galácticos incluyendo la Vía Láctea (etiquetada como MW). Los perfiles predichos y observados de CO para la Galaxia se grafican en la figura 4.8, la cual muestra un buen acuerdo.

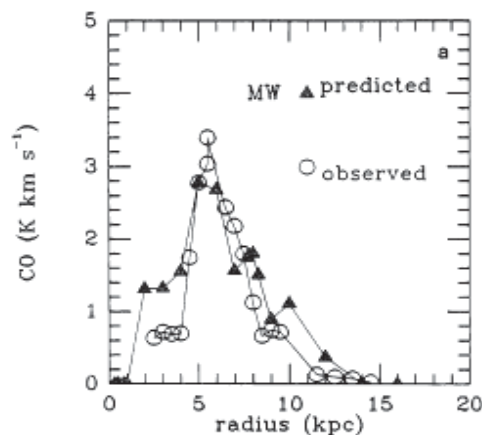


Figura 4.8: Perfil de CO observado (Sanders *et al.*, 1984) y predicho (por la ecuación 4.9) para la Vía Láctea. Figura 2 de Wyse (1986).

De estas consideraciones varios grupos (*p. ej.* Wyse 1986; Wyse & Silk 1989; Silk 1997; Elmegreen 1997; Hunter *et al.* 1998; Tan 2000) encontraron que las densidades de la tasa de formación estelar promedio observadas y la densidad total del gas están igualmente bien relacionadas ya sea por la simple ley de Schmidt o por una forma alternativa involucrando la velocidad angular. En particular Elmegreen (1997) y Hunter *et al.* (1998) propusieron una *ley cinemática* que relaciona la TFE global con la velocidad angular del disco:

$$\Sigma_{TFE} = \alpha \Sigma_g^n V / R = \alpha \Sigma_g^n \Omega \quad (4.10)$$

Esta forma teórica fue adoptada en modelos subsecuentes y extendida a todas las galaxias espirales. Reproduce satisfactoriamente sus propiedades globales (ver *p. ej.* Boissier

²es la velocidad angular del patrón de onda de densidad. Estas ondas de densidad consisten en regiones en el disco galáctico donde la densidad de masa es más grande que el promedio (quizás por 10-20%).

& Prantzos 2000; Boissier et al. 2001).

Kennicutt (1998a) a partir del ajuste de observaciones de discos galácticos (figura 6.8 del capítulo 5), da una forma simple de esta ley cinética:

$$\Sigma_{TFE} \simeq 0,017 \Sigma_{gas}^n \Omega. \quad (4.11)$$

Esto es equivalente a postular que el disco procesa una fracción fija de su gas ($\sim 10\%$) en estrellas en cada órbita alrededor del centro galáctico. Esta ecuación es consistente con las observaciones de Boissier *et al.* (2003) mostradas en la figura 4.3.

4.3. Resultados numéricos.

Hay una gran variedad de trabajos numéricos, algunos más completos y consistentes que otros, pero todos tienen restricciones o carencias de algún tipo. Un estudio numérico ideal debería ser tridimensional a una alta resolución con un amplio dominio e incluyendo todos los procesos físicos que intervienen en la evolución del MIE. Entre más completo sea el estudio, es más el costo numérico y es por eso que los investigadores en el tema utilizan modelos muy simplificados.

A continuación describimos algunos trabajos recientes referentes a la inestabilidad gravitacional y a la ley de Schmidt y sus modificaciones.

Wada & Norman (1999) (en adelante WN99) reportan un modelo de la estructura y evolución global de un MIE multi-fase en dos dimensiones mediante simulaciones hidrodinámicas. Toman en cuenta la auto-gravedad del gas, rotación galáctica, enfriamiento radiativo y calentamiento por radiación UV (considerando un campo de radiación constante). Usan 1024^2 celdas cubriendo una región de $2 \times 2 \text{ kpc}$. Inicialmente, el disco es rotacionalmente soportado por el parámetro de Toomre, el cual tiene un valor $Q = 1,2$ en todo el disco. La temperatura, al inicio de la simulación, es de 10^4 K en toda la región y se introducen fluctuaciones aleatorias sobre la densidad y temperatura (menores al 1% con respecto a los valores no perturbados), conservando en la frontera los valores iniciales de todas las cantidades físicas durante la simulación. Aunque esta simulación tiene varias simplificaciones (no se toma en cuenta: la ionización del gas, la no uniformidad del campo de radiación UV, campos magnéticos y la evolución química y dinámica de las componentes estelares y su interacción con la fase gaseosa), los resultados son consistentes: (1) la densidad y temperatura están bien correlacionados (ver figura 4.9); (2) claramente se pueden identificar posibles sitios de estrellas en formación en los cuales la densidad es muy alta ($n \geq 10^4 \text{ cm}^{-3}$) y la temperatura es menor que 100 K ; (3) el sistema es casi-estable

en $t = 50 \text{ Myr}$, y a $t = 166 \text{ Myr}$ el parámetro Q es mayor que 1 a casi todos los radios (lo que significa que el sistema es globalmente auto-estabilizado; ver figura 4.9); (4) después de $t = 166 \text{ Myr}$, la estructura multi-fase del gas es muy complicada y es caracterizada por subestructuras en forma de filamentos y huecos de baja densidad, así como vacíos rodeados por el medio más denso; y (5) la estructura térmica es conducida por la densidad, ya que el enfriamiento radiativo es muy efectivo.

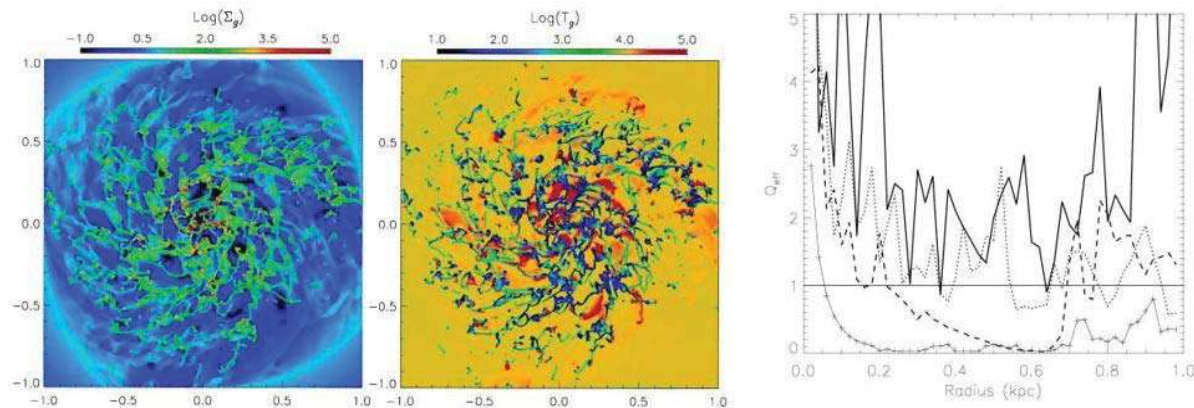


Figura 4.9: Campos de densidad (izquierda) y temperatura (centro) a un tiempo de 166 Myr en escala logarítmica de color. El rango de densidad es de 10^{-1} a $10^5 M_{\odot} \text{pc}^{-2}$, mientras que el rango de temperatura es $10 - 10^8 \text{ K}$. En el panel de la derecha se grafica la evolución del parámetro de Toomre como función del radio. La línea delgada con signos +, línea discontinua, línea punteada y línea sólida corresponden a $t = 10, 25, 50$ y 166 Myr respectivamente. Figura 1 y 3 de WN99.

Finalmente, se concluye que es necesario considerar una simulación tridimensional y que el MI no puede ser explicado simplemente por modelos de 2 ó 3 fases, ya que los procesos en la dinámica de gases (como turbulencia, rotación global, shear o choques), son por lo menos tan importantes como los procesos térmicos.

Kravtsov (2003) realiza simulaciones de formación galáctica en un contexto cosmológico (a diferentes z^3), usando una descripción Euleriana de la dinámica del gas y el código *N-body Adaptive Refinement Tree* (ver por ejemplo: Colella & Glaz, 1985; Kravtsov, 1999); y con un ancho rango dinámico (grandes contrastes de densidad, temperatura, buena resolución, etc.) para identificar regiones individuales de FE (en escalas de $\sim 100 \text{ pc}$). Se toma en cuenta FE⁴, enriquecimiento de metales, retroalimentación térmica debida a

³ z representa el corrimiento al rojo, el cual está definido por $1 + z \equiv \lambda_{obs}/\lambda_e$, donde λ_{obs} es la longitud de onda a la que la observamos a la galaxia y λ_e es la longitud de onda a la que emite. Estas son diferentes debido al corrimiento Doppler provocado por la expansión del universo.

⁴se implementa la FE mediante un criterio de umbral, es decir, se prende una estrella donde la densidad exceda el valor umbral $\rho_{cr} = 1,64 M_{\odot} \text{pc}^{-3}$.

supernovas⁵, enfriamiento y calentamiento UV, entre otros procesos.

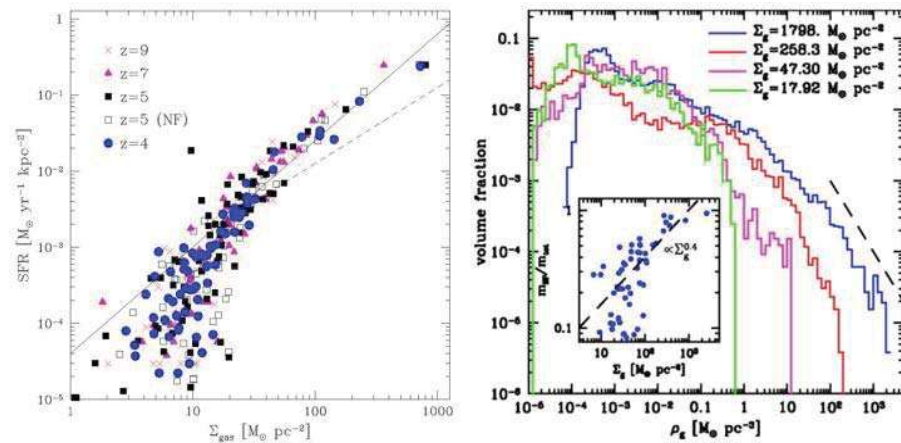


Figura 4.10: Izquierda: Σ_{TFE} contra la densidad superficial del gas en las galaxias simuladas a diferentes corrimientos. Los cuadrados abiertos muestran $z = 5$ en una simulación donde no se incluye retroalimentación. La línea sólida es la relación $\Sigma_{TFE} \propto \Sigma_g^{1.4}$, mientras que la discontinua representa $\Sigma_{TFE} \propto \Sigma_g$. Derecha: Función de Distribución de Probabilidad (PDF) para el continuo de densidades con diferentes densidades superficiales promedio a $z = 4$. La línea discontinua representa una dependencia ρ^{-1} en las regiones más densas. El recuadro interior muestra la fracción de masa a densidades $\rho > \rho_{cr}$ como función de la densidad superficial promedio. Figuras 1 y 3 de Kravtsov (2003).

La figura 4.10 (panel izquierdo) muestra una fuerte correlación entre la TFE y la densidad superficial del gas (ley de Schmidt) en diferentes corrimientos en la simulación, la línea sólida representa la relación $\Sigma_{TFE} \propto \Sigma_g^n$, con $n = 1.4$ para $\Sigma \gtrsim 10 M_\odot \text{pc}^{-2}$ (un ajuste para todos los puntos da una pendiente $n = 1.39 \pm 0.07$ para $\Sigma \gtrsim 20 M_\odot \text{pc}^{-2}$). Esta figura muestra también que la relación es universal: no depende sensiblemente del corrimiento ni de los procesos de retroalimentación. Este no es un resultado trivial, ya que la correlación se observa en escalas de kpc, mientras que la FE ocurre en escalas de pc.

La ley de Schmidt puede entenderse mejor si consideramos la distribución del gas en los discos galácticos, lo que generalmente se estudia mediante la *Función de Distribución de Probabilidad* (PDF) la cual describe la fracción de volumen que ocupa el gas para cada valor de densidad. Las simulaciones de Kravtsov muestran que para una densidad

⁵todas las estrellas con $M_* > 8 M_\odot$ depositan en su celda madre, una energía térmica de 2×10^{51} ergs y una masa de $f_z M_*$ en metales. Aquí f_z es la fracción de metales y esta dada por mínimo de los valores (0.2, 0.01 $M_* - 0.06$), que aproxima los resultados de Woosley & Weaver (1995). También se asume que la FIM es la descrita por Miller & Scalo (1979; que es una función a trozos, parecida a la de la figura 5.2).

superficial promedio dada, la PDF no cambia sustancialmente⁶ ni con el corrimiento, ni con los procesos de retroalimentación⁷. Por tanto, la PDF depende principalmente en el promedio de la densidad superficial del gas en el disco (ver panel derecho de la figura 4.10) y el resultado principal de este estudio indica que la ley de Schmidt es simplemente una manifestación de esta dependencia.

Por otra parte, **Li, Mac Low & Klessen** (2005) modelan numéricamente la inestabilidad gravitacional en discos galácticos usando GADGET, que es un código SPH (Smoothed Particle Hydrodynamics) tridimensional, con la resolución suficiente como para resolver el colapso de nubes moleculares. El modelo incluye un halo de materia oscura y un disco de estrellas y gas; y los parámetros importantes que varían son: la velocidad de rotación (de $50 - 220 \text{ km s}^{-1}$), el valor inicial del parámetro de inestabilidad, la fracción en masa del gas (20-90 %) y la masa total del disco. Los cálculos están basados en dos aproximaciones: *i*) una ecuación de estado isotérmica, lo que produce una dispersión de velocidad del gas aproximadamente constante; y *ii*) el uso de partículas *sink* que contienen gas colapsado gravitacionalmente

Con estas aproximaciones obtienen los siguientes resultados: *i*) la TFE derivada decrece exponencialmente con el tiempo, lo que está en acuerdo, por ejemplo, con la interpretación de gradientes de color galácticos por MacArthur *et al.* (2004); *ii*) cualitativamente los perfiles de gas atómico y molecular están en acuerdo con los observados en galaxias cercanas (ver *p. ej.* Wong & Blitz, 2002); *iii*) los modelos reproducen cuantitativamente las observaciones de la ley de Schmidt global (Kennicutt, 1998a; ver figura 4.11); *iv*) los modelos no reproducen satisfactoriamente la ley Dinámica (figura 4.11), lo cual puede ser debido a un problema de muestreo, ya que esta ley está mejor correlacionada con galaxias normales (como lo sugiere Boissier *et al.* 2003); *v*) la ley de Schmidt local en galaxias individuales claramente muestra evidencia de umbrales de FE sobre una densidad superficial crítica, cuyos valores cubren el rango de valores observados en galaxias normales (Wong & Blitz (2002); Boissier *et al.* (2003) y Heyer *et al.* 2004); y *vi*) los modelos muestran que la eficiencia de FE se puede predecir cuantitativamente de la inestabilidad gravitacional del disco.

Sin embargo, la principal limitación de los modelos es la ecuación de estado isotérmica que representa una dispersión de velocidad constante para el gas⁸, lo que elimina fenómenos tales como vientos galácticos asociados con la fase caliente del MIE.

⁶puede ser caracterizada por una región plana (a $\rho_{gas} \leq 1 - 10 M_{\odot} pc^{-3}$) y una distribución en ley de potencias a densidades más altas (en acuerdo con Wada & Norman 2001).

⁷la PDF es muy similar a la encontrada por Wada & Norman (2001) en sus simulaciones 2D. Estos autores también concluyen que la PDF no es sensible a la retroalimentación.

⁸el MIE está en un amplio rango de temperatura $10 - 10^7 \text{ K}$, aunque el rango de la dispersión de velocidad es más estrecho $\sim 7 - 13 \text{ km s}^{-1}$ (ver *p. ej.* Elmegreen & Elmegreen, 1984; Meurer *et al.* 1996; van Zee *et al.* 1997; Stil & Israel, 2002; Hippelein *et al.* 2003).

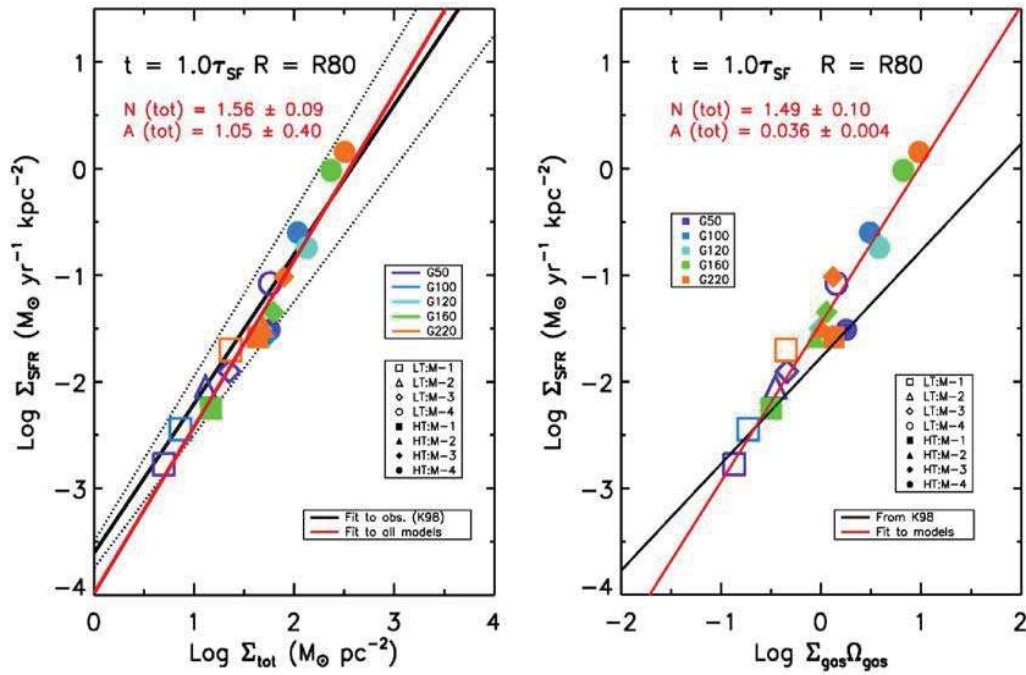


Figura 4.11: Comparación entre las leyes de FE entre las simulaciones de Li *et al.* (2005) y las observaciones. Izquierda: la línea sólida gris corresponde a un ajuste por mínimos cuadrados de los datos arrojados para la densidad total de los modelos simulados, la línea negra es el mejor ajuste de las observaciones de Kennicutt (1998a), mientras que las líneas punteadas negras indican las incertidumbres en las observaciones. El color de los símbolos indica la velocidad de rotación para cada modelo, las etiquetas de M-1 a M-4 son submodelos con incremento de la fracción de gas, y los símbolos vacíos y llenos representan modelos con baja y alta Temperatura, respectivamente. Derecha: relación entre Σ_{TFE} y $\Sigma_g \Omega_g$. La línea sólida es la relación lineal derivada de las observaciones por Kennicutt (1998a), el resto de la simbología es la misma que para la figura de la izquierda. Figura 5 y 9 de Li *et al.* 2005.

Tasker & Bryan (2005) hacen simulaciones hidrodinámicas a alta resolución⁹ de un disco galáctico (tipo la Vía Láctea) que evoluciona por ~ 1 Gyr. Incluyen muchos de los procesos físicos relevantes en la evolución a largo plazo en las galaxias espirales, como son el enfriamiento, choques, autogravedad, FE y retroalimentación por supernovas en un modelo tridimensional.

Presentan varias simulaciones variando diferentes parámetros físicos. Esto incluye corridas con enfriamiento por debajo dos temperaturas mínimas (10^4 K y 300 K), pero sin FE. Otra serie de corridas con enfriamiento en dos prescripciones para la FE: *i*) algoritmo (inspirado en simulaciones cosmológicas) que permite FE a relativamente bajas

⁹usan un método de refinamiento adaptivo que permite resolver escalas de 100 kpc hasta 25 pc que es el tamaño de una típica NMG.

densidades, pero con una baja eficiencia; y *ii*) un algoritmo (con más fundamento físico) que adopta una alta densidad umbral para la FE (comparable a la que se encuentra en NMGs). Estas dos formas las denotan como tipos C y D respectivamente. También hacen simulaciones con dos veces más resolución espacial y con ocho veces más resolución en masa con el fin de investigar la convergencia numérica¹⁰. Finalmente se introduce retroalimentación de supernovas producidas por las estrellas masivas. Un ejemplo es la figura 4.12 que muestra una simulación a diferentes tiempos con temperatura mínima de $10^{2.5}$ K, escalas resueltas de 50 pc, eficiencia de FE de 0 %, densidad umbral de $n_{cr} = 0,02 \text{ cm}^{-3}$ y sin retroalimentación.

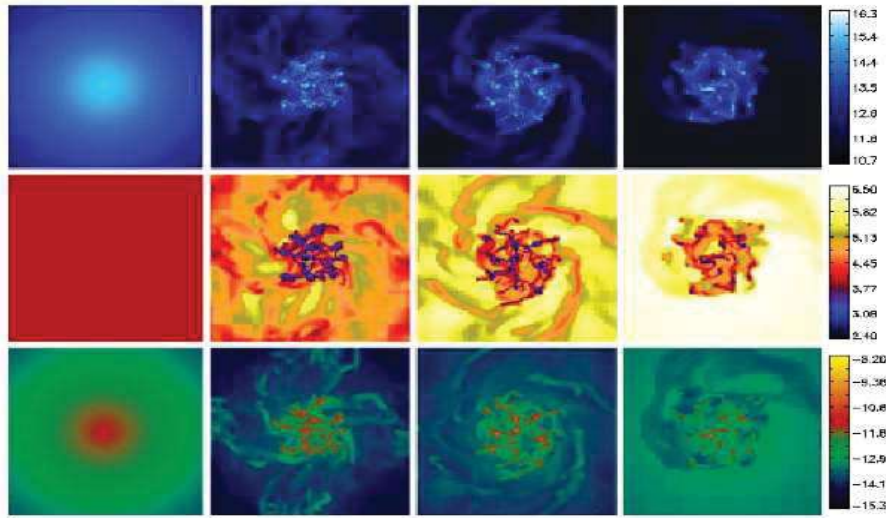


Figura 4.12: Densidad superficial del gas (arriba), temperatura (en medio) y presión media (abajo) en la región interior a 30 kpc de una simulación con temperatura mínima de $10^{2.5}$ K, resolución de 50 pc, eficiencia de FE de 0 % y sin retroalimentación. De izquierda a derecha, los recuadros muestran los resultados a $t = 0,37 \text{ Myr}$, 561 Myr y $1,32 \text{ Gyr}$. Todas las escalas son logarítmicas y las densidades de gas y partículas de estrellas se miden en $M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$, temperaturas en K y la presión en escala arbitraria. Figura 2 de Tasker & Bryan (2005).

Los principales resultados son: *i*) las inestabilidades gravitacionales crecen mientras el parámetro de Toomre Q sea menor que un valor crítico de 0.6, y no depende de la prescripción usada para la FE (ver panel izquierdo de la figura 4.13); *ii*) la FE ocurre preferentemente en las partes más densas de los grumos, y si no hay FE, los grumos se unen para formar nubes más masivas y densas (sin retroalimentación, las nubes viven por más tiempo y convierten una gran fracción de su masa en estrellas); *iii*) ambos algoritmos reproducen la pendiente en la ley de Schmidt (ver panel derecho de la figura 4.13); y *iv*)

¹⁰es decir, para estar seguros que la resolución espacial y de masa no sean factores en el resultado.

de manera natural se reproduce un MIE multifase con la mayor parte de la masa ($> 80\%$) en nubes densas y frías.

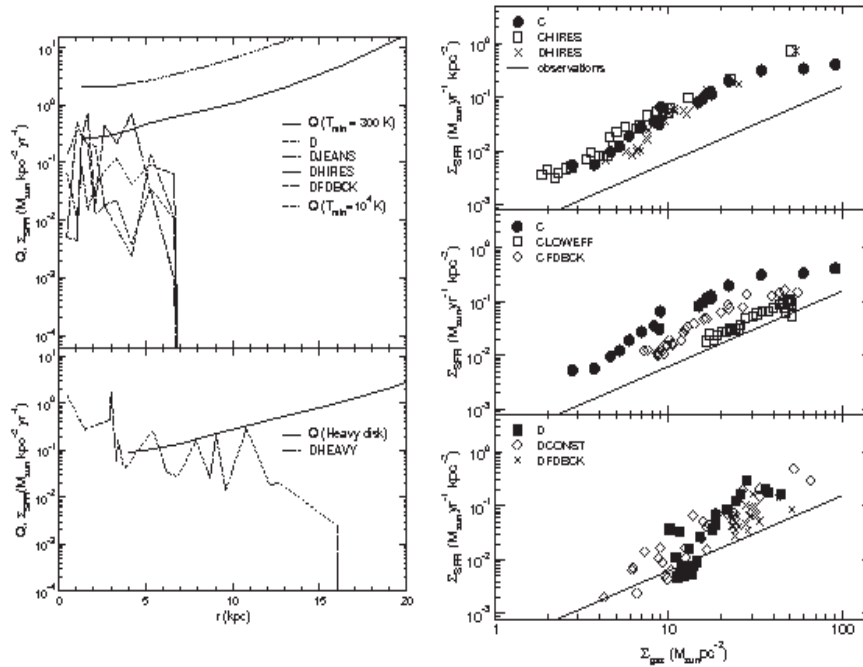


Figura 4.13: **Izquierda:** comportamiento del parámetro de estabilidad (Q) para varias corridas. *i)* La línea sólida en el panel superior muestra Q calculado poco tiempo después de empezada una simulación tipo D, cuando el gas alcanza su temperatura mínima (300 K), pero antes de la formación de inestabilidades. Se muestra la densidad de la TFE instantánea (promediada sobre 20 Myr) para cuatro variantes de simulaciones tipo D (las tipo C muestran comportamiento similar). Es importante notar que la inestabilidad gravitacional (y por tanto la FE) sólo ocurren por debajo de un parámetro de toomre crítico. La curva de líneas y puntos muestra el parámetro Q para una simulación con temperatura mínima de 10^4 K y sin retroalimentación, la cual nunca cae por debajo del valor crítico. *ii)* El panel inferior muestra la misma gráfica, pero para un disco con una masa de gas cuatro veces más grande. En este caso el parámetro Q crítico es más grande y hay FE a radios más grandes. **Derecha:** variación en el tiempo de la ley de Schmidt global. La densidad de la TFE se grafica como función de la densidad superficial promedio del disco para una variedad de modelos. Cada punto con el mismo símbolo representa la misma simulación a diferente tiempo igualmente espaciado a lo largo de 1,4 Gyr que dura la simulación. La línea sólida es el mejor ajuste de las observaciones hechas por Kennicutt (1989). Figuras 4 y 8 de Tasker & Bryan (2005).

Como en muchos estudios numéricos, el modelo físico que se usa para simular la evolución del disco está simplificado: no incluye campos magnéticos, rayos cósmicos, química y el modelo de enfriamiento/calentamiento es incompleto. Sin embargo, este estudio re-

presenta un progreso sustancial sobre trabajos previos en muchos aspectos y representa una de las simulaciones de discos galácticos más realistas hechas hasta el 2005.

Capítulo 5

Las simulaciones numéricas.

5.1. Descripción del modelo numérico.

Para este trabajo se utiliza la versión no magnética del modelo de Passot, Vázquez-Semadeni & Pouquet (1995; PVP95 en adelante), quienes utilizan la técnica *pseudospectral* combinada con el método de Runge-Kutta¹ de orden tres (RK3) y el método de Crank Nicholson (CN) para resolver las ecuaciones diferenciales Hidrodinámicas en dos dimensiones que describiremos en la siguiente sección.

El método pseudoespectral consiste en expandir todas las variables en una descomposición discreta de Fourier de la forma

$$A(x, t) = \sum_{\mathbf{k}} A_{\mathbf{k}}(t) e^{i\mathbf{k} \cdot \mathbf{x}}$$

donde A es alguna variable (ρ , P , u_x , etc.), $\mathbf{k} = (k_x, k_y)$ es el vector de onda y $A_{\mathbf{k}}(t)$ es la amplitud de Fourier asociada al modo $\mathbf{k}$. Las componentes del vector de onda abarcan los valores $-2\pi\mathfrak{R}/2L_0, \dots, -\pi/L_0, \pi/L_0, \dots, 2\pi\mathfrak{R}/2L_0$, donde L_0 es la dimensión de la caja de integración y $\mathfrak{R}$ es la resolución de la simulación, que en nuestro caso es de 512^2 pixeles. Al hacer esta transformación las ecuaciones se convierten en un grupo de ecuaciones diferenciales ordinarias acopladas para los modos de Fourier $A_{\mathbf{k}}(t)$, que en conjunto se pueden escribir como $\partial H / \partial t = M + G$, donde H es la suma de todos los términos (ρ , u_x , u_y y e de las ecuaciones 5.1-5.4, pero en el espacio de Fourier) que

¹Runge-Kutta no es sólo un método, sino una importante familia de métodos iterativos tanto implícitos como explícitos para aproximar las soluciones de ecuaciones diferenciales ordinarias; estas técnicas fueron desarrolladas alrededor de 1900 por los matemáticos alemanes Carl David Tolmé Runge y Martin Wilhelm Kutta.

están derivados parcialmente respecto a t y $\partial H/\partial t$ representa la evolución temporal del sistema que se resuelve con RK3; M y G contienen los términos lineales y no-lineales de la evolución espacial. Sin embargo, los términos no lineales, que resultan costosos o imposibles de calcularse en el espacio de Fourier, son evaluados en el espacio real mediante la Transformada Rápida de Fourier (FFT; que es un eficiente algoritmo que permite calcular la transformada de Fourier discreta y su inversa).

Para mostrar el poder de la transformada de Fourier en la resolución de ecuaciones diferenciales parciales, utilizaremos la transformada continua de Fourier para ver como se transforma la derivada de alguna función $f(x)$. Esta transformada se define como:

$$\mathbf{F}(k) = \mathfrak{F}[f(x)] = \int_{-\infty}^{\infty} f(x)e^{-ikx}dx$$

donde $\mathfrak{F}$ simboliza la operación de calcular la transformada de Fourier. Análogamente $\mathfrak{F}^{-1}$ es el símbolo que se utiliza para indicar la operación inversa, es decir, obtener $f(x)$ cuando $\mathbf{F}(k)$ está dada; esto es

$$f(x) = \mathfrak{F}^{-1}[\mathbf{F}(k)] = \frac{1}{2\pi} \int_{-\infty}^{\infty} \mathbf{F}(k)e^{ikx}dk$$

y $f(x)$ se denomina la transformada inversa de Fourier de $\mathbf{F}(k)$. La condición para que $\mathbf{F}(k)$ exista es que la integral del valor absoluto de $f(x)$ sea finita.

De esta manera, la transformada de la derivada de alguna función ² $f(x)$ es $\mathfrak{F}[f'(x)] = ik\mathbf{F}(k) = ik\mathfrak{F}[f(x)]$, y en general, la transformada de una derivada de orden n es:

$$\mathfrak{F}[f^{(n)}(x)] = (ik)^n \mathbf{F}(k) = (ik)^n \mathfrak{F}[f(x)]$$

por lo que, en el espacio de Fourier, el conjunto de ecuaciones diferenciales acopladas se convierte en un conjunto de ecuaciones algebraicas que es mucho más fácil de resolver. Una vez resueltas estas ecuaciones, se les aplica la transformada inversa de Fourier para tener finalmente la solución en el espacio real. Sólo hay que tener en cuenta que al usar esta técnica, debemos utilizar condiciones a la frontera periódicas. Para los términos no lineales, las derivadas son calculadas en el espacio de Fourier, mientras que los productos se calculan en el espacio real.

Las ecuaciones a resolver (ecs. 5.1-5.4) son el resultado de una previa adimensionalización, que resulta de escalar todas las variables de la forma $A = A_0 \hat{A}$, donde A_0 es

²con la condición de que $f(x) \rightarrow 0$ cuando $x \rightarrow \pm\infty$.

un escalar, mientras que en $\hat{A}$ están contenidas las dimensiones de la variable A . De esta manera las ecuaciones se reescriben en términos de $\hat{A}$.

Para mostrar el procedimiento, adimensionalizaremos la ecuación de continuidad igualada a cero: $\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = 0$, donde ρ y $\vec{u}$ son la densidad y velocidad del fluido, que podemos reescribir como $\rho = \rho_0 \hat{\rho}$ y $\vec{u} = u_0 \hat{\vec{u}}$, para el tiempo $t = t_0 \hat{t}$ y la posición $\vec{x} = l_0 \hat{\vec{x}}$. Por tanto la ecuación de continuidad queda como:

$$\frac{\rho_0}{t_0} \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial \hat{t}} + \frac{\rho_0 u_0}{l_0} \hat{\nabla} \cdot (\hat{\rho} \hat{\vec{u}}) = \frac{\partial \hat{\rho}}{\partial \hat{t}} + \hat{\nabla} \cdot (\hat{\rho} \hat{\vec{u}}) = 0$$

ya que $\partial/\partial t = (1/t_0)\partial/\partial \hat{t}$, $\nabla = (1/l_0)\hat{\nabla}$ y además $u_0/l_0 = 1/t_0$.

De manera similar se escalan el resto de las ecuaciones. Para hacer este escalamiento de manera completa, se deben elegir los factores de escalamiento o unidades. Las unidades elegidas en el presente modelo se muestran en la Tabla 5.1.

5.1.1. Ecuaciones.

Como sabemos, el MIE está compuesto por gas en diversos estados (*p. ej.* molecular, neutro, ionizado), pero en este modelo lo aproximamos como un sólo fluido que obedece las ecuaciones de la hidrodinámica, en las cuales se incluyen términos adicionales con fines numéricos, como términos de disipación, de viscosidad numérica y otros, con el objetivo de incluir procesos físicos relevantes en el MIE a escala de 1 kpc, tales como enfriamiento radiativo, shear a gran escala y calentamiento estelar local y difuso. Así, las ecuaciones hidrodinámicas adimensionales que se resuelven numéricamente en este modelo son:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho \vec{u}) = \mu \nabla^2 \rho \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial \vec{u}}{\partial t} + (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{u} = -\frac{\nabla P}{\rho} - \nu_8 \nabla^8 \vec{u} - \left(\frac{J}{M_a}\right)^2 \nabla \phi - 2\vec{\Omega} \times \vec{u} \quad (5.2)$$

$$\frac{\partial e}{\partial t} + \vec{u} \cdot \nabla e = -(\gamma - 1)e \nabla \cdot \vec{u} + \kappa_T \frac{\nabla^2 e}{\rho} + \Gamma_d + \Gamma_s - \rho \Lambda \quad (5.3)$$

$$\nabla^2 \phi = \rho - 1 \quad (5.4)$$

las cuales se resuelven en dos dimensiones (en el plano (x,y)) usando condiciones a la frontera periódicas. Como es usual, ρ es la densidad, $\vec{u}$ es la velocidad del fluido, e es la energía interna por unidad de masa, P es la presión térmica, $\vec{\Omega}$ es la velocidad angular de rotación y ϕ es el potencial gravitacional.

Se toma la ecuación de estado del gas ideal $P = (\gamma - 1)\rho e$, donde $\gamma = c_p/c_v$ es el cociente de calores específicos a presión y volumen constante respectivamente ($\gamma = 5/3$ para un gas monoatómico) y la energía interna se relaciona con la temperatura a través de $e = c_v T$. Las variables están normalizadas a valores característicos ρ_0 , u_0 , L_0 y T_0 , dadas en la Tabla 5.1 y discutidos más adelante. Los parámetros adimensionales que resultan de la normalización son el número de Mach $M_a = u_0/c_0$, donde $c_0 = (\gamma k T_0/m_H)^{1/2}$ es la velocidad adiabática del sonido a la temperatura normalizada T_0 , y el número de Jeans $J = L_0/L_J$, donde $L_J = (\pi c_0^2/G\rho_0)^{1/2}$ es la longitud de Jeans. La difusividad térmica se denota por κ_T .

El esquema pseudoespectral que se usa, no introduce una viscosidad numérica, ya que en el espacio de Fourier las ecuaciones hidrodinámicas son un conjunto de ecuaciones diferenciales ordinarias acopladas para las amplitudes de Fourier. Así, se incluye explícitamente un término disipativo en la ecuación para $\vec{u}$. Se usa un operador de hiperviscosidad en forma de ∇^8 y con coeficiente ν_8 , el cual confina los efectos viscosos a las escalas resueltas más pequeñas, ya que por ejemplo, al calcular la transformada de Fourier de $\partial^8 A/\partial x^8$ se obtiene $k^8 \mathbf{F}(A) \propto \lambda^{-8}$ (λ es la longitud de onda asociada al modo $\mathbf{k}$; $k = 2\pi/\lambda$), que es despreciable para escalas grandes. Además, se incluye un término de difusión de masa ($\mu \nabla^2 \rho$) en la ecuación de continuidad para suavizar los gradientes de densidad, permitiendo alcanzar números de Mach más altos en la simulación. La ecuación 5.4 es la ecuación de Poisson modificada y representa la auto-gravedad de las fluctuaciones en la densidad. Las condiciones iniciales para todas las variables son fluctuaciones Gaussianas, con fases aleatorias y con un espectro de potencias de la forma $k^4 e^{-2(k/k_0)^2}$, donde k_0 es la magnitud de un número de onda de referencia. El pico del espectro está en $k = k_0 = 8$, lo que implica que la escala típica de tamaño de las fluctuaciones iniciales de densidad, temperatura y velocidad es de un octavo de la caja de integración.

Respecto a las unidades del código, por ejemplo, la unidades de longitud L_0 , igual a 1 kpc en unidades físicas, en unidades del código es 2π . Unidades derivadas, que involucren esta longitud, también contienen un factor de 2π . La unidad de velocidad u_0 es escogida igual a la velocidad del sonido c_0 a la unidad de temperatura T_0 . La Tabla 5.1 muestra estos valores, tanto en unidades físicas, como en unidades del código.

Tabla 5.1
VALORES DE LOS PARÁMETROS USADOS EN EL CODIGO.
Tabla 1 de Passot *et al.* (1995).

Cantidades físicas	Símbolo	Unidades físicas	Normalizadas
Unidad de longitud	L_0	1 kpc	2π
Unidad de velocidad	u_0	$11,7 \text{ km s}^{-1}$	1
Unidad de tiempo	t_0	$8,1 \times 10^7 \text{ yr}$	$2\pi (= L_0/u_0)$
Unidad de densidad de masa	ρ_0	$1,67 \times 10^{-24} \text{ g cm}^{-3}$	1
Unidad de densidad numérica	n_0	1 cm^{-3}	$\rho_0(2\pi/L_0)^3$
Unidad de energía interna específica	e_0	u_0^2	1
Unidad de temperatura	T_0	10^4 K	1
Longitud de Jeans	L_J	2 kpc	4π
Velocidad angular de rotación Galáctica	Ω	$2\pi/(2 \times 10^8 \text{ yr})$	0,4
Tasa de calentamiento difuso ¹	Γ_0	$0,034 \text{ erg s}^{-1} \text{ g}^{-1}$	10
Tasa de calentamiento estelar	Γ_s	$0,85 \text{ erg s}^{-1} \text{ g}^{-1}$	250
Densidad crítica para la formación estelar	ρ_{cr}	23 cm^{-3}	23
Amplitud de la velocidad tangencial ²	A_0	$4,4 \text{ km s}^{-1}$	0,375
Coefficiente de hiperviscosidad	ν_8	—	9×10^{-15}
Densidad del medio internube	ρ_{IC}	$0,2 \text{ cm}^{-3}$	0,2
Exponente de la densidad ³	α	—	1/2
Constante gravitacional	G	$6,67 \times 10^{-8} \text{ cm}^3 \text{ g}^{-1} \text{ s}^{-2}$	$1,86 \times 10^{-2}$
Coeficientes de la función de enfriamiento	Λ_1	$1,14 \times 10^{15} \text{ erg s}^{-1} \text{ g}^{-2} \text{ cm}^3$	56,6
	Λ_2	$5,08 \times 10^{16} \text{ erg s}^{-1} \text{ g}^{-2} \text{ cm}^3$	25,3
	Λ_3	$2,35 \times 10^{11} \text{ erg s}^{-1} \text{ g}^{-2} \text{ cm}^3$	34,4
	Λ_4	$9,03 \times 10^{28} \text{ erg s}^{-1} \text{ g}^{-2} \text{ cm}^3$	$1,13 \times 10^5$

¹a densidad del medio internube, $\rho_{IC} = 0,2 \rho_0$.

²cundo se incluye shear.

³en la ecuación de la tasa de calentamiento difuso.

5.1.2. Términos del modelo.

Calentamiento difuso Γ_d .

Se usa una función de calentamiento difuso de la forma

$$\Gamma_d(\vec{x}, t) = \Gamma_0(\rho/\rho_{IC})^{-\alpha}$$

donde ρ_{IC} es la densidad típica del medio internube (MIN) y α es un parámetro libre, que se escoge de tal forma que Γ_d tenga una dependencia débil en ρ . Los valores que se adoptan para los parámetros libres son $n_{IC} = \rho_{IC}/m_H = 0,2 \text{ cm}^{-3}$ y $\alpha = 1/2$.

Esta función no representa una dependencia física realista, sin embargo permite tomar en cuenta que las nubes pueden escudar sus interiores de la radiación UV de fondo si sus densidades columnares son lo suficientemente altas (Franco y Cox, 1986) y que la tasa de

calentamiento por unidad de masa debería ser insensible a la densidad de la nube si la mayor parte de la energía de fondo está en forma de partículas energéticas.

En realidad el auto-escudamiento depende de la densidad columnar, que es una propiedad no local de la nube, y por lo tanto sería extremadamente costoso implementarlo en el código.

Calentamiento estelar Γ_s .

Para simular el efecto del calentamiento de un flujo ionizante en la vecindad de una estrella caliente y joven (tipo OB), la cual produce una región HII que se expande, no se toma en cuenta el proceso en el que el medio cambia de neutro a ionizado, sino que sólo se considera el cambio de temperatura en la vecindad de este tipo de estrella, que para una región HII es de $10^4 K$ típicamente.

El calentamiento estelar debido a estrellas masivas se modela por medio de un algoritmo de umbral: un calentamiento central sobre unos pocos pixeles (con un perfil Gaussiano) es encendido donde la densidad excede el valor umbral de ρ_{cr} y $\nabla \cdot \vec{u} < 0$. Una vez que una *estrella* es encendida, esta permanece así por un tiempo $\Delta t = 6 \times 10^6$ años, tiempo de vida típico de estrellas OB. Además, esta permanece fija con respecto a la malla numérica.

En la simulación, la tasa de formación estelar se calcula, como la fracción de pixeles que alcanzan ρ_{cr} por unidad de tiempo.

Enfriamiento Λ .

Se usa la parametrización de la función de enfriamiento radiativo de Raymond, Cox, & Smith (1976) y Dalgarno & McCray (1972) como se implementó en los trabajos de Rosen, Bregman, & Norman (1993) y Rosen & Bregman (1995):

$$\Lambda = \begin{cases} 0, & 0K \leq T < 100K; \\ \Lambda_1 T^2, & 100K \leq T < 2000K; \\ \Lambda_2 T^{1,5}, & 2000K \leq T < 8000K; \\ \Lambda_3 T^{2,867}, & 8000K \leq T < 10^5 K; \\ \Lambda_4 T^{-0,65}, & 10^5 K \leq T < 4 \times 10^7 K. \end{cases}$$

La temperatura del gas nunca excede $3,5 \times 10^4 K$, ya que el calentamiento, debido a vientos de estrellas masivas y supernovas, no se considera (esta es una limitación en el modelo). Así, la inestabilidad térmica a $T > 10^5 K$ nunca se alcanza. Además hay que notar que la ley de enfriamiento no incluye el modo isobárico de la inestabilidad térmica.

En el MIE esta inestabilidad ocurre a temperaturas de aproximadamente entre 3000 y 6000 K y es la responsable de la segregación del gas atómico en las fases fría y tibia.

Rotación.

Se supone que el dominio de integración se encuentra a una distancia R y rotando alrededor del centro Galáctico con velocidad angular Ω . En este marco rotante, se debe considerar la fuerza de Coriolis $-2\vec{\Omega} \times \vec{u}$, la fuerza centrífuga $\Omega^2 R \hat{e}_y^3$ y la fuerza gravitacional radial $\vec{g}_R$ debida a la masa total dentro del radio R . En el disco Galáctico, las últimas dos fuerzas quedan exactamente balanceadas a cada radio R , y $\vec{g}_R = -\Omega^2(R)R\hat{e}_y$. En un marco rotante, caracterizado por una única velocidad angular, la velocidad total del fluido es la suma del shear $\vec{u}_s = u_s \hat{e}_x$ y una fluctuación turbulenta $\vec{u}_{turb}$. Entonces a un radio R , la diferencia entre la fuerza centrífuga, debida a la velocidad de rotación del marco, y la fuerza gravitacional radial es, en primer orden, $-2\Omega_0(d\Omega/dR)_{R_0}Ry\hat{e}_y$ y su exceso es balanceado por la fuerza de Coriolis actuando sobre la velocidad de shear, la cual nos da $u_s = -R(d\Omega/dR)y$.

La simulación de la interacción de las fuerzas involucradas y el shear resultante puede ser realizada a dos niveles equivalentes. A un nivel más fundamental, estas fuerzas se pueden incluir en las ecuaciones, con una dependencia explícita en el radio galáctico. Mientras que a un nivel menos físico y numéricamente menos costoso, el perfil de shear resultante puede ser impuesto, simplemente, en el campo de velocidad, sin tomar en cuenta la fuerza centrífuga radial en la ecuación de movimiento. En este modelo se escoge la última opción. Sin embargo, a causa de las condiciones a la frontera periódicas, no se puede introducir una función monótona del radio. En su lugar, es necesario introducir una función periódica en la caja de integración, de las cuales la más simple es un perfil sinusoidal de periodo unitario de la forma

$$u_x(y) = A_0 \sin \frac{2\pi y}{L_0}$$

Esto se hace de manera trivial ya que el primer modo de Fourier de la velocidad da una constante. El shear se fija para que tenga periodo unitario a fin de aproximar, tanto como sea posible en una fracción de la caja, el carácter monótono del shear en el disco galáctico.

Por tanto, el shear tiene el signo correcto de $d\Omega/dR$ (es decir, Ω decrece hacia afuera) en sólo la mitad de la caja de integración (en los cuartos superior e inferior de la caja), y el signo opuesto en la mitad central de la caja. Esta limitación tiene consecuencias dinámicas.

³las coordenadas x y y corresponden a las direcciones azimutal y radial, respectivamente en el dominio de integración.

Como estamos interesados en el estudio de galaxias como la nuestra, adoptaremos la curva de rotación de La Vía Láctea de Vallée (1994). La Figura 5.1 muestra los datos observacionales de hidrógeno atómico que se obtienen del análisis espectral de la línea de 21 cm. La línea sólida es la gráfica de la ecuación ${}^4v(r) = 220(1 - e^{-r}) \text{ km s}^{-1}$, la cual da un ajuste aceptable de los datos. De esta manera obtenemos valores para la velocidad $v(r)$ de nuestro dominio de integración que convertimos a $\Omega = v(r)/r$ y que finalmente transformamos a unidades del código con ayuda de la Tabla 5.1.

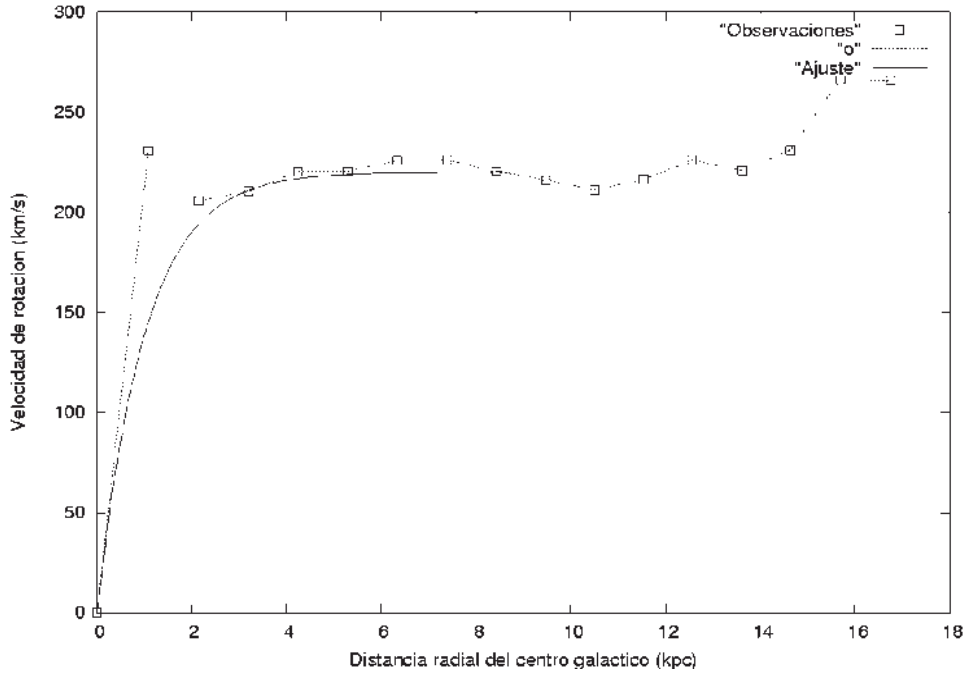


Figura 5.1: Curva de rotación de la Vía Láctea. Los cuadrados son datos observacionales de hidrógeno atómico IE; mientras que la línea sólida es un ajuste. Fig. 4 de Vallée (1994).

5.2. Calibración.

Como mencionamos al principio, nuestro objetivo es estudiar la tasa de formación estelar como función de la tasa de rotación galáctica, pero antes de continuar con las simulaciones, es necesario calibrar el código mediante un gran número de simulaciones de prueba con el fin de darle estabilidad al programa y de obtener resultados realistas.

⁴ v es la velocidad lineal y r es la distancia al centro galáctico.

Esta calibración se hizo en dos partes: *i)* encontramos los parámetros numéricos que garantizaran la estabilidad del código al variar ciertos parámetros, en particular los que se asocian a difusión o disipación (μ , ν_8 y κ_T); y *ii)* encontramos la densidad umbral ρ_{cr} (utilizando los parámetros físicos típicos de la vecindad solar), tal que obtuviéramos una tasa de formación estelar consistente con la observada en la vecindad solar, que es de $\sim 3 M_{\odot} \text{pc}^{-2} \text{Gyr}^{-1}$ (Rana, 1991; Boissier & Prantzos, 1999).

El programa utilizado, considera que las estrellas formadas son muy masivas, por lo que en este trabajo consideramos que estas estrellas tienen masas $\geq 40 M_{\odot}$, que es un valor razonable para una estrella masiva de tipo O (Zinnecker & Yorke, 2007). Así, para tener un punto de comparación con las observaciones, necesitamos saber qué porcentaje de la tasa de formación observada está en forma de estrellas con masas $\geq 40 M_{\odot}$, y para esto utilizamos la llamada *Función Inicial de Masa* (FIM; ver Figura 5.2).

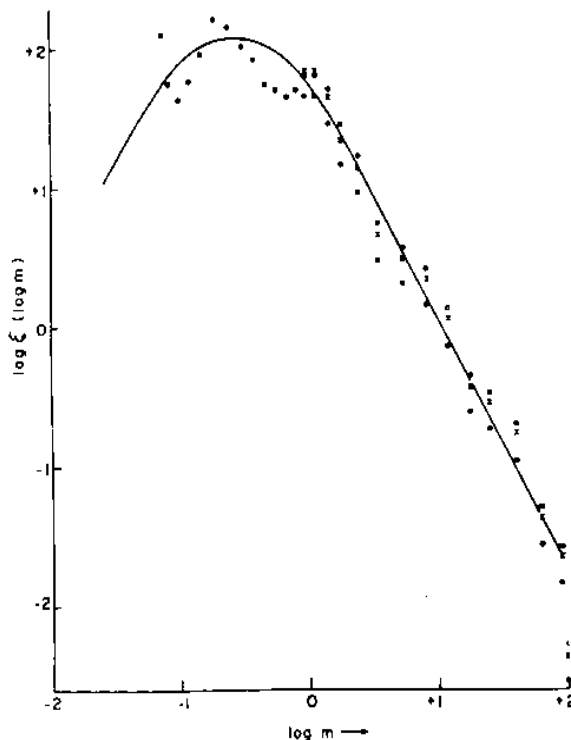


Figura 5.2: Función inicial de masa; dada una masa de gas que se transforma en estrellas, nos dice como se distribuye esta masa en los diferentes tipos de estrellas. Figura 10 de Rana (1987).

Las unidades de la FIM, que se denota por ξ , son: número de estrellas formadas por unidad de área y por unidad de logaritmo de masa (área en pc^2 y la masa en $M_{\odot}$). Generalmente se considera que el intervalo de valores de la FIM es de 0,1 a $100 M_{\odot}$ (Miller & Scalo, 1979).

Por lo tanto, para encontrar la fracción f de estrellas formadas con masas arriba de $40 M_{\odot}$ hacemos el cociente de las integrales:

$$f = \frac{\int_{40 M_{\odot}}^{100 M_{\odot}} \xi(\log M) d(\log M)}{\int_{0,1 M_{\odot}}^{100 M_{\odot}} \xi(\log M) d(\log M)} \quad (5.5)$$

Para resolver numéricamente estas integrales, usamos la version escaneada de la figura 5.2 de Rana (1987) que se encuentra en la red en el ADS (The Smithsonian/NASA Astrophysics Data System). Con ayuda de la herramienta DEXTER (del mismo ADS) se obtuvieron 20 puntos de la gráfica con una gran precisión y se interpolaron polinomialmente para reproducir la curva e integrar numéricamente mediante la regla de Simpson modificada.

De esta manera, obtenemos una fracción de $f \simeq 0,000335$, la cual corresponde a una tasa de formación estelar de $0,001004 M_{\odot} \text{pc}^{-2} \text{Gyr}^{-1}$, valor que debemos aproximar con el código usado.

Ajustando los parámetros en una simulación donde se incluye shear que es más realista, obtenemos $0,00105035 M_{\odot} \text{pc}^{-2} \text{Gyr}^{-1}$, que es un valor aceptable (con error de $\sim 4\%$). Así, nuestras simulaciones están hechas utilizando los parámetros que nos dan este valor en la vecindad solar.

Capítulo 6

Resultados.

En este capítulo presentamos los resultados de las simulaciones bidimensionales de un flujo supersónicamente turbulento con parámetros característicos del MIE a escala de 1 kpc en el plano del disco Galáctico, incorporando el efecto de *shear*, FE de umbral, auto-gravedad y rotación; y cuya principal omisión es el campo magnético.

Los resultados mostrados se basan en 40 simulaciones, cuyos parámetros (numéricos y algunos físicos) se obtuvieron de un gran número de simulaciones de prueba, que se hicieron con el fin de garantizar la estabilidad del código y obtener resultados realistas al mismo tiempo. El tiempo de cómputo tomó un papel importante, ya que para cada simulación (con resolución de 512^2) oscila, por ejemplo entre 23 y 26 horas en una máquina con 4 GB en ram y ocupando más del 90 % del CPU, por lo que se llevó mucho más tiempo de cómputo las simulaciones de calibración que las simulaciones finales.

Antes de empezar a presentar los resultados, vale la pena señalar tanto las entradas como las salidas del código (escrito en Fortran 77). El archivo de entrada (lparamsc) contiene el valor de todos los parámetros descritos en el capítulo anterior y nos genera diferentes archivos con información tanto del estado de la simulación, como de los valores de las variables en cada pixel y a cada tiempo. Los archivos sin formato que necesitamos son los archivos con los valores de densidad, velocidad en x , velocidad en y y temperatura (fort.9, fort.12, fort.13 y fort.15 respectivamente), de los cuales deducimos los promedios de parámetros importantes (como Σ y σ). Out es un archivo formateado que nos es particularmente útil, ya que contiene información de la TFE (entre otras muchas cantidades físicas) y al mismo tiempo nos dice el estado de la simulación. Los datos de todos estos archivos los tratamos con ayuda de IDL (Interactive Data Language), que es un lenguaje de programación científico muy eficiente en el tratamiento y modelaje de datos.

Tabla 6.1
Parámetros variables para cada grupo de simulaciones.

^a Simulación	^b Radio	Velocidad	Velocidad angular
S0.1 / S0.1s	0.628	1.79	2.849
S0.5 / S0.5s	3.141	7.398	2.355
S1.0 / S1.0s	6.283	11.89	1.89
S1.5 / S1.5s	9.425	14.61	1.55
S2.0 / S2.0s	12.566	16.26	1.294
S2.5 / S2.5s	15.707	17.256	1.099
S3.0 / S3.0s	18.849	17.868	0.948
S3.5 / S3.5s	21.991	18.24	0.829
S4.0 / S4.0s	25.133	18.46	0.735
S5.0 / S5.0s	31.416	18.675	0.594
S6.0 / S6.0s	37.699	18.756	0.498
S7.0 / S7.0s	43.982	18.785	0.427
S8.5 / S8.5s	53.407	18.799	0.352
S10.0 / S10.0s	62.832	18.8	0.299
S11.0 / S11.0s	69.115	18.803	0.272
S13.0 / S13.0s	81.681	18.803	0.23
S16.0 / S16.0s	100.531	18.803	0.187
S18.0 / S18.0s	113.097	18.803	0.166
S20.0 / S20.0s	125.664	18.803	0.149
S22.0 / S22.0s	138.23	18.8	0.136

^aNombre de la simulación.

^bLas columnas 2,3 y 4 están en unidades del código.

El uso de la técnica pseudoespectral que es una buena aproximación para modelar medios infinitos (y en nuestro caso funciona bien, ya que el tamaño de la caja de integración es mucho menor a las dimensiones de la Galaxia), asume implícitamente condiciones a la frontera periódicas las cuales son muy apropiadas en las simulaciones con turbulencia homogénea. Como mencionamos en el capítulo anterior, las condiciones iniciales para todas las variables son fluctuaciones Gaussianas (en el espacio de Fourier) con fases aleatorias. Las bases teóricas en las que descansa la técnica pseudoespectral que usamos, se pueden encontrar en Canuto *et al.* (1988).

Respecto al tiempo de integración (ver tabla 5.1), recordando que el tamaño físico de nuestra caja de integración es $L_0 = 1$ kpc ($= 2\pi$ en unidades del código) y la unidad de velocidad $u_0 = 11.7 \text{ km s}^{-1}$ ($= 1$ en unidades del código), encontramos que la unidad derivada de tiempo es de $t_0 = 8.1 \times 10^7$ años ($= L_0/u_0 = 2\pi$ en unidades del código). De esta manera, en nuestras simulaciones escogemos el paso de tiempo (δt) de 0.1 en unidades del código (ó de 1.29 Myr en unidades físicas), así como el tiempo total de integración (t_0) de 10 (ó 130 Myr) el cual equivale a $100\delta t$.

Una vez calibrado el código, escogimos 20 radios (con la finalidad de cubrir la mayor parte del disco Galáctico), los cuales convertimos a velocidades angulares mediante la ecuación $\Omega(R) = V(R)/R$, donde $V(R)$ es la velocidad lineal que se obtiene de la curva de rotación Galáctica descrita al final del Capítulo 4. La tabla 6.1 muestra los parámetros

usados en las 40 simulaciones, en las que sólo variamos la velocidad de rotación, manteniendo fijos el resto de los parámetros que se discutieron en el capítulo anterior. En el nombre de la simulación (columna 1), el número corresponde al radio Galactocéntrico en unidades físicas (kpc), mientras que la letra *s* al final, indica que el efecto de *shear* es incluido. Las columnas 2, 3 y 4 son el radio, la velocidad lineal y la velocidad angular respectivamente, transformadas a unidades del código mediante la tabla 5.1.

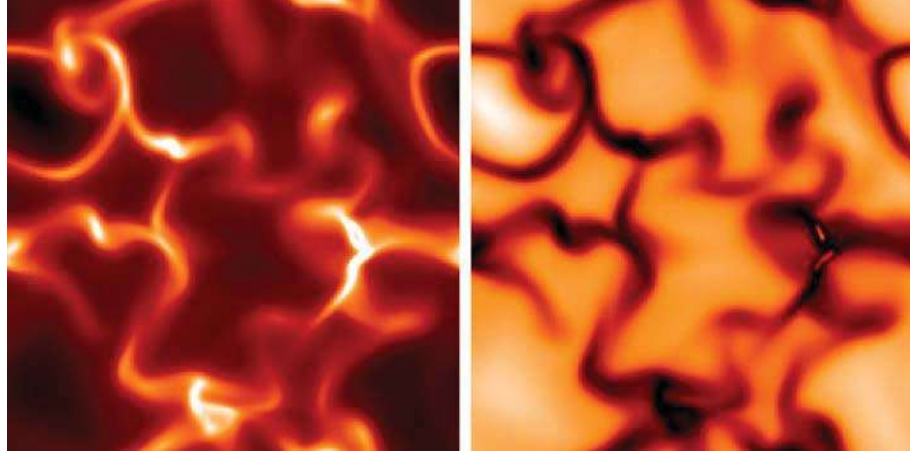


Figura 6.1: Animaciones del campo de densidad (izquierda) y temperatura (derecha) de la simulación S8.5 ($R = 8,5$ kpc, sin shear) a $t = 45$ Myr. La escala es logarítmica. Las zonas más brillantes representan las regiones más densas (izquierda) y calientes (derecha). Los contrastes de densidad son de $\rho_{max}/\rho_{min} \simeq 154$ y de $T_{max}/T_{min} \simeq 41$.

Para darnos una idea de lo que pasa en las simulaciones, presentamos las figuras 6.1 y 6.2 que muestran la evolución del medio en nuestra caja de integración para dos simulaciones a $R = 8,5$ kpc y a $R = 11$ kpc, a $t = 45$ Myr y $t = 80$ Myr respectivamente. Es importante hacer notar la correlación que hay entre el campo de densidad y temperatura: las regiones más densas son las que tienen temperaturas más bajas y viceversa, lo cual se observa en el MIE en general. Otra característica importante que se observa en estas figuras es la estructura filamentaria, típica de nubes moleculares densas. A lo largo de las animaciones se puede observar otra característica importante que es la retroalimentación estelar, la cual comienza cuando en un pixel se alcanza la densidad crítica, encendiéndose una estrella que permanece en el mismo pixel durante un tiempo de 6×10^6 años¹ y calienta sus alrededores formando su región HII (regiones circulares en la figura 6.2), lo que se traduce en cavidades en nuestras simulaciones. En todas las simulaciones consideramos solamente estrellas masivas ($40M_{\odot}$) debido a la resolución adoptada en la que una estrella de baja masa no se puede caracterizar en un solo pixel.

¹tiempo de vida típico de una estrella masiva tipo OB.

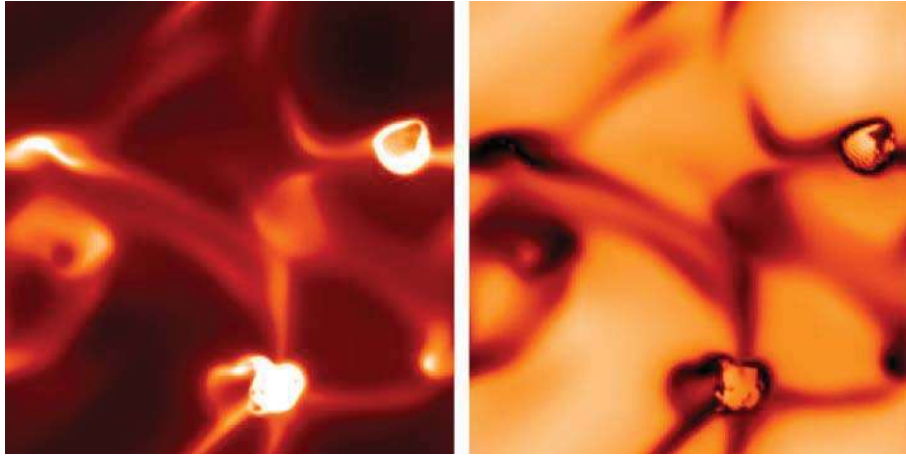


Figura 6.2: Campo de densidad y temperatura como en la figura 6.1 pero para la simulación S11s ($R = 11$ kpc, con shear) y a $t = 80$ Myr. Los contrastes de densidad son de $\rho_{max}/\rho_{min} \simeq 252$ y de $T_{max}/T_{min} \simeq 43$.

Es importante notar, en las figuras 6.1 y 6.2, que las densidades y temperaturas máximas y mínimas (en unidades del código) son $\rho_{max} = 23,3$, $\rho_{min} = 0,15$, $T_{max} = 1,34$, $T_{min} = 0,053$ y $\rho_{max} = 36$, $\rho_{min} = 0,14$, $T_{max} = 1,36$, $T_{min} = 0,032$ respectivamente, correspondiendo a contrastes de densidad de $\rho_{max}/\rho_{min} \simeq 154$ y 252 . Esto sugiere que la FE es más eficiente en las condiciones de la figura 6.2, en la que ρ_{max} supera por mucho la densidad umbral ρ_{cr} , que en el caso de la figura 6.1 donde ρ_{max} es comparable a ρ_{cr} ($=23$). Esto se refleja en las figuras 6.3 y 6.4 (a $t = 45$ y 80 Myr respectivamente).

Respecto a la historia de formación estelar, el comportamiento típico en todas las simulaciones es el que mostramos en las figuras 6.3, 6.4 y 6.5 (correspondientes a las simulaciones S8.5/S8.5s, S11/S11s y S16/S16s respectivamente), en las cuales se grafica la densidad de la TFE como función del tiempo. Escogimos en particular estas simulaciones para mostrar la importancia del efecto de shear en el comportamiento general de la TFE como función de la tasa de rotación Galáctica. En las figuras se observa que en el caso con shear (líneas punteadas) la TFE es más importante hasta un radio de 18 kpc en las que la FE tiene lugar ininterrumpidamente en los 130 Myr que dura la simulación. A partir de 18^2 kpc, toma importancia la FE en el caso sin shear (línea sólida), la cual muestra la tendencia de crecer con el radio en todas las simulaciones, siendo truncada a $t \sim 50$ Myr en las simulaciones con $R < 7$ kpc y a medida que el radio crece (ó Ω decrece), la FE va teniendo lugar en un intervalo de tiempo mayor, siendo ininterrumpida a $R \geq 16$ kpc en los 130 Myr que dura la simulación. Estas figuras son consistentes con las mostradas

²a cada radio le corresponde una velocidad angular (Ω), por lo que hablamos indistintamente del radio y de Ω .

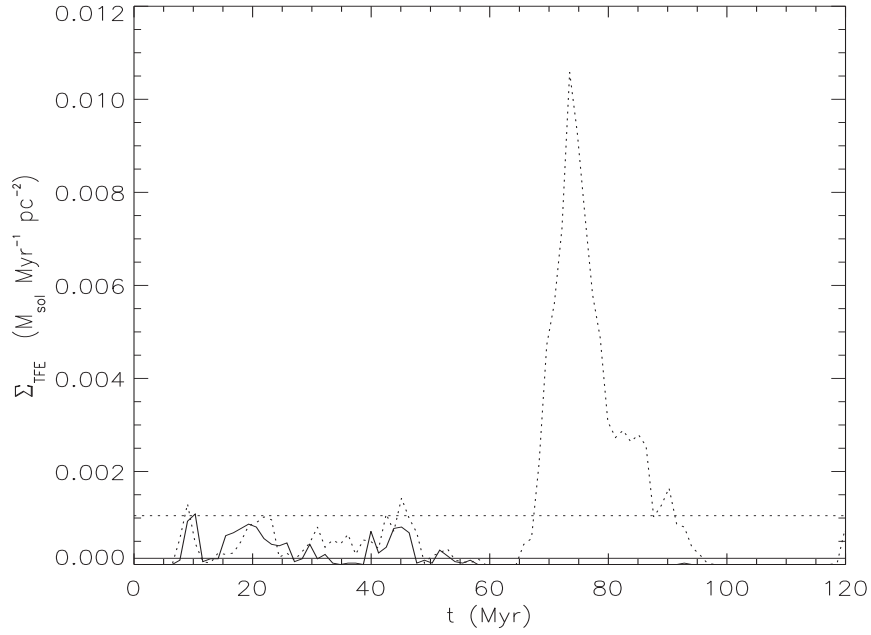


Figura 6.3: Densidad de la TFE (Σ_{TFE}) como función del tiempo para las simulaciones S8.5 (línea sólida) y S8.5s (línea punteada). Las líneas horizontales representan el promedio de la Σ_{TFE} de cada simulación.

por Vázquez-Semadeni *et al.* (1995) y reflejan el comportamiento de la figura 6.6 que se muestra al final del capítulo.

Para investigar el comportamiento de la TFE como función de la velocidad angular, integramos numéricamente las densidades de las TFEs con respecto al tiempo mediante la regla de Simpson extendida, resultando una densidad superficial de masa ($M_{\odot} \text{ pc}^{-1}$) de estrellas formadas, que denotaremos por $\Sigma_* = \int \Sigma_{TFE} dt$. Los resultados obtenidos se grafican en la figura 6.6, la cual muestra que en el caso con y sin shear (línea continua negra y gris respectivamente), esta integral (Σ_*) parece constante y con valores aproximadamente iguales para los dos casos hasta $R \leq 7 \text{ kpc}$. A partir de 7 kpc , Σ_* en el caso con shear aumenta hasta un radio de $\sim 11 \text{ kpc}$ (por un factor de ~ 10 respecto al caso sin shear) y comienza a descender a $R > 11 \text{ kpc}$, llegando a ser comparable a Σ_* (sin shear) a un radio de 18 kpc y finalmente para $R > 18 \text{ kpc}$, Σ_* es mayor en el caso sin shear llegando a ser ~ 4 veces mayor a $R = 22 \text{ kpc}$, que fue el radio máximo tomado en las simulaciones. En general se observa que en el caso con shear Σ_* tiende a crecer monótonamente con el radio a partir de los 7 kpc , mientras que en el caso sin shear, Σ_* se parece burdamente a una gaussiana con pico en $R = 11 \text{ kpc}$.

En la misma figura 6.6, las líneas punteadas (negra y gris) representan lo mismo que

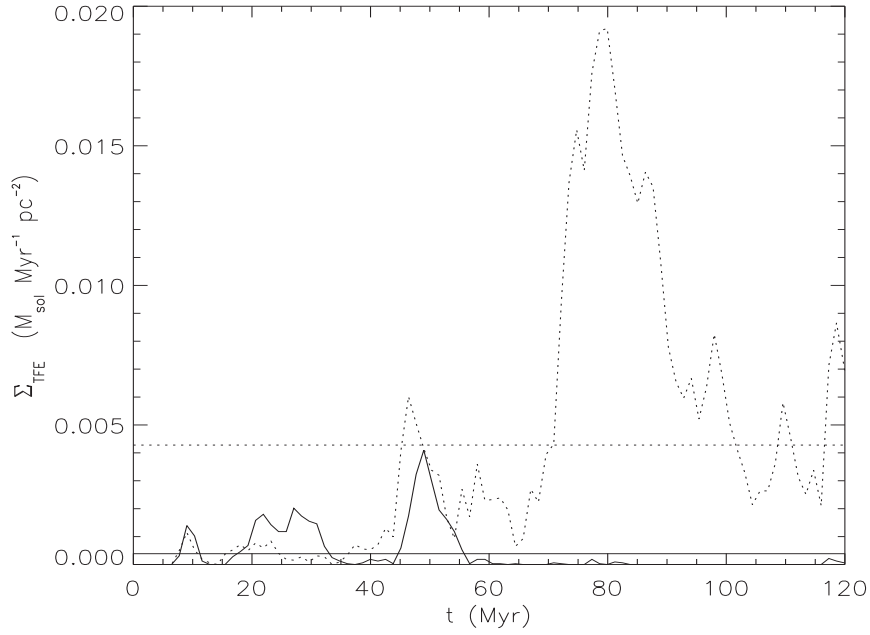


Figura 6.4: Σ_{TFE} contra t como en la figura 6.3, pero para las simulaciones S11 (línea sólida) y S11s (línea punteada). Igual que antes, las líneas horizontales representan el promedio de la Σ_{TFE} para cada simulación.

las líneas sólidas, excepto que Σ_{TFE} se integra hasta un tiempo t_* en el que la TFE es importante en el caso sin shear. Por ejemplo, en el caso de las simulaciones S8.5/S8.5s y S11/S11s (figuras 6.3 y 6.4 respectivamente) se integra hasta $t_* \sim 60$ Myr; mientras que para la simulaciones S16/S16s (figura 6.5) se integra sobre el tiempo total (t_0), ya que la FE está presente a todos los tiempos en el caso sin shear. Esto nos dice que hay FE en un mismo intervalo de tiempo para las simulaciones (con y sin shear) a $R \leq 6$ kpc y a $R \geq 13$ kpc (ver figura 6.5), mientras que en los radios centrales, hay FE a todo tiempo en las simulaciones con shear y hasta un $t_* < t_0$ en las simulaciones sin shear (ver figuras 6.3 y 6.4).

Como mencionamos en el capítulo 4, el parámetro de Toomre (Q) es importante para saber si una nube ó región de ésta es o no estable gravitacionalmente. Para calcular este parámetro, dividimos nuestra caja de integración en 256 subcajas de 32×32 pixeles y se calcularon los promedios de la densidad superficial (Σ) y de la dispersión de velocidad (σ) para cada subcaja (la frecuencia epicíclica se tomó simplemente como $\kappa = 2\Omega$, despreciando el término $d\Omega/dR$ para reducir el tiempo de cómputo). Una vez que obtenemos los promedios de cada cajita, estos a su vez se promedian para obtener un único valor de Q para cada tiempo de cada simulación. En la figura 6.7 que se muestra al final del capítulo,

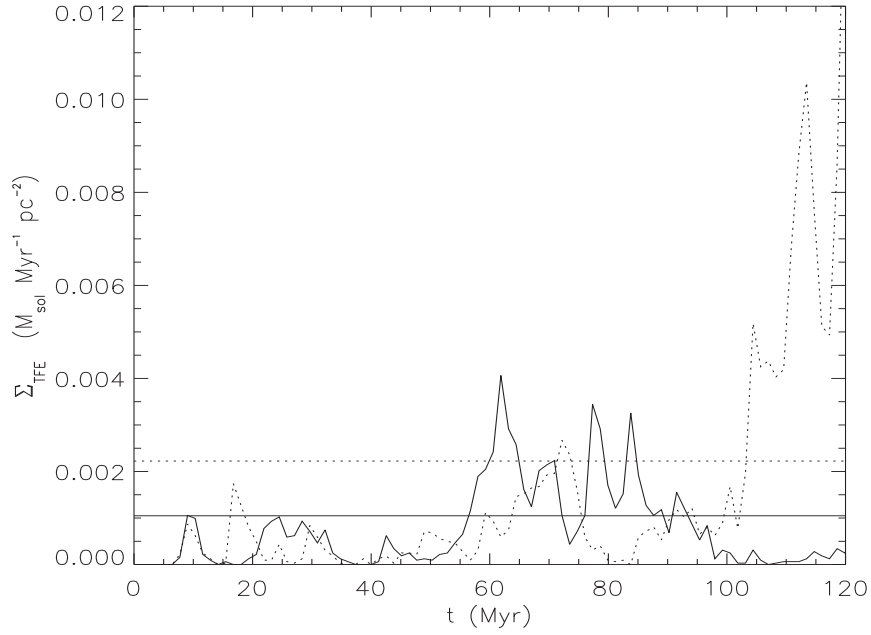


Figura 6.5: Σ_{TFE} contra t para las simulaciones S16 (línea sólida) y S16s (línea punteada).

se grafican (con el símbolo +) estos promedios para las simulaciones a $R = 8,5, 11, 16$ y 18 kpc para los casos sin shear (columna izquierda) y con shear (derecha). Salvo en las simulaciones sin shear a $R = 8,5$ y 11 kpc, se observa que el parámetro de Toomre tiende a concentrarse en el intervalo $(0.2, 0.6)$ que es menor a 1 , lo cual indica que la caja de la simulación es inestable y podría presentarse eventualmente el colapso en alguna región de esta. Sin embargo el hecho de que $Q < 1$ no necesariamente significa que hay FE. A medida que dividimos la caja en un número menor de subcajas (por ejemplo en 16 subcajas de 128×128 pixeles), el intervalo donde se aglomera la mayor parte de los promedios de Q se va recorriendo hacia valores más grandes, lo cual indica que la dispersión de velocidades para cada subcaja se hace más grande en promedio.

De las figuras 6.7 y 6.6 se observa la una tendencia a una mayor aglomeración de puntos a medida que Σ_* crece, lo cual es de esperarse, ya que mientras haya más zonas con Q pequeño, significa que puede haber más FE.

Finalmente, cabe mencionar, que debido a la periodicidad de las simulaciones, no se puede validar la ley de Schmidt de FE presentada en el capítulo 4.

Discusión. Con el fin de comparar nuestros resultados con los resultados observacionales, regresemos a la figura 6.6 donde vemos, en las simulaciones con shear, que en el intervalo en velocidad angular $0,27 \leq \Omega \leq 0,165$ (en unidades de $7,85 \times 10^{-8} \text{ yr}^{-1}$)

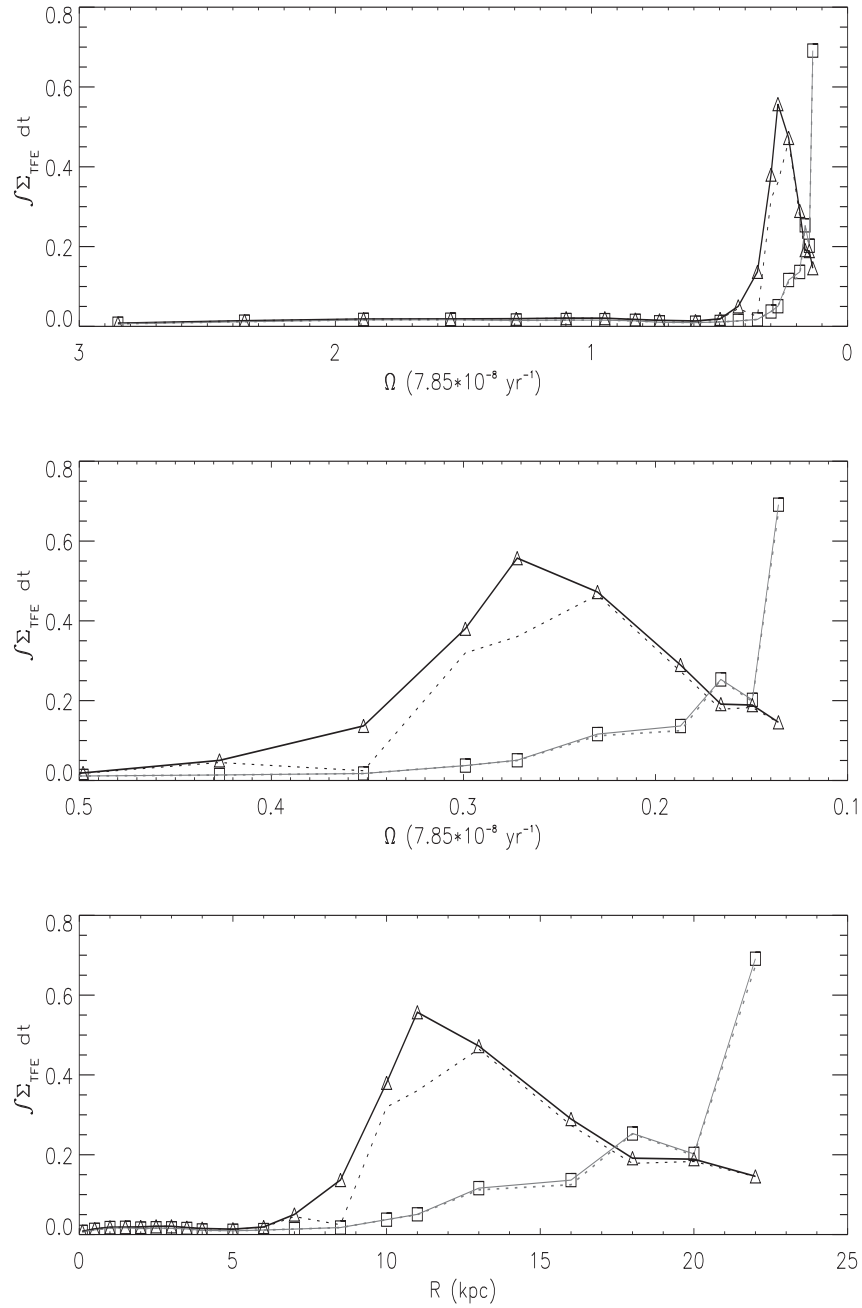


Figura 6.6: Integral de la TFE (Σ_*) como función del radio (panel inferior) y de la velocidad angular (paneles superior y medio, el cual es una ampliación del superior) para todas las simulaciones. Las líneas negras (grises) son la integral para las simulaciones que incluyen shear (sin shear): la línea sólida representa la integral sobre todo el intervalo de tiempo (t_0), mientras que las líneas punteadas, se integra hasta el tiempo $t_* \leq t_0$, en el que ocurre casi toda la FE en el caso sin shear.

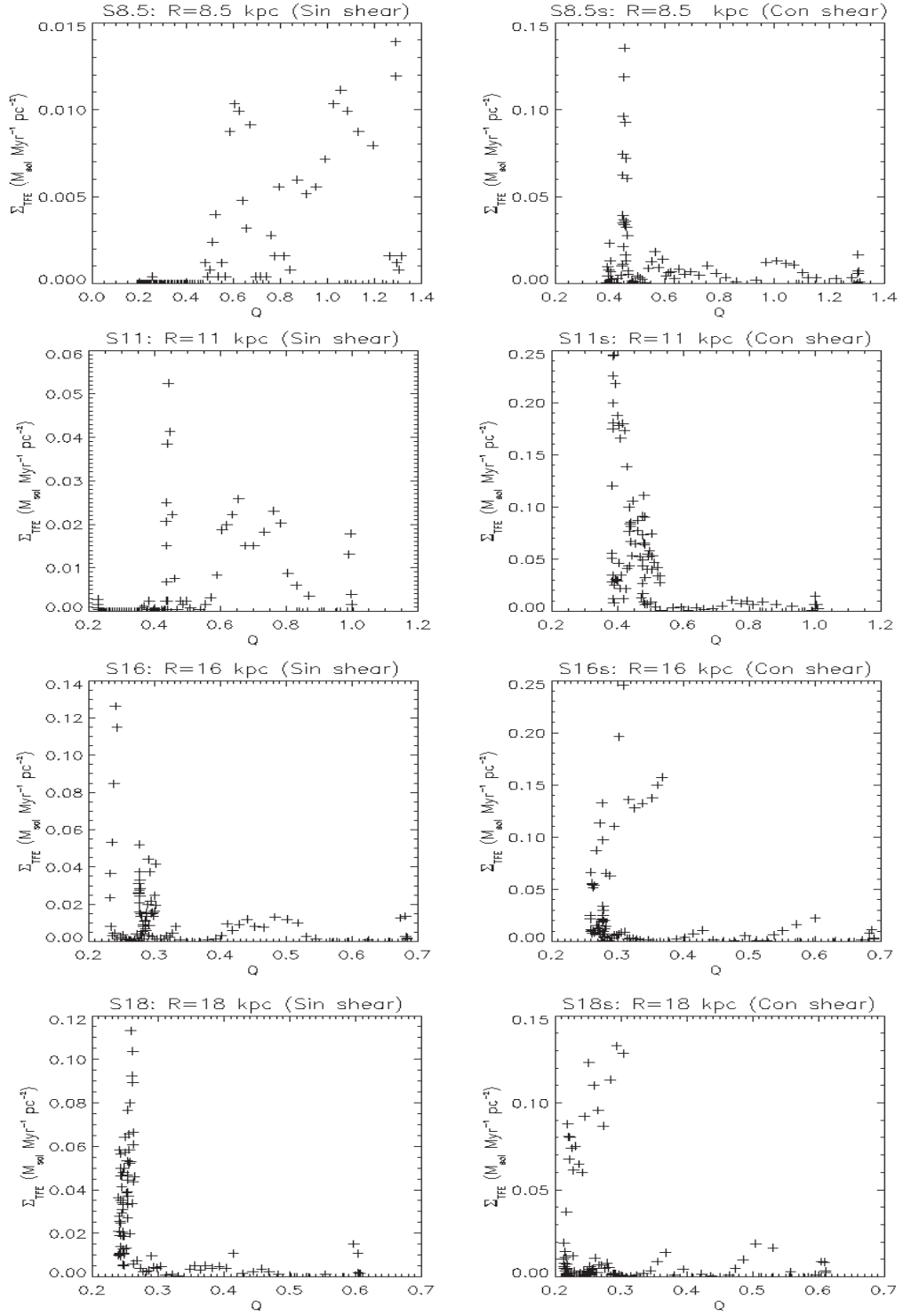


Figura 6.7: Gráficas de la densidad de la TFE como función del promedio del parámetro de Toomre (Q). En la parte superior de cada gráfica se indica a que simulación pertenece, y cada punto de cada gráfica corresponde a un tiempo dado de toda la simulación.

tenemos que $\Sigma_{TFE} \propto \Omega$, tal como predice la ley Dinámica (ecuación 4.10 del capítulo 4). Este intervalo de frecuencias corresponde al intervalo de radios $11 \leq R \leq 18$ kpc, por lo que podemos decir que en nuestras simulaciones, la ley Dinámica se cumple en los bordes de las galaxias tipo la Vía Láctea³.

Por otra parte tenemos los resultados observacionales de varios grupos, y en particular los de Kennicutt (1998a) que se muestran en la figura 6.8, en los que se grafica Σ_{TFE} como función de Σ_g/τ_{dyn} , donde Σ_g es la densidad superficial del gas promediada sobre todo el disco y τ_{dyn} es el tiempo dinámico que se mide en el borde de cada disco galáctico y está relacionado con Ω por $\tau_{dyn} = 2\pi/\Omega$. De las galaxias de la muestra de Kennicutt, 16 son espirales (círculos negros de la figura 6.8), a las cuales se les mide tiempos dinámicos entre $1,3$ y $2,8 \times 10^8$, lo cual corresponde a velocidades angulares entre $0,6 \leq \Omega \leq 0,28$ (en unidades de $7,85 \times 10^{-8} \text{ yr}^{-1}$) lo que corresponde a un intervalo más amplio de lo que muestran nuestras simulaciones. Sin embargo, los puntos que quedan fuera del intervalo en el que $\Sigma_{TFE} \propto \Omega$ (en la figura 6.6), son los más dispersos⁴ en las observaciones de Kennicutt y que se marcan en la figura 6.8 con puntos blancos de borde grueso.

Por tanto, podemos decir que nuestros resultados, para velocidades angulares entre $0,27$ y $0,165$, son consistentes con las observaciones y el ajuste hecho por Kennicutt (1989a).

Como hemos mencionado, la ley Dinámica involucra la densidad superficial promedio sobre todo disco galáctico y la velocidad angular en el borde del disco. Nuestras simulaciones muestran que, en una región con características similares a regiones del disco de la Vía Láctea, esta ley funciona para $0,165 < \Omega < 0,27$, mientras que para $\Omega > 0,27$ (ver figura 6.6) la TFE decrece al aumentar Ω . Este comportamiento se puede entender mejor si consideramos el análisis de estabilidad lineal que resulta de las ecuaciones de movimiento en un disco gaseoso con rotación (Safronov, 1960; Goldreich & Lynden-Bell, 1965). Así, en el espacio de Fourier, la relación de dispersión (resultado de perturbaciones axi-simétricas en un disco gaseoso) es:

$$\omega_g^2 = \kappa^2 + k^2 \sigma_g^2 - 2\pi G k \Sigma_g \quad (6.1)$$

donde ω_g es la tasa de crecimiento de la inestabilidad, k es el número de onda de la perturbación, G la constante de gravitación, σ_g es la dispersión de velocidad, κ es la frecuencia epicíclica y Σ_g es la densidad superficial del gas. La inestabilidad crece si $\omega_g^2 < 0$ ó equivalentemente si:

³como referencia, nuestra galaxia tiene un radio de materia visible de ~ 15 kpc.

⁴con excepción de un punto que cae cerca de la línea del ajuste.

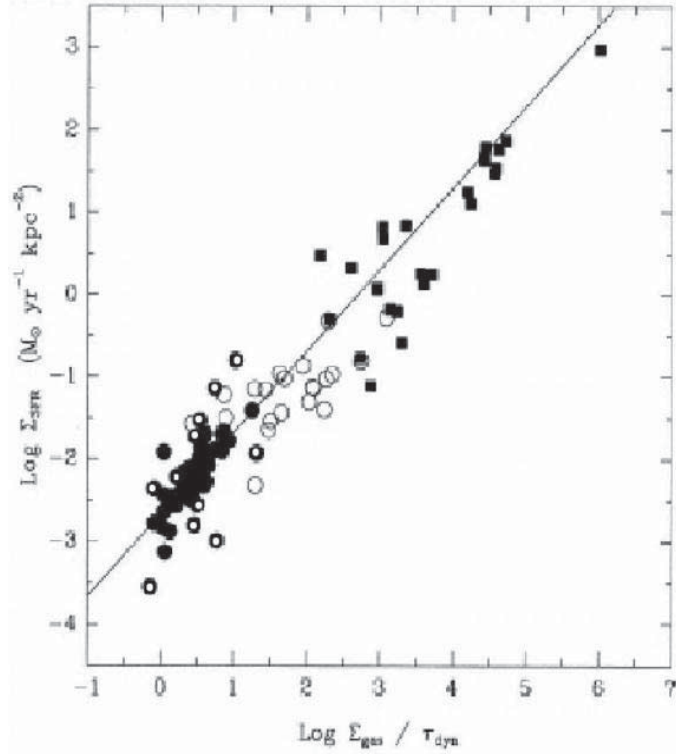


Figura 6.8: TFE para muestras de discos normales (círculos llenos) y starburst (cuadrados) como función del cociente de la densidad y la escala de tiempo orbital. La línea recta es un ajuste, tomando en cuenta solo los discos, cuya pendiente es de ~ 1 , como lo predice la ecuación 4.11. Figura 7 de Kennicutt (1998a).

$$Q \equiv \frac{\kappa \sigma_g}{\pi G \Sigma_g} < 1 \quad (6.2)$$

que es el parámetro de Toomre que hemos usado. El valor de ω_g^2 tiene un pico en:

$$k_{max} = \frac{\pi G \Sigma_g}{\sigma_g^2} = \frac{\kappa}{\sigma_g Q} \quad (6.3)$$

y por tanto la tasa de crecimiento máxima es:

$$|\omega_{max}| = \frac{\kappa(1 - Q^2)^{1/2}}{Q}. \quad (6.4)$$

Evidentemente no habrá inestabilidad gravitacional si $Q > 1$. Reescribiendo $Q = \Lambda \kappa$, con $\Lambda \equiv \sigma_g / \pi G \Sigma_g$, podemos también reescribir $|\omega_{max}|$ mediante la aproximación⁵:

⁵para $|x| < 1$ tenemos que $(1 - x)^{1/2} \simeq 1 - x/2 + x^2/8 - \dots$

$$|\omega_{max}| = \frac{1}{\Lambda}(1 - \kappa^2\Lambda^2)^{1/2} \simeq \frac{1}{\Lambda}(1 - \frac{1}{2}\kappa^2\Lambda^2 + \frac{1}{8}\kappa^4\Lambda^4 - \dots) \quad (6.5)$$

de la cual podemos ver que para una dispersión de velocidades fija y una densidad superficial fija, al aumentar κ , aumenta Q y $|\omega_{max}|$ disminuye, por lo que nos acercamos al régimen estable. Esto podría explicar el comportamiento observado para valores de $\Omega > 0,27$. Mientras que el hecho de que en el intervalo $0,165 < \Omega < 0,27$ no se siga este comportamiento se puede deber a que tanto la dispersión de velocidades como la densidad superficial no sean uniformes.

Capítulo 7

Conclusiones.

Como mencionamos en el capítulo introductorio, el objetivo de este trabajo de tesis es estudiar la influencia que tiene la rotación en la TFE y para esto hacemos simulaciones hidrodinámicas de un fluido supersónicamente turbulento en dos dimensiones a escala de 1 kpc en el plano del disco Galáctico a una resolución de 512^2 pixeles; incorporando procesos físicos tales como rotación, autogravedad, shear, FE y tomando parámetros característicos del MIE.

Para entender el problema, en los primeros dos capítulos (2 y 3) describimos la estructura y condiciones físicas del MIE, así como los procesos y modelos de FE. En el capítulo 4 presentamos los principales resultados observacionales, teóricos y numéricos, con el fin de tener puntos de comparación. En el capítulo 5 describimos a detalle el modelo empleado y finalmente en el capítulo 6 presentamos los resultados principales.

Los resultados obtenidos son consistentes con las observaciones: *i)* reproducen la estructura filamentaria típica de las regiones de FE; *ii)* se pueden identificar claramente sitios de FE en donde la densidad es alta y la temperatura es muy baja; *iii)* en las simulaciones con shear, la forma de la TFE como función de Ω (figura 6.6 del capítulo 6) es consistente con las observaciones de la ley Dinámica por Kennicutt (1998a; figura 6.8 del capítulo 6) y con los resultados numéricos obtenidos por Li *et al.* (2005; figura 4.11 del capítulo 4).

Como todos, el modelo empleado tiene varias limitaciones y algunos de las más relevantes que pudieron afectar los resultados son, la relativa baja resolución, las dos dimensiones adoptadas y la omisión de supernovas (SN). Con la resolución adoptada no es posible resolver características del MIE a escalas más pequeñas que $\sim 3 - 5$ pixeles ($\sim 6 - 10$ pc). Por otra parte, la bidimensionalidad provoca una cascada de energía inversa (de pequeñas a grandes escalas) que no se presenta en 3D (Kraichnan, 1967) y por lo tanto, se reduce

la tasa de disipación de energía a pequeñas escalas comparado con el caso en 3D (*p. ej.* Lesieur, 1990). Finalmente, la omisión de SN¹ resulta en la ausencia de la fase de gas caliente ($T \sim 3 \times 10^5 - 10^6$ K, $\rho \sim 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$), la cual ocupa la mayor parte del volúmen.

Finalmente, es importante hacer notar el amplio trabajo bibliográfico realizado, con el fin de tener puntos de comparación con otros autores y poner en contexto los resultados obtenidos.

¹omisión que resulta necesaria en el modelo, debido al contraste de temperatura y densidad alcanzados.

Bibliografía

- [1] Adams, W. S., 1949, *Ap. J.*, 109, 354.
- [2] Alves J. F., C. J. Lada, E. A. Lada, *Nature*, 409, 159.
- [3] Ballesteros-Paredes, J., L. Hartmann, 2007, *RMAA*, 43, 123.
- [4] Beals, C. S., 1936, *MNRAS*, 96, 661.
- [5] Blandfor, R. D., Eichler, D., 1987, *Phys. Rep.*, 154, 1.
- [6] Blitz, L., F. H. Shu, 1980, *Ap. J.*, 238, 148.
- [7] Blitz, L., L. Magnani, L. Mundy, 1984, *Ap. J.*, 282, L12.
- [8] Blitz, L., Y. Fukui, A. Kawamura, A. Leroy, N. Mizuno, E. Rosolowsky, 2007, *Protostars and Planets V*, B. Reipurth, D. Jewitt, and K. Keil (eds.), University of Arizona Press, Tucson, 951, p. 81-96.
- [9] Bloemen, H., 1989, *ARAA*, 27, 469.
- [10] Blitz, L., F. H. Shu, 1980, *Ap. J.*, 238, 148.
- [11] Boissier, S., N. Prantzos, 1999. *MNRAS*, 307: 857-876.
- [12] Boissier, S., N. Prantzos, 2000. *MNRAS*, 312, 398.
- [13] Boissier, S., Boselli A., N. Prantzos, G. Gavazzi, 2003. *MNRAS*, 346:1215-1230.
- [14] Boissier, S., N. Prantzos, A. Boselli, G. Gavazzi, 2003. *MNRAS*, 346:1215-1230.
- [15] Bronfman, L., R. S. Cohen, H. Alvarez, J. May, P. Thaddeus, 1988, *Ap. J.*, 324, 248.
- [16] Buat, V., J. M. Deharveng, J. Donas, 1989, *A&A*, 223, 42.
- [17] Canuto C., M. Y. Hussaini, A. Quarteroni, T. A. Zang, 1988, *Spectral Methods in Fluids Dynamics*, (Berlin: Springer).

- [18] Carr. J. S., 1987, *Ap. J.*, 323, 170.
- [19] Carrol B. W., D. A. Ostlie, 1996, *An Introduction to Modern Astrophysics*.
- [20] Caselli P. P. C. Myers, *Ap. J.*, 446, 665.
- [21] Castor, J., R. McCray, R. Weaver, 1975, *Ap. J.*, 200, L110.
- [22] Chiappini, C., F. Matteucci, R. Gratton, 1997, *Ap. J.*, 477, 765.
- [23] Clarke, C. J., I. A. Bonnell, L. A. Hillenbrand, en *Protostars and Planets IV*, editado por V. G. Mannings, A. P. Boss y S. S. Russell (University of Arizona Press, Tucson), p. 151.
- [24] Clemens, D. P., D. B. Sanders, N. Z. Scoville, 1988, *Ap. J.*, 327, 139.
- [25] Colella, P., H. M. Glaz, 1985, *J. Chem. Phys.*, 59, 264.
- [26] Cordes, J. M., J. M. Weisberg, D. A. Frail, S. R. Spangler, M. Ryan, 1991, *Nature (London)*, 354, 121.
- [27] Cox, D. P., B. W. Smith, 1974, *Ap. J.*, 189, L105.
- [28] Crutcher, R. M., 1999, *Ap. J.*, 520, 706.
- [29] Cui, W., W. T. Sanders, D. McCammon, S. L. Snowden, D. S. Womble, 1996, *Ap. J.*, 468, 102.
- [30] Dalgarno, A., R. A. McCray, 1972, *ARAA*, 10, 175.
- [31] Dame T. M., B. G. Elmegreen, R. S. Cohen, P. Thaddeus, 1986, *Ap. J.*, 305, 892..
- [32] Davis, L, Jr., J. L. Greenstein, 1951, *Ap. J.*, 114, 206.
- [33] Dickey, J. M., F. J. Lockman, 1990, *ARAA*, 28, 215.
- [34] Dickey, J. M., Y. Terzian, E. E. Salpeter, 1978, *Ap. J., Suppl. Ser.* 36, 77.
- [35] Diplas, A., B. D. Savage, 1991, *Ap. J.*, 377, 126.
- [36] Dopita, M. A., S. D. Ryder, 1994, *Ap. J.*, 430, 163.
- [37] Dove, J. B., J. M. Shull, A. Ferrara, 2000, *Ap. J.*, 531, 846.
- [38] Duley, W. W., D. A. Williams, 1981, *MNRAS*, 196, 269.
- [39] Dyson J. E., Williams D. A.; *The Physics of the Interstellar Medium; The Graduate Series in Astronomy* (1997).

-
- [40] De Avilez M. A. 2000. *MNRAS*, 345:479-497.
- [41] Dopita M. A., Ryder S. 1994. *Ap. J.*, 430: 163-178.
- [42] Efremov, Y. N., 1995, *AJ*, 110, 2757.
- [43] Elmegreen, B. G., 1979, *Ap. J.*, 232, 729.
- [44] Elmegreen, D. M., B. G. Elmegreen, 1984, *Ap. J. Ser.*, 54, 127.
- [45] Elmegreen, B. G., 1987, *Ap. J.*, 312, 626.
- [46] Elmegreen, B. G., 1991. *Ap. J.*, 378:139-156.
- [47] Elmegreen, B. G., 1994, *Ap. J.*, 433, 39.
- [48] Elmegreen, B. G., 1995, *MNRAS*, 275, 974.
- [49] Elmegreen, B. G., 1997, *Rev. Mexicana Astron. astrofis. Conf. Ser.*, 6, 165.
- [50] Elmegreen, B. G., 2002. *Ap. J.*, 577:206-220.
- [51] Elmegreen, B. G., Y. N. Efremov, R. Pudritz, H. Zinnecker, 2000, en *Protostars and Planets IV*, editado por V. G. Mannings, A. P. Boss y S. S. Russell (University of Arizona Press, Tucson), p. 179.
- [52] Elmegreen, B. G., J. Palous, 2006, en *Triggered Star Formation in Turbulent Interstellar Medium*.
- [53] Falgarone, E., J. L. Puget, M. Perault, 1992, *Astron Astrophys.*, 257, 715.
- [54] Ferrière K. M. 2001. *Reviews of Modern Physics.*, 73:1031-1066.
- [55] Fiege, J. D., R. E. Pudritz, 2000a, *MNRAS*, 311, 85.
- [56] Field, G. B., W. C. Saslaw, 1965, *Ap. J.*, 142, 568.
- [57] Franco, J., D. Cox, 1983, *Ap. J.*, 273, 243.
- [58] Franco, J., D. Cox, 1986, *PASP*, 98, 1076.
- [59] Frisch, U., 1995, *Turbulence The Legacy of A. N. Kolmogorov* (Cambridge: University Press).
- [60] Gallagher, J. S., D. A. Hunter, 1984, *ARAA*, 22, 37.
- [61] Garay, G., S. Lizano, 1999, *Astron. Soc. of the Pacif.*, 111, 1049-1087.

- [62] Ginzburg, V. L. S. I. Syrovatskii, 1965, *ARAA*, 3, 297.
- [63] Gleeson, L. J., W. I. Axford, 1968, *Ap. J.*, 154, 1011.
- [64] Goldreich, P., L. Lyden-Bell, 1965, *MNRAS*, 130, 97.
- [65] Goldreich, P., S. Tremaine, 1982, *ARAA*, 20, 249.
- [66] Goldsmith, P. F., 1987, en *Interstellar Processes*, editado por D. J. Hollenbach y A. Thronson, Jr. (Reidel, Dordrecht), p. 51.
- [67] Grant, H. L., R. W. Stewart, A. Moilliet, 1962, *J. Fluid Mech.*, 12, 241.
- [68] Guiderdoni, B., 1987, *A&A*, 172, 27.
- [69] Haffner, L. M., R. J. Reynolds, S. L. Tufte, 1999, *Ap. J.*, 523, 223.
- [70] Hall, J. S., 1949, *Science*, 109, 166.
- [71] Hanasz, M., H. Lesch, 2000, *Ap. J.*, 534, 235.
- [72] Harding, D. S., A. K. Harding, 1982, *Ap. J.*, 257, 603.
- [73] Heiles, C., 1987, *Ap. J.*, 315, 555.
- [74] Heitsch, F., M. Mac Low, R. S. Klessen, 2001a, *Ap. J.*, 547, 280.
- [75] Helfer, T. T., M. D. Thornley, M. W. Regan, T. Wong, K. Sheth, et al., 2003, *Ap. J. Suppl.*, 145, 259.
- [76] Hess, V., 1919, *Phys. Z.*, 13, 1084.
- [77] Heyer, M. H., E. Corbelli, S. E. Schneider, J. S. Young, 2004, *Ap. J.*, 602, 723.
- [78] Hillas, A. M., 1984, *ARAA*, 22, 425.
- [79] Hiltner, W. A., 1949a, *Science*, 109, 165.
- [80] Hippelein, H., M. Haas, R. J. Tuffs, D. Lemke, M. Stickel, U. Klaas, K. J. Volk, 2003, *A&A*, 407, 137.
- [81] Hollenbach, D. J., E. E. Salpeter, 1971, *Ap. J.*, 163, 155.
- [82] Hunter, D. A., B. G. Elmegreen, A. L. Baker, 1998, *Ap. J.*, 493, 595.
- [83] Jenkins, E. B., D. A. Meloy, 1974, *Ap. J.*, 193, L121.
- [84] Jijina, J., P. C. Myers, F. C. Adams, 1999, *Ap. J. Suppl.*, 125, 161.

-
- [85] Jones, C. E., S. Basu, J. Dubinski, 2001, *Ap. J.*, 551, 387.
- [86] Karttunen H., Kroger P, Oja H., Poutanen M., Donner K. J.; *Fundamental astronomy*; Springer; tercera ed. (2000).
- [87] Katz, N., I. Furman, O. Biham, V. Pirronello, G. Vidali, 1999, *Ap. J.*, 522, 305.
- [88] Kennicutt Jr., R. C., 1989, *Ap. J.*, 344, 685.
- [89] Kennicutt Jr., R. C. 1997. *Ap. J.*, 498:541-552.
- [90] Kennicutt Jr., R. C., 1998a, en *Starbursts: Triggers, Nature, and Evolution*, ed. B. Guiderdoni y A. Kembhavi (Cambridge: EDP Sciences), 1.
- [91] Kennicutt Jr., R. C., 1998b, *Ap. J.*, 498, 591.
- [92] Kennicutt Jr., R. C., P. Tamblyn, C. W. Congdon, 1994, *Ap. J.*, 435, 22.
- [93] Kim, J., S. S. Hong, D. Ryu, T. W. Jones, 1998, *Ap. J. Lett.*, 506, L139.
- [94] Klessen, R. S., A. Burkert, 2000, *Astrophys. J. Suppl. Ser.*, 128, 287.
- [95] Klessen, R. S., F. Heitsch, M.-M. Mac Low, 2000, *Ap. J.*, 535, 887.
- [96] Kolmogorov, A. N., 1941, *Dokl. Akad. Nauk.*, 30, 301.
- [97] Korpi M. J., Brandenburg A., Shukurov A., Tuominen I., Nordlund A. 1999. *Ap. J.*, 514:L99-101.
- [98] Kraichnan, R. H., 1967, *Phys. Fluids*, 10, 1417.
- [99] Kravtsov A. V., 1999, *Ph. D. Thesis*, New Mexico State Univ.
- [100] Kravtsov A. V. 2003. *Ap. J.*, 590:L1-4.
- [101] Krumholz, M. R., C. F. McKee, 2005, *Ap. J.*, 630, 250.
- [102] Krumholz, M. R., C. D. Matzner, C. F. McKee, 2006, *Ap. J.*, 653, 361.
- [103] Kwan, J., 1979, *Ap. J.*, 229, 567.
- [104] Kulkarni, S. R., C. Heiles, 1987, en *Interstellar Processes*, editado por D. J. Hollenbach y H. A. Thronson, Jr. (Reidel, Dordrecht), p. 87.
- [105] Lada, E. A., J. Bally, A. A. Stark, 1991, *Ap. J.*, 368, 432.
- [106] Larson, R. B., 1981, *MNRAS*, 194, 809.

- [107] Larson, R. B., 2003, *Rep. Prog. Phys.*, 66, 1651.
- [108] Lesieur, M., 1990, *Turbulence in Fluids*; second ed (Dordrecht: Kluwer).
- [109] Li, P. S., M. L. Norman, M.-M. Mac Low, F. Heitsch, 2004, *Ap. J.*, 605, 800.
- [110] Li Y., Mac Low M. M., Klessen R. 2005. *Ap. J.*, 639:879-896.
- [111] Lizano, S., Shu F. H., 1989. *Ap. J.*, 342: 834-854.
- [112] Loren, R. B., 1989, *Ap. J.*, 338, 902.
- [113] Luna A., Bronfman L., Carrasco L., May J. 2005. *Ap. J.*, 641:938-948.
- [114] MacArthur, L. A., S. Courteau, E. Bell, J. Holtzman, 2004, *Ap. J. Ser.*, 152, 175.
- [115] Mac Low, M.-M., 1999, *Ap. J.*, 524, 169.
- [116] Mac Low, M.-M., R. S. Klessen, A. Burket, M. D. Smith, 1998, *Phys. Rev. Lett.*, 80, 2754.
- [117] Mallik, D. C. V., 1975, *Ap. J.*, 197, 355; 200, 803(E).
- [118] Maloney, P., 1990, *Ap. J.*, 348, L9.
- [119] Manchester, R. N., J. H. Taylor, 1981, *Ap. J.*, 86, 1953.
- [120] Mardones D. 2003. *ASP Conference Series*, 287:3-12.
- [121] Martin C. L., Kennicutt Jr. R. C. 2001. *Ap. J.*, 555:301-321.
- [122] Mathis, J. S., 1987, *Exploring the Universe with the IUE Satellite*, editado por Y. Kondo y W. Wamsterker (Kluwer, Dordrecht), p. 517.
- [123] Matzner, C. D., 2002, *Ap. J.*, 566, 302.
- [124] McCammon, D., W. T. Sanders, 1990, *ARAA*, 28, 657.
- [125] McCray, R., T. P. Snow, Jr., 1979, *ARAA*, 17, 213.
- [126] McKee, C. F. 2007. *Astron. Astrophys.*, 45:565-687.
- [127] McKee, C. F., E. C. Ostriker, 2007, *ARAA*, 45: 565-687.
- [128] McKee, C. F., J. H. Holliman, 1999, *Ap. J.*, 522, 313.

-
- [129] McKee, C. F., E. G. Zweibel, A. A. Goodman, C. Heiles, 1993, en *Protostars and Planets III*, editado por E. H. Levy y J. I. Lunine (University of Arizona Press, Tucson), p. 327.
- [130] Mac Low, M.-M., R. S. Klessen, 2004, *Rev. Mod. Phys.*, 76, 125.
- [131] Merlin, E., Chiosi C. 2007. *Astron. Astrophys.*, 374:499-516.
- [132] Mestel, L., L. Spitzer, Jr., 1956, *MNRAS*, 116, 503.
- [133] Meurer, G. R., C. Carignan, S. F. Beaulieu, K. C. Freeman, 1996, *Ap. J.*, 111, 1551.
- [134] Meyer, J. P., 1985, *Ap. J., Suppl. Ser.*, 57, 173.
- [135] Miller, J. S., W. G. Mathews, 1972, *Ap. J.*, 172, 593.
- [136] Miller, G. E., J. M. Scalo, 1979, *ApJS.*, 41, 513.
- [137] Morrison, D., Wolff S., Franknoi A., 1995, *Exploration of the universe*, Saunders Golden Sunburst Series.
- [138] Mouschovias, T. C., 1976, *Ap. J.*, 207, 141.
- [139] Mouschovias, T. C., F. H. Shu, P. R. Woodward, 1974, *Astron. Astrophys.*, 33, 73.
- [140] Myers, P. C., 1987, en *Interstellar Processes*, editado por D. J. Hollenbach y H. A. Thronson, Jr. (Reidel, Dordrecht), p. 71.
- [141] Myers, P. C., A. A. Goodman, R. Gusten, C. Heiles, 1995, *Ap. J.*, 442, 177.
- [142] Nakamura, F., Z. Y. Li, 2005, *Ap. J.*, 631, 411.
- [143] Nakano, T., 1998, *Ap. J.*, 494, 587.
- [144] Norman, C. A., J. Silk, 1980, *Ap. J.*, 239, 968.
- [145] Obukhov, A. M., 1941, *C. R. Acad. Sci. USSR*, 32, 19.
- [146] Osterbrock, D. E., 1989, *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei* (University Science Books, Mill Valley, CA).
- [147] Padoan, P., A. Nordlund, 1999, *Ap. J.*, 526, 279.
- [148] Parker, E. N., 1966, *Ap. J.*, 145, 811.
- [149] Passot T., A. Pouquet, P. R. Woodward, 1988, *A&A*, 197, 228.

- [150] Passot T., Vázquez-Semadeni E. C., Pouquet A. 1995. *Ap. J.*, 455, 702 (Paper II).
- [151] Peimbert M. (Compilador); *Temas selectos de Astrofísica*, UNAM (1984).
- [152] Porter, D. H., A. Pouquet, P. R. Woodward, 1994, *Phys. Fluids*, 6, 2133.
- [153] Porter, D. H., A. Pouquet, P. R. Woodward, 1995, in *Small-Scale Structures in Tree-Dimensional Hydrodynamic and Magnetohydrodynamic Turbulence*. Ed. M. Meneguzzi, A. Pouquet, P. L. Sulem (Berlin: Springer), 51.
- [154] Quirk, W., 1972, *Ap. J.*, 196, L9.
- [155] Rana N. C., 1987, *Astron. Astrophys.*, 184: 104-118.
- [156] Rana N. C., 1991, *ARAA*, 29, 129.
- [157] Rand, R. J., S. R. Kulkarni, 1989, *Ap. J.*, 343, 760.
- [158] Raymond, J. C., D. P. Cox, B. W. Smith, 1976, *Ap. J.*, 204, 290.
- [159] Reynolds, R. J., 1985a, *Ap. J.*, 294, 256.
- [160] Reynolds, R. J., 1991, en *The Interstellar Disk-Halo Connection in Galaxies*, IAU Symposium No. 144, editado por H. Bloemen (Kluwer, Dordrecht) p. 67.
- [161] Robertson B., Yoshida N., Springel V., Hernquist L. 2003. *Ap. J.*, 6006:32-45.
- [162] Rodríguez L. F. (Compilador), 1996, *Formación estelar*, UNAM-Fondo de Cultura Económica.
- [163] Roesler, F. L., R. J. Reynolds, F. Scherb, P. M. Ogden, 1978, en *High Resolution spectroscopy*, editado por M. Hack (Osservatorio Astronomico di Trieste, Trieste), p. 600.
- [164] Rose, H. A., Sulem, P. L., 1978, *J. Physique*, 39, 441.
- [165] Rosen, A., J. N. Bregman, 1995, *Ap. J.*, 440, 634.
- [166] Rosen, A., J. N. Bregman, M. L. Norman, 1993, *Ap. J.*, 413, 137.
- [167] Sakamoto, K., S. K. Okumura, S. Ishizuki, N. Z. Scoville, 1999, *Ap. J. Suppl.*, 124, 403.
- [168] Sanders, D. B., P. M. Solomon, N. Z. Scoville, 1984, *Ap. J.*, 276, 182.
- [169] Savage, B. D., et. al, 2000, *Ap. J.*, 538, L27.

-
- [170] Scalo, J. M., 1987, in *Interstellar Processes*. Ed. D. J. Hollembach y H. A. Thronson (Dordrech: Reidel), 349.
- [171] Schaye, J., 2002, e-print *astro-ph/0205125*.
- [172] Schmidt, M., 1959, *Ap. J.*, 129, 243.
- [173] Scoville, N. Z., D. B. Sanders, 1987, en *Interstellar Processes*, editado por D. J. Hollenbach y H. A. Thronson, Jr. (Reidel, Dordrecht), p. 21.
- [174] Shu, F. H., 1974, *Astron. Astrophys.*, 33, 55.
- [175] Shu F. H., Adams F. C., Lizano S. 1987. *ARAA*, 25:23-81.
- [176] Shull, J. M., S. Beckwith, 1982, *ARAA*, 20, 163.
- [177] Simpson, J. A., 1983a, *composition and Origin of Cosmic Rays*, editado por M. M. Shapiro (Reidel, Dordrecht), p. 1.
- [178] Silk, J., 1997, *Ap. J.*, 481, 703.
- [179] Silvan, J. P., 1974, *Astron. Astrophys.*, Suppl. Ser. 16, 163.
- [180] Skillman, E. D., 1987, en *Star Formation in Galaxies*, ed. C. Persson (Washington: GPO), 236.
- [181] Sliz A. D., Devriendt J. E. G., Bryan G., Silk J. 2005. *MNRAS*, 356:737-752.
- [182] Smith, A. M., T. P. Stecher, 1971, *Ap. J.*, 164, L43.
- [183] Snowden, S. L., D. P. Cox, D. McCammon, W. T. Sanders, 1990, *Ap. J.*, 354, 211.
- [184] Sofronov, V. S., 1960, *Ann. Astrophys.*, 23, 979.
- [185] Solomon, P. M., D. B. Sanders, A. R. Rivolo, 1985, *Ap. J.*, 292, L19.
- [186] Solomon, P. M., A. R. Rivolo, J. Barrett, A. Yahil, 1987, *Ap. J.*, 319, 730.
- [187] Spitzer, L., Jr., 1956, *Ap. J.*, 124, 20.
- [188] Spitzer, L., Jr., 1968, *Diffuse Matter in Space* (New York: Wiley).
- [189] Spitzer, L., Jr., 1987, *Physical Processes in the Interstellar Medium* (Wiley-Interscience, New York).
- [190] Spitzer, L., Jr., 1990, *ARAA*, 28, 71.

- [191] Stark, A. A., Y. Lee, 2006, *Ap. J. Lett.*, 641, L113.
- [192] Stil, J. M., F. P. Israel, 2002, *A&A*, 392, 473.
- [193] Stone, J. M., E. C. Ostriker, C. F. Gammie, 1998, *Ap. J.*, 508, L99.
- [194] Tan, J. C., 2000, *Ap. J.*, 536, 173.
- [195] Tasker E. J., Bryan G. L. 2005. *Ap. J.*, 641:878-892.
- [196] Tenjes, P., U. Haud, 1991, *A&A*, 251, 11.
- [197] Troland, T. H., C. Heiles, 1986, *Ap. J.*, 301, 339.
- [198] Trumpler, R. J., 1930, *Lick Obs. Bull.*, 420, 154.
- [199] Tomiska, K., S. Ikeuchi, T. Nakamura, 1989a, *Ap. J.*, 341, 220.
- [200] Toomre, A., 1964, *Ap. J.*, 139, 1217.
- [201] Valée J. P. 1994., *Ap. J.*, 437:179-183.
- [202] van Zee, L., M. Haynes, J. J. Salzer, A. H. Broelis, 1997, *Ap. J.*, 113, 1618.
- [203] Vázquez-Semadeni E. C. 2003,. *Astron. Astrophys.*, 221:51-59.
- [204] Vázquez-Semadeni E. C., A. Gazol, J. Scalo, 2000, *Ap. J.*, 540: 271-285.
- [205] Vázquez-Semadeni E. C., Passot T., Pouquet A. 1995, *Ap. J.*, 441, 536.
- [206] Vázquez-Semadeni E. C., Passot T., Pouquet A. 1996, *Ap. J.*, in press (Dec. 20).
- [207] Vázquez-Semadeni E. C., 1998. Turbulence in Molecular Clouds en *Chemistry, Physics, and Observations of Molecules in Space. Proc. of the 1996 INAOE Summer School of Millimeter-Wave Astronomy*, eds. W. F. Wall, A. Carraminana, L. Carrasco, P. F. Goldsmith, in press.
- [208] Vázquez-Semadeni E. C., E. C. Ostriker, T. Passot, C. F. Gammie, J. M. Stone, 2000b, en *Protostars and Planets IV*, editado por V. G. Mannings, A. P. Boss y S. S. Russell (University of Arizona Press, Tucson), p. 3.
- [209] Vivekanand, M., R. Narayan, 1982, *J. Astrophys. Astron.*, 3, 399.
- [210] Wada K. 2001. *Ap. J.*, 559:L41-44.
- [211] Wada K., Norman C. 1999. *Ap. J.*, 516:L13-16.

-
- [212] Wada K., Norman C. 2001. *Ap. J.*, 547, 172.
- [213] Wada K., Norman C. 2007. *Ap. J.*, 660:276-287.
- [214] Wang B., Silk J. 1993. *Ap. J.*, 427:759-769.
- [215] Webber, W. R., 1983, in *composition and Origin of Cosmic Rays*, editado por M. M. Shapiro (Reidel, Dordrecht), p. 25.
- [216] Webber, W. R., 1983, in *composition and Origin of Cosmic Rays*, editado por M. M. Shapiro (Reidel, Dordrecht), p. 83.
- [217] Weisberg, J. M., J. Ranking, V. Boriakoff, 1980, *Astron. Astrophys.*, 88, 84.
- [218] Whitworth, A. P., 1979, *MNRAS*, 186, 59.
- [219] Williams, J. P., C. F. McKee, 1997, *Ap. J.*, 476, 166.
- [220] Williams, J. P., L. Blitz, C. F. McKee, 2000, en *Protostars and Planets IV*, editado por V. G. Mannings, A. P. Boss y S. S. Russell (University of Arizona Press, Tucson), p. 97.
- [221] Williamson, F. O., W. T. Sanders, W. L. Kraushaar, D. McCammon, R. Borken, A. N. Bunner, 1974, *Ap. J.* 193, L133.
- [222] Wilson, R. W., K. B. Jefferts, A. A. Penzias, 1970, *Ap. J.*, 161, L43.
- [223] Wilson, B. A., T. M. Dame, M. R. V. Mashedier, P. Thaddeus, 2005, *Astron. Astrophys.*, 430, 523.
- [224] Wolfire, M. G., D. Hollenbach, C. F. McKee, A. G. G. M. Tielens, E. L. O. Bakes, 1995, *Ap. J.*, 443, 152.
- [225] Wong, T., L. Blitz, 2001. *Ap. J.*, 569:157-183.
- [226] Wong, T., L. Blitz, 2002, *Ap. J.*, 569, 157.
- [227] Woolf, N. J., E. P. Ney, 1969, *Ap. J.*, 155, L181.
- [228] Woosely, S. E., T. A. Weaver, 1995, *ApJS*, 101, 181.
- [229] Wyse, R., 1986, *Ap. J.*, 311, L41-L45.
- [230] Wyse, R., J. Silk, 1989, *Ap. J.*, 339, 700.
- [231] York, D. G., 1974, *Ap. J.*, 193, L127.

- [232] York, D. G., 1977, *Ap. J.*, 213, 43.
- [233] Yorke, W. W., Tenorio-Tagle, G., P. Bodenheimer, M. Rózyczka, 1989, *Astron. Astrophys.*, 216, 207.
- [234] Zasov, A. V., S. G. Simakov, 1989, *Astrophysics*, 29, 518.
- [235] Zinnecker, H., H. W. Yorke, 2007, *ARAA*, 45: 481-563.