

**Parte III**

**Propiedades Globales del  
Medio Interestelar y de  
la Formación Estelar**

**José Franco**

Instituto de Astronomía  
Universidad Autónoma de México – UNAM  
Apdo. Postal 70-264,  
04510 México D. F., México.

e-mail: [pepe@astrocu.unam.mx](mailto:pepe@astrocu.unam.mx)



## Resumen

En el presente trabajo se discuten los elementos básicos de la física del medio interestelar general y se presentan los principales aspectos de los escenarios teóricos para la formación estelar inducida. Se consideran todos los diferentes agentes que han sido propuestos en el caso de las galaxias gaseosas “normales”. Estos agentes incluyen a la formación estelar estimulada por colisiones entre nubes, por ondas espirales y por la inyección de energía estelar (tanto en energía mecánica como radiativa). Las tasas correspondientes de formación estelar, que *sólo pueden ser derivadas bajo la suposición de equilibrio*, suelen escribirse como leyes de potencias dependientes de la densidad (volumétrica o columnar) del gas. Los valores del exponente están limitados, en todos los casos considerados, dentro del intervalo entre 1 y 2. También se han encontrado dependencias adicionales con la gravedad superficial del disco, con la opacidad del polvo y con la velocidad de rotación. Además, se han establecido valores que parecen definir un umbral para la densidad de materia requerida en las zonas donde puede ocurrir la formación estelar. Estas variables adicionales ya han sido incorporadas dentro de algunos esquemas particulares. Por otro lado, de los resultados con escenarios autoinducidos se sugiere que existen diferentes modos para la formación de estrellas de baja y alta masa. Finalmente, también se incluye un muy breve resumen de algunos resultados observacionales sobre las propiedades globales del medio interestelar y la formación de estrellas.



## Introducción

El gas interestelar es la materia prima de la cual se han formado y se siguen formando las estrellas. La transformación del gas en estrellas se produce a través de una larga serie de condensaciones sucesivas, que van compactando la masa de un fluido que es inicialmente muy tenue. De hecho, la formación de una estrella, o de un grupo de estrellas, es el punto culminante de un proceso que empieza en regiones de muy baja densidad y finaliza en las regiones más densas y frías del medio interestelar (ver Franco 1984b; Franco y Cantó 1985). Primero se forman estructuras de grandes dimensiones donde se apilan grandes masas de gas tenue. De ellas, después de algún tiempo, se generan nubes opacas y muy frías, probablemente autogravitantes, denominadas nubes moleculares. A su vez, estas nubes se fragmentan en una serie de condensaciones más densas que continúan contrayéndose por la acción de la gravedad, hasta que se forman los núcleos de las protoestrellas (*i.e.* Shu, Adams y Lizano 1987). Los detalles específicos de la formación de estos núcleos protoestelares dependen de un buen número de parámetros; la masa y la densidad de los fragmentos, su grado de ionización, la intensidad del campo magnético, su momento angular, la energía de los movimientos turbulentos, etc. Desafortunadamente, los valores de todas estas variables cambian mucho en el tiempo y de un punto

a otro dentro de las nubes, así que es prácticamente imposible seguir la evolución en detalle. Mucho menos predecir la producción estelar final de una nube determinada.

Para estudiar el problema de una forma más simple, suponiendo que las nubes moleculares son cajas negras que finalmente terminarán formando estrellas, los “escenarios de formación estelar a gran escala” se enfocan a analizar la capacidad que tiene un sistema galáctico para generar estas nubes “semilla” (los llamamos *escenarios* porque la mayoría, aunque no todos, simplemente proponen relaciones plausibles entre las variables físicas y distan mucho de poder ser considerados como modelos). Dentro de este esquema simplificado, la tasa de formación estelar queda determinada por los procesos de formación de nubes y por la eficiencia interna con la que (se supone) la masa en nubes puede ser transformada en grupos estelares. Esta forma de atacar al problema, aún cuando a primera vista parece sencilla y muy adecuada, también se encuentra llena de problemas que están abiertos. Sin embargo, tiene la ventaja de que relaciona la aparición de estructuras gaseosas con la transformación del gas en estrellas y permite explorar las conexiones que pueden existir entre la formación estelar y algunas de las propiedades globales de las galaxias gaseosas. Estas conexiones, por su parte, representan uno de los elementos fundamentales que se requieren para estudiar la formación y evolución de las galaxias.

En este trabajo haremos una breve descripción de los escenarios que han sido propuestos hasta la fecha. En el capítulo (17) se resumen los elementos y procesos físicos fundamentales que deben ser considerados en cualquier tratamiento del problema. Los capítulos siguientes son dedicados a la descripción de los diferentes tipos de escenarios. Finalmente, en el

---

último capítulo, se mencionan algunos de los resultados observacionales que son relevantes en el estudio de las propiedades a gran escala de la formación de estrellas.





## La Física Básica

Las propiedades globales del medio interestelar en las galaxias espirales dependen de una serie de diferentes factores. Entre estos factores, los más importantes son las distribuciones de masa total y de masa en gas, las fuentes de energía y de momento (también denominado impulso, ímpetu o simplemente “momentum”), la intensidad y geometría del campo magnético y la composición química del gas. Su importancia radica en que ellos delimitan tanto la estabilidad como las posibles respuestas del fluido gaseoso en las condiciones que imperan en diferentes regiones (y en diferentes momentos evolutivos) de las galaxias.

### 17.1 La distribución de masa

Dada la distribución espacial de la masa total en una galaxia,  $\rho_t(\vec{r})$ , el campo gravitacional del sistema queda determinado por la ecuación de Poisson

$$\nabla^2 \phi(\vec{r}) = 4\pi G \rho_t(\vec{r}), \quad (17.1)$$

donde  $\rho_t(\vec{r}) = \rho_g(\vec{r}) + \rho_*(\vec{r})$  es la suma de las distribuciones espaciales de masa en gas y masa en estrellas,  $\vec{r}$  es el vector de posición del punto que estemos considerando, y  $\phi$  y  $G$  son el

potencial y la constante gravitacionales, respectivamente (ver el libro de Binney y Tremaine 1987).

La distribución de masa en las galaxias espirales suele modelarse considerando tres componentes: bulbo, disco y halo masivo (este *halo masivo* no debe confundirse con el *halo gaseoso*, que casi no contribuye a la masa del sistema). La importancia de cada una de estas componentes varía mucho de galaxia a galaxia pero, con excepción de las regiones alrededor del núcleo, las contribuciones más importantes al campo gravitacional corresponden al disco y el halo masivo (*e.g.* Allen y Santillán 1991; Ferrara *et al.* 1991). Las características globales de este campo definen, suponiendo equilibrio rotacional, a la curva de rotación del disco y a las fuerzas de marea que operan sobre cualquier subsistema inmerso en la galaxia (de hecho, la curva de rotación puede ser considerada como una “visualización” de las fuerzas de marea). La suposición de equilibrio implica que la componente radial del campo está justamente balanceada, en cualquier radio galactocéntrico, por la rotación del disco.

De manera que, ignorando los esfuerzos tangenciales generados por la rotación diferencial, la estructura vertical del disco casi no depende del campo global. En primera aproximación, entonces, la aceleración gravitacional dentro del disco,  $g_z$ , es casi paralela al eje  $z$  y está determinada por la distribución local de materia. La aceleración gravitacional que siente una partícula localizada a una altura  $z$  sobre el plano puede aproximarse por

$$g_z = \int_0^z \nabla^2 \phi \, dz = 4\pi G \int_0^z \rho_t \, dz = 2\pi G \sigma_t(z), \quad (17.2)$$

donde  $\sigma_t(z)$  es la densidad superficial total de materia contenida entre las localidades  $+z$  y  $-z$  respecto al plano del

disco. Entonces, salvo una constante bien determinada, el aumento de la aceleración gravitacional con la altura sobre plano está simplemente definida por la distribución en el eje  $z$  de la densidad superficial total de materia,  $\sigma_t(z)$ . Esta aproximación es bastante buena hasta alturas  $z$  que sean algunas veces mayores que la *escala de altura* del disco,  $H_0$ , pero requiere de correcciones con términos radiales cuando la altura  $z$  se vuelve del orden del radio galactocéntrico,  $R$  (ésto es, la aproximación es adecuada hasta alturas  $z < R$ ).

Los dos aspectos del campo gravitacional que hemos mencionado (*i.e.* global y local), delimitan el tamaño máximo que pueden tener las estructuras gaseosas y el grado de compresión a que está sujeto el medio interestelar. Las fuerzas de marea, determinadas por la distribución global, definen el radio de marea máximo de los subsistemas mientras que la aceleración hacia el plano del disco, determinada por la distribución local, restringe el volumen donde se pueden mover las partículas que están amarradas al pozo de potencial. De hecho, dada la distribución de la masa gaseosa en el disco,  $\rho_g(z)$ , también podemos obtener la estructura de la presión del sistema. Esto se obtiene de suponer que existe equilibrio hidrostático

$$\frac{dP(z)}{dz} = \rho_g g_z. \quad (17.3)$$

Claramente, las formas funcionales específicas de  $g_z$  y  $\rho_g(z)$  definen la distribución de la presión dentro del disco,

$$P(z) = \int_z^\infty \rho_g g_z dz, \quad (17.4)$$

y la presión en el plano del disco (*i.e.*  $P(z)$  en  $z = 0$ ) queda definida por el valor promedio del *campo gravitacional local* y

por la *densidad superficial* del gas,  $\sigma_g$ ,

$$P_0 = \int_0^\infty \rho_g g_z dz = \frac{\langle g_z \rangle \sigma_g}{2}, \quad (17.5)$$

donde  $\langle g_z \rangle = (\int_0^\infty \rho_g g_z dz / \int_0^\infty \rho_g dz)$ . En otras palabras, el valor de la presión central está simplemente determinado por el *peso total de la columna de gas*, como es de esperarse en un sistema autogravitante. El límite superior de la integral ( $\rightarrow \infty$ ) simplemente indica que la integración debe considerar a todo el material sobre el plano que esté considerado como perteniente al disco gaseoso.

En el caso en que las escalas de altura del gas y de las estrellas sean similares, la ecuación (17.2) nos permite escribir a la ecuación (17.5) como

$$P_{max}(0) = \frac{\pi G \sigma_t \sigma_g}{2}, \quad (17.6)$$

y la presión central del disco queda únicamente determinada por las densidades superficiales del gas y las estrellas. Cuando las escalas de altura no son iguales, que es el caso general, la ecuación (17.6) simplemente nos brinda una cota máxima para la presión del sistema. En la vecindad solar, que está caracterizada por los parámetros  $\sigma_t \sim 75 M_\odot \text{ pc}^{-2}$  y  $\sigma_g \sim 11 M_\odot \text{ pc}^{-2}$  (*e.g.* Sanders *et al.* 1984), la cota superior a la presión del medio interestelar es  $P_{max}(0) \sim 3.6 \times 10^{-12} \text{ dyn cm}^{-2}$ . El valor de esta cota es ciertamente mayor a los valores derivados de diferentes resultados observacionales en la vecindad solar; es un factor de cerca de 10 veces mayor al que se infiere para la presión térmica en las nubes difusas,  $\sim 3 \times 10^{-13} \text{ dyn cm}^{-2}$ , pero es tan sólo un factor de 3 a 4 veces mayor al de la presión total,  $P_{t,\odot} \sim 10^{-12} \text{ dyn cm}^{-2}$  (ver el libro de Spitzer 1978). Este último valor se obtiene sumando

las contribuciones a la densidad de energía del movimiento de la nubes difusas, el campo magnético y los rayos cósmicos

$$P_t = P_d + P_B + P_{cr} \equiv \rho_g v_s^2 \sum_{i=1}^3 \alpha_i, \quad (17.7)$$

donde  $v_s$  es la dispersión de velocidades del medio difuso y las  $\alpha_i$  representan a las diferentes presiones normalizadas a la presión dinámica,  $P_d = \rho_g v_s^2$ . Escrito de esta manera, el término  $v_s^2 \sum_{i=1}^3 \alpha_i$  corresponde (salvo una constante cuyo valor es cercano a uno) a la energía total por partícula de gas. Finalmente, si el valor de  $v_s^2 \sum_{i=1}^3 \alpha_i$  es independiente de la altura sobre el plano  $z$ , se puede derivar la escala de altura del gas

$$H_0 = \left[ \frac{v_s^2 \sum_{i=1}^3 \alpha_i}{dg_z/dz} \right]^{1/2}. \quad (17.8)$$

Nótese que las ecuaciones (17.7) y (17.8) están escritas como función de la energía por partícula pero sólo la escala de altura es realmente función de la energía. Esto es, si el sistema está en equilibrio, la presión queda determinada por el campo gravitacional mientras que el ancho del disco depende de qué tan alto pueden subir las partículas (*i.e.* por la energía por partícula).

## 17.2 Las fuentes de energía y de momento

Cualquier fuente de energía o de momento (o de ambos) calienta al gas circundante y perturba su campo de velocidades. En consecuencia, aumentan las energías interna (o térmica) y cinética de los elementos del fluido que han sido excitados. Las

proporciones en que aumentan estas energías, sin embargo, dependen de la forma en que opera la fuente y de la facilidad con la que el gas puede disipar la energía recibida (ésto último, a su vez, depende de la presión del sistema). Las diferencias en la respuesta del gas se deben a que la energía interna puede ser disipada directamente por la radiación, mientras que la energía cinética necesita primero ser procesada por *choques* o por *procesos viscosos*. Esto es, la energía cinética primero es *termalizada* por interacciones entre las partículas del gas y después es radiada al igual que el resto de la energía interna.

### 17.2.1 Fuentes radiativas

Una fuente de radiación ionizante (por ejemplo, una estrella caliente o la zona de enfriamiento de un “choque fuerte”), calienta al plasma ionizado por vía de los fotoelectrones producidos en cada ionización (ver el libro de Osterbrock 1989). Dada la energía de un fotón,  $h\nu$ , que es absorbido por un ión con un potencial de ionización  $I$  (también llamado “función de trabajo”), la energía residual de la fotoionización

$$\epsilon = h\nu - I, \quad (17.9)$$

es convertida en energía cinética del electrón eyectado. Este, a su vez, la transfiere rápidamente al resto del gas mediante colisiones inelásticas. La rapidez con la que se efectúa la transferencia de energía depende del tiempo promedio entre colisiones

$$t_{col} \sim (n\sigma_{col}v)^{-1}, \quad (17.10)$$

donde  $n$  es la densidad del gas,  $\sigma_{col}$  es la sección recta para la transferencia de momento y  $v$  es la velocidad media de las

partículas. Estos tiempos son, en general, menores que los tiempos dinámicos en que se reajustan las condiciones de la región y el resultado neto es que las fuentes radiativas producen un calentamiento casi instantáneo.

Tal calentamiento, sin embargo, no puede producir temperaturas muy altas. La razón es muy simple; como las colisiones inelásticas también producen transiciones a estados excitados, las desexcitaciones radiativas se llevan eficientemente a una buena parte de la energía. Entonces, el calentamiento va acompañado de un enfriamiento que es también casi instantáneo y la temperatura del plasma se estabiliza muy rápidamente a un valor de equilibrio,  $T_e$ . Los valores de las temperaturas de equilibrio dependen de la composición química del plasma y también, aunque en menor grado, de la distribución espectral de la fuente radiativa. Para abundancias químicas “solares” (ver la sección de abundancias) y fuentes estelares, los valores  $T_e$  quedan delimitados entre, aproximadamente,  $7 \times 10^3$  y  $1.5 \times 10^4$  K (el límite superior corresponde a espectros energéticos de objetos muy calientes, como los de enanas blancas jóvenes). Este es un intervalo ciertamente corto y las temperaturas del gas fotoionizado suelen aproximarse por un valor estándar de  $\sim 10^4$  K.

En el proceso de absorción (o dispersión) de la radiación, el gas también recibe el impulso lineal del campo de fotones,  $h\nu/c$  (donde  $c$  es la velocidad de la luz en el vacío). Esta transferencia de momento, denominada presión de radiación, puede generar altas velocidades en las atmósferas de estrellas calientes o cuando actúa sobre granos de polvo interestelar (*e.g.* Franco *et al.* 1991a; Ferrara *et al.* 1991; ver Franco y Ferrara 1992), pero no produce efectos dinámicos importantes en las masas fotoionizadas del medio interestelar (excepto,

quizás, en la vecindad de los discos de acreción de objetos compactos). Desde el punto de vista de la dinámica del fluido, son más importantes las diferencias de presión entre la región ionizada y sus alrededores. El gradiente de presión produce la expansión del plasma fotoionizado. La energía asociada a la expansión proviene de la energía del mismo campo radiativo y, debido a que la temperatura es casi constante, el proceso ocurre en un modo cuasi-isotérmico. La expansión, entonces, representa una fuente de energía mecánica para el gas y la velocidad máxima que es adquirida durante el proceso depende de los gradientes de densidad y de la morfología de la región. De hecho, los gradientes pueden producir flujos supersónicos, denominados “flujos champaña”, además de choques internos de diferente intensidad (ésto es, los flujos no están limitados a moverse con la velocidad térmica del gas: ver Tenorio-Tagle 1982; Franco *et al.* 1989, 1990; Lizano *et al.* 1991).

### 17.2.2 Fuentes “mecánicas”

Las fuentes de energía mecánica (por ejemplo, los vientos estelares, las explosiones de supernova, las masas aceleradas por el campo gravitacional de nuestra Galaxia y, como ya mencionamos, la expansión de regiones ionizadas) empujan al gas circundante y producen ondas de choque. Estas ondas, que transmiten la presión generada por la fuente al medio circundante, calientan y aceleran al gas que van procesando (ver el libro de Sedov 1959).

La temperatura que alcanza el gas recién chocado depende de la velocidad de la onda. Para choques adiabáticos “fuertes” (*i.e.* para valores grandes del número de Mach,  $M = v_{ch}/c_{son} \gg 1$ , donde  $v_{ch}$  es la velocidad de la onda y  $c_{son}$  es la velocidad del sonido en el gas que todavía no ha sido perturbado),



la temperatura “post-choque” de un gas atómico es

$$T_s = \frac{3\mu v_{ch}^2}{16k} \simeq 1.4 \times 10^7 v_8^2 \text{ K}, \quad (17.11)$$

donde  $v_8 = v_{ch}/10^3 \text{ km s}^{-1}$ ,  $\mu$  es la masa promedio de las partículas del gas y  $k$  es la constante de Boltzmann. A su vez, en este mismo caso, la velocidad del gas recién chocado es de  $\sim v_{ch}/4$  y su densidad aumenta por un factor de cuatro respecto al valor que tenía antes de ser perturbado.

Cuando el gas chocado no radía con mucha eficiencia y emite sólo una fracción muy pequeña de la energía que le fué inyectada, su evolución puede evaluarse como si se tratara de un proceso cuasi-adiabático. Las variables del flujo cambian lentamente y se ajustan a los valores de equilibrio. La presión promedio en la región que ha sido perturbada por el choque se aproxima a  $\sim 2E_0/3V$ , donde  $E_0$  es la energía inyectada y  $V$  es el volumen de la zona chocado. La fracción restante,  $\sim E_0/3V$ , corresponde a la energía cinética del gas chocado y representa al trabajo mecánico de la expansión que mantiene a la onda de choque. Si las regiones chocadas no pueden mantenerse en el régimen adiabático debido a que el plasma radía de manera muy eficiente, las propiedades del flujo cambian rápidamente con el tiempo. La temperatura disminuye y la densidad del gas aumenta. La rapidez con la que ocurren estos cambios está definida por el tiempo de enfriamiento,

$$t_{enf} \equiv \frac{E_T}{\dot{E}} \simeq \frac{3knT}{2n^2\Lambda} = \frac{3kT}{2n\Lambda}, \quad (17.12)$$

donde  $E_T$  es la densidad de energía térmica,  $\dot{E}$  es el enfriamiento por elemento de volumen y  $\Lambda$  es la “función de enfriamiento” (ver, por ejemplo, Raymond *et al.* 1976). Esta

función de enfriamiento contiene la radiación debida a diferentes tipos de procesos e incluye la contribución en líneas de emisión de todos los iones de los diferentes elementos. De manera que depende implícitamente de la composición química y de la opacidad del plasma (por su lado, la opacidad es una función de la densidad y las dimensiones de la región ocupada por el plasma). Dada la velocidad del choque, podemos evaluar la distancia de enfriamiento

$$l_{enf} \sim v_{ch} t_{enf} = \frac{3kTv_{ch}}{2n\Lambda} \propto \frac{T^{3/2}}{n\Lambda}, \quad (17.13)$$

que a su vez nos define la densidad columnar de gas que se necesita para el enfriamiento

$$N_{enf} = l_{enf} n \propto \frac{T^{3/2}}{\Lambda}. \quad (17.14)$$

En el caso de plasmas ópticamente delgados (*i.e.* transparentes a su propia radiación) y en equilibrio colisional (*i.e.* su grado de excitación y ionización está únicamente definido por los choques entre partículas y es independiente del tiempo), la función de enfriamiento depende solamente de la temperatura del gas,  $\Lambda(T)$ . De manera que en este caso (*i.e.* plasmas transparentes y en equilibrio), todas las propiedades del enfriamiento están única y exclusivamente regidas por la temperatura generada en el choque,  $T_s$ , o, como nos indica la ecuación (17.11), por la velocidad del choque,  $v_{ch}$ .

Esta propiedad simplifica enormemente algunas partes del análisis de la respuesta del gas a la inyección de energía mecánica. Por ejemplo, un choque se comporta cuasi-adiabáticamente antes de haber barrido una densidad columnar  $N_{enf}$  (o de recorrer la distancia  $l_{enf}$ ). Pasado este límite, la energía del choque es rápidamente disipada por emisión de radiación y

la evolución cambia de un régimen cuasi-adiabático a uno cuasi-isotérmico. Para un plasma transparente, dada la composición química del gas, la transición entre uno y otro comportamiento está definido sólo por la velocidad del choque y la densidad del medio. De manera que uno puede hacer diagnósticos simples de los resultados finales de choques interestelares. Usando la función de enfriamiento de Raymond *et al.* (1976), Silk (1983) construyó una gráfica muy práctica que relaciona  $N_{enf}$  con la velocidad de choque para plasmas con abundancias químicas tanto solares (ver adelante) como primordiales (*i.e.* que sólo contienen  $H$  y un 10 % de  $He$ ).

La simplicidad del tratamiento se puede ilustrar con el caso de colisiones entre nubes interestelares; el resultado final del choque entre 2 nubes depende de la velocidad relativa entre las nubes,  $v_r$ , y de sus densidades columnares,  $N_c$ . Dada una velocidad para el choque,  $v_r$ , le corresponde una columna de enfriamiento  $N_{enf}$ . Si  $N_c < N_{enf}$ , la colisión entre las nubes termina antes de que el gas pueda radiar la energía del choque y la interacción se comporta como un proceso adiabático. El plasma se re-expande y el material que formaba a las nubes termina dispersándose en el medio interestelar. En el caso contrario, cuando  $N_c > N_{enf}$ , el plasma se enfría antes de que termine la colisión y las nubes se pueden quedar “pegadas”, formando una nube mayor, más masiva y más densa. Este proceso de unión o “coagulación” de nubes, cuya importancia en la formación de estrellas será discutido más adelante, ilustra a sólo uno de los posibles procesos que involucran choques.

Otros ejemplos de la formación de estructuras interestelares que, a muy grandes rasgos, pueden visualizarse con criterios similares incluyen a; i) las interacciones de nubes de alta velocidad con el disco de la Galaxia (*e.g.* Tenorio-Tagle *et al.*

1986, 1987; Franco *et al.* 1988; Alfaro *et al.* 1991), **ii**) la formación de cascarones fríos y densos en vientos estelares o en remanentes de supernova (*e.g.* Franco *et al.* 1991b), **iii**) la interacción de supernovas con las cavidades formadas por vientos estelares (*e.g.* Tenorio-Tagle *et al.* 1988, 1990, 1991; Franco *et al.* 1991b, 1992, 1993a) y **iv**) la evolución de los cascarones de “super burbujas” (*e.g.* Tenorio-Tagle y Bodenheimer 1988; Tenorio-Tagle y Palouš 1989; Palouš *et al.* 1990, 1993). Existen varios trabajos recientes que se enfocan en los efectos que puede ocasionar la deposición de grandes cantidades de energía en el medio. Algunos de los que son particularmente relevantes a los temas que aquí describimos, incluyen a Tenorio-Tagle y Bodenheimer (1988), Heiles (1990), Palouš *et al.* (1990, 1993) y Alfaro *et al.* (1991).

### 17.3 Los campos magnéticos

La presencia de un campo magnético afecta la evolución de partículas cargadas (ya sean átomos, moléculas o granos de polvo). Cuando un ión se mueve con una velocidad  $\vec{v} = d\vec{r}/dt$  dentro de una región con un campo magnético  $\vec{B}$ , se acelera por la fuerza de Lorentz

$$\vec{F}_L = q(\vec{v} \times \vec{B})/c, \quad (17.15)$$

donde  $q$  es la carga del ión. Los efectos de esta fuerza dependen de varios factores. En primera aproximación, la fuerza sólo cambia la dirección de las velocidades pero no afecta sus magnitudes (ésto es, no hace trabajo mecánico). Para los valores típicos del medio interestelar,  $B \sim 3 \mu\text{G}$ , el radio de Larmor es muy pequeño comparado con los desplazamientos de las partículas a lo largo de las líneas del campo

(ésto también es cierto en el caso de granos de polvo cargados, ver Shull 1977). De manera que en primera aproximación el efecto magnético principal es el de simplemente actuar como un “riel”, restringiendo las trayectorias de las partículas.

Sin embargo, las cargas en movimiento (*i.e.* las corrientes eléctricas) generan a su vez campos electromagnéticos y uno tiene que incluir a las ecuaciones de Maxwell en el tratamiento del problema (ver, por ejemplo, el libro de Jackson 1975). El sistema compuesto campo-partículas es un sistema muy complejo, que está fuertemente acoplado y en donde frecuentemente aparecen efectos no-lineales. En particular, dependiendo de las tensiones del campo (*i.e.* presiones y esfuerzos magnéticos) o del flujo del plasma a lo largo de las líneas del campo, se pueden generar una gran variedad de inestabilidades que cambian la amplitud y la dirección del campo inicial. Como resultado, el sistema puede sufrir una serie de alteraciones que van desde simples cambios en las configuraciones de equilibrio hasta la aceleración de partículas a energías relativistas. De hecho, el escenario más atractivo para acelerar rayos cósmicos se basa en las inestabilidades que aparecen en ondas de choque con campos magnéticos oblicuos (*e.g.* Blandford y Ostriker 1978). Asimismo, también existen inestabilidades magneto-gravitacionales que permiten la acumulación de gas a lo largo de los brazos espirales en las galaxias con disco (*e.g.* Parker 1966; Shu 1974a; Elmegreen 1987). Algunos de estos fenómenos, como veremos más adelante, pueden afectar zonas de grandes dimensiones y regular la formación estelar.

## 17.4 La composición química

Las abundancias de hidrógeno y de helio, normalizadas respecto a la *masa* total de todos los elementos conocidos, se suelen denotar por  $X$  y  $Y$ , respectivamente. Al resto de todos los elementos más pesados que el  $He$  se les suele denominar (únicamente en astronomía) como “metales” o, más propiamente, como “elementos pesados”. Su abundancia relativa al total se suele denotar por la letra  $Z$ , de manera que  $X + Y + Z = 1$  (estas abundancias por *masa* son iguales a las abundancias por *número*, cuando las normalizamos con la masa de los átomos correspondientes). En el sistema solar, que se usa como representativo de la vecindad solar, los valores de las abundancias relativas son de aproximadamente  $X_{\odot} \sim 0.73$ ,  $Y_{\odot} \sim 0.25$  y  $Z_{\odot} \sim 2 \times 10^{-2}$  (*e.g.* Cameron 1973).

Las abundancias químicas influyen en, al menos, tres aspectos del medio interestelar: i) definen su opacidad, ii) regulan las abundancias de los iones y iii) controlan el enfriamiento del gas (*i.e.* controlan las temperaturas). La manera en que operan estos “agentes” reguladores depende de las formas específicas en que coexisten los diferentes elementos químicos en el medio interestelar; sus propiedades son diferentes dependiendo si están en forma de átomos, en moléculas o en granos de polvo. Por ejemplo, las opacidades que proporcionan los iones atómicos son diferentes a las de los iones moleculares porque las de longitudes de onda de las líneas (o bandas) de absorción son diferentes. Por su lado, además de tener su sistema de bandas espectrales particulares, los granos de polvo pueden absorber y dispersar a la luz en un amplio intervalo longitudes de onda del continuo. Asimismo, como la producción de electrones libres depende de la energía de

amarre, la abundancia de los iones es una función muy sensible a las diferentes fases (*i.e.* sólidas o gaseosas) en que se puedan encontrar los diferentes elementos.

Los niveles de energía de los iones de elementos pesados están compuestos por un buen número de sub-niveles y es común que el estado base tenga sub-niveles adyacentes con diferencias de energía menores a unos cuantos eV. Cuando el plasma tiene temperaturas arriba de unos cuantos miles de grados Kelvin, estos sub-niveles son fáciles de excitar por colisiones con los electrones libres. La forma en que ocurren las desexcitaciones, por otro lado, depende de la densidad del gas. A bajas densidades, el tiempo entre colisiones (ecuación (17.10)) aumenta y puede llegar a ser mayor que la vida media de algunos de los niveles excitados. Cuando se da este caso, las colisiones pueden producir excitaciones pero las desexcitaciones ocurren preferentemente mediante transiciones radiativas. Así, a bajas densidades, el gas se enfría muy eficientemente porque se producen grandes cantidades de fotones que se llevan la energía interna del plasma. A altas densidades, las colisiones son lo suficientemente frecuentes como para también inducir desexcitaciones por vía colisional y se reduce la producción de fotones (*i.e.* el gas no se enfría tan eficientemente). La transición entre “altas” y “bajas” densidades está definida por la “densidad crítica”, a la cual se igualan las tasas de desexcitaciones radiativas con las colisionales (ver, por ejemplo el libro de Osterbrock 1989).

Como se puede apreciar, los cambios en las abundancias de los elementos pesados tienen repercusiones muy importantes en las propiedades de los sistemas. Las modificaciones asociadas con los cambios de composición química, entonces, es un tema que debería incluirse en cualquier intento de modelo evolutivo

de galaxias.



## Escenarios globales de la Formación Estelar

### 18.1 Formación Inducida por Agentes Ex- ternos

Al igual que en el caso de las propiedades del medio, los escenarios para la formación estelar también pueden operar dentro de un amplio intervalo de parámetros físicos (*i.e.* la masa de gas disponible, la presión del sistema, las abundancias de elementos pesados, la inyección de energía y de momento, la curva de rotación, etc.). De entre todos estos factores, el contenido de gas es quizás uno de los más importantes, como fue inicialmente sugerido por Schmidt (1959) y Mathis (1959). De entonces a la fecha, se han propuesto varios vínculos entre la tasa de formación estelar (TFE) y la densidad del gas (tanto con la densidad volumétrica,  $\rho_g$ , como con la densidad superficial,  $\sigma_g$ ). La relación entre la TFE y la densidad, a menudo llamada “ley de Schmidt”, ha sido derivada con una amplia variedad de esquemas diferentes. En todos estos casos, la relación TFE-densidad aparece únicamente bajo la hipótesis de que el sistema está en estado estacionario (ésto es, en equilibrio). Por lo tanto, dichas relaciones se pueden aplicar únicamente a las galaxias que se consideren como estables, en equilibrio o “normales”.

Además de las relaciones TFE-densidad, también se han buscado dependencias de la TFE con todas las otras propiedades del sistema y en algunos casos se han encontrado algunas tendencias o correlaciones. La variedad de trabajos, tanto teóricos como observacionales, se ha ampliado mucho y el número de artículos publicados en los últimos 10 años ha aumentado rápidamente. De hecho, en la actualidad es realmente difícil hacer una evaluación de la amplia bibliografía existente así que en el resto de nuestra discusión, que se basa en la revisiones presentadas por Franco (1991, 1992), nos restringiremos a describir únicamente los esquemas aplicables a sistemas en equilibrio. Estos escenarios corresponden a la formación estelar *inducida* por algún agente y se suelen denominar esquemas de formación “estimulada”. Las ideas relacionadas con la formación estelar “espontánea”, la formación de galaxias, los “brotes” de formación estelar (bursts), los núcleos activos de galaxias o los “flujos de enfriamiento” (cooling flows), no son incluidos en el trabajo presente (ver Terlevich *et al.* 1992). El lector interesado podrá encontrar un amplio espectro de opiniones y enfoques en las memorias de conferencias sobre el tema que han sido editadas en los últimos cinco años (*e.g.* Black y Matthews 1985; Lucas *et al.* 1985; Chiosi y Renzini 1986; de Loore *et al.* 1986; Hollenbach y Thronson 1987; Lonsdale Persson 1987; Montmerle y Van 1987; Morfill y Scholer 1987; Palouš 1987; Peimbert y Jugaku 1987; Dickman *et al.* 1988; Dupree y Lago 1988; Roger y Landecker 1988; Thuan *et al.* 1988; Pudritz y Fich 1988; Beckman y Pagel 1989; Reipurth 1989; Tenorio-Tagle *et al.* 1989; Torres-Peimbert y Fierro 1989; Blitz 1990; Capuzzo-Dolcetta *et al.* 1990; Ferrini *et al.* 1991).

La formación estelar inducida se puede separar en dos cate-

gorías: i) la debida a agentes externos o ii) la inducida por la misma formación estelar (*autoinducida*). Esta clasificación, sin embargo, puede resultar ambigua en el caso de la formación estimulada por colisiones entre nubes. La dispersión de velocidades del gas, que define la velocidad con la que interactúan las nubes, es el resultado de varios procesos que bombean energía hacia el sistema. La caída de masa hacia el disco galáctico (ver Tenorio-Tagle 1986, 1987) y la energía inyectada por la misma formación estelar representan a dos de las más importantes fuentes (*i.e.* Tenorio-Tagle y Bodenheimer 1988). Si la dispersión de velocidades entre las nubes es mantenida por la inyección de energía estelar, las colisiones entre nubes pueden ser vistas como uno de los modos en que opera el ciclo autoinducido. En caso contrario, si la dispersión de velocidades es debida a otros agentes (*e.g.* acreción de gas o interacciones gravitacionales), las colisiones nube-nube pueden ser consideradas como uno de los agentes externos.

En cualquiera de estos dos casos, sin embargo, los procesos que llevarían a la formación estelar son los mismos. Por simplicidad, entonces, el caso de las colisiones entre nubes se discute en el contexto de los agentes externos. Un análisis reciente de los procesos de formación de nubes moleculares inducidos por agentes externos, donde se discuten los pros y contras de los diferentes mecanismos, puede ser encontrado en la revisión hecha por Elmegreen (1990).

### 18.1.1 Colisiones entre Nubes

La idea de que las colisiones pueden desencadenar la formación estelar se remonta a Oort (1954) y el proceso es llamado con frecuencia “modelo de Oort” o “ciclo de Oort”. El resultado de interacciones estocásticas entre nubes ha sido

explorado con modelos que simulan tanto las condiciones del medio interestelar general (incluyendo a los brazos espirales), como las de fragmentos de nube que orbitan dentro de las nubes moleculares (*e.g.* Scoville y Hersh 1979; Kwan 1979; Casoli y Combes 1982; Pumphrey y Scalo 1983; Lattanzio *et al.* 1985; Monaghan y Varnas 1988). El gas de las nubes es calentado durante la interacción y, como discutimos en la sección anterior, el resultado de la colisión depende de la velocidad del choque así como de las propiedades de las nubes (*i.e.* la abundancia de elementos pesados y las densidades del gas). El parámetro que define el resultado final de la colisión es la densidad columnar de enfriamiento,  $N_{enf}$ . Cuando las densidades de columna de las nubes involucradas son mayores que  $N_{enf}$ , la zona chocada se enfría y las nubes se pueden quedar juntas. En el caso contrario, el gas permanece caliente y se dispersa (*e.g.* Stone 1970; Chieze y Lazareff 1980; Hausman 1981; Gilden 1984).

El proceso, entonces, es sensible a las velocidades que caracterizan al medio interestelar y al espectro de tamaños que se suponga para el conjunto de nubes. Además, en las interacciones rasantes, que son las más frecuentes, participan zonas con dimensiones muy pequeñas y el gas que entra a la onda de choque tiende a ser dispersado. Por otro lado, las colisiones de frente, que son mucho menos frecuentes, representan el caso más favorable para la aglomeración, o “coagulación”, de grandes cantidades de nubes frías. Los resultados finales del modelaje no se alteran mucho cuando se incluyen las aceleraciones gravitacionales generadas por la distribución de masa de las nubes interactuantes (*e.g.* Elmegreen 1990), pero si difieren cuando se incluye un campo magnético. Los choques en un fluido magnético dependen de la orientación del campo y

su evolución se complica porque la presencia del campo limita los grados de compresión del gas y da lugar procesos no lineales. Otro efecto que también es muy difícil de evaluar es la difusión de líneas magnéticas en altas densidades. Haciendo a un lado estas complicaciones, la presencia del campo magnético aumenta la sección transversal de interacción de las nubes y se reduce el camino libre medio entre las colisiones. Este “vínculo” magnético entre las nubes da lugar a un intercambio de energía y de momento muy eficiente y aumenta considerablemente los procesos de disipación (*e.g.* Arons y Max 1975; Clifford y Elmegreen; Zweibel y Josafatsson 1983; Clifford 1985; Falgarone y Puget 1986). Esta propiedad, la cual actúa como un sumidero de energía del sistema, suministra mejores condiciones para la unión de nubes interactuantes (*e.g.* Elmegreen 1985,1988) y el requerimiento de la densidad columnar  $N_{enf}$  no se aplica en este caso.

La producción de nubes moleculares o de nubes autogravitantes depende de procesos diferentes a los que ya hemos descrito, pero los criterios para su formación pueden resumirse también como valores específicos de las densidades de columna. Cuando está presente un campo de radiación UV, las abundancias de las diferentes especies moleculares quedan limitadas por la destrucción por fotodisociación. Para generar una nube molecular, entonces, se requiere que la radiación no penetre en su interior. La opacidad de los granos de polvo proporciona un “blindaje” adecuado para favorecer la producción de moléculas como el CO y el problema se reduce a estimar las condiciones necesarias para que el polvo absorba la radiación fotodisociante. Normalizando las abundancias de elementos pesados al valor solar,  $Z/Z_{\odot}$ , la nube llega a ser ópticamente gruesa en el UV cuando su densidad de columna es mayor

que  $N_\tau = 5 \times 10^{20} Z_\odot / Z \text{ cm}^{-2}$  (*e.g.* Franco y Cox 1986). Esta densidad de columna de alta opacidad, entonces, representa el mínimo requerido para formar una nube molecular (suponiendo que el  $H_2$  se forma en la superficie de los granos polvo, se necesitan valores similares para generar un “autoblindaje” en las transiciones disociantes del  $H_2$ ; *e.g.* Elmegreen 1989a) y existen resultados observacionales que indican que efectivamente existe un valor umbral para la formación de nubes moleculares (ver Rubio *et al.* 1991).

Por su lado, un sistema se vuelve autogravitante cuando su energía total se vuelve negativa (*i.e.* la energía potencial gravitacional es mayor que la energía cinética de las partículas). En el caso de las zonas de un fluido chocado que se están enfriando, denominadas capas de relajación posteriores al choque, es necesario estimar la masa contenida en estas capas. Escribiendo las temperaturas de la capa de relajación en unidades de  $10^3 \text{ K}$ ,  $T_3$ , y las dimensiones del frente de choque en unidades de  $10^2 \text{ pc}$ ,  $R_2$ , la zona de relajación se vuelve autogravitante cuando su densidad de columna rebasa el valor de  $N_{sg} = 1.2 \times 10^{21} T_3 / R_2 \text{ cm}^{-2}$  (*e.g.* Franco *et al.* 1988). Todas estas densidades de columna ( $N_{enf}$ ,  $N_\tau$  y  $N_{sg}$ ) juegan papeles diferentes en diferentes ambientes galácticos (*e.g.* Franco y Cox 1986; Tenorio-Tagle y Palouš 1987; Elmegreen 1990; Palouš *et al.* 1990), y estas diferencias tendrán que ser incluidas en un modelo refinado para la producción de nubes que puedan formar estrellas. Un modelo de este tipo es muy difícil de construir, pero Palouš (1989) ha logrado algunos avances muy importantes (véase también Hensler 1991).

Suponiendo que existe equilibrio y, por simplicidad, que una fracción constante de las colisiones entre nubes producen regiones de formación estelar, la TFE por unidad de volumen se

vuelve proporcional al cuadrado de la densidad volumétrica de nubes,  $n_{nubes}^2$ . Haciendo la hipótesis adicional de que el valor de  $n_{nubes}$  es proporcional a la densidad volumétrica del gas,  $n_g$ , se obtiene que la TFE por unidad de volumen es proporcional a  $n_g^2$  (e.g. Field y Saslaw 1965). Esta relación TFE-densidad aparece como una consecuencia de la suposición de equilibrio (i.e. Franco y Cox 1983; Vázquez y Scalo 1989), pero el valor específico del exponente, 2, es debido a la alta eficiencia con la que el gas es supuestamente convertido en estrellas por las colisiones binarias. Estos dos puntos han sido recientemente ilustrados en el análisis del ciclo de Oort presentado por Vázquez y Scalo (1989). Considerando que la energía es suministrada por la acreción de gas y por estrellas formadas recientemente, además de que se requiere una masa umbral para las nubes con formación estelar,  $M_c$  (véase también Struck-Marcell y Scalo 1988), su modelo sigue la evolución de un fluido formado por nubes. Cuando la tasa de inyección de energía aumenta, la dispersión de velocidades del fluido aumenta y la mayor parte de las colisiones tienen como resultado la destrucción de las nubes. Esto detiene momentáneamente a la formación estelar y no aparece la correlación TFE-densidad; el sistema se sale de equilibrio y sufre una serie de oscilaciones donde pasa de periodos de formación “quietos” a otros “explosivos”. La existencia de estos modos explosivos depende de la densidad (ver Struck-Marcell y Scalo 1987), pero pueden ocurrir en galaxias que se suponen “normales”. Cuando las tasas de inyección de energía son moderadas, el equilibrio puede ser alcanzado y el proceso de formación estelar se estabiliza. Este estado de equilibrio tiene asociada una relación TFE-densidad que puede escribirse como una ley de potencias con la densidad del medio. Sin embargo, dependiendo de las suposiciones

hechas para la masa  $M_c$ , el exponente puede variar entre los valores 1 y 2. Cuando la fracción de nubes formadoras de estrellas es definida por una función escalón (*i.e.* sólo las nubes con  $M \leq M_c$  pueden formar estrellas), la dependencia de la TFE se vuelve proporcional al cuadrado de la densidad. Cualquier otra función mas suave que la función escalón reduce el valor del exponente. Entonces, independientemente de la complejidad con que se modele el proceso, los resultados disponibles indican que la relación TFE-densidad de los modelos de colisiones en equilibrio tiene un exponente acotado entre los valores 1 y 2. También debe de quedar claro que el equilibrio no está siempre garantizado y pueden aparecer comportamientos fuera de equilibrio en las condiciones esperadas para galaxias normales.

### 18.1.2 Brazos Espirales

Las perturbaciones a gran escala pueden inducir la formación estelar en una amplia variedad de formas. Por ejemplo, las interacciones gravitacionales entre galaxias pueden crear choques por colisiones directas o inducir ondas espirales por encuentros a distancia. De una manera similar, las barras estelares en las regiones centrales de las galaxias espirales pueden generar también brazos espirales, o las torcas internas en los discos pueden crear flujos radiales de gas hacia las zonas internas. Todos estos procesos tienden a aumentar la densidad del gas en las regiones perturbadas y deberían de ser capaces de incrementar la actividad de formación estelar. El caso de los flujos radiales hacia el interior requiere de modelos específicos para las torcas o de una parametrización adecuada del campo de velocidades (*i.e.* Clarke 1990; Franco y Carigi 1991). Aquí sólo esbozamos los aspectos generales de la formación en los



brazos espirales.

Existen tres mecanismos principales asociados con las ondas espirales: i) inestabilidades a gran escala, ii) frentes de choque en la onda y iii) aglomeración de nubes en flujos convergentes. Estos tres mecanismos pueden actuar de manera individual o en conjunto y, además, cualquiera de ellos puede estimular o acrecentar los efectos de los otros. Sus posibles interconexiones, desafortunadamente, no han sido bien exploradas y están fuera de los límites de la presente discusión.

### Inestabilidades

En ausencia de campos magnéticos, la estabilidad local de discos delgados de gas rotando diferencialmente está definida por el parámetro de “Toomre” (Safronov 1960; Toomre 1964)

$$Q = \frac{v_s \kappa}{\pi G \sigma}, \quad (18.1)$$

donde  $v_s$  es la dispersión de velocidades del gas,  $\kappa$  es la frecuencia epicíclica,  $G$  es la constante gravitacional y  $\sigma$  es la densidad superficial de masa. Este parámetro es adimensional y permite comparar el efecto estabilizador de los movimientos internos y del momento angular con los efectos de la auto-gravedad del disco. Cuando  $Q > 1$ , la combinación de energías cinética y rotacional impide la aglomeración del gas y el disco permanece estable a perturbaciones moderadas. Sin embargo, las inestabilidades gravitacionales aparecen con cualquier perturbación cuando  $Q < 1$ . La transición entre el régimen estable y el inestable, entonces, está definido por  $Q = 1$ . Esto es equivalente a definir una densidad de columna crítica abajo de la cual el disco es estable

$$\sigma_c = \frac{v_s \kappa}{\pi G}. \quad (18.2)$$

Este valor se obtiene bajo la suposición de que el gas puede ser caracterizado por una sola velocidad  $v_s$  y debe ser corregido con factores adicionales cuando el disco está formado por varias componentes gaseosas y estelares (*e.g.* Jog y Solomon 1984; Romeo 1991). Independientemente del número de componentes que uno quiera incluir, grandes zonas interestelares pueden colapsarse en nubes gigantes cuando las ondas espirales (o cualquier otra perturbación) se propagan en regiones con  $\sigma > \sigma_c$  (*e.g.* Quirk 1972; Elmegreen 1979; Cowie 1981; Jog y Solomon 1984; Balbus y Cowie 1985). Esta condición, a su vez, indica que  $\sigma_c$  juega precisamente el papel de una *densidad umbral* para la formación estelar. El criterio de estabilidad lo hemos presentado en el contexto de los brazos espirales pero, obviamente, no depende de la presencia o existencia de dichos brazos y es aplicable en cualquier región del disco.

Cuando un campo magnético está presente, las inestabilidades gravitacionales se desarrollan preferentemente a lo largo de las líneas del campo (*e.g.* Chandrasekhar 1954; Mestel 1965; Lynden-Bell 1966; Parker 1966; Shu 1974a; Elmegreen 1987). Para configuraciones con geometría plano paralela y parcialmente estabilizadas por la tensión del campo magnético, existen inestabilidades “magneto gravitacionales” en donde la deformación de las líneas magnéticas propicia la acumulación de gas. Este tipo de inestabilidad, denominada inestabilidad de “Parker”, puede acumular grandes masas de gas en regiones con dimensiones del orden de cientos de parsecs (*e.g.* Mouschovías *et al.* 1974). En el caso de inestabilidades gravitacionales “puras”, los esfuerzos cortantes de la rotación di-

ferencial tienden a ser cancelados por las fuerzas magnéticas y, en tanto que las perturbaciones sean lo suficientemente vigorosas, pueden aparecer inestabilidades para cualquier valor del parámetro  $Q$  (*e.g.* Elmegreen 1987).

En la actualidad no existen modelos detallados para la formación de nubes por estos procesos, ni de producción de estrellas asociadas a ellos. Lo único que existen son una serie de argumentos plausibles para las tasas que podrían esperarse. Estos argumentos indican que, si la TFE pudiera escalar con la tasa de colapso de las regiones inestables, la TFE por unidad de área debería ser proporcional al cuadrado de la densidad superficial de gas,  $\sigma^2$  (*e.g.* Larson 1988; Elmegreen y Elmegreen 1989). Alternativamente, en el caso en que el valor de  $Q$  sea regulado por el calentamiento mecánico y por la disipación viscosa (*e.g.* Sellwood y Calberg 1984), la tasa de colapso se volvería proporcional a la frecuencia epicíclica,  $\kappa$ . Siguiendo una argumentación plausible similar a la anterior, la TFE por unidad de superficie en este caso debería de ser proporcional al producto  $\Omega\sigma$ , donde  $\Omega$  es la velocidad angular de rotación del disco (*e.g.* Larson 1988).

### Choques

Si las ondas espirales inducen choques en el gas circundante, el enfriamiento radiativo dentro de los brazos podría desencadenar la producción de grandes nubes las que, a su vez, serían los centros de formación de estrellas (*e.g.* Shu *et al.* 1972; Woodward 1975; Marochnik *et al.* 1983; Leisawitz y Bash 1984). Este esquema, que fué muy popular hace algunos años, también requiere de densidades columnares mayores que  $N_{enf}$ ,  $N_\tau$  y  $N_{sg}$ , tal como se discutió en la sección de colisiones. A pesar de su popularidad, sin embargo, este esquema tampoco

cuenta con un modelo físico adecuado para predecir la formación estelar y sólo se ha sugerido una forma paramétrica para la TFE por unidad de area (Shu 1974b)

$$TFE \propto (\Omega - \Omega_p)\sigma^s, \quad (18.3)$$

donde  $\Omega_p$  es la velocidad angular del patrón espiral. En esta parametrización se supone que la diferencia en velocidades angulares es representativa de la intensidad de choque y el valor del exponente,  $s$ , se deja como un parámetro libre. Algunos autores sugieren que el valor adecuado para el exponente es  $s = 1$  (*e.g.* Talbot y Arnett 1975; Wyse 1986), pero Visser (1980) encontró que la distribución radial de regiones HII en M81 puede ser modelada de forma razonable con el valor  $s = 2$ . Una discusión reciente sobre estos temas (Kaufman *et al.* 1987) indica que las densidades superficiales de  $H_2$  podrían servir como una mejor opción para la formulación paramétrica.

### Flujos convergentes

El aumento en la densidad de gas dentro de la onda espiral provee de las condiciones óptimas para el proceso de colisión y aglomeración de nubes. Así, el crecimiento de nubes por uniones colisionales y la formación estelar que se asocia a este proceso, como se discutió en la sección (18.1.1), pueden resultar muy eficiente en los brazos espirales (*e.g.* Kwan y Valdes 1983; Hausman y Roberts 1984; Combes y Gerin 1985; Tomisaka 1986; Elmegreen 1988). La TFE en este caso tampoco ha sido estudiada, pero debería de depender de la intensidad de la onda espiral y, en contraste con los casos de las inestabilidades y los choques, no debe depender de  $\Omega$ .

---

Resumiendo estas ideas: aún hace falta un modelo claro para todos estos procesos pero parece razonable esperar una dependencia de la TFE con la densidad superficial del gas, con la velocidad de rotación, con la intensidad de la onda espiral o con cualquier combinación de estos parámetros. El resultado más importante, que no es privativo de la formación estelar en los brazos, es que el criterio de estabilidad del disco impone la existencia de una densidad de columna umbral para la formación estelar.



## Formación Estelar Autoinducida

La inyección estelar de energía y de momento excita y pone en movimiento al gas en los alrededores de las estrellas excitadoras. El impacto que tienen las estrellas de baja masa en el medio ambiente está restringido a volúmenes pequeños, pero pueden mantener excitado al gas dentro de sus nubes maternas (*e.g.* Norman y Silk 1980; Franco y Cox 1983; Franco 1984; Lada 1985; Pudritz y Silk 1987; McKee 1989). Por su lado, las estrellas masivas inyectan una gran cantidad de energía y parecen ser las responsables de algunas de las propiedades globales del medio interestelar (*e.g.* Cox y Smith 1974; McKee y Ostriker 1977; Abbott 1982; Bohigas 1988; Tenorio-Tagle y Bodenheimer 1988). La formación estelar por sí misma, entonces, debe ser capaz de regular algunos aspectos de la actividad de formación de estrellas en las galaxias gaseosas. Comenzando con las sugerencias hechas por Öpik (1953) y Hoyle (1953), a la fecha se han propuesto una variedad de escenarios de formación *autopropagada* y *autorregulada*. Tenorio-Tagle (1991) ha presentado recientemente un resumen de los aspectos importantes del proceso de autorregulación y esta discusión se va a enfocar en la TFE que se obtiene de la inyección de energía estelar en equilibrio.

## 19.1 Energía Mecánica

Los vientos estelares y las masas eyectadas en las explosiones de supernova crean ondas de choque muy fuertes, las que a su vez dan origen a grandes cascarones interestelares en expansión (*e.g.* Weaver *et al.* 1977; Bruhweiler *et al.* 1980; Tenorio-Tagle y Bodenheimer 1988; Franco *et al.* 1991b, 1992; Tenorio-Tagle *et al.* 1991). Una vez que se han acumulado las densidades de columna requeridas por alguno de los procesos descritos en la sección (18.1.1), estos eventos pueden desencadenar la formación de nuevas nubes y de nuevas generaciones estelares (véase Elmegreen 1989b; Palouš *et al.* 1990). También, considerando a las diferentes fases gaseosas y la circulación de gas a través del halo, la energía estelar puede proporcionar un ajuste fino en el intercambio de masa con el halo, en los “ciclos límite” (cuando cambian las propiedades de equilibrio de algunas variables) y en la porosidad del disco (*e.g.* Shapiro y Field 1976; Cox 1981; Ikeuchi *et al.* 1984; Norman y Ikeuchi 1989; Heiles 1990; Parravano *et al.* 1990). La formación autopropagada de estrellas puede operar a grandes escalas. Algunos modelos numéricos en discos con rotación diferencial muestran que la formación estimulada por procesos estocásticos puede crear características similares a las de una estructura espiral (*e.g.* Mueller y Arnett 1976; Gerola y Seiden 1978; Comins 1983; Seiden 1983; Statler *et al.* 1983; Freedman y Madore 1984; Palouš 1989). En estos modelos se supone que existe una probabilidad, definida *a priori*, de que cada estrella masiva puede estimular la formación de otras estrellas en sus alrededores. Además, suponiendo que la probabilidad para desencadenar la formación estelar depende de la densidad, el comportamiento de algunos de estos modelos



muestra que aparece una densidad umbral (Seiden 1983). Los modelos más recientes ya incluyen la condición para la formación de nubes moleculares,  $N_\tau$ , y son capaces de diferenciar entre estructuras atómicas y moleculares (Tenorio-Tagle y Palouš 1987; Palouš 1989; Palouš *et al.* 1990). Un aspecto importante de este nuevo enfoque consiste en que ahora ya no es necesario suponer la existencia de probabilidades para seguir el proceso de autopropagación, porque la condición impuesta por la  $N_\tau$  define automáticamente las zonas que son capaces de volver a formar estrellas.

### 19.1.1 Estrellas Masivas

Los cascarones creados por las asociaciones OB (*i.e.* por la acción combinada de vientos y explosiones de supernova) pueden actuar como reguladores a escalas galácticas. Suponiendo una masa promedio por asociación y un “factor de llenado” constante para los cascarones en expansión, es posible derivar la TFE requerida para mantener al disco en estado estacionario. Dado que los cascarones evolucionan en el medio ambiente general, la TFE por unidad de volumen es una función de la densidad promedio del gas (Franco y Shore 1984)

$$TFE \propto n_g^\gamma, \quad (19.1)$$

donde, dependiendo de las propiedades termodinámicas de la expansión, el valor de  $\gamma$  está acotado entre 1.5 y 2. El valor más pequeño corresponde a la fase de conservación de momento y el más alto a ondas de choque adiabáticas. La interacción entre cascarones adiabáticos debe ser poco común y un exponente cercano a 1.5 es el más adecuado para gala-

xias normales. Usando la hipótesis de que la dispersión de velocidades del gas es generada por cascarones de supernova en la fase de conservación de momento, Silk (1987) también llega a la misma conclusión.

En un enfoque diferente, subrayando el aumento de presión producido por la inyección de energía estelar suministrada, Dopita (1985, 1988) ha propuesto esquema regulado por la presión dinámica. El mecanismo clave en este caso es la estabilidad vertical del disco gaseoso. Dado que el campo gravitacional del disco depende de la densidad superficial total, la TFE de equilibrio por unidad de superficie es proporcional a  $H\sigma_t\sigma$ , donde  $\sigma_t$  es la densidad superficial total de masa y  $H$  es la escala de altura promedio para el gas y las estrellas. Otro esquema diferente, que se enfoca en las inestabilidades térmicas de zonas con abundancias de elementos pesados mayores al promedio, es el modelo llamado de “metalicidad aumentada” (“metal enhanced”; Talbot y Arnett 1973, 1975; Talbot 1974). La tasa aquí depende de las abundancias de los elementos pesados y de la presión del sistema, pero no existe una relación simple con la densidad.

Una variación de estos dos últimos escenarios, considerando las inestabilidades térmicas y las regiones con alta presión, ha sido recientemente discutido por Parravano (1988, 1989). En este caso, el elemento regulador está basado en el equilibrio “termoquímico” del sistema y la TFE por unidad de superficie, haciendo a un lado las dependencias en  $Z$  y en la masa del polvo, depende de la masa total del gas,  $\sigma M_g^{0.4}$ . En un trabajo más reciente, Parravano y Mantilla (1991) han elaborado un modelo híbrido donde se incluyen, además del equilibrio termoquímico, los efectos de la fotoionización en el interior de las nubes moleculares (ver la sección (19.2)).

### 19.1.2 Estrellas de Baja Masa

La autorregulación también puede operar adentro de las nubes moleculares. Los cascarones generados por los vientos de estrellas pequeñas, representan un mecanismo adecuado para mantener la estabilidad en contra del colapso gravitacional en la nube materna. Este proceso, sin embargo, regula únicamente a la formación de estrellas de baja masa. La expansión de los cascarones ocurre en las zonas densas de la nube y, debido a las altas densidades, entra a la fase de conservación del momento en etapas muy tempranas de la evolución. Como fué descrito anteriormente, la TFE de equilibrio por unidad de volumen se vuelve proporcional a, aproximadamente,  $n_m^{1.5}$ . La diferencia es que ahora la evolución ocurre dentro de una nube molecular y  $n_m$  es la densidad molecular del gas (Franco y Cox 1983; Franco 1984). Extrapolando este resultado a escalas galácticas, la TFE por unidad de volumen para estrellas de baja masa se debe normalizar con  $f_m n_m^{1.5}$ , donde  $f_m$  es la fracción del gas contenido en la fase molecular.

## 19.2 Radiación

La regulación por fotoionización opera de una manera algo distinta. Para niveles de flujo UV bajos (como los que pueden ser generados por estrellas de baja masa), la tasa de fotoionización es también baja y simplemente mantiene el acoplamiento entre el gas y el campo magnético, inhibiendo la difusión de las líneas del campo. Obviamente, este efecto modifica la actividad de formación estelar dentro de nubes estabilizadas magnéticamente (*e.g.* Pudritz y Silk 1987; Shu, Adams y Lizano 1987; McKee 1989). En el caso de estrellas masivas, el campo de radiación UV que generan es muy

alto y crean regiones HII. Como mencionamos anteriormente, la alta presión de estas regiones produce su expansión, generando flujos supersónicos y choques que tienden a destruir a la nube (*e.g.* Tenorio-Tagle *et al.* 1979; Whitworth 1979; Elmegreen 1983; Franco *et al.* 1989, 1990, 1993b). Por otro lado, esta misma alta presión también puede estimular la formación estelar bajo ciertas condiciones. La formación estimulada puede ocurrir vía la implosión de fragmentos densos y neutros que estén sumergidos dentro de la región HII (*e.g.* Klein *et al.* 1983), o durante la etapa de expansión de la región, cuando las capas de relajamiento se vuelven autogravitantes (*e.g.* Elmegreen y Lada 1977).

La radiación de las estrellas masivas puede llegar a excitar grandes volúmenes de gas interestelar y, cuando existen muchas estrellas, aparece un caso límite en el que la radiación es capaz de fotoionizar completamente a toda una galaxia. Dado que los tiempos de vida de las estrellas masivas son muy cortos, se necesita de una muy alta TFE para mantener al sistema en este estado. Suponiendo que el sistema es capaz de asimilar la inyección de energía resultante, la TFE de equilibrio por unidad de volumen se vuelve proporcional a  $n_g^2$  (Cox 1983). Esta tasa de fotoionización no es común en galaxias “normales” y el esquema sólo podría aplicarse en circunstancias muy especiales (por ejemplo, en las etapas iniciales de la evolución galáctica; Cox 1985). En este caso, como en los casos anteriores que hemos discutido, la dependencia con el cuadrado de la densidad representa el límite con la eficiencia más alta.

Para el caso de estrellas de baja masa, suponiendo que los núcleos de las nubes moleculares se estabilizan con campos magnéticos, la escala de tiempo para la difusión ambipolar

puede regular a la TFE (McKee 1989). Como esta escala de tiempo depende de la fracción de ionización, el control opera a través del campo de fotones UV que no son absorbidos por los granos de polvo. De esta forma, la tasa tiene una dependencia exponencial con la profundidad óptica del polvo. Para densidades del orden de  $10^3 \text{ cm}^{-3}$ , la TFE por unidad de volumen se vuelve proporcional a, aproximadamente,  $n_m^{1.75}$ . Nuevamente, dado que el modelo se aplica al interior de las nubes, su extrapolación a escalas galácticas da lugar a una dependencia adicional con la fracción de masa molecular,  $f_m$ . Como dijimos anteriormente, Parravano y Mantilla (1991) han explorado los efectos combinados de este modelo con el de equilibrio termoquímico y encuentran ajustes adecuados a la distribución radial de varias propiedades de medio interestelar general.

Lo resultados de estos esquemas autoinducidos indican, como originalmente sugirió Herbig (1962), que las producciones de estrellas de alta y baja masa pueden estar reguladas de maneras diferentes. Tal diferencia, en caso de ser real, puede también estar reflejada en la función de masa inicial de las estrellas. Comparando algunas de las tasas de nacimiento predichas para estos dos tipos de estrellas, se llega a la conclusión de que las estrellas de baja masa deberían ser más abundantes (Franco y Shore 1984). Sin embargo, como discutimos en el caso de colisiones de nubes, las condiciones de equilibrio con estos procesos no siempre están garantizadas (Franco y Cox 1983) aunque todavía hace falta explorar las diferentes vías que pueden amortiguar la aparición de modos inestables (*i.e.* Parravano *et al.* 1990).



## Algunos Resultados Observacionales y Comentarios Finales

Existe una amplia variedad de mecanismos físicos para inducir la formación estelar en galaxias gaseosas. Muchos de ellos son estocásticos (véase el análisis hecho por Ferrini *et al.* 1985), pero las tasas de equilibrio resultantes están usualmente representadas por expresiones simples, como una ley de potencias de la densidad del gas. La diferencia entre tasas por unidad de *volumen*, por unidad de *superficie* y por unidad de *masa* suele ser ignorada con mucha frecuencia en la literatura. La mayor parte de los escenarios que hemos descrito predicen tasas por unidad de *volumen* y la transformación en tasas por unidad de *superficie*, la cual es una cantidad observacional relevante, introduce una dependencia adicional con la densidad superficial y las densidades volumétricas, o con la dispersión de velocidades o con las escalas de altura (*e.g.* Talbot 1971; Talbot y Arnett 1975; Dopita 1988; Matteucci *et al.* 1989). Por otro lado, las conversiones a tasas por unidad de *masa* en gas reducen el exponente de la relación en una unidad. Otras variables, tales como la gravedad superficial (o la presión promedio), las velocidades rotacionales, las abundancias de elementos pesados y la opacidad del polvo son

también importantes y aparecen explícitamente en algunas de las formulaciones. Asimismo, los escenarios autoinducidos indican que existen diferentes modos para las estrellas de baja y alta masa.

Esta riqueza de procesos puede ser explorada con escenarios combinados y varios de estos factores ya se encuentran considerados dentro de un pequeño número de esquemas. Sin embargo todavía hace falta mucho trabajo para clarificar el papel de todos los diferentes procesos en cada tipo de escenario. Por otro lado, también se requiere hacer una evaluación de la importancia relativa de estos escenarios en las diferentes condiciones que se pueden presentar en galaxias reales. En la actualidad ya existe un reducido número de trabajos comparativos, considerando algunos aspectos del problema (*e.g.* Talbot y Arnett 1975; Kaufman 1981; Rumstay y Kaufman 1983; Hunter y Gallagher 1986; Bodifée 1986; Elmegreen y Elmegreen 1986; Shore *et al.* 1987; Elmegreen 1990; Lord y Young 1990; Scalo 1990), pero todavía es necesario hacer un gran esfuerzo para poner a prueba, de manera imparcial, las predicciones de los diferentes esquemas.

Los escenarios existentes predicen relaciones TFE-densidad con exponentes en el intervalo entre 1 y 2. La comparación de estos valores con resultados observacionales ha mostrado ser sumamente difícil (*e.g.* Freedman 1984; Kennicutt 1989). De hecho, la historia de los intentos de comparación está llena elementos contradictorios y, basándose en diferentes tipos de argumentos, la existencia misma de la correlación ha sido cuestionada por diferentes autores (*e.g.* Miller y Scalo 1979; Twarog 1980; Kennicutt 1983). Los primeros estudios observacionales de la relación TFE-densidad fueron realizados con mediciones de hidrógeno atómico en la Vía Láctea y en otras



galaxias externas (*e.g.* Schmidt 1959, 1963; Sanduleak 1969; van Genderen 1969; Hartwick 1971; Einasto 1972; Emerson 1974; Madore *et al.* 1974; Hamajima y Tosa 1975; Tosa y Hamajima 1975; Berkhuijsen 1977). En estos trabajos se encontraron muy buenas correlaciones, con exponentes en el intervalo de 1 a 4. Desafortunadamente, pronto se descubrieron una serie de diferentes tipos de errores que incluían problemas en la interpretación correcta de los datos (*e.g.* Talbot 1971; Madore 1977). Además, se ha encontrado que el valor del exponente derivado con resultados observacionales es sensible a un número de diferentes factores. El valor del exponente varía dependiendo de la apertura del haz con el que hacen las mediciones (*e.g.* Einasto 1972; Unwin 1980a, 1980b; Freedman 1984). También depende de la elección de los diferentes “trazadores” de la formación estelar; no se obtiene el mismo valor del exponente con regiones HII que con estrellas (véanse las discusiones de Nakai y Sofue 1982, 1984) y tampoco es igual usar componentes de gas atómicas que moleculares (*e.g.* Guibert *et al.* 1978; Talbot 1980; Rana y Wilkinson 1986; Donas *et al.* 1987; Clemens *et al.* 1988; Young *et al.* 1989). Todos estos efectos han dado como resultado el que, para una misma galaxia, se obtengan diferentes exponentes cuando se seleccionan los datos de diferente manera. Para confundir aún más las cosas, mientras algunos autores encuentran, por ejemplo, una muy buena correlación entre la TFE y la masa total de las galaxias (*e.g.* Dopita 1985) otros no encuentran correlación alguna entre estas mismas variables (*e.g.* Gallagher y Hunter 1987; Romanishin 1987).

Afortunadamente, en algunos trabajos recientes se han podido resolver varios de estos problemas (*e.g.* Buat *et al.* 1989; Kennicutt 1989) y también se ha alcanzado un rango dinámico

mayor en los valores de las densidades del gas. Los nuevos resultados son bastante alentadores e indican, nuevamente, una buena correlación entre la TFE y la densidad. La tasa de formación por unidad de superficie depende en la *densidad superficial total de gas* (*i.e.* sumando a las componentes atómicas y moleculares), y el exponente está ahora limitado a los valores entre 1 y 1.6. El intervalo es ciertamente coincidente con el de los valores esperados de la teoría, pero no permite diferenciar a alguno de los escenarios propuestos. Otros estudios recientes en las galaxias NGC 6946 y M 51 (Tacconi y Young 1986; Lord y Young 1990) indican que la TFE por *unidad de masa gaseosa* permanece prácticamente constante a diferentes distancias galactocéntricas. Este comportamiento indica que el exponente de la relación TFE-densidad debe de ser menor que 2 (quizá muy cercano a 1) y, además, sugiere que los modelos que dependen de las velocidades rotacionales o de la densidad total de masa (como es el caso en los esquemas de las ondas espirales o en los regulados por la presión) no son apropiados para estas galaxias. Futuros trabajos similares, usando los resultados de galaxias individuales, podrían servir como elementos de prueba adicionales para todos los escenarios.

Otro tema de discusión muy importante es la posible existencia de valores umbrales para la formación estelar. Estos valores ya han sido inferidos observacionalmente a partir de cortes abruptos en las distribuciones radiales de la emisión de luz en diferentes tipos de galaxias (*e.g.* Hunter y Gallagher 1986; Guideroni 1987; van der Cruik 1988; Kennicutt 1989). Dichos cortes indican que la formación de estrellas está, y ha estado, restringida a las zonas internas al radio donde ocurre el corte. Las propiedades del disco en la región donde parece

desaparecer la población estelar son difíciles de determinar, pero cálculos aproximados indican que estas zonas coinciden con los puntos donde el parámetro  $Q$  se vuelve mayor que la unidad (ver Kennicutt 1989). Con respecto al papel que juegan los brazos espirales, las comparaciones entre las galaxias espirales con un “gran diseño” y las espirales “floculentas” (ésto es, entre las que tienen brazos espirales bien definidos y las que tienen estructuras más bien caóticas; *e.g.* Elmegreen y Elmegreen 1986; Stark *et al.* 1987) no muestran alguna diferencia significativa en el contenido de gas molecular ni en la actividad de formación de estrellas. Esto indica que, a diferencia de lo que se pensaba hace algunos años, las ondas espirales *no representan un modo dominante* en la formación estelar. De hecho, la forma tan vigorosa en que procesan su gas las galaxias irregulares, que no tienen brazos definidos, muestra la importancia de los otros modos de formación estelar (véase el análisis hecho por Hunter y Gallagher 1986). La tasa de formación estelar en la Vía Láctea y en algunas galaxias externas, sin embargo, parece tener una cierta dependencia con la velocidad de rotación (*e.g.* Talbot 1980; Visser 1980; Kaufman *et al.* 1987). Esto puede ser indicativo de que los brazos son importantes al menos en algunos sistemas. De manera similar, las estrellas masivas y los complejos de nubes moleculares más grandes tienden a estar preferentemente localizados en los brazos (véase Vogel *et al.* 1988). Estas propiedades, en particular la concentración de estrellas masivas en los brazos, han sido usadas para sugerir que podría existir un elemento diferenciador y “bimodal” en el proceso de la formación estelar; los brazos formarían, de manera preferencial, a las estrellas masivas y las estrellas de baja masa serían generadas en las zonas interbrazos (*e.g.* van den

Bergh 1973; Talbot 1980; Gusten y Mezger 1983). Tales ideas, si bien han gozado de alguna popularidad en varios momentos, no tienen una base física real. Finalmente, el papel que juegan los elementos pesados es difícil de analizar con los resultados observacionales actuales, aunque parece haber una tendencia bien definida entre el contenido de gas molecular y la abundancia del oxígeno (*e.g.* Rana y Wilkinson 1988; Tosi y Díaz 1991). Esta tendencia ha sido usada para proponer la existencia de una dependencia “metálica” en la actividad de formación estelar.

El breve resumen que hemos presentado en este capítulo muestra los grandes esfuerzos, tanto teóricos como observacionales, que se han realizado para intentar visualizar y clarificar los principales aspectos de la formación global de estrellas. Pareciera haberse alcanzado un éxito parcial en algunos terrenos pero, claramente, todavía estamos muy lejos de entender los detalles del problema. El desarrollo tan explosivo de las técnicas e instrumentos de observación astronómica, aunado al auge de sistemas de cómputo cada vez más veloces, permite prever la apertura de nuevos métodos de análisis en los próximos años. Esta tendencia, que ya se siente en algunos de los trabajos más recientes que hemos reseñado, seguramente permitirá dilucidar muchos nuevos elementos del proceso de formación estelar en un futuro no muy lejano.

# Agradecimientos

Agradezco los comentarios y sugerencias hechos por L. F. Rodríguez y S. Lizano, así como la gran ayuda brindada por Ana Paula Duchini y Alfredo Sandoval Villalbazo en la elaboración de la primera versión del manuscrito. También deseo reconocer el apoyo financiero que me ha otorgado CONACyT-México, durante diferentes periodos, para elaborar algunos de los trabajos que se describen en este artículo.



# Bibliografía

- [1] Abbott, D. 1982, *Astrophys. J.*, **263**, 723.
- [2] Alfaro, E. J., Cabrera-Caño, J. y Delgado, A. J. 1991, *Astrophys. J.*, **378**, 106.
- [3] Allen, C. y Santillán, A. 1991, *Rev. Mex. Astron. Astrofís.*, en prensa.
- [4] Arons, J. y Max, C. E. 1975, *Astrophys. J. (Lett.)*, **196**, L77.
- [5] Balbus, S. A. y Cowie, L. L. 1985, *Astrophys. J.*, **297**, 61.
- [6] Beckman, J. y Pagel, B. (eds.) 1989, *Evolutionary Phenomena in Galaxies*, (Cambridge: Cambridge University Press).
- [7] Berkhuijsen, E. M. 1977, *Astron. Astrophys.*, **57**, 9.
- [8] Binney, J. y Tremaine, S. 1987, *Galactic Dynamics*, (Princeton: Princeton University Press).
- [9] Black, D. C. y Matthews, M. S. (eds.) 1985, *Protostars and Planets II*, (Tucson: Univ. Arizona Press).

- 
- [10] Blandford, R. D. y Ostriker, J. P. 1978, *Astrophys. J. (Lett.)*, **221**, L29.
- [11] Bohigas, J. 1988, *Astron. Astrophys.*, **205**, 257.
- [12] Bodifée, G. 1986, *Astrophys. Sp. Sc.*, **122**, 41.
- [13] Bruhweiler, F., Gull, T., Kafatos, M. y Sofia, S. 1980, *Astrophys. J. (Lett.)*, **238**, L27.
- [14] Buat, V., Deharveng, J. y Donas, J. 1989, *Astron. Astrophys.*, **223**, 42.
- [15] Cameron, A. G. W. 1973, *Space Sci. Rev.*, **15**, 121.
- [16] Capuzzo-Dolcetta, R., Chiosi, C. y Di Fazio, A. (eds.) 1990, *Physical Processes in Fragmentation y Star Formation*, (Dordrecht: Kluwer).
- [17] Casoli, F. y Combes, F. 1982, *Astron. Astrophys.*, **110**, 287.
- [18] Chandrasekhar, S. 1954, *Astrophys. J.*, **119**, 7.
- [19] Chiéze, J. P. y Lazareff, B. 1980, *Astron. Astrophys.*, **91**, 290.
- [20] Chiosi, C. y Renzini, A. (eds.) 1986, *Spectral Evolution of Galaxies*, (Dordrecht: Reidel).
- [21] Clarke, C. J. 1991, *Chemical and Dynamical Evolution of Galaxies*, ed. F. Ferrini, J. Franco and F. Matteucci, (Pisa: ETS Editrice), 599.
- [22] Clemens, D., Sanders, D. y Scoville, N. 1988, *Astrophys. J.*, **327**, 139.



- 
- [23] Clifford, P. 1985, *Mon. Not. Roy. Ast. Soc.*, **216**, 93.
- [24] Clifford, P. y Elmegreen, B. G. 1983, *Mon. Not. Roy. Ast. Soc.*, **202**, 629.
- [25] Combes, F. y Gerin, M. 1985, *Astron. Astrophys.*, **150**, 327.
- [26] Comins, N. F. 1983, *Astrophys. J.*, **266**, 543.
- [27] Cowie, L. L. 1981, *Astrophys. J.*, **245**, 66.
- [28] Cox, D. P. 1981, *Astrophys. J.*, **245**, 534.
- [29] Cox, D. P. 1983, *Astrophys. J. (Lett.)*, **265**, L61.
- [30] Cox, D. P. 1985, *Astrophys. J.*, **288**, 465.
- [31] Cox, D. P. y Smith, B. W. 1974, *Astrophys. J. (Lett.)*, **189**, L105.
- [32] de Loore, C., Willis, A, Laskarides, P. (eds.) 1986, *Luminous Stars and Associations, IAU Symp. 116*, (Dordrecht: Reidel).
- [33] Dickman, R., Goldsmith, P. y Young, J. (eds.) 1988, *Molecular Clouds in the Milky Way y External Galaxies*, (Berlin: Springer).
- [34] Donas, J., Deharveng, J., Laget, M., Milliard, B. A. y Huguenin, D. 1987, *Astron. Astrophys.*, **180**, 12.
- [35] Dopita, M. 1985, *Astrophys. J. (Lett.)*, **295**, L5.
- [36] Dopita, M. 1988, *Supernova Remnants and the ISM, IAU Coll. 101*, eds. R. Roger y T. Landecker, (Cambridge: Cambridge Univ. Press), 493.

- 
- [37] Dupree, A. K. y Lago, M. T. V. T. (eds.) 1988, *Formation y Evolution of Low Mass Stars*, (Dordrecht: Kluwer).
- [38] Einasto, J. 1972, *Astrophys. Lett.*, **11**, 195.
- [39] Elmegreen, B. G. 1979, *Astrophys. J.*, **231**, 372.
- [40] Elmegreen, B. G. 1983, *Mon. Not. Roy. Ast. Soc.*, **203**, 1011.
- [41] Elmegreen, B. G. 1985, *Astrophys. J.*, **299**, 196.
- [42] Elmegreen, B. G. 1987, *Astrophys. J.*, **312**, 626.
- [43] Elmegreen, B. G. 1988, *Astrophys. J.*, **326**, 616.
- [44] Elmegreen, B. G. 1989a, *Astrophys. J.*, **338**, 178.
- [45] Elmegreen, B. G. 1989b, *Astrophys. J.*, **340**, 786.
- [46] Elmegreen, B. G. 1990, *The Evolution of the Interstellar Medium*, ed. L. Blitz, Astr. Soc. Pac. Conf. Series, **12**, 247.
- [47] Elmegreen, B. G. y Elmegreen, D. M. 1986, *Astrophys. J.*, **311**, 554.
- [48] Elmegreen, B. G. y Elmegreen, D. M. 1989, *Evolutionary Phenomena in Galaxies*, eds. J. Beckman y B. Pagel, (Cambridge: Cambridge University Press).
- [49] Elmegreen, B. G. y Lada, C. 1977, *Astrophys. J.*, **214**, 725.

- 
- [50] Emerson, D. T. 1974, *Mon. Not. Roy. Ast. Soc.*, **169**, 607.
- [51] Falgarone, E. y Puget, J. L. 1986, *Astron. Astrophys.*, **162**, 235.
- [52] Ferrara, A., Ferrini, F., Franco, J. y Barsella, B. 1991, *Astrophys. J.*, **381**, 137.
- [53] Ferrini, F., Franco, J. y Matteucci, F. (eds.) 1991, *Chemical and Dynamical Evolution of Galaxies*, (Pisa: ETS Editrice).
- [54] Ferrini, F., Marchesoni, F. y Shore, S. N. 1985, *Ad. Chem. Phys.*, **62**, 493.
- [55] Field, G. B. y Saslaw, W. C. 1965, *Astrophys. J.*, **142**, 568.
- [56] Franco, J. 1984a, *Astron. Astrophys.*, **187**, 35.
- [57] Franco, J. 1984b, *Temas Selectos de Astrofísica*, ed. M. Peimbert, (México: UNAM), 13.
- [58] Franco, J. 1991, *Chemical and Dynamical Evolution of Galaxies*, ed. F. Ferrini, J. Franco and F. Matteucci, (Pisa: ETS Editrice), 506.
- [59] Franco, J. 1992, *Star Formation in Stellar Systems*, ed. G. Tenorio-Tagle , (Cambridge: Cambridge U. Press), en prensa.
- [60] Franco, J., Bodenheimer, P., Tenorio-Tagle, G. y Różyczka , M. 1992, *Evolution of Interstellar Matter and Dynamics of Galaxies*, ed. J. Palouš and W. Burton, (Cambridge: Cambridge U. Press), 83.

- 
- [61] Franco, J. y Cantó, J. 1985, *La Astronomía Contemporánea*, ed. L. F. Rodríguez, (México: UNAM), 47.
- [62] Franco, J. y Carigi, L. 1991, en preparación.
- [63] Franco, J. y Cox, D. P. 1983, *Astrophys. J.*, **273**, 243.
- [64] Franco, J. y Cox, D. P. 1986, *Publ. Astron. Soc. Pac.*, **98**, 1076.
- [65] Franco, J. y Ferrara, A. 1992, *Evolution of Interstellar Matter and Dynamics of Galaxies*, ed. J. Palouš and W. Burton, (Cambridge: Cambridge U. Press), 130.
- [66] Franco, J., Ferrara, A., Różyczka, M., Tenorio-Tagle, G. and Cox, D. P. 1993a, *Astrophys. J.*, **000**, en prensa.
- [67] Franco, J., Ferrini, F., Ferrara, A. y Barsella, B. 1991, *Astrophys. J.*, **366**, 443.
- [68] Franco, J. y Shore, S. N. 1984, *Astrophys. J.*, **285**, 813.
- [69] Franco, J., Shore, S. N. y Tenorio-Tagle, G. 1993b, en preparación.
- [70] Franco, J., Tenorio-Tagle, G. y Bodenheimer, P. 1989 *Rev. Mex. Astron. Astrofís.*, **18**, 65.
- [71] Franco, J., Tenorio-Tagle, G. y Bodenheimer, P. 1990, *Astrophys. J.*, **349**, 126.
- [72] Franco, J., Tenorio-Tagle, G., Bodenheimer, P. y Różyczka, M. 1991b, *Publ. Astron. Soc. Pac.*, **103**, 803.

- 
- [73] Franco, J., Tenorio-Tagle, G., Bodenheimer, P., Różyczka, M. and Mirabel, I. F. 1988, *Astrophys. J.*, **333**, 826.
- [74] Franco, J., Tenorio-Tagle, G., Terlevich, R. y Melnick, J. 1991, en preparación.
- [75] Freedman, W. 1984, Ph. D. Thesis, Univ. of Toronto, Canada.
- [76] Freedman, W. y Madore, B. F. 1984, *Astrophys. J.*, **280**, 592.
- [77] Gallagher, J. y Hunter, D. 1987, *Star Formation in Galaxies*, ed. C. Lonsdale Persson, NASA CP-2466, 293.
- [78] Gerola, H. y Seiden, P. 1978, *Astrophys. J.*, **223**, 129.
- [79] Gilden, D. L. 1984, *Astrophys. J.*, **279**, 335.
- [80] Guibert, J., Lequeux, J. y Viallefond, F. 1978, *Astron. Astrophys.*, **68**, 1.
- [81] Guideroni, B. 1987, *Astron. Astrophys.*, **172**, 27.
- [82] Güsten, R. y Mezger, P. 1983, *Vist. Astron.*, **26**, 159.
- [83] Hamajima, K. y Tosa, M. 1975, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, **27**, 561.
- [84] Hartwick, F. D. A. 1971, *Astrophys. J.*, **163**, 431.
- [85] Hausman, M. 1981, *Astrophys. J.*, **245**, 72.
- [86] Hausman, M. y Roberts, W. 1984, *Astrophys. J.*, **282**, 106.

- 
- [87] Heiles, C. 1990, *Astrophys. J.*, **352**, **354**, 483.
- [88] Hensler, G. y Burkert, A. 1991, *Chemical and Dynamical Evolution of Galaxies*, ed. F. Ferrini, J. Franco and F. Matteucci, (Pisa: ETS Editrice), 539.
- [89] Hollenbach, D. J. y Thronson, H. A. (eds.) 1987, *Interstellar Processes*, (Dordrecht: Reidel).
- [90] Herbig, G. 1962, *Astrophys. J.*, **135**, 736.
- [91] Hoyle, F. 1953, *Astrophys. J.*, **118**, 513.
- [92] Hunter, D. A. y Gallagher, J. S. 1986, *Publ. Astron. Soc. Pac.*, **98**, 5.
- [93] Ikeuchi, S., Habe, A. y Tanaka, 1984, *Mon. Not. Roy. Ast. Soc.*, **207**, 909.
- [94] Jackson, J. D. 1975, *Classical Eletrodynamics*, (New York: Wiley).
- [95] Jog, C. y Solomon, P. M. 1984, *Astrophys. J.*, **276**, 114.
- [96] Kaufman, M. 1981, *Astrophys. J.*, **250**, 534.
- [97] Kaufman, M., Bash, F., Kennicutt, R. y Hodge, P. 1987, *Astrophys. J.*, **319**, 61.
- [98] Kennicutt, R. C. 1983, *Astrophys. J.*, **272**, 54.
- [99] Kennicutt, R. C. 1989, *Astrophys. J.*, **344**, 685.
- [100] Klein, R. I., Sandford, M. T. y Whitaker, R. W. 1983, *Astrophys. J. (Lett.)*, **271**, L69.

- 
- [101] Kwan, J. 1979, *Astrophys. J.*, **229**, 567.
- [102] Kwan, J. y Valdes, F. 1983, *Astrophys. J.*, **271**, 604.
- [103] Lada, C. J. 1985, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **23**, 267.
- [104] Larson, R. B. 1988, *Galactic y Extragalactic Star Formation*, eds. R. E. Pudritz y M. Fich, (Dordrecht: Kluwer), 459.
- [105] Lattanzio, J., Monaghan, J., Pongracic, H. y Schwarz, M. 1985, *Mon. Not. Roy. Ast. Soc.*, **215**, 125.
- [106] Leisawitz, D. y Bash, F. 1984, *Astrophys. J.*, **285**, 25.
- [107] Lizano, S., Shu, F. y Cantó, J. 1991, preprint.
- [108] Lonsdale Persson, C. (ed.) 1987, *Star Formation in Galaxies*, NASA CP-2466.
- [109] Lord, S. y Young, J. S. 1990, preprint.
- [110] Lucas, R., Omont, A. y Stora, R. (eds.) 1985, *Birth y Infancy of Stars*, (Amsterdam: North Holland).
- [111] Lynden-Bell, D. 1966, *Observatory*, **86**, 57.
- [112] Madore, B. F. 1977, *Mon. Not. Roy. Ast. Soc.*, **178**, 1.
- [113] Madore, B., van den Bergh, S. y Rostag, D. 1974, *Astrophys. J.*, **191**, 317.
- [114] Mathis, J. 1959, *Astrophys. J.*, **129**, 259.
- [115] Matteucci, F., Franco, J., Francois, P. y Treyer, M. A. 1989, *Rev. Mex. Astron. Astrofís.*, **18**, 145.

- 
- [116] Marochnik, L., Berman, B., Mishurov, Y. y Suchkov, A. 1983, *Astrophys. Sp. Sc.*, **89**, 177.
- [117] McKee, C. F. 1989, *Astrophys. J.*, **345**, 782.
- [118] McKee, C. F. y Ostriker, J. P. 1977, *Astrophys. J.*, **218**, 148.
- [119] Mestel, L. 1965, *Quart. J. R. A. S.*, **6**, 265.
- [120] Miller, G. E. y Scalo, J. M. 1979, *Astrophys. J. Suppl.*, **41**, 513.
- [121] Monaghan, J. J. y Varnas, S. R. 1988, *Mon. Not. Roy. Ast. Soc.*, **231**, 515.
- [122] Montmerle, T. y Van, J. T. T. (eds.) 1987, *Starbursts y Galaxy Evolution*, (Gif-sur-Yvette: Frontieres).
- [123] Morfill, G. E. y Scholer, M. (eds.) 1987, *Physical Processes in Interstellar Clouds*, (Dordrecht: Reidel).
- [124] Mouschovías, T., Shu, F. y Woodward, P. 1974, *Astron. Astrophys.*, **33**, 73.
- [125] Mueller, M. y Arnett, W. D. 1976, *Astrophys. J.*, **210**, 670.
- [126] Nakai, N. y Sofue, Y. 1982, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, **34**, 199.
- [127] Nakai, N. y Sofue, Y. 1984, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, **36**, 313.
- [128] Norman, C. y Ikeuchi, S. 1989, *Astrophys. J.*, **345**, 372.



- 
- [129] Norman, C. y Silk, J. 1980, *Astrophys. J.*, **238**, 158.
- [130] Oort, J. 1954, *Bull. Astr. Inst. Nether.*, **12**, 177.
- [131] Ö pik, E. J. 1953, *Irish Astr. J.*, **2**, 219.
- [132] Osterbrock, D. E. 1989, *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Active Galactic Nuclei*, (Mill Valley: University Science Books).
- [133] Palouš , J. (ed.) 1987, *Evolution of Galaxies, 10th IAU Euro. Reg. Astron. Meet.*, Publ. Czech. Acad. Sc., **69**.
- [134] Palouš , J. 1989, *Structure y Dynamics of the ISM, IAU Coll. 120*, eds. G. Tenorio-Tagle , M. Moles y J. Melnick, (Berlin: Springer), 518.
- [135] Palouš , J., Franco, J. y Tenorio-Tagle , G. 1990, *Astron. Astrophys.*, **227**, 175.
- [136] Palouš , J., Tenorio-Tagle , G. y Franco, J. 1993, en preparación.
- [137] Parker, E. N. 1966, *Astrophys. J.*, **145**, 811.
- [138] Parravano, A. 1988, *Astron. Astrophys.*, **205**, 71.
- [139] Parravano, A. 1989, *Astrophys. J.*, **347**, 812.
- [140] Parravano, A., Rosenzweig, P. y Terán M. 1990, *Astrophys. J.*, **356**, 100.
- [141] Parravano, A. y Mantilla, J. 1991, preprint.
- [142] Peimbert, M. y Jugaku, J. (eds.) 1987, *Star Forming Regions*, (Dordrecht: Reidel).

- 
- [143] Pudritz, R. E. y Fich, M. (eds.) 1988, *Galactic y Extragalactic Star Formation*, (Dordrecht: Kluwer).
- [144] Pudritz, R. E. y Silk, J. 1987, *Astrophys. J.*, **316**, 213.
- [145] Pumphrey, W. A. y Scalo, J. M. 1983, *Astrophys. J.*, **269**, 531.
- [146] Quirk, W. J. 1972, *Astrophys. J. (Lett.)*, **176**, L9.
- [147] Rana, N. C. y Wilkinson, D. A. 1986, *Mon. Not. Roy. Ast. Soc.*, **218**, 497.
- [148] Rana, N. C. y Wilkinson, D. A. 1988, *Mon. Not. Roy. Ast. Soc.*, **231**, 509.
- [149] Raymond, J., Cox, D. P. and Smith, B. W. 1976 *Astrophys. J.*, **204**, 290.
- [150] Reipurth, B. (ed.) 1989, *Low Mass Star Formation y Pre-Main Sequence Objects*, ESO Conf. Proc., **33**.
- [151] Roger, R. S. y Landecker, T. L. (eds.) 1988, *Supernova Remnants and the ISM*, *IAU Coll. 101*, (Cambridge: Cambridge Univ. Press).
- [152] Romanishin, W. 1987, *Star Formation in Galaxies*, ed. C. Lonsdale Persson, NASA CP-2466, 293.
- [153] Romeo, A. B. 1991, *Chemical and Dynamical Evolution of Galaxies*, ed. F. Ferrini, J. Franco and F. Matteucci, (Pisa: ETS Editrice), 472.
- [154] Rubio, M., Garay, G., Montani, J. y Thaddeus, P. 1991, *Astrophys. J.*, **368**, 173.

- 
- [155] Rumstay, K. S. y Kaufman, M. 1983, *Astrophys. J.*, **274**, 611.
- [156] Safronov, V. S. 1960, *Ann. d'Astrophysique*, **23**, 979.
- [157] Sanders, D. B., Solomon, P. M. y Scoville, N. Z. 1984, *Astrophys. J.*, **276**, 182.
- [158] Sanduleak, H. 1969, *Astrophys. J.*, **74**, 47.
- [159] Scalo, J. M. 1990, *Physical Processes in Fragmentation y Star Formation*, eds. R. Capuzzo-Dolcetta, C. Chiosi y A. Di Fazio, (Dordrecht: Kluwer).
- [160] Schmidt, M. 1959, *Astrophys. J.*, **129**, 243.
- [161] Schmidt, M. 1963, *Astrophys. J.*, **137**, 758.
- [162] Scoville, N. y Hersch, K. 1979, *Astrophys. J.*, **229**, 578.
- [163] Sedov, L. 1959, *Similarity Solutions and Dimensional Methods in Mechanics*, (Academic Press; New York).
- [164] Seiden, P. 1983, *Astrophys. J.*, **266**, 555.
- [165] Sellwood, J. y Calberg, R. 1984, *Astrophys. J.*, **282**, 61.
- [166] Shapiro, P. R. y Field, G. B. 1976, *Astrophys. J.*, **205**, 762.
- [167] Shore, S. N., Ferrini, F. y Palla, F. 1987, *Astrophys. J.*, **316**, 663.
- [168] Shu, F. 1974a, *Astron. Astrophys.*, **33**, 55.
- [169] Shu, F. 1974b, *The Interstellar Medium*, ed. K. Pinkau, (Dordrecht: Reidel), 219.

- 
- [170] Shu, F., Adams, F. C. y Lizano, S. 1987, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **25**, 23.
- [171] Shu, F., Milione, V., Gebel, W., Yuan, C., Goldsmith, D. A. y Roberts, W. 1972, *Astrophys. J.*, **173**, 557.
- [172] Silk, J. 1983, *Nature*, **301**, 574.
- [173] Silk, J. 1987, *Star Forming Regions*, eds. M. Peimbert y J. Jugaku, (Dordrecht: Reidel), 663.
- [174] Spitzer, L. Jr. 1978, *Physical Processes in the Interstellar Medium*, (New York: Wiley and Sons).
- [175] Stark, A., Elmegreen, B. y Chance, D. 1987, 322, 64.
- [176] Statler, T., Comins, N. F. y Smith, B. F. 1983, *Astrophys. J.*, **270**, 79.
- [177] Stone, M. E. 1970, *Astrophys. J.*, **159**, 293.
- [178] Struck-Marcell, C. y Scalo, J. M. 1987, *Astrophys. J. Suppl.*, **64**, 39.
- [179] Tacconi, L. y Young, J. S. 1986, *Astrophys. J.*, **308**, 600.
- [180] Talbot, R. J. 1971, *Astrophys. Lett.*, **8**, 111.
- [181] Talbot, R. J. 1974, *Astrophys. J.*, **189**, 209.
- [182] Talbot, R. J. 1980, *Astrophys. J.*, **235**, 821.
- [183] Talbot, R. J. y Arnett, W. D. 1973, *Astrophys. J.*, **186**, 69.
- [184] Talbot, R. J. y Arnett, W. D. 1975, *Astrophys. J.*, **197**, 551.

- 
- [185] Tenorio-Tagle , G., 1982, in *Regions of Recent Star Formation*, ed. R. S. Roger and P. E. Dewdney, (Dordrecht: Reidel), 1.
- [186] Tenorio-Tagle , G., 1991, *Ciencia*, **42**, 21.
- [187] Tenorio-Tagle , G. y Bodenheimer, P. 1988, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, **26**, 145.
- [188] Tenorio-Tagle , G., Bodenheimer, P., Różyczka , M. y Franco, J. 1986, *Astron. Ap.*, **170**, 107.
- [189] Tenorio-Tagle , G., Franco, J., Bodenheimer, P. y Różyczka , M. 1987, *Astron. Ap.*, **179**, 219.
- [190] Tenorio-Tagle , G., Moles, M. y Melnick, J. (eds.) 1989, *Structure and Dynamics of the ISM, IAU Coll. 120*, (Berlin: Springer).
- [191] Tenorio-Tagle, G. y Palouš, J. 1987, *Astron. Astrophys.*, **186**, 287.
- [192] Tenorio-Tagle , G., Różyczka , M., Franco, J. y Bodenheimer, P. 1991, *M. N. R. A. S.*, **251**, 318.
- [193] Tenorio-Tagle, G., Yorke, H. y Bodenheimer, P. 1979, *Astron. Astrophys.*, **80**, 110.
- [194] Terlevich, R., Tenorio-Tagle, G., Franco, J. y Melnick, J. 1992, *M. N. R. A. S.*, **255**, 713.
- [195] Thuan, T. X., Montmerle, T. y Van, J. T. T. (eds.) 1988, *Starbursts y Galaxy Evolution*, (Gif-sur-Yvette: Frontieres).

- 
- [196] Toomre, A. 1964, *Astrophys. J.*, **139**, 1217.
- [197] Tomisaka, K. 1986, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, **38**, 95.
- [198] Torres-Peimbert, S. y Fierro, J. (eds.) 1989, *2nd Mexico-Texas Conf. on Astrophysics, Rev. Mex. Astron. Astrofís.*, **18**, .
- [199] Tosa, M. y Hamajima, K. 1975, *Publ. Astron. Soc. Jap.*, **27**, 501.
- [200] Tosi, M. y Díaz, A. 1991, *Chemical and Dynamical Evolution of Galaxies*, ed. F. Ferrini, J. Franco and F. Matteucci, (Pisa: ETS Editrice), 582.
- [201] Twarog, B. A. 1980, *Astrophys. J.*, **242**, 242.
- [202] Unwin, S. C. 1980a, *Mon. Not. Roy. Ast. Soc.*, **190**, 551.
- [203] Unwin, S. C. 1980b, *Mon. Not. Roy. Ast. Soc.*, **192**, 243.
- [204] van den Bergh, S. 1973, *Stellar Ages*, eds. G. Cayrel y A. M. Delplace, (Paris: Obs. Paris-Meudon).
- [205] van der Kruit, P. C. 1988, *Astron. Astrophys.*, **192**, 117.
- [206] van Genderen, A. M. 1969, *Bull. Astron. Inst. Netherl. Suppl.*, 3, 221.
- [207] Vázquez, E. y Scalo, J. 1989, *Astrophys. J.*, **343**, 644.
- [208] Visser, H. C. D. 1980, *Astron. Astrophys.*, **88**, 159.

- 
- [209] Vogel, S., Kulkarni, S., and Scoville, N. 1988, *Nature*, **334**, 402.
- [210] Weaver, R., McCray, R., Castor, J., Shapiro, P. y Moore, R. 1977, *Astrophys. J.*, **218**, 377.
- [211] Whitworth, A. 1979, *Mon. Not. Roy. Ast. Soc.*, **186**, 59.
- [212] Woodward, P. R. 1975, *Astrophys. J.*, **195**, 61.
- [213] Wyse, R. F. G. 1986, *Astrophys. J. (Lett.)*, **311**, L41.
- [214] Young, J., Xie, S., Kenney, J. y Rice, W. 1989, *Astrophys. J. Suppl.*, **70**, 699.
- [215] Zweibel, E. y Josafatsson, K. 1983, *Astrophys. J.*, **270**, 511.