

Determinaciones de Masa de Gas Molecular a partir de Observaciones de CO

P. Maloney¹

Instituto de Astronomía,

Universidad Nacional Autónoma de México,

Apdo Postal 70-264, México D.F. 04510, México;

tony@astroscu.unam.mx

Mayo 2006

¹Artículo original *Maloney, P. 1990 in The Interstellar Medium in Galaxies*, Ed. H.A. Thronson Jr. y J.M. Schull (Dordrecht: Kluwer Academic Publishers), p. 493

Traducción al Español por José Antonio García Barreto, Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México (IA-UNAM), México, D.F. Mayo 2006

1. Resumen

Se hace una revisión de las determinaciones de las masas en base a observaciones de CO. Se discuten las bases fundamentales del método y la dependencia del cociente de $I_{CO}/N(H_2)$ en las condiciones físicas. Se revisan las estimaciones del valor actual para la conversión de intensidad integrada de CO a densidad de columna de H_2 . Se concluye que el factor de conversión estándar es probablemente exacto dentro de un factor de 2, más ó menos, para las galaxias espirales normales de disco ricas en metales; sin embargo, el uso de este factor de conversión puede resultar en errores substanciales cuando se aplica a sistemas de baja metalicidad, tales como galaxias irregulares y a sistemas con gas molecular en medios extremos tales como en núcleos de galaxias y galaxias ultralumínicas.

2. Introducción

El hidrógeno molecular es uno de los componentes principales, por masa, del medio interestelar y su abundancia está directamente relacionada con la tasa de formación estelar en una galaxia. Desafortunadamente, la simetría de la molécula de H_2 hace la detección directa de hidrógeno molecular imposible bajo la mayoría de las circunstancias ya que las transiciones de dipolo eléctrico son estrictamente prohibidas. Para estimar la cantidad de gas molecular que está presente en una región, generalmente tenemos que basarnos en observaciones de otra molécula, que hayan sido calibradas de alguna manera para proveer una estimación de la masa. De hecho, es así como la componente de nubes moleculares del medio interestelar (MIE) fué descubierto a través de observaciones de la transición $J = 1 \rightarrow 0$ de la molécula de CO a una frecuencia de 115.271 GHz. Se ha hecho un gran esfuerzo para la determinación de la distribución espacial y la masa de gas molecular en nuestra Galaxia (ver Blitz 1987 y sus referencias). Aquí me concentro en el uso de las observaciones de CO para determinar las masas de gas molecular en otras galaxias.

Una emisión brillante de las líneas de rotación pura de CO es característica de las nubes moleculares en nuestra Galaxia debido a la combinación afortunada de tres parámetros: la gran abundancia de CO, su pequeño espaciamiento de sus niveles de energía rotacional, y a su pequeño momento dipolar (van Dishoeck y Black 1987). ¿Bajo

qué circunstancias se puede esperar que la emisión de CO indique la masa molecular? ¿Podría usarse en una forma confiable para determinar las masas de gas en otras galaxias donde las condiciones físicas en el MIE puedan ser muy diferentes? Las secciones subsecuentes de éste artículo discuten este tema. La organización es la siguiente: §2 es una breve historia del uso de CO como un indicador de masa molecular extragaláctica. §3 describe las bases físicas para la conversión de la emisión de CO a masa de gas molecular. La evidencia para las variaciones en el valor del factor de conversión y sus probables incertidumbres se discuten en §4. §5 discute los métodos por los cuales se puede obtener información de las condiciones físicas del MIE de otras galaxias y los resultados se presentan en §6.

El uso de CO en la determinación de masa del gas molecular se ha discutido por Rickard, Harvey y Blitz (1984), Israel (1985), Dickman, Snell y Schloerb (1986), Verter (1987), van Dishoeck y Black (1987), Maloney y Black (1988), y Israel (1988a), entre otros.

3. Breve Historia

Es un verdadero tributo a los ingenieros de ondas milimétricas que la primera detección de emisión de CO extragaláctico ocurriera solamente cinco años después de la primera detección de la línea $J = 1 \rightarrow 0$ en nuestra Galaxia (Rickard *et al.* 1975). El trabajo observacional pionero está resumido en Morris y Rickard (1982) quienes también presentan una de las primeras discusiones de la determinación de la masa de CO y sus incertidumbres. De importancia particular es el concepto de una nube molecular 'estándar' que provea la base física para la conversión de la emisión de CO a masa molecular, a pesar de que esta no se ha reconocido siempre. Dado que la transición $J = 1 \rightarrow 0$ de ^{12}CO es ordinariamente ópticamente gruesa, no es obvio inmediatamente el porqué la intensidad de esta línea deba estar relacionada de alguna manera a la masa de gas molecular en la región emisora.

Uno de los primeros artículos importantes es el de Young y Scoville (1982) quienes estudiaron la distribución de CO en las galaxias Scd NGC 6946 y IC 342. Young y Scoville intentaron calibrar el uso de la emisión de $^{12}\text{CO } J = 1 \rightarrow 0$ como un indicador de masa derivando una relación empírica entre la intensidad integrada en la línea, I_{CO} (en

unidades de K km s^{-1}), y la densidad de columna del hidrógeno molecular (derivado de las mediciones de extinción, análisis de equilibrio termodinámico (ETD) de datos de ^{12}CO y ^{13}CO , ó de las estimaciones de masa del teorema del virial) para una muestra de nubes moleculares Galácticas. Young y Scoville obtuvieron un valor de $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}} = 4 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} \text{ K km s}^{-1}$ la cual utilizaron en el análisis de sus observaciones y donde se supuso que fuese constante a cualquier distancia galactocéntrica. *NB:* en el tenor de ser consistentes con la notación que se establecieron los que estudian emisiones de rayos gamma, al factor de conversión $N(\text{H}_2)/I_{\text{CO}}$ se le denotará imaginativamente como X en lo que resta de este artículo.

El valor de X de Young y Scoville, ó el valor cercano derivado del estudio del plano Galáctico realizado por UMass/Stony Brook utilizando el teorema del virial (Sanders, Scoville y Solomon 1985), ha sido utilizado para interpretar la emisión de CO de un gran número de galaxias y para extraer algunas conclusiones acerca del MIE en galaxias. EL número total de galaxias que se ha detectado en CO rebasa las 100 (Verter 1985 y recientes actualizaciones), incluyendo las galaxias irregulares enanas, espirales tempranas y tardías y galaxias extremadamente activas tales como las 'galaxias ultraluminosas' descubiertas por el satélite *IRAS*. Ha habido dudas ocasionales, sin embargo, sobre si un factor de conversión derivado de observaciones de nubes moleculares de nuestra Galaxia es apropiado para todos estos objetos. Mientras que estudios de rayos γ en nuestra Galaxia han dado una fuerte evidencia para un valor uniforme de X (dentro de las incertidumbres) a lo largo de todo el disco Galáctico (aún y cuando esto es parte de un debate : ver Bloemen 1989 y sus referencias), dan de igual manera una fuerte evidencia en favor de un valor muy diferente de la conversión en el centro Galáctico. Blitz *etal.* (1985) concluyeron que el uso del valor de X basado en el disco sobreestima la cantidad de gas molecular en los 400 pc más internos de la Galaxia por al menos un factor de 6 ó 7 (a menos de que los rayos γ estén preferentemente excluidos de las nubes del centro Galáctico, e.g. por campos magnéticos). Este resultado genera serias dudas acerca de la aplicabilidad del valor Galáctico de X a nubes moleculares en regiones similares extremas tales como los núcleos de galaxias.

Se han generado otras dudas acerca de la validéz de interpretar todos los valores extragalácticos en el estudio de galaxias irregulares con el valor estándar de conversión. Muy pocas galaxias irregulares se han detectado en CO y su emisión es demasiado débil.

Israel *etal.* (1986) sugirieron que la poca emisión de CO de las Nubes Grande y Pequeña de Magallanes no era debida a una ausencia de gas molecular, sino era una consecuencia de las bajas metalicidades en estas galaxias. Conclusiones similares fueron hechas por Thronson *etal.* (1987) en un estudio multi longitud de onda de la galaxia irregular tipo Magallanes NGC 4449. Dado que una característica de las galaxias irregulares es tener baja metalicidad, es posible que el uso del factor X Galáctico dará sistemáticamente una estimación de la masa de gas molecular presente, por debajo de lo esperado.

En la siguiente sección discutiré los principios físicos para el uso de I_{CO} como un indicador de masa molecular, y la dependencia esperada de X en las condiciones físicas en el gas molecular.

4. Los Principios Físicos de los Factores de Conversión

4.1. Derivación

Las nubes moleculares en otras galaxias no se han resuelto angularmente por antenas milimétricas existentes, aún interferómetros, excepto para las nubes moleculares mas grandes en el Grupo Local de galaxias. La observación de la emisión de CO de una galaxia es por lo tanto la convolución del patrón de potencia de la antena con la emisión de un conjunto de nubes moleculares no resueltas angularmente. La intensidad integrada observada de CO puede ser expresada como la integral de esta convolución sobre el espacio de velocidades:

$$I_{CO} = \Omega_A^{-1} \int \int \int T_R(\theta, \phi) P(\theta, \phi) d\Omega dV \text{ K km s}^{-1} \quad (1)$$

donde $\Omega_A \equiv \int \int P(\theta, \phi) d\Omega$. (Para una antena gaussiana con ancho total a potencia media (ATPM) $\theta_A \ll (4 \ln 2)^{1/2}$, verdadero para antenas milimétricas, $\Omega_A = 1.13 \theta_A^2$.) Para una población de nubes discretas y sin tener bloque de nube con nube, la integral en la ecuación (1) puede ser reemplazada por la suma

$$I_{CO} = \Omega_A^{-1} \sum T_R^i A^i P^i (2\pi)^{1/2} \sigma_v^i \text{ K km s}^{-1} \quad (2)$$

donde i denota las propiedades de la i ésima nube, T_R^i es la temperatura de radiación promediada sobre el área de la nube (nótese que las temperaturas de antena están definidas como temperaturas en el régimen Rayleigh-Jeans; ver Kutner y Ulich 1981), A^i es el área de la nube, P^i es el valor de la respuesta de la antena sobre la posición de la i ésima nube, σ_v^i es la dispersión interna de velocidades de una nube y se ha supuesto un perfil de línea tipo gaussiano. Por simplicidad considérese una antena cuyo patrón de radiación es un disco uniforme de diámetro θ_A , i.e., $P(\theta)$ igual 1, para $\theta \leq \theta_A/2$, y 0 para otros valores. Esta idealización no afectará los resultados en forma significativa. El área del haz es por lo tanto $\Omega = \pi\theta_A^2/4$.

La ecuación (2) es más fácil representarla en forma estadística (Dickman, Snell y Schloerb 1986, de aquí en adelante DSS), reemplazando la suma sobre los parámetros individuales de las nubes por unos valores promedio de un conjunto de nubes. Realizando este reemplazo, y escribiendo el área de una nube como $A = \pi D^2/4$, donde D es el diámetro promedio, la intensidad integrada queda

$$I_{CO} = \frac{\pi(2\pi)^{1/2}}{4\Omega_A} N \langle T_R \rangle \langle D \rangle \langle \sigma_v \rangle \text{ K km s}^{-1} \quad (3)$$

donde $\langle \rangle$ denota una cantidad promediada sobre un conjunto, y N es el número total de nubes dentro del haz.

En forma similar, la densidad de columna de H_2 promediada sobre el haz se puede expresar como

$$N(H_2) = \frac{\pi}{6\Theta_A} N \langle \bar{n} \rangle \langle D^3 \rangle \text{ cm}^{-2} \quad (4)$$

donde $\langle \bar{n} \rangle$ es la densidad numérica promedio de H_2 en cm^{-3} . El cociente de las ecuaciones (4) y (3) es entonces

$$X = \frac{2}{3} \frac{\langle \bar{n} \rangle \langle D^3 \rangle}{(2\pi)^{1/2} \langle T_R \rangle \langle D^2 \rangle \langle \sigma_v \rangle} \quad (5)$$

$$X = 8.2 \times 10^{17} \frac{\langle \bar{n} \rangle \langle D \rangle}{\langle T_R \rangle \langle \sigma_v \rangle} \text{ cm}^{-2} (\text{K km s}^{-1})^{-1}$$

donde la constante numérica es cuando D está en parsecs y σ_v en km s^{-1} , y también se ha supuesto que $\langle D^n \rangle = \langle D \rangle^n$.

La ecuación (5) tal y como aparece no contiene nada de física. Para seguir adelante

necesitamos suponer que existe alguna relación entre la velocidad de dispersión y la dimensión y masa de una nube molecular. Esto usualmente se hace suponiendo que las nubes están en equilibrio termodinámico. Una nube estable que está dominada por su propia gravedad y que ha tenido tiempo de alcanzar equilibrio virial tendrá una dispersión de velocidades en una dimensión dada por

$$\sigma_v = \left(\frac{2\varphi GM}{3D} \right)^{1/2} \quad (6)$$

donde φ es un parámetro de orden uno que depende de la distribución de masa en la nube. Para una nube homogénea esférica, $\varphi = 0.6$, mientras que para una nube esférica con un perfil de densidad que varíe como r^{-2} , $\varphi = 1.0$. Además para una transición ópticamente gruesa como la línea $J = 1 \rightarrow 0$ de ^{12}CO , la dispersión de velocidades aparente será mayor que la dada por la expresión (6) debido a la saturación de la línea de emisión. Este efecto se puede describir incluyendo un factor adicional γ en la ecuación (6), de tal forma que $\sigma_v = (2\varphi\gamma GM/3D)^{1/2}$. Para la línea $^{12}\text{CO } J = 1 \rightarrow 0$, γ probablemente caiga en el rango 1.5 – 2 (DSS). Para el resto de la discusión se supondrá que $\varphi\gamma = 1$.

En términos de una densidad promedio $\bar{n}$ y diámetro D , la ecuación (6) queda

$$\sigma_v = (\pi G \bar{n} \mu D^2 / 9)^{1/2} \sigma_v = 9.7 \times 10^{-3} (\bar{n} D^2)^{1/2} \text{ km s}^{-1} \quad (7)$$

donde μ es la masa promedio de una molécula de H_2 ($\mu = 2.56 m_H$ para el cociente cósmico He/H), y el coeficiente numérico es cuando D está en pc, σ_v en K km s^{-1} . Con la suposición del equilibrio virial, la ecuación (5) queda entonces

$$X = 8.43 \times 10^{19} \frac{\langle \bar{n} \rangle^{1/2}}{\langle T_R \rangle} \text{ cm}^{-2} (\text{K km s}^{-1})^{-1}. \quad (8)$$

Para los valores canónicos Galácticos de $\langle \bar{n} \rangle = 200 \text{ cm}^{-3}$, $\langle T_R \rangle = 6.7 \text{ K}$, $X = 1.8 \times 10^{20}$. La ecuación (8) también se puede expresar en términos de la densidad superficial de masa de gas molecular,

$$\frac{\sigma_{\text{H}_2}}{I_{\text{CO}}} = 1.73 \frac{\langle \bar{n} \rangle^{1/2}}{\langle T_R \rangle} M_\odot \text{ pc}^{-2}; \quad (9)$$

los valores Galácticos para $\langle \bar{n} \rangle$ y $\langle T_R \rangle$ dan $\sigma_{H_2}/I_{CO} = 3.6$. Como comparación el valor de X dado por Young y Scoville (1982) de 4×10^{20} corresponde a $\sigma_{H_2}/I_{CO} = 8.2$ incluyendo la corrección por helio.

La derivación simple de arriba dá un valor para X que es aproximadamente 50% del valor de Young y Scoville (1982). Está de acuerdo con las estimaciones de X obtenidas de los análisis de la emisión de rayos γ Galácticos que provee lo que es incuestionablemente la mejor estimación del valor de X a gran escala en Nuestra Galaxia: $X \leq 2.5 \times 10^{20}$ (Bloemen *etal.* 1986; Bhat, Mayer y Wolfendale 1987, Bloemen 1989). Debido a una gran variedad de razones el valor de X basado en rayos- γ es un límite superior; el grupo de Durham indican un valor un poco menor que el grupo *COS-B* (ver Bloemen 1989 y sus referencias). La similitud es motivante y sugiere que es razonable el uso del modelo simple de esta sección para estimar la sensibilidad de X a las variaciones en los parámetros que describen el conjunto de nubes moleculares.

4.2. Dependencias Físicas

Bajo las suposiciones de la sección anterior, la dependencia de X en la temperatura y densidad están dadas por la ecuación (8): $X \propto \langle \bar{n} \rangle^{1/2} \langle T_R \rangle^{-1}$. La temperatura de radiación T_R está relacionada con la temperatura de excitación de la transición T_{ex} que describe las poblaciones relativas de los estados superior e inferior de la transición a través de

$$T_R \equiv \frac{h\nu}{k} \left\{ (e^{h\nu/kT_{ex}} - 1)^{-1} - (e^{h\nu/kT_{bg}} - 1)^{-1} \right\} (1 - e^{-\tau}) K \quad (10)$$

donde h es la constante de Planck, ν la frecuencia de la transición, k es la constante de Boltzman, T_{bg} es la temperatura de campo de fondo (usualmente 2.7 K), y τ es el espesor óptico de la transición. (Para la transición $J = 1 - 0$ de ^{12}CO , $h\nu/k = 5.5$ K.) La línea $J = 1 - 0$ de ^{12}CO es generalmente muy ópticamente gruesa y termalizada por lo tanto $T_{ex} \approx T_k$, la temperatura cinética del gas y el factor del espesor óptico es del orden de la unidad. Debido a que T_R está *definida* como una temperatura en el régimen de Rayleigh-Jeans, la relación entre T_R y T_{ex} no será lineal para valores pequeños de T_{ex} . Para la línea $J = 1 - 0$, $T_R = 6.7$ cuando $T_{ex} = 10$ K. Sin embargo, para $T_{ex} \geq 15$

K, esta no linealidad no es importante y T_R varía como T_{ex} . Teniendo todos los otros parámetros iguales, el valor apropiado de X decrecerá cercanamente en forma lineal con T_{ex} . Esta dependencia en la temperatura es probable que sea importante como veremos más adelante.

Es importante notar que la escala correcta de temperatura debe ser utilizada al estimar las masas de H_2 con observaciones de la emisión de CO. El acoplamiento entre la respuesta de la antena y la distribución del brillo del objeto será, en general, completamente diferente para observaciones de galaxias, donde la extensión de la emisión es pequeña en comparación a la dimensión del patrón de error del telescopio y las observaciones de nubes moleculares Galácticas, para las cuales la fuente pudiera llenar el patrón de error así como el haz de difracción (see Ulich y Haas 1976; Kutner y Ulich 1981). No se realiza ninguna corrección por esto en las escalas de temperatura estándares T_R^* y T_A^* . En general la escala de temperatura correcta para utilizar deberá ser T_{mb} , es decir, la temperatura de antena corregida por todo excepto el acoplamiento del haz principal (de difracción) a la distribución de brillos superficial del objeto.

Bajo la suposición de equilibrio virial, $X \propto \langle \bar{n} \rangle^{1/2}$. Así X es menos sensible a las variaciones en la densidad promedio que a las variaciones de la temperatura; tales variaciones pueden sin embargo ser importantes, por ejemplo en los núcleos de galaxias (ver §4.3).

Existe una dependencia física adicional de X que ha sido ignorada en la derivación anterior y que ha sido generalmente ignorada ó tratada en forma inapropiada. Se refiere a la metalicidad del gas, Z . El efecto de la metalicidad entra en la derivación de X de una manera muy sutil. Al hacer el cociente de la ecuación (4), es decir, la densidad de columna de H_2 promediada en el haz, y la ecuación (3), es decir, la emisión integrada de CO de la nubes dentro del haz, hemos implícitamente supuesto que el área proyectada de una nube molecular, dada por los bordes reales de la nube y el área de la región de emisión de $J = 1 - 0$ son las mismas. No importa, de hecho, que el cociente sea realmente uno, *siempre y cuando sea el mismo para todas las nubes moleculares*.

Para nubes moleculares en la vecindad solar, el cociente de las dimensiones de CO a las dimensiones moleculares de H_2 es probablemente cerca de la unidad: CO se convierte en la fase dominante de gas de la especie de carbón a una distancia no muy

profunda en la nube comparado con la profundidad a la cual H_2 domina la abundancia de hidrógeno (Maloney y Black 1988). El incremento en la metalicidad del gas hacia el centro Galáctico (e.g., Shaver *et al.* 1983) tendrá por lo tanto poco efecto en el valor de X ya que el incremento mínimo en la dimensión de CO que se pudiera esperar es insignificante, y la intensidad emergente de la superficie de una nube no se incrementará dado que la línea de $J = 1 - 0$ de ^{12}CO ya es ópticamente gruesa. *No se espera que el valor de X dependa del cociente de la fase de gas $[CO]/[H_2]$ para metalicidades $Z \geq Z_{\odot}$.* Uno debe de tener precaución, sin embargo, al derivar densidades de columna de H_2 en base a *densidades de columna* de CO determinadas de alguna manera., e.g. análisis de los datos de ^{12}CO y ^{13}CO ya que entonces la densidad de columna de hidrógeno calculada depende directamente proporcional en el cociente que se ha supuesto de $[CO]/[H_2]$, que puede ser mayor por un factor $Z/Z_{\odot}$ que el valor en la vecindad solar.

En ambientes de baja metalicidad, la dependencia de la luminosidad de CO en la metalicidad puede ser diferente. Cuando las abundancias de la fase del gas de carbono y oxígeno son substancialmente menores los valores de la vecindad solar, las dimensiones de una nube de CO pueden llegar a ser mucho muy pequeñas comparadas con las dimensiones de H_2 , lo que significa que el uso de un valor calibrado con la vecindad solar drásticamente subestimaré la cantidad de gas molecular presente. Esto se discute con detalle en §4.3.

La derivación en esta sección muestra que, bajo las suposiciones de que las nubes moleculares estan en equilibrio virial y tienen $T_{ex} \approx 10$ K, es posible derivar un valor de X que es 50% del valor generalmente utilizado de Young y Scoville (1982), y estará de acuerdo con el valor estimado proveniente del análisis de la emisión de rayos- γ . Se ha hecho claro, espero, que el uso de un valor X derivado de las observaciones de nubes moleculares en Nuestra Galaxia implícitamente supone que los conjuntos de nubes moleculares en otras galaxias están caracterizadas por valores similares promedio de las propiedades de las nubes, i.e., temperaturas cinéticas de ≈ 10 K y densidades promedio de unos cientos cm^{-3} , así como una metalicidad someramente solar (ó mayor). Desviaciones grandes de estos valores producirán correspondientemente cambios en X ; tales cambios son el tema de la siguiente sección.

5. Variaciones e Incertidumbres

5.1. Introducción

Un sólo valor de X ha sido utilizado para interpretar un gran número de observaciones de otras galaxias teniendo un gran rango en luminosidades desde las galaxias enanas irregulares hasta las galaxias ultralumínicas en infrarrojo descubiertas por el satélite *IRAS*. ¿Puede uno esperar en forma razonable que la constante de proporcionalidad entre la columna de densidad de H_2 e I_{CO} permanezca con el mismo valor bajo un gran rango de condiciones físicas? En ésta sección discuto la evidencia y argumentos presentes para creer que existe una variación considerable de X entre galaxias de diferente tipo y posiblemente en las mismas galaxias individuales.

Conjuntos de nubes moleculares caracterizadas por parámetros similares a aquéllos encontrados en el disco de Nuestra Galaxia también serán caracterizados por un valor similar de X . Esto es probablemente cierto para los discos de la mayoría de galaxias normales gigantes espirales de tipo tardío y quizás posiblemente de galaxias de tipos de Hubble temprano, aunque existen sin lugar a dudas excepciones. En la ausencia de una teoría que explique el porqué la componente de nubes moleculares del medio interestelar en Nuestra Galaxia exhibe los parámetros que observamos y qué valores pueden esos parámetros tomar bajo otras condiciones, es un poco riesgoso hacer conjeturas contundentes, pero es razonable el esperar que galaxias que tengan metalicidades semejantes, y tasas de inyección de energía al medio interestelar, etc. a las que existen en Nuestra Galaxia también tendrán conjuntos de nubes moleculares con propiedades en promedio similares y por lo tanto tendrán aproximadamente el mismo valor de X .

Sin embargo, existen galaxias en las cuales las condiciones en el medio interestelar deba ser muy diferente a la vecindad solar, y un número de argumentos indica que X tiene un valor muy diferente comparado al valor en Nuestra Galaxia: el uso del valor Galáctico llevará a resultados erróneos. Existen diferentes clases de galaxias (ó regiones de galaxias) para las cuales esto es probablemente cierto y estos objetos son parte de la discusión en esta sección. Se han dividido en dos grupos principalmente en base a la física relevante. En §2 se discute las regiones nucleares de galaxias, galaxias con brotes abruptos de formación estelar y galaxias ultralumínicas, mientras que la sección §3 considera el efecto de baja metalicidad en X , que es característico de galaxias irregulares.

5.2. Gas Molecular en las Regiones Nucleares de Galaxias, Galaxias con brotes abruptos de formación Estelar, y Galaxias Ultralumínicas

De alguna manera los astrónomos tienen una visión muy limitada del universo: se piensa que las condiciones en la vecindad solar se consideran generalmente típicas de todas las galaxias cercanas, al menos para corrimientos al rojo $Z \approx 0$. Sin embargo no necesitamos mirar muy lejos para encontrar un ambiente que es muy diferente: el núcleo de Nuestra Galaxia, a una distancia de 8.5 kpc (ó quizás menos, ya que la Galaxia continúa disminuyendo su diámetros a costa de la *Unión Astronómica Internacional*, *UIA*. Observaciones detalladas (ver artículos de revisión de Genzel y Townes 1987; Liszt 1988) muestran que los cientos de parsecs más cercanos al centro de la Galaxia están caracterizados por campos muy intensos, temperaturas de gas muy altas y una complicada dinámica de gases. El hecho de que el valor de X pueda ser muy diferente, en los cientos de parsecs mas cercanos al núcleo, del valor en el disco es sugerido por el análisis de Blitz *et al.* 1985 quien encontró que el pico de la emisión de rayos γ , el cual debería de estar presente si el valor de X del disco se aplica a la emisión nuclear de CO, está ausente; el límite superior de emisión de rayos γ de los 400 pc más interiores implica que la cantidad de gas molecular en esta región está sobreestimada por un factor de $\geq 6 - 7$, a menos de que los rayos γ sean preferentemente excluidos de las nubes del centro de la Galaxia.

Poseemos una imagen mucho más detallada del núcleo de Nuestra Galaxia comparada con la que podemos obtener de otras galaxias; y sin embargo es posible que las condiciones físicas en la mayoría de las regiones centrales de otras galaxias sean muy diferentes que en el disco de Nuestra Galaxia. Esto es especialmente cierto en galaxias que exhiben grandes tasas de formación estelar en las regiones nucleares ó poseen un núcleo activo, ó exhiben ambas. Sin lugar a dudas se aplica a las *galaxias ultralumínicas* descubiertas por *IRAS*, las cuales emiten la mayoría de su radiación en el lejano infrarrojo y tienen luminosidades $L_{FIR} \geq 5 \times 10^{11} L_{\odot}$. Algunas de estas galaxias parecen tener brotes abruptos de formación estelar, mientras que otras están dominadas por un núcleo activo. Las galaxias ultralumínicas, las galaxias con brotes abruptos de formación estelar y las galaxias con núcleos brillantes en infrarrojo tienen brillos superficiales en el infrarrojo en el intervalo $10^5 - 10^7 L_{\odot} \text{ pc}^{-2}$ (Lo *et al.* 1987), muchos ordenes de magnitud más altos que los valores típicos en el disco de Nuestra Galaxia

($\approx 10L_{\odot} \text{ pc}^{-2}$). Los campos de radiación muy intensos, las altas densidades estelares y posiblemente los fenómenos hidrodinámicos a gran escala en estas galaxias pueden tener efectos drásticos en el estado del gas molecular y hacer muy riesgosa la aplicación directa de un solo valor de X .

Unn gran número de piezas de evidencia sugieren que el uso del valor Galáctico X considerablemente sobreestima la cantidad de gas molecular en los ambientes con alta densidad de energía de estas galaxias. Esta evidencia se discute con gran detalle en las siguientes secciones.

5.2.1. *Extinciones y Masas de Polvo*

. La densidad de columna de hidrógeno molecular inferido del I_{CO} a través del uso de un factor de conversión tendrá asociado una cantidad de extinción debida al polvo. Si suponemos que el cociente entre la densidad de columna y la extinción visual es del mismo orden en otras galaxias comparadas con la vecindad local (por ejemplo, que el cociente entre el polvo y el gas y que las propiedades del polvo son las mismas), podemos estimar la cantidad de extinción de las observaciones de CO. En forma similar, la cantidad de gas puede determinarse en base a observaciones en el submilimétrico de la emisión térmica del polvo si suponemos valores para la emisividad del polvo y el cociente entre el polvo y el gas (Hildebrand 1983; ver §3.2). Las densidades de columna de H_2 derivadas de observaciones de CO y las extinciones en el visible para una muestra de galaxias brillantes en el infrarrojo estan dadas en la Tabla 1; las densidades de columna han sido calculadas utilizando $X = 2.5 \times 10^{20}$ (el valor derivado del análisis de rayos γ); este valor se utilizará en el todo este artículo. Las galaxias en la Tabla 1 son todas las galaxias para las cuales se tienen datos de $C^+ 158\mu\text{m}$ así como de CO $J = 1 - 0$ y al mismo tiempo todas ellas tienen grandes flujos de lejano infrarrojo. Los datos de C^+ se discuten en §4.2.4. Todos los datos de CO en la Tabla 1 se obtuvieron con el radiotelescopio de 14m de Five College Radio Astronomy Observatory ó el radiotelescopio de 12m del Observatorio Nacional de Radio Astronomía de EUA (conocido en inglés como NRAO) de tal suerte que el ancho total a media altura de los haces son $45''$ ó $60''$. Los valores medidos de I_{CO} se han multiplicado en un factor de 1.5 como una corrección aproximada para la eficiencia del haz (§3.2). Las observaciones de CO son de la región

nuclear ó de toda la galaxia si es que esta no se ha resuelto angularmente. Los valores de A_V son las extinciones nucleares (las cuales se supone que son 1/2 de las extinciones totales) y son calculadas de $N(H_2)$ utilizando la expresión $N(H_2)/A_V = 1.59 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2} \text{ mag}^{-1}$ (Savage, Bohlin, Drake and Budich 1977). Si se utilizara el valor de X de Young y Scoville (1982), las extinciones y columnas de densidad serían mayores por un factor de 1.6.

Se debe enfatizar que las extinciones y columnas de densidad en la Tabla 1 son *cantidades promediadas* bajo el haz, es decir, que esos valores suponen que la emisión está distribuida uniformemente a todo lo ancho del haz. Una concentración de la emisión producirá un aumento correspondiente en las densidades de columna y de extinción. Por ejemplo, observaciones de CO $J = 1 - 0$ de NGC 6946 y de Maffei 2 por Weliachew, Casoli y Combes (1988) con una resolución de $23''$ dan una columna de densidad y una extinción que es dos veces mayor que los valores obtenidos a una resolución de $45''$ de las mismas galaxias. Un resultado similar se encontró para la galaxia espiral de canto NGC 3628 por Boise, Casoli y Combes (1987): su pico de I_{CO} a una resolución de $23''$ es 3.7 veces mayor que el valor de Young, Tacconi y Scoville (1983). Las dimensiones de los haces proyectadas sobre las galaxias (para un haz de $55''$) estan dadas en la Tabla 1; $\theta_B \geq 1 \text{ kpc}$ para todas las galaxias.

Las extinciones en la Tabla 1 son bastante grandes para todas las galaxias, especialmente considerando las grandes escalas espaciales sobre las que se estan promediando. Mientras algunos de los valores de A_V parecen ser razonables (NGC 4565, NGC 4736 and NGC 891) otros son embarazosamente grandes. El adjetivo "embarazoso" en este contexto es como sigue: Las estimaciones de las densidades de columna promedio de las nubes moleculares gigantes (NMG) en Nuestra Galaxia son del orden de 10^{22} (Solomon *et al.* 1987). Así para 12 de 16 galaxias en la Tabla 1, el factor de llenado de las nubes moleculares dentro del haz es ≥ 1 : la región entera de la galaxia dentro del haz está cubierta de nubes moleculares gigantes si las densidades de columna derivadas son correctas. Los valores derivados para A_V para las galaxias espirales de tipo tardío vistas de cara en la muestra, son todos muy grandes, $A_V \approx 10$. No hay tendencia de tener mayores extinciones para las galaxias vistas de canto. Es difícil de conciliar tales valores de extinción con espectros ópticos de las galaxias y con el hecho de que ellas tienen en forma somera luminosidades similares en el óptico y en el infrarrojo.

La mayor extinción se obtiene para la galaxia peculiar polvosa, M82, la galaxia típica de con brotes abruptos de formación estelar. Se ha calculado una extinción hacia la región central con valor de $A_V \approx 25$ por Rieke *et al.* (1980) para esta galaxia, pero este valor se calculó para una escala espacial de algunos segundos de arco. Observaciones de M82 por Jaffe, Becklin, y Hildebrand (1984) a $400\mu\text{m}$ indican una extinción nuclear $A_V \approx 5$ y por consiguiente una densidad de columna de H_2 de 8×10^{21} dentro de su haz de $42''$. Este valor es 8 veces menor que el valor en la Tabla 1 y la discrepancia sigue siendo tan mala a menores escalas espaciales: utilizando los factores estándares de conversión los datos interferométricos de Lo *et al.* 1987 implican una extinción promedio de $A_V \sim 160$ promediada sobre 110 pc ($7''$) a través la región central completa de 700 pc $\times$ 200 pc. Lester *et al.* (1989) argumentan que la extinción de la región central es solamente $A_V \approx 5$ a una resolución de $5''$, lo cual hace que la discrepancia con los resultados de CO sean peores si se utilizara el valor de X Galáctico. M82 se ha observado a una longitud de onda de $450\mu\text{m}$ con una resolución angular de $10''$ por Smith *et al.* (1989) y se ha encontrado su distribución espacial utilizando el radiotelescopio conocido en inglés como JCMT. La distribución espacial de la emisión del continuo muestra la región central con alta intensidad, a diferencia de las observaciones de CO, lo que los lleva a sugerir que la emisión de CO no puede exactamente indicar la distribución de la masa del gas.

Evidencia adicional que el valor Galáctico de X frecuentemente conlleva a una sobreestimación de la cantidad de masa molecular presente la provee la determinación de la masa del polvo de otras galaxias. Utilizando observaciones submilimétricas de una muestra de galaxias brillantes de infrarrojo, Eales, Wynn-Williams y Duncan (1989) determinan masas de gas que son típicamente menores que las masas derivadas de observaciones de CO; el cociente $M_{H_2}(\text{polvo})/M_{H_2}(\text{CO})$ está en el intervalo entre 0.15 y 1. Dado que las dimensiones de su haz a $350\mu\text{m}$ ($86''$) es considerablemente mayor que las dimensiones del haz de CO ($45''$), las masas derivadas del polvo necesitan corregirse por factores menores que 1 para los casos en los que las galaxias han sido resueltas angularmente por el haz de infrarrojo.

A pesar de que la extinción en la Tabla 1 para el par de galaxias Arp 299 (IC 694/NGC 3690) es pequeña (1 magnitud), la emisión de CO no es resuelta angularmente de ninguna manera por el haz. Observaciones interferométricas (Sargent *et al.* 1987)

indican que la emisión está centrada en dos de los picos de infrarrojo cercano, A y C, y que los diámetros de las fuentes son menores que 500 pc (la emisión no es tampoco resuelta angularmente por el interferómetro). Si se interpreta con el valor Galáctico de X , sus datos indican un límite inferior a la densidad de columna promediada en el haz de 7.6×10^{22} , y una extinción mínima correspondiente de 48 magnitudes hacia A y C. Sin embargo, Gerhez, Sramek y Weedman (1983) midieron el espesor óptico de la línea de silicato de $10\mu\text{m}$ en absorción hacia las componentes A, B y C encontrando valores de 0.9, 0.5 y 0.2 respectivamente. Suponiendo un cociente $A_V/\tau_{10} \approx 15$ (Rieke y Lebofsky 1984), los valores inferidos de A_V son 14 y 3 hacia A y C, valores que son 3.6 y 16 veces menores que los valores encontrados a través de CO. Del estudio extenso de infrarrojo cercano de Arp 299, Tlesco, Decher y Gatley (1985) encontraron $A_V \approx 4.6$ hacia A, un valor aún menor que el encontrado por Gerhez, Sramek y Weedman.

Vemos por lo tanto que mientras los valores encontrados de las densidades de columna de H_2 y extinciones son razonables para algunas galaxias (generalmente aquellas de baja luminosidad), están en muchos casos en desacuerdo con otras determinaciones de las extinciones y masas de gas. Esto supone que el cociente entre el gas y polvo en estas galaxias es el mismo como en la vecindad solar, así que una salida para la discrepancia sería suponer un cociente menor entre el polvo y el gas. Sin embargo, esto requiere que casi todas las galaxias en la muestra tengan cocientes menores (muchas veces mucho menores) entre el polvo y el gas que en la vecindad solar. Aún más, dado que las galaxias generalmente muestran metalicidades que aumentan al decrecer la distancia al centro de la galaxia, para las regiones centrales de galaxias en la muestra, esperamos que, si acaso, el cociente entre el polvo y el gas deba ser mayor que en la vecindad solar, lo cual haría aún peor la discrepancia. Los datos fuertemente sugieren que el uso del valor Galáctico de X resulte en una sobreestimación considerable de la cantidad de masa de gas molecular presente en una fracción considerable de galaxias y núcleos de galaxias.

5.2.2. *Densidades Superficiales y Masas Dinámicas*

. Las grandes densidades de columna calculadas utilizando el valor Galáctico de X para algunas de las galaxias muy luminosas implican densidades superficiales de masa extremadamente grandes. Por ejemplo, las observaciones interferométricas de Arp 220

(Scoville *et al* 1986) y Arp 299 (como se discutió en párrafos anteriores) dan límites inferiores a las densidades superficiales de gas de algunos miles de $M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$. Como bien lo indicó Shu (1987), estos valores son comparables a las regiones mas densas de la nube molecular en Rho Ophiuchi, y por lo tanto es difícil ver como las nubes moleculares puedan parecerse nubes típicas del disco Galáctico. Esta inconsistencia hace dudar del uso del factor de conversión Galáctico. Aún más, la masa de gas dominaría el potencial gravitacional en las regiones internas de estas galaxias, con dispersión de velocidades de varios cientos de km s^{-1} .

En sistemas con baja luminosidad y menos perturbados donde las galaxias exhiben rotación ordenada, es posible calcular las masas dinámicas de las curvas de rotación y compararlas con los valores inferidos para las masas de gas molecular. Por ejemplo, Meixner *et al.* (1989), en un estudio interferométrico de dos galaxias Seyfert, NGC 3227 y NGC 7469, encontró cocientes M_{H_2}/M_{dyn} iguales a 0.26 y 0.85 respectivamente (incluyendo la corrección por Helio). Estos números son otra vez muy grandes, especialmente para NGC 7469, al menos para aquellos de nosotros quienes creemos que los núcleos de galaxias contienen estrellas así como gas.

Aún para galaxias espirales normales brillantes en el infrarrojo, las fracciones de masa de gas pueden ser muy grandes, lo que se puede apreciar al estimar la densidad superficial total del disco de la curva de rotación. Por ejemplo, la galaxia espiral Scd NGC 6946 tiene una bien determinada curva de rotación de HI (Tacconi y Young 1986). La Figura 1 muestra la curva de rotación (donde se han promediado los dos lados de la galaxia) y el ajuste con un modelo de distribución de masa. El modelo supone un disco con una distribución de densidad superficial exponencial y un cociente de espesor/diámetro de 0.1 y un bulbo con una ley de brillo del tipo $r^{1/4}$ (Monnet y Simien 1977); donde en ambas componentes se ha supuesto que tengan un cociente entre masa y luminosidad constante. La escala del disco es $2'.2 = 6.3 \text{ kpc}$ suponiendo que se encuentra a una distancia de 10.1 Mpc (Tacconi y Young 1986). La componente del bulbo tiene un radio efectivo de 3.9 kpc. Las dimensiones de las escalas se han tomado de las descomposición fotométrica de Simien y de Vaucouleurs (1987). La escala de longitud del disco es 40% más grande que la derivada por Ables (1971), pero es idéntica al valor obtenida de fotometría en la banda *I* de Elmegreen y Elmegreen (1984). El ajuste mostrado en la figura 1 tiene una densidad superficial del disco de $750 M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$.

Los parámetros del bulbo son un poco inciertos pero estas incertidumbres tienen poco efecto sobre los parámetros del disco; es decir, la densidad superficial del disco está restringida dentro de un valor de 10%. (*NB*: Para un disco puramente exponencial con escala de distancia r_d , la expresión frecuentemente utilizada (Kepleriana) para calcular las masas dinámicas, $M_{dyn} = V^2 R / G = 2.33 \times 10^5 V^2 R$ para V en km s^{-1} y R en kpc, subestimaría la masa del disco para $R \leq r_d$, por un factor de 0.4 en $r_d/5$ y sobreestimaría ligeramente la masa del disco para $R \geq r_d$, cerca del 20% en $2r_d$.)

Las densidades del gas molecular han sido calculadas utilizando el factor de conversión Galáctico de los datos de Tacconi y Young (1986, 1989). Se hace una comparación con las densidades superficiales de masa del disco en la Tabla 2, la cual da las densidades superficiales de masa del disco, densidades superficiales de gas y fracciones de gas como función de la distancia al centro. Ambas, las masas de HI y H₂ han tomado en cuenta el Helio. Las fracciones de masa de gas molecular son extremadamente grandes en la parte interna de la galaxia. Los picos de CO implican $10^9 M_\odot$ de gas para $R \leq 1$ kpc si es que se utiliza el valor estándar de X . La contribución de este gas se puede ver en los valores de $M_{H_2}(R)/M_d(R)$, es decir, el cociente entre la masa de gas molecular y la masa del disco dentro de un radio R . En $R = 1$ kpc la masa molecular inferida es 57% de la masa del disco. Incluyendo la contribución del bulbo bajaría la contribución del gas molecular comparado a la densidad superficial total en un factor de 40% a 1 kpc y disminuiría $M_{H_2}(R)/M_d(R)$ por un factor de dos. Sin embargo, dado que la capa de gas molecular es muy probablemente delgada, la masa en el bulbo no es realmente relevante en la presente discusión.

Es difícil de ver como tales grandes fracciones de masa de gas puedan ser correctas. Los discos de galaxias espirales son generalmente bien descritos por distribuciones de brillantez superficial del tipo exponencial radial, para las cuales, un disco constante (M/L) implica una densidad superficial de masa exponencial. Si el disco subyacente estelar en NGC 6946 tiene una densidad superficial exponencial, entonces la gran masa de gas molecular para $R \leq$ varios kpc representa una gran perturbación de masa, la cual se debería de reflejar en la curva de rotación; la contribución del gas debería de ser del orden de 70 km s^{-1} a distancias de 1 kpc. Tal perturbación en la curva de rotación no se observa, requiriendo entonces una explicación del porqué la densidad superficial total no es muy diferente de una exponencial cuando la contribución del gas varía tan

grandemente con la distancia al centro de la galaxia. Tales fracciones grandes de masa de gas podrían ser muy desestabilizadoras a menos de que la velocidad de dispersión de las nubes sea bien grande. Estas consideraciones sugieren que las fracciones de masa de gas en el disco en galaxias normales no pueda ser mas grande que 10% - 20%. A manera de comparación, Nuestra Galaxia que es una espiral moderadamente luminosa en infrarrojo, tiene un cociente entre la masa de gas molecular y la masa del disco de ≈ 0.05 dentro de un radio de 8.5 kpc y una densidad superficial pico de gas molecular (en el anillo molecular) de ≤ 10 porciento.

Dado que la masa del disco derivada de la curva de rotación y la masa molecular dependen en forma diferente de la distancia ($M_d \propto D$, $M_{H_2} \propto D^2$), la fracción de masa de gas extremadamente alta se reducirá si la distancia a NGC 6946 ha sido sobreestimada. La distancia no está bien determinada, se han sugerido valores entre 4-10 kpc, así que esto es una buena posibilidad. Sin embargo, conclusiones similares se han alcanzado para discos de otras galaxias, por ejemplo, M51, IC 342 y M83 y la región nuclear de M82. Esto sugiere fuertemente que la masa de gas molecular dentro de una distancia de dos kiloparsecs pudiera haber sido sustancialmente sobreestimada por el uso del factor de conversión Galáctico de I_{CO} a $N(H_2)$.

5.2.3. *Temperaturas y Campos de Radiación*

. Una de las características de las galaxias supralumínicas y galaxias con brotes abruptos de formación estelar estudiadas por el satélite *IRAS* es el tener altas temperaturas del polvo. Los discos de galaxias espirales tienen temperaturas derivadas de las mediciones de 60/100 μm de *IRAS* entre 25-30 K, que son las temperaturas de polvo mas bajas para las cuales *IRAS* era sensitivo. Las galaxias muy luminosas en infrarrojo, tienen por el contrario temperaturas del polvo deducidas del color $T_p \approx 40 - 50$ K. Debido a que los granos de polvo radían eficientemente, con el flujo emitido dependiendo como T_p^{5-6} , que a su vez depende del comportamiento de la emisividad de los granos en la longitud de onda, la temperatura de polvo no es muy sensitiva a la intensidad del campo de radiación al cual están expuestos los granos. Así, grandes incrementos en la intensidad de la radiación se requieren para producir incrementos modestos en T_p . Al contrario de la creencia popular, la temperatura de polvo no impone un límite superior a la temperatura

del gas: cuando está expuesto a campos intensos de radiación ultravioleta, el mecanismo dominante para el calentamiento del gas es eyección fotoelectrónica de los granos (Draine 1978). Debido a que los granos de polvo se enfrían mucho más eficientemente que el gas, la temperatura del gas puede exceder considerablemente la temperatura del polvo (Tielens y Hollenbach 1985), aún a altas densidades de gas. Las altas temperaturas del polvo típicamente encontradas en galaxias luminosas en infrarrojo sugieren que la densidad de energía en el MIE es mucho más alto en estos objetos que en galaxias normales y hacen surgir la posibilidad de que las temperaturas del gas sea también alta. Nótese que si $T_{gas} \approx T_p$ en las galaxias con alta luminosidad, el error en la determinación de la masa de gas no es simplemente el cociente $\sim 50/30$, ó sea el cociente entre la temperatura del polvo en una galaxia de alta luminosidad y la temperatura de polvo en una galaxia espiral normal, el cual es menor que un factor de dos. Esto es porque se cree que la temperatura del *gas* en galaxias espirales normales con temperaturas del polvo del *IRAS* $T_p \approx 30$ es solamente $T_{gas} \approx 10$ K, justo como en las nubes del disco de Nuestra Galaxia; este valor está, por cierto, implícito en el uso del valor X Galáctico. De hecho el análisis de los datos del *IRAS* del plano Galáctico por Sodroski *et al.* (1987) muestra que la temperatura observada de polvo es 24 K, con muy poca variación. (Interpretando la temperatura de color entre 60/100 μm como una temperatura física está en sí misma acompañada de grandes riesgos: ver el capítulo de Draine.)

Evidencia directa de altas temperaturas del gas se observa en los núcleos de varias galaxias. Las observaciones del amoníaco del centro Galáctico (Mauesberger *et al.* 1986) detectan gas molecular con temperaturas en exceso de 200 K. Morris *et al.* (1983) determina temperaturas de amoníaco del orden de 50 – 60 K para los varios cientos de parsecs mas internos de la Galaxia. Similarmente, las observaciones de amoníaco del núcleo de IC 342 (Martin y Ho 1986) indican una temperatura cinética del gas $T_k \approx 50$ K en una escala de dimensiones de varios cientos de parsecs.

El centro de M82 que tiene una temperatura de polvo de $T_p \approx 45$ K se ha sugerido que tiene emisión ópticamente delgada de CO. Si esto es cierto, la temperatura de excitación de la transición $J = 1 - 0$ debe ser mayor que 40 K para explicar la brillantez observada de la emisión. De hecho, las observaciones de M82 proveen una evidencia directa para tener altas temperaturas del gas molecular dado que su proximidad hace posible obtener muy alta resolución espacial utilizando interferómetros. Lo *et al.* (1987)

observan temperaturas de haz principal que son tan altas que las temperaturas del gas deben ser mucho mas altas que los valores típicos en la Galaxia, del orden de 30 K ó mayores. En cualquier caso, las mediciones del flujo de fotones ionizantes en los 450 pc más internos de M82 muestran que la intensidad promedio del campo de radiación UV es al menos muchos cientos de veces más alta que el valor en la vecindad solar; valores tan altos de la temperatura del gas no son tan sorprendentes. Dado que la brillantez superficial de infrarrojo de la mayoría de los núcleos de galaxias brillantes en el infrarrojo y galaxias luminosas en el infrarrojo son típicamente comparables a ó mayores que la encontrada en M82, campos de radiación intensos son de esperarse.

La dificultad encontrada por la variación de temperatura del gas en galaxias puede ser vista directamente en la expresión (3): la intensidad integrada observada de CO de una galaxia es aproximadamente $I_{CO} = f\bar{I}$, donde f es el factor real de llenado de las nubes en el haz y $\bar{I}$ es la intensidad integrada promediada de una nube. Dado que es imposible determinar por separado f e $\bar{I}$, el mismo valor observado de I_{CO} puede ser el resultado de gas frío ó por una menor masa de gas caliente. En general, las observaciones de CO por si mismas no ponen restricciones en ninguna de estas cantidades que sean tan fuertes como para que sean útiles. Por ejemplo, la expresión (9) puede reorganizarse un poco para que sea

$$\frac{\bar{n}^{1/2}}{\langle T_R \rangle} = 594 \frac{(M_{H_2}/10^9 M_\odot)}{(A_B/kpc^2)T_{mb}\Delta V} cm^{-3/2} K^{-1} \quad (11)$$

donde A_B es el área del haz proyectada sobre la galaxia en kpc^2 y T_{mb} es la temperatura de antena, T_R^* corregida por la eficiencia del haz principal (típicamente por un factor de alrededor de 1.5). Las observaciones de CO de NGC 6946 de Tacconi y Young (1989) indican una masa de gas molecular de $1.1 \times 10^9 M_\odot$ en los 1.1 kpc mas internos utilizando el valor X Galáctico. Si este gas estuviese distribuido uniformemente en un disco de 200 pc de espesor, la densidad promedio sería $\langle n_{H_2} \rangle \approx 28 cm^{-3}$. Dado que las nubes del disco Galáctico tienen densidades promedio de aproximadamente $\bar{n} \approx 200 cm^{-3}$, el valor de llenado volumétrico $f_v = \langle n_{H_2} \rangle / \bar{n}$ sería alrededor de 0.1 el cual no es un valor increíblemente interesante: a pesar de ser mayor que el factor de llenado volumétrico de las nubes moleculares gigantes (NMG) en la Vía Láctea (VL) ($\approx 1\%$), no es tan grande como para requerir que las nubes tengan densidades considerablemente

mas grandes que las NMG Galácticas (suponiendo que la masa derivada del CO esté correcta). De la expresión (11), está claro que la temperatura de la nube promediada por el conjunto y la masa de gas molecular pueden variar en forma inversa para una $\bar{n}$ dada sin afectar la emisión observada. Como se discutió anteriormente, los grandes factores de llenado de la *antena* requeridos (del orden de la unidad) para explicar el flujo observado de CO suponiendo nubes del tipo del disco Galáctico sugiere que la masa de gas molecular ha sido sobreestimada en el núcleo de muchas galaxias.

Aún en el caso de Arp 220 para la cual se ha inferido una gran masa de gas molecular (casi $10^{10} M_{\odot}$) en los 1.5 kpc centrales (Scoville *et al.* 1986) las restricciones en la densidad vagamente resultan interesantes: la densidad promedio inferida de los datos es $N(H_2) \approx 100 \text{ cm}^{-3}$ para una distribución esférica ó $N(H_2) \approx 450 \text{ cm}^{-3}$ para un capa de 200 pc de espesor. Obviamente, el valor de la densidad promedio de la nube debería de ser mucho mas alto que estos valores como para reducir f_V a un valor razonable. Sin embargo, una vez mas la masa inferida (y por lo tanto la densidad promedio) puede disminuir al aumentar la temperatura del gas. Si la temperatura del gas es tan alta como la temperatura de polvo, $T_d \approx 50 \text{ K}$, que parece una buena suposición, la cantidad de gas molecular presente es sobreestimada po un factor de alrededor de 6 *a menos* de que las nubes moleculares tengan densidades $\bar{n} \approx 7000 \text{ cm}^{-3}$. No existen razones *a priori* para favorecer un valor particular de $\bar{n}$, así que esto es una posibilidad. De hecho, para Arp 220 la masa de gas derivada de las observaciones de $350\mu\text{m}$ utilizando las suposiciones usuales acerca de las propiedades del polvo (Eales, Wynn-Williams y Duncan 1989) y con las incertidumbres acostumbradas, es solamente un factor de dos menor que la masa de H_2 derivada de CO, sugiriendo que las nubes son mas densas que las NMG Galácticas si es que en verdad son más calientes. En general, sin embargo, está claro que una población de nubes con valores de $\langle \bar{n} \rangle$ y $\langle T_R \rangle$ muy diferentes de los encontrados en las nubes del disco Galáctico tendrán un valor idéntico de X solo como resultado de una improbable coincidencia. Existen datos adicionales que sugieren que mucha de la emisión de muchas galaxias brillantes en infrarrojo proviene de gas tibio con $T_k \approx 40 - 50 \text{ K}$ que esta expuesto a una radiación intensa de UV. Estos datos se discuten en la siguiente sección.

5.2.4. Líneas de Estructura Fina en el Infrarrojo

. Evidencia adicional que la emisión de CO de algunas galaxias y núcleos galácticos no está dominada por nubes parecidas a las del disco Galáctico la proveen observaciones de un número de líneas atómicas de estructura fina en el infrarrojo. Estas líneas, tales como CII $158\mu\text{m}$, O I $63\mu\text{m}$, y O III 52 y $88\mu\text{m}$ son transiciones de estructura fina que son excitadas por medios de colisiones. Ellas constituyen enfriadores muy importantes en ambos, gas atómico y gas ionizado del MIE y tienen la ventaja de no sufrir del proceso de extinción. Estas líneas han sido observadas en forma exhaustiva en la Galaxia, donde predominantemente se originan en las interfaces entre regiones HII y gas molecular (ver, por ejemplo Genzel, Harris y Stutzki 1989).

El estudio pionero de la línea de CII $158\mu\text{m}$ de una muestra de galaxias brillantes en el infrarrojo por Crawford *et al.* (1985) dió dos resultados extremadamente importantes: 1) La línea de CII $158\mu\text{m}$ es extremadamente brillante: del orden de 0.5% de la luminosidad bolométrica de las galaxias que observaron es radiada en la línea de $158\mu\text{m}$; 2) Existe una muy buena correlación, tanto en flujo como en intensidad entre la línea de CII y la línea de $^{12}\text{CO } J = 1 - 0$. Estos resultados han sido corroborados por observaciones adicionales de galaxias (Stacey *et al.* 1989). Crawford *et al.* concluyeron las únicas fuentes capaces de explicar la brillantez de la emisión de $158\mu\text{m}$ que ellos observaron son las *regiones fotodisociadas (RFDs)*: las interfaces producidas cuando gas molecular está expuesto a campos de radiación muy intensos de UV. Modelos detallados de RFDs han sido desarrollados por Tielens and Hollenbach (1985a,b)(THa,b). El calentamiento fotoeléctrico de granos es la fuente dominante de calor para $A_V \approx 5$; la temperatura del gas excede considerablemente la temperatura del polvo en forma global. RFDs producen emisión fuerte de CO además de la radiación en las líneas de estructura fina como CII; la emisión de CO en los niveles rotacionales bajos se origina en la región tibia ($T \approx 50 - 200$ K) parcialmente fotodisociada (conteniendo H_2 , O, C, y CO) a profundidades de $A_V \approx 3 - 5$. Las transiciones bajas de CO son ópticamente gruesas.

La excelente correlación entre las emisiones de $\text{CO } J = 1 - 0$ y CII $158\mu\text{m}$ llevaron a Crawford *et al.* a sugerir que una gran fracción de la emisión de CO en su muestra de núcleos galácticos se originaba en regiones fotodisociadas de tal manera que la emisión de CO de hecho traza ó indica la densidad de energía de radiación de UV, más que la masa de gas. Esta correlación, que también es válida para una gran variedad

de objetos Galácticos (regiones HII, nebulosas planetarias, y nebulosas de reflexión) ha sido examinada en detalle por Wolfire, Hollenbach y Tielens (1989)(WHT). Ellos encuentran que esta correlación se puede bien entender postulando un origen común para las emisiones de CII y CO en las RFDs.

Podemos examinar cuantitativamente si las RFDs pueden contribuir en forma significativa a las observaciones de CO de galaxias. La Tabla 1 lista los flujos observados de CII $158\mu\text{m}$ de dieciseis galaxias para las cuales existen tambien datos de CO, datos tomados de la compilación de Genzel, Harris y Stutzki (1989). Si suponemos una intensidad típica emergente de una RFD en la línea de $158\mu\text{m}$ de $1.5 \times 10^{-3} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ (el límite de alta intensidad y alta densidad: THa,b;WHT), entonces podemos calcular el factor de llenado del haz de las RFDs para las galaxias observadas en la Tabla 1. Si despues utilizamos el valor canónico de la intensidad emergente en la línea de $^{12}\text{CO } J = 1 - 0$ de $3 \times 10^{-7} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1} = 190 \text{ K km s}^{-1}$ (WHT), podemos estimar la contribución de las RFDs a la emisión onservada de CO. Las estimaciones de I_{CO}^{FD} y la fracción de la emisión observada, f_{FD} , que esto representa también se dan en la Tabla 1. Nueve de 16 galaxias tienen $f_{FD} \geq 0.5$. Nótese también que el valor de $I_{[CII]}$ utilizado para calcular los factores de llenado es el límite de alta intensidad; para menores intensidades del campo de radiación de UV, el cociente $I_{[CII]}/I_{CO}$ es menor. Esto pudiera explicar el porqué tres de las galaxias con valores bajos de f_{FD} son galaxias con núcleos activos (NGC 3079, NGC 3628 y probablemente NGC 6240): una ley de potencias en el contínuo tiene un cociente mucho menor entre el flujo de UV y el flujo bolométrico. NGC 1068, que también tiene un núcleo activo, tiene $f_{FD} = 1$; sin embargo, cerca de la mitad de la luminosidad de lejano infrarrojo de NGC 1068 se origina en una región extendida de formación estelar, y no del núcleo activo. Dadas las incertidumbres, 2/3 de las galaxias tienen valores de f_{FD} consistentes con *toda* la observación de CO en la misma región originandose en las RFDs. Dado que la emisión de $^{12}\text{CO } J = 1 - 0$ es producida en gas tibio ($T \geq 50 \text{ K}$) y es ópticamente gruesa, la interpretación de la emisión utilizando el valor estándar de X sobreestimaré la cantidad de gas molecular presente de una manera substancial.

Dado que las temperaturas del gas en las RFDs incrementan hacia el exterior de la nube, la temperatura de brillo, de las transiciones bajas rotacionales de CO, incrementará con J ; esto es el resultado del incremento del Coeficiente de Eisntein A al incrementar

J , de tal manera que las transiciones altas de J llegan a ser ópticamente gruesas más cerca de la superficie, donde el gas es más tibio. Así, es posible obtener cocientes de temperatura de antena (tales como $J = 2 - 1/J = 1 - 0$) que están en exceso de la unidad (pero menos que ≈ 2); esto puede ser la causa del alto cociente $J = 2 - 1/J = 1 - 0$ en M82.

5.2.5. *Dinámica del Gas, Choques y Virialización*

. Vale la pena comentar muy brevemente sobre la cuestión si una de las suposiciones detrás del uso de factores de conversión, léase, que las nubes sean objetos autogravitantes en equilibrio virial, sea verdadera en todas las galaxias. En la Vía Láctea, es muy posible que la mayoría de las nubes moleculares gigantes están al menos autogravitando, lo cual, dentro del factor de incertidumbre típico de dos, es equivalente a estar virializadas. Existen probablemente excepciones: por ejemplo Scoville *et al.*(1987), en una muestra de nubes moleculares en la VL, no encontraron ninguna diferencia de masa calculadas utilizando el teorema del virial (suponiendo que solamente la autogravedad es la responsable en mantener unida a la nube, la cual es la suposición usual hecha en estimaciones de masa de nubes moleculares utilizando el teorema del virial) y de la luminosidad de CO para nubes asociadas con regiones HII y nubes que no cumplen con el virial, aún y cuando las nubes cerca de las regiones HII tienen temperaturas que son sistemáticamente mayores. Sin embargo, las nubes asociadas a las regiones HII tienen sistemáticamente mayor dispersión de velocidades para un diámetro dado de una nube, para nubes menores que 30 pc. Este incremento en dispersión de velocidades es probablemente un reflejo de la inyección de energía hacia las nubes por parte de estrellas jóvenes internas, de tal forma que las masas de estas nubes se sobreestiman por el uso del teorema del virial. Así mismo, las nubes moleculares difusas de alta latitud tienen masas, utilizando el teorema del virial, mucho mayores que las masas estimadas de CO ó de valores de la extinción (Magnani, Blitz y Mundy 1985; Keto y Myers 1986); estas nubes estan probablemente ya sea confinadas por presión del MIE, ó son reliquias de choques transientes (Blitz 1987), y pudieran contribuir una fracción significativa a la luminosidad de la Galaxia (Polk, Knapp, Stark, y Wilson 1988). Aún así, las nubes moleculares que dominan la emisión en los discos de galaxias espirales normales están probablemente virializadas, al menos dentro de una adecuada aproximación (pero ver Maloney 1989 y

Issa, MacLaren y Wolfendale 1989 para una crítica del análisis del teorema del virial).

No es del todo cierto, sin embargo, que nubes en ambientes altamente energéticos, como los núcleos de galaxias, ó ambientes muy dinámicos, como en galaxias coalesciendo, vayan a estar virializadas. La dispersión de velocidades en el plano medida de nubes moleculares en el disco de la Vía Láctea es solamente algunos km s^{-1} (Stark 1984; Stark & Brand 1989). Los anchos de las líneas de CO observadas de las galaxias muy luminosas de *IRAS* son usualmente varios cientos de km s^{-1} (Sanders y Mirabel 1985; Sanders *et al.* 1986). Anchos tan grandes de línea sugieren que muy probablemente existan movimientos no circulares. Evidencia adicional de esto la provee el estudio de HI de una muestra de 92 galaxias luminosas en el infrarrojo por Mirabel y Sanders (1988), quienes encontraron que la fracción de galaxias exhibiendo HI en absorción incrementa con la luminosidad infrarroja, alcanzando 100% para $L_{FIR} \geq 10^{12} L_{\odot}$. Para que la absorción domine sobre la emisión, el gas debe estar concentrado cerca de la fuente nuclear de emisión de continuo. Aún así, los anchos de las líneas de absorción que Mirabel y Sanders encontraron fueron muy similares a los anchos de las líneas de CO, típicamente varios cientos de km s^{-1} . Esto implica que existen movimientos no circulares ó turbulentos de varios cientos de km s^{-1} comunmente en las regiones nucleares de galaxias muy luminosas en el infrarrojo. Para menores luminosidades existe evidencia de movimientos no circulares en núcleos de galaxias, incluyendo la de la Vía Láctea (Liszt 1988); los anchos de las líneas medidos son comunmente mucho mayores que los que se pueden explicar al promediar sobre la curva de rotación (e.g., NGC 6946, Weliachew *et al.* 1988).

Es obvio que el incrementar la dispersión de velocidades de una población de nubes virializadas no afectará la emisión integrada observada de CO, siempre y cuando no sea importante el bloqueo de nube con nube, es decir, el máximo de la temperatura simplemente decrece al aumentar el ancho de la línea. Sin embargo, no es del todo claro que la población de nubes permanezca en equilibrio virial cuando una gran fracción del gas posea grandes velocidades no circulares ó turbulentas dado que colisiones de nube con nube a altas velocidades (colisiones capaces de romper las nubes, Gilden 1984) serán muy comunes. Muchas de las galaxias *IRAS* ultralumínicas han mostrado emisión muy fuerte en las líneas de rotación - vibración en el cercano infrarrojo de hidrógeno molecular, emisión que muy probablemente sea producida por choques. El ejemplo más extremo, NGC 6240, tiene una luminosidad en la línea $v = 1 - 0 \text{ S}(1)$ de H_2 que es tan

grande que su producción vía excitación por choques esencialmente requiere la colisión de frente de dos discos (Rieke *et al* 1985; Lester, Harvey y Carr 1988). Dado que se cree que muchas de las galaxias *IRAS* más luminosas son el resultado de dos galaxias en proceso de coalescencia, tales procesos de dinámica de gas a gran escala pueden ser muy comunes en estas galaxias dando como resultado conjuntos de nubes moleculares muy dispares. Algunos estudios teóricos de este tema han sido realizados por Scalo y Struck-Marcell (1986,1987) y Struck-Marcell y Scalo (1987). Efectos similares pueden resultar de los efectos de brotes de formación estelar (Chevalier y Clegg 1985; Tanaka e Ikeuchi 1988) ó un núcleo activo de galaxia (NAG) (Krolik y Begelman 1986, 1988) en el MIE. En tales galaxias, el MIE puede estar dominado por los efectos de los vientos (ya sea de brotes de formación estelar ó por un NAG), supernovas, vientos estelares, y flujos de gran escala de gas tales que el gas molecular no exista en una forma bien definida de nubes individuales, sino que haya sido barrido hasta formar filamentos y capas delgadas. Existe buena evidencia de que esto existe en el núcleo de M82 (Lo *et al.* 1987; Lugten *et al.* 1986).

Dispersiones de velocidades de nubes no virializadas pueden llevarnos a una sobreestimación de las masas de las nubes: si la velocidad de dispersión σ_v de una nube es mayor por un factor β que el valor que tendría en equilibrio, su masa se sobreestimaría por un factor β^2 al suponer equilibrio virial. Incrementos modestos en σ_v arriba de los valores de equilibrio puede llevar a sobreestimaciones de la masa de un orden de magnitud (factor de 10).

5.2.6. Conclusiones

Una gran cantidad de datos sugieren que las masas de gas molecular en los núcleos de galaxias y galaxias infrarrojas luminosas han sido substancialmente sobreestimadas al utilizar el valor Galáctico de X . Las densidades de gas columnar determinadas a través de observaciones submilimétricas de emisión de polvo son típicamente un poco menores que las inferidas de las observaciones de CO utilizando el factor de conversión estándar. Tomando las masas de gas derivadas de CO tal como son, implica que el gas molecular conforma una gran fracción ($\approx 50\%$) de la masa del disco en las regiones más internas de galaxias normales, brillantes en el infrarrojo, y tal valor es difícil de reconciliar

con la dinámica galáctica. Las altas temperaturas de polvo observadas en galaxias muy luminosas y sistemas con brotes de formación estelar como M82 sugieren que los campos de radiación existentes son muy intensos y pudieran substancialmente afectar las condiciones en las nubes moleculares. Esta sugerencia esta confirmada a través de la correlación observada entre la emisión $^{12}\text{CO } J = 1 - 0$ y la emisión $\text{C}^+ 158\mu\text{m}$, es decir, la correlación se explica más fácilmente al tener el mismo origen común para la emisión de ambas especies, en las regiones fotodisociadas producidas cuando el gas molecular está expuesto a campos intensos de radiación UV. Los grandes anchos de líneas observados en la mayoría de las galaxias muy luminosas en el infrarrojo, y en algunos núcleos de galaxias, hace muy dudosa la suposición de tener las nubes moleculares en equilibrio virial - una de las suposiciones básicas detrás del uso de factores de conversión -; la cantidad de gas presente será sobreestimada por un factor muy substancial al suponer equilibrio virial.

5.3. Gas Molecular en Galaxias con baja metalicidad

La mayoría (en términos de densidad numérica) de galaxias con formación activa de estrellas son probablemente galaxias irregulares, las cuales son tipificadas por tener baja masa y una estructura menos organizada en comparación con espirales gigantes como la Vía Láctea (Gallagher y Hunter 1984, 1986). De hecho, algunos de los complejos más grandes de estrellas jóvenes que se conocen residen en galaxias irregulares: 30 Doradus en la Nube Mayor de Magallanes, el complejo gigante de regiones HII en NGC 4449 y la inmensidad de complejos de estrellas OB que conforman los "grupos" en galaxias irregulares amorfas (Heidmann 1987). Dado que las observaciones del disco Galáctico muestran que la formación estelar ocurre en nubes moleculares, esperaríamos que las galaxias irregulares con altas tasas de formación estelar mostrasen evidencia de una gran abundancia de gas molecular. Esto no ha sido el caso, sin embargo, si suponemos que I_{CO} es un buen indicador de gas molecular: se ha encontrado que las galaxias irregulares tienen muy poca emisión de CO. El estudio de Elmegreen, Elmegreen y Morris (1980) llegó a conclusiones que han sido corroboradas por estudios subsecuentes de CO en galaxias irregulares: la intensidad de la emisión de CO es mucho menor que la esperada de una población de nubes moleculares de los tipos encontrados en la Vía Láctea; la mayoría de los estudios de galaxias enanas irregulares han dado solamente

límites superiores (Gordon *et al.* 1982; Israel y Burton 1986).

Observaciones más recientes hechas con mayor sensibilidad han detectado CO en número de galaxias irregulares (Tacconi y Young 1985; 1987; Dettmar y Heithausen 1989) incluyendo a las nubes de Magallanes (Israel *et al.* 1982;1986) y la galaxia irregular con brotes de formación estelar NGC 1569 (Young, Gallagher y Hunter 1984). La baja emisión de CO de estas galaxias ha llevado a la sugerencia que la formación estelar en estas galaxias debe de ser un proceso mucho más eficiente que el encontrado en galaxias espirales (Young, Gallagher y Hunter 1984; Young 1987). Sin embargo, existe una cantidad considerable de evidencia sugiriendo que la cantidad de gas en estas galaxias ha sido substancialmente subestimada por el uso del factor de conversión Galáctico; esta evidencia se discute en los siguientes párrafos, seguidos de una discusión de cómo la disociación de CO en agrupaciones de nubes moleculares de baja metalicidad afectará la observación de la emisión y el valor de X .

5.3.1. Observaciones de CO de las Nubes Mayor y Menor de Magallanes

. Las Nubes de Magallanes son las galaxias más cercanas a la nuestra (a distancias de 53 y 63 kpc respectivamente; Humphreys 1984), de tal manera que se pueden obtener altas resoluciones espaciales ($1' = 15$ pc y 18 pc respectivamente) en comparación con cualquier otra galaxia y es casi posible el identificar nubes moleculares gigantes (NMG) individuales. Israel *et al.* (1986) buscó la emisión $^{12}\text{CO } J = 2 - 1$ de la Nube Mayor de Magallanes (NMM) y la Nube Menor de Magallanes (NmM) utilizando el telescopio ESO 3.6m con un ancho a potencia media de haz de $2'.0$. Encontraron maximos de temperatura de antena $T_R^* \approx 1$ K, ó sea 1/4 de la señal esperada de nubes típicas del disco Galáctico (con $T_k = 10$ y una area promedio proyectada de 2300 pc²; Blitz 1978) a las distancias de las Nubes de Magallanes. Israel *et al.* argumentaron que esta debilidad sea el resultado no de un déficit de gas molecular sino de una tasa mayor de destrucción de CO en las Nubes de Magallanes causada por menores abundancias de gas, por menores cocientes entre gas y polvo y por mayores campos de radiación UV que caracterizan a las nubes.

Como se discutió anteriormente (§3.2), un decremento del área efectiva emisora de CO de una nube molecular puede ser el resultado de una menor metalicidad. Este

efecto se examinó en detalle por Maloney y Black (1988), quienes construyeron modelos de nubes moleculares con parámetros apropiados a la vecindad solar, la NMM y la NmM. Para los últimos modelos las abundancias de carbono y oxígeno con respecto al hidrógeno y $A_V/N(H)$ se rebajaron en factores de 4 y 17 respectivamente. Todos los modelos tuvieron densidades de columna totales de 10^{22} cm^{-2} y fueron calculados con una geometría plano paralela. El efecto de tener menores metalicidades y cocientes entre polvo y gas sobre la densidad de columna de CO son muy dramáticos: la densidad de columna de ^{12}CO en el modelo de la NmM es ~ 2 ordenes de magnitud menor que en el modelo de nube Galáctica. Debido a la importancia del auto bloqueo en la supervivencia de CO en nubes moleculares, la dependencia de la densidad de columna sobre la metalicidad es grandemente no lineal. Es por eso que el reclamo de que se hecho ocasionalmente de que bajando las abundancias de carbón y oxígeno aún en grandes factores, no afectará la emisión observada, no es correcta, dado que la densidad de columna de CO *no* decrece linealmente con la abundancia. De forma contraria, la dependencia de la profundidad de hidrógeno molecular es muy similar en los tres modelos: bajando la tasa de formación de H_2 por un factor de 17 (el modelo para la NmM) sólo reduce el máximo de la densidad numérica de H_2 por 10% y la profundidad a la cual H_2 se convierte en la especie dominante de hidrógeno es todavía solamente un dos por ciento del espesor de la nube. Así los modelos para las Nubes de Magallanes, a pesar de ser casi idénticos en hidrógeno molecular al modelo Galáctico, tendría muy diferentes características observacionales en CO, debido a tener una área emisora mucho menor. Reduciendo las áreas emisoras de nubes moleculares por un factor de cuatro explicaría los bajos valores de temperaturas máximas encontrados por Israel *et al.* (1986). La posible veracidad de esta explicación se refuerza más con las estimaciones de las dimensiones de las NMG de las Nubes de Magallanes. Los estudios de las nubes oscuras de Hodge (1972, 1974) muestran que el área superficial promedio de complejos de nubes son $3.3 \times 10^3 \text{ pc}^2$ y $1.2 \times 10^3 \text{ pc}^2$ para la NMM y la NmM respectivamente. Estos valores son comparables a las NMG Galácticas. Adicionalmente, las detecciones de CO de Israel *et al.* muestran anchos de línea típicos de 7 km s^{-1} de tal manera que las dimensiones y anchos de línea (y por lo tanto masas, suponiendo equilibrio virial) de las NMG de las Nubes de Magallanes son similares a sus contrapartes Galácticas.

5.3.2. Masas de Polvo y Masas derivadas de I_{CO}

. La baja metalicidad de las Nubes de Magallanes no es anormal; de hecho es característico que las galaxias irregulares tengan baja metalicidad (Gallagher y Hunter 1984). Así entonces parece muy probable que las diferencias entre las nubes moleculares de baja metalicidad y las nubes de disco Galácticas causarán que la cantidad de gas molecular en estas galaxias sea generalmente subestimada. Las observaciones de emisión de polvo de galaxias con baja metalicidad indican que este es el caso.

Las determinaciones de masa basadas en las observaciones de polvo han sido descritas por Draine en este volumen. Brevemente, la masa de polvo correspondiente a una densidad de flujo medida f_ν es:

$$M_p = \frac{f_\nu D^2}{B_\nu(T_p)} \frac{4a}{3Q_\nu} \rho_d \quad (12)$$

(Hildebrand 1983) donde D es la distancia a la fuente, T_p es la temperatura del polvo, a es el radio de un grano de polvo, Q_ν es la emisividad de los granos a una frecuencia ν y ρ_d es la densidad de granos. Para $\lambda \gg a$, a/Q_ν es independiente de a . La masa de gas asociada con esto es justamente $R_{gp}M_p$, donde R_{gp} es el cociente de masa entre el gas y el polvo. Para utilizar esta expresión necesitamos determinar los parámetros relevantes; tales determinaciones están por supuesto restringidas a la vecindad solar. Podemos escribir la masa de gas derivada como:

$$M_{gas} = 4 \times 10^3 D^2 f_\nu \lambda_{250}^3 R_{gp} \frac{[N(H)/\tau_\nu]}{10^{25}} \left(e^{57.6/\lambda_{250} T_d} - 1 \right) M_\odot. \quad (13)$$

donde D está en Mpc, f_ν en Janskies, $\lambda_{250} = \lambda/250\mu m$, y $N(H)/\tau_\nu$ es el cociente entre la densidad de columna total y el espesor óptico del polvo a la longitud de onda siendo observada. Si los parámetros generalmente utilizados sugeridos por Hildebrand (1983) son insertados, la ecuación (12) queda:

$$M_g = 1.9 \times 10^4 D^2 f_\nu \lambda_{250}^5 \left(e^{57.6/\lambda_{250} T_d} - 1 \right) M_\odot. \quad (14)$$

La mayoría de los datos existentes de las emisión de polvo de galaxias irregulares son del satélite *IRAS*. A la longitud de onda tan corta como $100\mu m$, es necesario

preocuparse acerca de qué fracción del polvo presente esta lo suficientemente caliente para ser detectado. Empíricamente, la comparación de las masas de polvo derivadas del *IRAS* con las masas de gas derivadas de las observaciones CO y HI dan $M_{gas}/M_p \approx 500 - 700$, un valor considerablemente mas grande que el valor estimado de $R_{gp} \approx 100$ encontrado de observaciones submilimétricas de objetos en la vecindad solar (Hildebrand 1983). En un análisis detallado de la emisión del plano Galáctico de las observaciones del *IRAS*, Sodroski *et al.* (1989) obtienen $M_{gas}/M_p \approx 330 - 400$. Esta diferencia probablemente es el resultado de (a) la presencia de polvo que esta muy frío como para emitir a $100\mu m$; (b) las incertidumbres en la derivación de las masas de polvo y gas; (c) variaciones en los cocientes de polvo a gas. Con respecto a este último punto, es menester mencionar que ya que la mayoría de las galaxias irregulares son sistemas de baja metalicidad se espera que el cociente de polvo a gas sea menor que el cociente en la vecindad solar; esto se observa directamente en las Nubes de Magallanes (Koorneef 1984; Schwering 1988). Para una muestra de galaxias irregulares detectadas por *IRAS*, Hunter *et al.* (1989) obtienen un valor promedio $M_{HI}/M_p \approx 10^4$, o sea veinte veces mayor que los valores que se obtienen de espirales gigantes. Así, aún si estas galaxias tuvieran tanto gas atómico como molecular, lo que parece un límite superior, el cociente de masa de polvo a masa de gas es aproximadamente un orden de magnitud menor que para galaxias espirales.

En un análisis detallado de la galaxia irregular tipo Magallanes NGC 4449, Thronson *et al.* (1989) comparó las observaciones de CO con los datos a $150\mu m$ obtenidos utilizando el Observatorio Kuiper con resoluciones angulares comparables. La masa de polvo derivada para el núcleo (donde existe muy poca emisión de HI) es $1/30$ de la masa de gas molecular obtenida a través de CO. Por lo tanto, ya sea que el cociente de polvo a gas en el núcleo sea un orden de magnitud ó *mayor* que el típico encontrado en galaxias espirales gigantes, ó, aún más probable, el uso del factor Galáctico X lleva a una subestimación de la masa de gas molecular por un factor substancial. Dettmar y Heithausen (1989) estudiando la galaxia tipo Magallanes NGC 55 llegaron a una conclusión similar, es decir, encontraron que las masas obtenidas del virial y las masas inferidas (utilizando $R_{gp} = 500$) para el complejo más grande de formación de estrellas coincidían dentro de un factor de dos, mientras que la emisión integrada de CO y el valor Galáctico X indicaban una masa 20 veces menor. Dado que la masa de HI en este complejo es solamente de $1/4$ de la masa estimada de gas, es muy probable que la emisión de CO es un indicador muy malo del gas molecular en esta galaxia así como en NGC 4449.

La señal tan baja de la emisión de CO de galaxias irregulares, aún aquellas con altas tasas de formación estelar tales como NGC 1569 (Israel 1988b) y II Zw 40 (Joy y Lester 1988) sugieren que CO no puede ser utilizado para hacer estimaciones cuantitativas de la masa en gas molecular en tales objetos de baja metalicidad debido a la combinación de una abundancia reducida de la fase de gas y una baja extinción. La siguiente sección presenta un modelo simplificado de como la luminosidad de CO de nubes moleculares realistas puede ser afectada por la baja luminosidad.

5.3.3. *Destrucción de CO en Nubes Moleculares Gigantes Grumosas*

. Esta bien establecido que nubes moleculares reales, lejos de ser objetos con densidad constante y esféricas tan apreciadas por los teóricos, tienen a menudo morfologías irregulares y un tanto desorganizadas: la mayoría de la masa de una nube está concentrada en grumos de dimensiones mucho menores y con densidades mucho mayores que los promedios volumétricos de la nube (ej. Goldsmith 1987; Blitz 1988; Falgarone y Perault 1988). Las observaciones de emisión de estructura fina ampliamente dispersada tales como la línea de C II $158 \mu\text{m}$ en nubes moleculares también requieren que las nubes sean de una forma muy grumosa (Stutzki *et al.* 1988).

Considérese una NMG formada de un gran número de grumos esparcidos a través de algún volumen; el espacio entre los grumos es llenado con gas intergrumo. La fracción de masa de la NMG que está en los grumos es f ; las observaciones sugieren que $f \sim 1$. Supondremos que los grumos se pueden considerar como objetos esféricos con densidad constante, aunque no todos los grumos tengan necesariamente la misma densidad, en otras palabras, cometeremos el mismo crimen mencionado anteriormente pero ahora en una menor escala. Los grumos tendran algun rango de dimensiones y densidades o en forma equivalente tendran un espectro de densidades de columna que supondremos es un aley de potencias: $N(N_p) \propto N_p^{-\alpha}$, donde N_p es el pico de la densidad de columna en el grumo. La relación entre N_p y la masa de un grumo, m_g dependerá de la densidad del grumo y su estructura de densidad. Bajo la suposición simplificada de una densidad constante, grumos esféricos, la masa de un grumo es $m_g = (2\pi/3)r_g^2\mu N_p$. La masa total en los grumos es fM_{NMG} , y es igual a,

$$f M_{NMG} = \int_{N_p^{min}}^{N_p^{max}} N(N_p) m_c(N_p) dN_p f M_{NMG} = \frac{2\pi}{3} \mu N_0 \int_{N_p^{min}}^{N_p^{max}} r_c^2(N_p) N_p^{1-\alpha} dN_p \quad (15)$$

donde N_0 es la constante de normalización en la distribución de densidad de columna. Si todos los grupos tienen la misma densidad, (15) se puede escribir como

$$f M_{NMG} = \frac{\pi}{6} \frac{\mu}{n_c^2} N_0 \int_{N_p^{min}}^{N_p^{max}} N_p^{3-\alpha} dN_p \quad (16)$$

La determinación de los valores máximo y mínimo de las densidades de columna es bastante incierto. La mínima densidad de columna que es molecular en la vecindad solar parece ser $A_V \sim 1$, que corresponde a una densidad total de columna de $N(H) \approx 2 \times 10^{21}$, y debido a que la sobrevivencia de H_2 está determinada por autobloqueo de línea, esto será independiente de la metalicidad. Este valor depende, sin embargo, del campo de radiación visto por los grupos en una nube molecular. El límite máximo de la densidad de columna es aún más oscuro. Uno podría usar, por ejemplo la masa de Jeans, pero requiere de suposiciones acerca del soporte de los grupos. Por simplicidad, suponemos que el grupo más grande tiene una masa que es y veces $f M_{NMG}$; y es probablemente del orden de 10^{-2} . La masa de un grupo es

$$m_c = 113 \frac{N_{p21}^3}{n_{c,2}^2} M_\odot \quad (17)$$

donde N_{p21} es la densidad de columna de H_2 del grupo en unidades de 10^{21} cm^{-2} , y $n_{c,2}$ es la densidad del grupo en unidades de 100 cm^{-3} . Si todos los grupos tienen la misma densidad, la máxima densidad de columna es entonces

$$N_{p21}^{max} = \left(\frac{y f M_{NMG} n_{c,2}^2}{113} \right)^{1/3} \text{ cm}^{-2} \quad (18)$$

para M_{NMG} en $M_\odot$.

Supóngase que los grupos dominan la emisión de CO de la nube. Ahora, supóngase que se tienen dos NMG que son idénticas en dimensiones y masa, y en parámetros de los grupos, pero no en metalicidad. Como se discutió anteriormente, el efecto dominante

de una baja luminosidad será reducir la dimensión efectiva de un grumo (medido en CO). Supondremos que todas las demás propiedades de los grumos permanecen constantes: densidad, excitación, etc., y que podemos ignorar cualquier efecto de espesor óptico dejando a un lado la disminución de dimensiones. ¿En qué serán diferentes las luminosidades de CO de las dos NMG?

Podemos aproximar este efecto suponiendo que todo el CO es destruido para densidades de columna menores que un valor crítico, N_{21}^{cr} , por ejemplo, uno tiene que tener una densidad de columna mayor que N_{21}^{cr} antes de que CO esté presente; así por ejemplo un grumo con densidad de columna total $4N_{21}^{cr}$ tendría una dimensión-de-CO que es un-medio de su diámetro. También se supondrá que en el caso de metalicidad del solar podemos tomar la dimensión-de-CO que sea la misma como la dimensión del grumo; N_{21}^{cr} es el *incremento* en la densidad de columna necesaria para que CO sobreviva en una NMG de baja metalicidad.

La contribución a la luminosidad total de una grumo dado también dependerá de la dependencia del ancho de la línea con la dimensión. Por simplicidad, consideremos dos casos: $\sigma_\nu = \text{constant}$, y $\sigma_\nu = \sigma_0 r_c$. La primera da grumos con presión constante, la segunda dará grumos virializados. La luminosidad de CO de un grumo en los dos casos está dada por

$$L_{CO}^c = (2\pi)^{1/2} \pi r_c^2 \bar{T}_A \sigma_\nu L_{CO}^c = 20.7 \frac{(N_{21} - N_{21}^p)^2}{n_{c,2}^2} \bar{T}_A \sigma_c K km s pc^2 \quad (19)$$

y

$$L_{CO}^c = 33.5 \frac{(N_{21} - N_{21}^p)^3}{n_{c,2}^3} \bar{T}_A \sigma_0 K km s pc^2 \quad (20)$$

para los dos casos, respectivamente, donde $\bar{T}_A$ es la temperatura de antena, promediada en el área, de una nube. Comparada con la NMG con metalicidad solar, la NMG con baja metalicidad tendrá una luminosidad de CO la cual será menor por un factor f_{CO} . Este factor está dado por el cociente entre la ecuación (16a) ó (16b), integrada desde $N_{21}^L \equiv \max(N_{p21}^{min}, N_{21}^{cr})$, N_{21}^{cr} hasta N_{p21}^{max} y la misma ecuación integrada desde N_{p21}^{min} hasta N_{p21}^{max} con $N_{21}^{cr} = 0$. Las integrales son triviales; los resultados se muestran en la Figura 2 para varios valores del índice espectral α de la densidad

de columna y de la densidad de columna n_c para una NMG con una masa total de $5 \times 10^5 M_\odot$, $y = 10^{-2}$, y $f = 0.8$. $N_{p21}^{max}/N_{p21}^{min}$ varía entre 7 y 71 cuando n_c aumenta de 3×10^2 a 10^4 . La mínima densidad de columna N_{p21}^{min} se ha tomado como 10^{21} moléculas cm^{-2} .

Como es obvio de la figura, los resultados pueden ser dramáticos, especialmente para densidades de grumo modestas ó grandes valores de N_{21}^{cr} . Para una densidad de grumo $n_c = 10^3 \text{ cm}^{-3}$, la luminosidad de CO decrece por un factor de dos para $N_{21}^{cr} = 1.4$, y por un factor de un orden de magnitud para $N_{21}^{cr} = 5.4$. Los resultados no son terriblemente sensitivos al índice del espectro de la densidad de columna para los modelos $\sigma_\nu \propto r_c$; los modelos con $\sigma_\nu = \text{constante}$ son un poco más sensitivos a α para $n_c \geq 1000 \text{ cm}^{-3}$. Mientras que los modelos con nubes de baja metalicidad indican que N_{21}^{cr} puede ser muy grande, es evidente que las luminosidades de CO de NMG de baja luminosidad pueden ser mucho menores que aquellas de nubes del disco Galáctico de la misma masa. Argumentos similares fueron presentados por Israel *et al.* (1986) para explicar la baja intensidad de la emisión de CO de las nubes de Magallanes.

Los datos acerca de las dimensiones de los grumos y el espectro de masas de NMG Galácticas son todavía muy inadecuadas. En un estudio detallado de la nube molecular de la Roseta, Blitz, Stark y Long (1989) catalogaron los grumos y encontraron que las relaciones entre la dimensión, masa, y ancho de línea se puede adecuadamente describir por leyes de potencias. Específicamente encontraron que la masa de un grumo $m_c \propto r_c^{2.6}$ y la dispersión de velocidades $\sigma_\nu \propto m_c^{0.12}$, mientras que el espectro de potencias es $N(m_c) \propto m_c^{-1.5}$. La primera relación implica que la densidad del grumo $n_c \propto r_c^{-0.4}$. La densidad promedio de los grumos es cerca de 1000 cm^{-3} . Sus relaciones de escala se pueden utilizar para expresar la masa de grumos como

$$m_c = 0.38 N_{p21}^{4.3} M_\odot \quad (21)$$

y la dispersión de velocidades como

$$\sigma_\nu = 0.39 N_{p21}^{0.5} \text{ km s}^{-1} \quad (22)$$

mientras que el espectro derivado de masa puede ser convertido a un espectro de

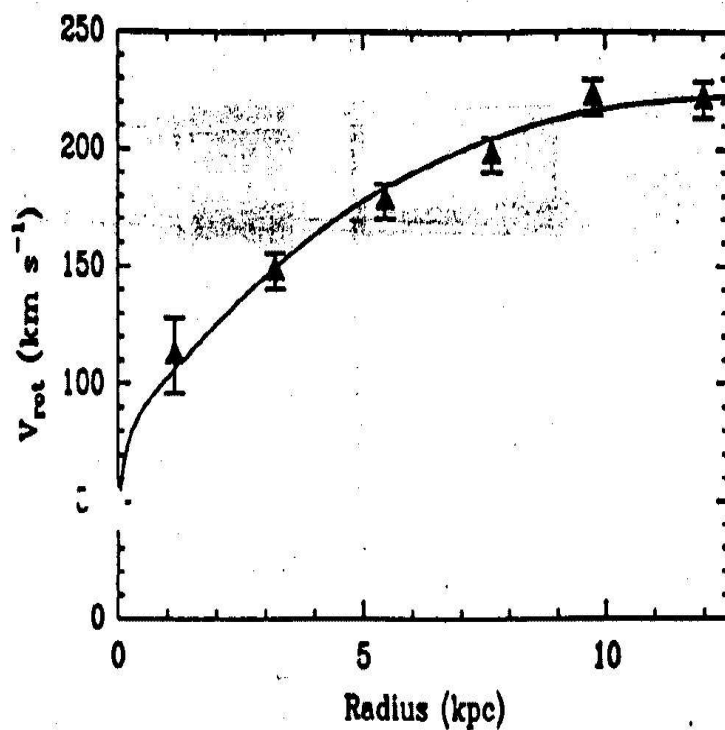


Fig. 1.— Curva de Rotación en hidrógeno atómico, $H I$, para la galaxia NGC 6946 (datos de Tacconi y Young 1986) y un ajuste a partir de un modelo de masa. Las barras de error en los datos son $\pm 1\sigma$. Las dos mitades de la curva de rotación fueron promediadas. La densidad superficial central de la componente del disco es $750 \text{ M}\odot \text{ pc}^{-2}$; ver texto para más detalles.

densidad de columna $N(N_p) \propto N_p^{-3.2}$. La luminosidad de un grumo esta dado por

$$L_{CO}^c = 2.8 \times 10^{-2} N_{p21}^{1.9} (N_{p21} - N_{21}^{cr})^2 \bar{T}_A K \text{ km s pc}^2. \quad (23)$$

Los grumos encontrados por Blitz *et al.* tienen masas en el rango entre 18 y 2800 $M_\odot$; el cociente entre las densidades de columna máxima y mínima es solamente 3. Por supuesto, no sabemos que tan típica es la Roseta comparada con otras nubes moleculares. La Figura 3 muestra f_{CO} como una función de N_{21}^{cr} para una NMG grumosa con las relaciones de escala obtenidas de la Roseta, para varios valores de $N_{p21}^{max}/N_{p21}^{min}$. Los resultados son similares a aquéllas mostradas en la Figura 2, otra vez mostrando la sensibilidad de la luminosidad de CO a los incrementos moderados en N_{21}^{cr} (en menos que un factor de diez).

6. Determinación de las Condiciones Físicas en base a las Observaciones

El uso de CO como un indicador de masa molecular extragaláctica está limitado por nuestra falta de conocimiento de las condiciones físicas en el medio interestelar de otras galaxias. En galaxias donde las temperaturas, densidades, abundancias, etc. son aproximadamente aquellas del disco de la Vía Láctea, es razonable esperar que, al menos a primer orden, las propiedades promediadas-del-conjunto de nubes moleculares sea también similar, de tal forma que el factor de conversión entre la intensidad integrada de CO y la masa de gas molecular sea muy similar al valor Galáctico. Sin embargo, existen muchos ambientes, tales como los núcleos de galaxias y galaxias ultralumínicas, donde las condiciones físicas en el MIE pudiese ser muy diferente, y nuestra falta de conocimiento de $\langle T_R \rangle$ y $\langle \bar{n} \rangle$ en estas galaxias hace que la aplicación del valor Galáctico de X sea un poco riesgosa. Para obtener una determinación exacta de la cantidad de masa molecular presente en tales objetos requiere de información adicional. En esta sección discutiré brevemente qué observaciones pueden ser usadas para restringir las condiciones físicas en nubes moleculares en otras galaxias.

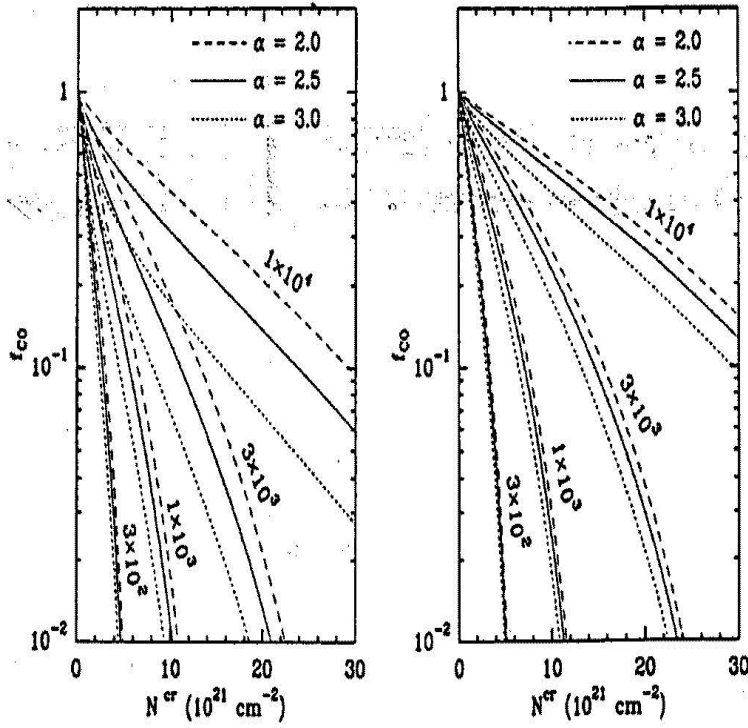


Fig. 2.— Luminosidades fraccionales de CO para nubes moleculares grumosas de baja metalicidad. La luminosidad fraccional (comparada a una Nube Molecular Gigante en nuestra Galaxia) está graficada en comparación con el incremento de columna de densidad que es requerida para la supervivencia de CO. La gráfica de la izquierda supone que la dispersión de velocidad del grumo es independiente de la dimensión del grumo; la gráfica de la derecha supone que $\sigma_v \propto r_n$. Los resultados se muestran para tres diferentes espectros de densidad de columna; las curvas están etiquetadas de acuerdo a la densidad n_g

6.1. Otras Transiciones Rotacionales de CO

Una manera obvia de tratar de estimar la temperatura del gas dominando la emisión de CO es mirar a la emisión de transiciones rotacionales mas altas de CO. Si suponemos que la emisión en ambas transiciones es ópticamente gruesa, el cociente de temperaturas de antena (suponiendo idénticas dimensiones de haces y de eficiencias a las diferentes frecuencias) de dos transiciones rotacionales es justamente

$$\frac{T_R(2)}{T_R(1)} = \frac{\nu_2 F_\nu(T_{ex}(2)) - F_\nu(T_{bg})}{\nu_1 F_\nu(T_{ex}(1)) - F_\nu(T_{bg})} \quad (24)$$

donde $F_\nu(T) \equiv (e^{h\nu/kT} - 1)^{-1}$. Si suponemos que las temperaturas de excitación de las dos transiciones son las mismas, entonces es posible determinar T_{ex} en base al cociente observado de las temperaturas de antena, y así determinar qué corrección, en caso de ser necesario, debe ser hecha a X .

En la práctica tales determinaciones serán difíciles. El cociente de las temperaturas de antena de la transición $J = 2 - 1$ a $J = 1 - 0$ cambia solamente un 20% de $T_{ex} = 20$ a $T_{ex} = 40$ K, de 0.8 a 0.95. Dado que las incertidumbres en la calibración de radio telescopios milimétricos son típicamente del orden del 20%, el comparar datos de diferentes telescopios es difícil. Mientras los cocientes esperados cambian por factores mas grandes para transiciones más altas de J , la suposición de temperaturas de excitación idénticas es probablemente más pobre para J altos. Además se debe tener mucho cuidado al corregir las temperaturas por efectos dependientes del telescopio, tales como eficiencias del haz. Por ejemplo, la conclusión de Casoli *et al.* (1989) de que el gas molecular en Arp 220 debe ser frío está basada en el cociente medido de $T_R^*(2 - 1)/T_R^*(1 - 0) \approx 0.5$. Sin embargo, dado que los datos de $J = 2 - 1$ y $J = 1 - 0$ fueron obtenidas en el radiotelescopio de 30m del IRAM, las escalas de temperatura deben ser corregidas por las diferentes eficiencias de haz a 115 y 230 GHz, lo cual hace que el cociente real de temperaturas sea ligeramente superior a uno.

Observaciones de transiciones rotacionales más altas de CO proveen más información útil sobre las temperaturas que la línea de 2-1. Esto es porque una transición cuyo nivel inferior está muy por arriba del estado base requiere una alta temperatura de gas para su excitación. Por ejemplo: la línea de ^{12}CO $J = 7 - 6$ ha sido detectada del núcleo de

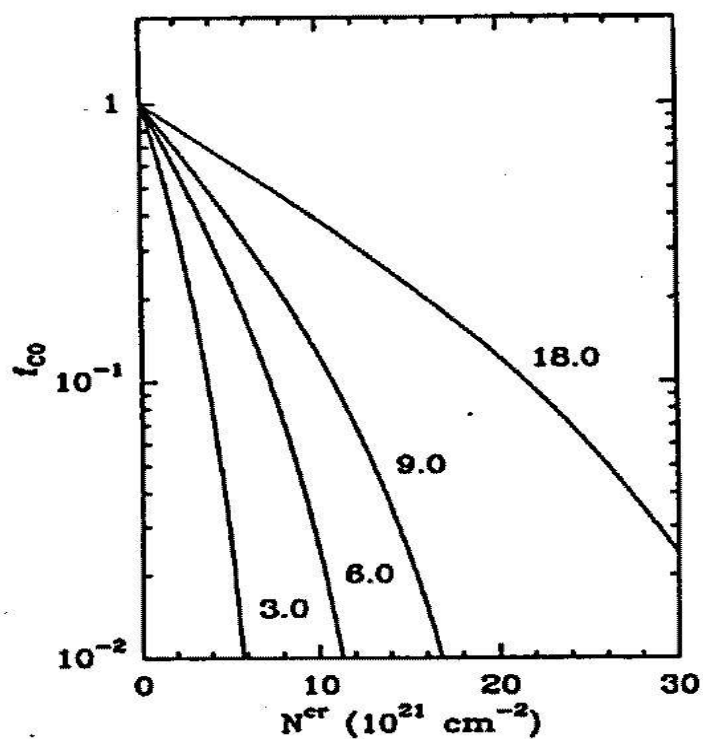


Fig. 3.— Como en la Figura 2, se grafica para Nubes Moleculares Gigantes con parámetros de grumosidad derivados de las observaciones de la nube molecular en Roseta por Blitz, Stark y Long (1989). Las curvas tienen escrito el cociente de la máxima a la mínima densidad de columna en el grumo; para los grumos en la Roseta éste cociente es 3.

M82 por Wild *et al.* (1989). Para que la línea sea detectable, gas con una temperatura de unas cuantas decenas de Kelvin ó más debe estar presente, dado que el nivel $J = 7$ está 155 K arriba del estado base.

Complicaciones adicionales ocurren debido a excitación subtérmica de transiciones altas y diferencias en las áreas emisoras en las diferentes transiciones. En un estudio de la emisión del plano Galáctico en la línea $(^{12}\text{CO}) J = 2 - 1$, Kutner, Leous y Verter (1989) obtuvieron que mientras el cociente de las temperaturas pico en las líneas $J = 2 - 1$ y $J = 1 - 0$ es generalmente el mismo, la intensidad integrada en la línea $J = 2 - 1$ es típicamente solamente un medio de la intensidad en la línea $J = 1 - 0$. Presumiblemente esto es porque cerca de un medio de la emisión $J = 1 - 0$ proviene de gas molecular el cual está a una densidad muy baja como para emitir en la línea $J = 2 - 1$. Cálculos fuera de equilibrio termodinámico (FETD) muestran que a densidades $n_{\text{H}_2} \leq 300 \text{ cm}^{-3}$ la temperatura de excitación de la línea $J = 2 - 1$ es substancialmente menor que la temperatura de excitación de la línea $J = 1 - 0$, aún para altas densidades de columna y grandes espesores ópticos. Es muy probable que más de una componente contribuye a la emisión observada, especialmente dado que las dimensiones proyectadas de los haces de antenas milimétricas son típicamente un kiloparsec ó más.

Se puede obtener información adicional a través de observaciones de isótopos menos abundantes de CO, como ^{13}CO y C^{18}O . La dificultad está simplemente en que éstas líneas son considerablemente más débiles que las de ^{12}CO , requiriendo un mayor tiempo de observación para obtener un cociente adecuado de señal a ruido. Además la línea ^{13}CO puede ser ópticamente gruesa una fracción grande del tiempo, complicando el análisis. Dado que muy probablemente C^{18}O es ópticamente delgado, excitación subtérmica es muy probable aún a densidades muy altas haciendo necesario un modelaje detallado: las intensidades de las líneas esperadas en las diferentes transiciones son calculadas para un gran intervalo de temperaturas, densidades y densidades de columna y comparadas con las observaciones. El análisis típico en equilibrio termodinámico (ETD) (ejem. Dickman 1978) no serán generalmente adecuados, especialmente cuando múltiples componentes podrían ser necesarias.

A pesar de todas estas dificultades, tales observaciones ofrecen promesas considerables para restringir las condiciones físicas en la componente de gas molecular de otras galaxias. Un ejemplo excelente lo provee Eckart *et al.* (1989) quien obtuvo

observaciones de $J = 1 - 0$ y $J = 2 - 1$ de ^{12}CO , ^{13}CO y C^{18}O del núcleo de IC 342. Los datos observacionales fueron comparados con modelos FETD detallados para poner límites a las temperaturas y densidades permitidas del gas. De sus modelos ellos concluyeron que el gas en el kpc más interno debe ser tibio ($T_k \geq 30$) con una densidad $N \approx 10^3$. Con el mejoramiento de la tecnología de receptores submilimétricos y el desarrollo de nuevos telescopios, como SOFIA, un gran mejoramiento en la calidad y cantidad de tales datos es esperada en los siguientes años.

6.2. Otras Especies

Un gran número de moléculas han sido detectadas en nubes moleculares en la Galaxia, y muchas de esas pueden potencialmente proveer información muy útil de gas molecular en otras galaxias. Desafortunadamente, todas esas líneas serán mucho más débiles que el CO, haciendo que sean muy costosas en tiempo de observación de telescopio. Para galaxias brillantes, varias excepciones existen:

CS , HCN , y HCO^+ : Todas estas especies requieren densidades considerablemente más altas que el CO para excitarse, de tal forma que proveen información sobre gas a mayores densidades ($n \geq 10^4$) que las observadas por CO. Todas han sido detectadas en algunas galaxias; la distribución espacial de HCN y HCO^+ ha sido determinada con detalle en el núcleo de NGC 253 por Carlstrom *et al.* (1989). CS ha sido detectado en un número de galaxias, siguiendo la detección inicial en M82 y IC 342 por Henkel y Bally (1985). Walker *et al.* (1989) han determinado la distribución espacial de la emisión de CS 2-1 del núcleo de M82. Nótese que la mera detección de la emisión de CS (ó HCN ó HCO^+) no indica que la densidad *promedio* de nubes moleculares sea alta; lo que es relevante es el cociente de las intensidades integradas de CS a CO. Bally *et al.* (1987) han determinado la distribución espacial de CS 2-1 en el plano Galáctico y encuentran que el cociente de las intensidades integradas de CS a CO es mucho mayor en los cientos de pc más internos de la Galaxia que en el resto del disco, sugiriendo que las nubes en el centro Galáctico son excepcionalmente densas.

NH_3 : Las observaciones de las transiciones hiperfinas de las longitudes de onda centimétricas pueden proveer estimaciones muy útiles de la temperatura del gas, siempre y cuando la densidad sea alta (Ho y Martin 1986). Debido a intensidad tan débil de las

líneas, esto es muy difícil y solamente IC 342 ha sido bien estudiada.

Una gran información se puede obtener de las observaciones de varios iones atómicos. Las transiciones de la estructura fina en el lejano infrarrojo de un número de elementos abundantes están siendo detectables en galaxias brillantes en el infrarrojo (ver §4.2.4). Varios cocientes de líneas son sensibles a la densidad y temperatura, y proveen los mejores diagnósticos de las condiciones en el gas asociado muy cercanamente a las regiones de formación de estrellas de alta masa (Genzel, Harris y Stutzki 1989); Wolfire, Tielens y Hollenbach 1989).

7. Conclusiones y Comentarios Finales

El uso de factores de conversión para derivar las masas de gas molecular en base a las observaciones de la línea $J = 1 - 0$ de ^{12}CO ha generado más debate y animosidad de lo que el tópico se merece (ó cualquier otro tópico en astronomía). Mientras que la aplicación del factor de conversión Galáctico a otras galaxias se justifica muy a menudo con argumentos tales como "Todas las determinaciones del factor de conversión concuerdan dentro de un factor de dos", esto no es solamente falso (recuerden el centro Galáctico) sino completamente irrelevante: dado que todas estas determinaciones se aplican a las nubes en el disco de la Vía Láctea, ellas no proveen información sobre posibles variaciones del factor de conversión para nubes moleculares en ambientes muy diferentes del disco Galáctico. Dentro del factor de dos usual de incertidumbre, el valor de X Galáctico es probablemente apropiado para los discos de galaxias espirales gigantes normales. Las observaciones de galaxias con baja metalicidad, tales como las irregulares y generalmente las de baja metalicidad, sugieren que el uso del factor de conversión Galáctico subestima la cantidad de gas molecular presente por una cantidad substancial. Existen razones teóricas excelentes para esperar esto. En el otro extremo, la cantidad de energía que se arroja al medio interestelar en una galaxia con brotes abruptos de formación estelar, en una galaxia ultralumínica ó en muchos núcleos galácticos es mucho más grande que en la vecindad solar que el uso del valor local de X parece cuestionable. Es difícil ver como las nubes moleculares en galaxias con brillos superficiales en el infrarrojo cinco ó seis ordenes de magnitud más altos que el valor típico del disco en la Vía Láctea puedan tener temperaturas de 10 K. Mientras que altas densidades, si fuesen

típicas, tenderían a contrarrestar las temperaturas altas, una vez que se permite variar ambos parámetros no existe razón para esperar, en general, un factor de conversión cuyo valor sea cercano al valor Galáctico. Una cantidad substancial de datos observacionales sugieren que para una fracción de estas galaxias, la cantidad de gas molecular presente ha sido considerablemente sobreestimado. Observaciones de otras transiciones y especies las cuales son posibles actualmente, ó que estan dentro del alcance de la tecnología actual pondrán límites más estrictos a las condiciones en el gas molecular en otras galaxias.

Acknowledgments. Este artículo se ha beneficiado de las discusiones con mucha gente, especialmente Frank Israel. Leo Blitz amablemente dió datos antes de su publicación. Me gustaría agradecer a Ewine van Dishoeck, Frank Israel, y especialmente Fran Verter por sus comentarios sobre el manuscrito. Estoy agradecido a la Fundación ASTRON de la Organización de los Países Bajos para la Investigación Pura (NWO) por el apoyo con el número 782-372-025, y a Harley Thronson y la buena gente de Wyoming por su apoyo parcial de mi participación en la reunión. Este artículo está dedicado a la memoria de mi Padre, Edward Lawrence Maloney, "Nada se olvida nunca".

8. Referencias

- Ables, H.D. 1971, Publ. US Naval Observatory, Series II, 20, Part 4
- Bhat, C.L., Mayer, C.J., & Wolfendale, A.W. 1986, Phil.Trans.R.Soc.London A, 319, 249
- Blitz, L. 1978, PhD. Thesis Columbia University
- Blitz, L. 1987, in *Physical Processes in Interstellar Clouds*, ed. G.E. Morfill & M. Scholer, (Dordrecht:reidel), p.35
- Blitz, L., Bloemen, J.B.G.M., Hermsen, W. & Bania, T. 1985, A&A, 143, 267
- Bloemen, H. 1989, ARAA, 27,
- Boisse, P., Casoli, F. & Combes, F. 1987, A&A, 173, 229
- Carlstrom, J.E., Jackson, J., Ho, P.T.P. & Turner, J.L. 1989 in *The Interstellar Medium in Galaxies: Abstracts of Contributed Papers*, ed. D. Hollenbach, (NASA SP), in press
- Casoli, F., Combes, F., Dupraz, Ch., Gerin, M., Encrenaz, P. & Salez, M. 1988, A&A,

192, 117

Chevalier, R.A. & Clegg, A.W. 1985, *Nature*, 317, 44

Crawford, M.K., Genzel, R., Townes, C.H., & Watson, D.M. 1985, *ApJ*, 291, 755

De Vries, H.W., Heithausen, A. & Thaddeus, P. 1987, *ApJ*, 319, 723

Dickman, R.L. 1978, *ApJS*, 37, 407

Dickman, R.L., Snell, R.L. & Schloerb, F.P. 1986, *ApJ*, 309, 326 (DSS)

Dettmar, R.J. & Heithausen, A. 1989, *ApJ*, 1

Draine, B.D. 1978, *ApJS*, 36, 595

Eales, S.A., Wynn-Williams, C.G. & Duncan, W.D. 1989, *ApJ*, 339, 859

Eckart, A., Downes, D., Genzel, R., Harris, A.I., Jaffe, D.T. & Wild, W. 1989, preprint

Elmegreen, B.G. & Elmegreen, D.M. 1984, *ApJS*, 54, 127

Elmegreen, B.G., Elmegreen, D.M. & Morris, M. 1980, *ApJ*, 240, 455

Falgarone, E., & Perault, M. 1987 in *Physical Processes in Interstellar Clouds*, ed. G.E. Morfill & M. Scholer (Dordrecht: Reidel), p. 59

Gallagher, J.S. & Hunter, D.A. 1984, *ARA&A*, 22, 37

Garman, L.E. & Young, J.S. 1986, *A&A*, 154, 8

Gerhz, R.D., Sramek, R.A. & Weedman, D.W. 1983, *ApJ*, 267, 551

Genzel, R. & Townes, C.H. 1987, *ARA&A*, 25, 377

Genzel, R., Harris, A.I. & Stutzki, J. 1989 in *Infrared Spectroscopy in Astronomy*, 22nd ESLAB Symposium, ed. B.H. Kaldeich, (ESA SP290), p. 115

Gilden, D.L. 1984, *ApJ*, 279, 335

Goldsmith, P. 1987 in *Interstellar Processes*, ed. H.A. Thronson & D.J. Hollenbach, (Dordrecht: Reidel), p. 51

Gordon, M.A., Heidmann, J. & Epstein, E.E. 1982, *PASP*, 94, 415

Hodge, P.W. 1972, PASP, 84, 365

Hodge, P.W. 1974, PASP, 86, 263

Humphreys, R.M. 1984 in *IAU Symposium 108, Structure and Evolution of the Magallanic Clouds*, ed. S. van den Bergh & K.S. de Boer, (Dordrecht: Reidel), p. 145

Hunter, D.A. & Gallagher, J.S. 1985, ApJS, 58, 533

Hunter, D.A., Gallagher, J.S., Rice, W.L. & Gillett, F.C. 1989, ApJ, 336, 152

Israel, F.P. 1984, in *IAU Symposium 108, Structure and Evolution of the Magallanic Clouds*, ed. S. van den Bergh & K.S. de Boer, (Dordrecht: Reidel), p. 319

Israel, F.P. 1985, in *New Aspects of Galaxy Photometry*, ed. J.-L. Nieto, (Berlin: Springer Verlag), p. 101

Israel, F.P. 1988a, in *Millimeter and Submillimeter Astronomy*, ed. R.D. Wolstencroft & W.B. Burton, (Dordrecht: Reidel), p. 281

Israel, F.P. 1988b, A&A, 194, 24

Israel, F.P. & Burton, W.B. 1986, A&A, 168, 369

Israel, F.P., de Graauw, Th., Lidholm, S., van de Stadt, H., & de Vries, C.P. 1982, A&A, 262, 100

Israel, F.P., de Graauw, Th., van de Stadt, H. & de Vries, C.P. 1986, ApJ, 303, 186

Issa, M., MacLaren, I. & Wolfendale, A.W. 1989, ApJ, in press

Jaffe, D.T., Becklin, E.E. & Hildebrand, R.H. 1984, ApJ, 285, L31

Joy, M. & Lester, D.F. 1988, ApJ, 331, 145

Keto, E.R. & Myers, P.C. 1986, ApJ, 304, 466

Koornneef, J., 1984 in *IAU Symposium 108, Structure and Evolution of the Magallanic Clouds*, ed. S. van den Bergh & K.S. de Boer, (Dordrecht: Reidel), p. 333

Krolik, J.H. & Begelman, M.C. 1986, ApJ, 308, L55

Krolik, J.H. & Begelman, M.C. 1988, ApJ, 329, 702

- Kutner, M.L. & Ulich, B.L. 1981, ApJ, 250, 341
- Kutner, M.L., Leous, J. & Verter, F. 1989, in preparation
- Lester, D.F., Harvey, P.M. & Carr, J. 1988, ApJ, 329, 641
- Lester, D.F., Gaffney, N., Carr, J. and Joy, M. 1989 in *The Interstellar Medium in Galaxies: Abstracts of Contributed Papers*, ed. D. Hollenbach, (NASA SP), in press
- Liszt, H.S. 1988, in *Galactic and Extragalactic Radio Astronomy*, ed. G.L. Verschuur & K.I. Kellerman, (Berlin: Springer-Verlag), p. 359
- Lo, K.Y., Cheung, K.W., Masson, C.R. Phillips, T.G., Scott, S.L. & Woody, D.P. 1987, ApJ, 312, 574
- Lord, S.D. 1987, PhD. Thesis, University of Massachusetts
- Lugten, J.B., Watson, D.M., Crawford, M.K. & Genzel, R. 1986, ApJ, 311, L51
- Maloney, P. 1989, ApJ, in press
- Maloney, P. & Black, J.H. 1988, ApJ, 325, 389
- Magnani, L., Blitz, L. & Mundy, L. 1985, ApJ, 295, 402
- Martin, R.N. & Ho, P.T.P. 1986, ApJ, 308, L7
- Mauersberger, R., Henkel, C., Wilson, T.L. & Walmsley, C.M. 1986, A&A, 162, 199
- Meixner, M., Puchalsky, R., Blitz, L. & Wright, M. 1989 in *The Interstellar Medium in Galaxies: Abstracts of Contributed Papers*, ed. D. Hollenbach, (NASA SP), in press
- Mirabel, I.F. & Sanders, D.B. 1988, ApJ, 335, 104
- Monnet, G. & Simien, F. 1977, A&A, 56, 173
- Morris, M. & Rickard, L.J. 1982, ARA&A, 20, 517
- Morris, M., Polish, N., Zukerman, B. & KAifu, N. 1983, AJ, 88, 1228
- Polk, K.S., Knapp, G.R., Stark, A.A. & Wilson, R.W. 1988, ApJ, 332, 432
- Rickard, L.J., Harvey, P.M. & Blitz, L. 1984 in *Airborne Astronomy Symposium*, ed. H.A. Thronson & E.E. Erickson, (NASA CP 2353), p. 287

- Rickard, L.J. Palmer, P., Morris, M., Zuckerman, B., & Turner, B.E. 1975, ApJ, 199, L75
- Rieke, G.H. & Lebofsky, M.J. 1985, ApJ, 288, 618
- Rieke, G.H., Lebofsky, M.J., Thompson, R.I., Low, F.J. & Tokunaga, A.T. 1980, ApJ, 238, 24
- Rieke, G.H., Cutri, R.M., Black, J.H., Kailey, W.F. McAlary, C.W. Lebofsky, M.J. & Elston, R. 1985, ApJ, 290, 116
- Sanders, D.B. & Mirabel, I.F. 1985, ApJ, 298, L31
- Sanders, D.B., Scoville, N.Z. & Solomon, P.M. 1985, ApJ, 289, 373
- Sanders, D.B., Scoville, N.Z., Young, J.S., Soifer, B.T., Schloerb, F.P., Rice, W.L. & Danielson, G.E. 1986, ApJ, 305, L45
- Sargent, A.I., Sanders, D.B., Scoville, N.Z. & Soifer, B.T. 1987, ApJ, 312, L35
- Sargent, A.I., Sutton, E.C., Masson, C.R., Lo, K.Y. & Phillips, T.G. 1985, ApJ, 289, 150
- Savage, B.D., Bohlin, R.C., Drake, J.F. & Budich, W. 1977, ApJ, 216, 291
- Scalo, J.M. & Struck-Marcell, C. 1984, ApJ, 276, 60
- Scalo, J.M. & Struck-MArcell, C. 1986, ApJ, 301, 77
- Schwering, P.B. 1988 PhD. Thesis, University of Leiden
- Scoville, N.Z., Young, J.S. & Lucy, L.B. 1983, ApJ, 270, 443
- Scoville, N.Z., Sanders, D.B., Sargent, A.I., Soifer, B.T., Scott, S.L. & Lo, K.Y. 1986, ApJ, 311, L47
- Scoville, N.Z., Yun, M.S., Clemens, D.P., Sanders, D.B. & Walker, W.H. 1987, ApJS, 63, 821
- Shaver, P.A., McGee, R.X., Newton, L.M., Danks, A.C. & Pottasch, S.R. 1983, MNRAS, 204, 53
- Shu, F. 1987, in *Star Formation in Galaxies*, ed. C.J. Lonsdale Persson, (NASA SP 2466), p. 743

- Simien, F. & de Vaucouleurs, G. 1986, ApJ, 302, 564
- Smith, P.A., Brand, P.W.J.L., Puxley, P.J., Mountain, C.M., Gear, W.K. & Nakai, N. 1989, MNRAS, submitted
- Sodroski, T.J., Dwek, E., Hauser, M.G. & Kerr, F.J. 1987, ApJ, 322, 101
- Sodroski, T.J., Dwek, E., Hauser, M.G. & Kerr, F.J. 1989, ApJ, 336, 762
- Solomon, P.M., Rivolo, A.R., Barrett, J. & Yahil, A. 1987, ApJ, 319, 730
- Stacey, G., Lugten, J., Genzel, R., & Townes, C.H. 1989, ApJ, submitted
- Stark, A.A. 1984, ApJ, 281, 624
- Stark, A.A. & Brand, J. 1989, ApJ, 339, 763
- Stutzki, J., Stacey, G.J., Genzel, R., Harris, A.I., Jaffe, D.T. & Lugten, J.B. 1988, ApJ, 332, 379
- Tacconi, L.J. & Young, J.S. 1985, ApJ, 290, 602
- Tacconi, L.J. & Young, J.S. 1986, ApJ, 308, 600
- Tacconi, L.J. & Young, J.S. 1987, ApJ, 322, 681
- Tacconi, L.J. & Young, J.S. 1989, ApJ, submitted
- Thronson, H.A., Hunter, D.A., Telesco, C.M., Harper, D.A. & Decher, R. 1987, ApJ, 317, 180
- Tielens, A.G.G.M. & Hollenbach, D. 1985a, ApJ, 291, 722 (THa)
- Tielens, A.G.G.M. & Hollenbach, D. 1985b, ApJ, 291, 747 (THb)
- Tomisaka, K. & Ikeuchi, S. 1988, ApJ, 330, 695
- Ulich, B.L. & Haas, R.W. 1976, ApJS, 30, 247
- van Dishoeck, E.F. & Black, J.H. 1987 in *Physical Processes in Interstellar Clouds*, ed. G.E. Morfill & M. Scholer (Dordrecht: Reidel), p. 241
- Verter, F. 1985, ApJS, 57, 261
- Verter, F. 1987, ApJS, 65, 555

- Walker, C.E., Walker, C.K., Martin, R.N. & Carlstrom, J.E. 1989 in *The Interstellar Medium in Galaxies: Abstracts of Contributed Papers*, ed. D. Hollenbach, (NASA SP), in press
- Weliachew, L. Casoli, F. & Combes, F. 1988, A&A, 199, 29
- Wild, W., Eckart, A., Genzel, R., Harris, A.I., Jackson, J.M. Jaffe, D.T. Lugten, J.B. & Stutzki, J. 1989 in *The Interstellar Medium in Galaxies: Abstracts of Contributed Papers*, ed. D. Hollenbach, (NASA SP), in press
- Wolfire, M.G., Hollenbach, D. & Tielens, A.G.G.M. 1989, ApJ, in press
- Wolfire, M.G., Tielens, A.G.G.M. & Hollenbach, D. 1989, ApJ, submitted
- Young, J.S. & Scoville, N.Z. 1982, ApJ, 258, 467
- Young, J.S. & Scoville, N.Z. 1984, ApJ, 287, 153
- Young, J.S., Gallagher, J.S. & Hunter, D.A. 1984, ApJ, 276, 476
- Young, J.S., Tacconi, L.J. & Scoville, N.Z. 1983, ApJ, 269, 136
- Young, J.S., Claussen, M.J. & Scoville, N.Z. 1988, ApJ, 324, 115
- Young, J.S. Schloerb, F.P., Kenney, J.D. & Lord, S.D. 1986, ApJ, 304, 443

Table 1: Observaciones de CO and CII de Galaxias Brillantes Infrarrojas

Galaxia	I_{CO}^a	I_{CII}^b	θ_B (Kpc)	$N(H_2)^c$ (10^{21} cm^{-2})	A_V^d (mag)	ϕ_b^e	I_{CO}^{PDf}	f_{PD}	Ref
NGC 891	26.7	11. ^h	1.9	6.7	4.2	0.07	13.3	0.50	1
NGC 1068	87.2	72. ^g	4.0	21.8	13.7	0.48	91.2	1.05	2
NGC 2146	60.2	39. ^h	3.1	15.1	9.5	0.26	49.4	0.82	3
M 82	252.	170. ^g	0.9	63.0	39.6	1.	190.	0.75	4
NGC 3079	72.0	11. ^h	4.0	18.0	11.3	0.07	13.3	0.18	5
NGC 3628	60.6	8. ^h	3.0	15.2	9.5	0.05	9.5	0.15	6
Arp 299	6.0	9. ^h	11.2	1.5	1.0	0.06	11.4	1.90	7
NGC 4565	9.7	3. ^h	4.3	2.2	1.4	0.02	3.8	0.44	1
NGC 4736	15.3	7. ^h	1.1	3.8	2.4	0.05	9.5	0.62	8
NGC 5128	65.	30. ^g	1.9	16.3	10.2	0.20	38.0	0.58	9
M 51	46.7	17. ^g	2.6	11.7	7.3	0.11	20.9	0.45	10
NGC 6240	13.5	3. ^h	25.6	3.4	2.1	0.02	3.8	0.28	7
NGC 6946	72.6	8. ^h	2.7	17.4	10.9	0.05	9.5	0.13	11
M 83	88.5	50. ^g	1.9	10.1	6.4	0.33	62.7	0.71	12
Maffei 2	103.	19. ^h	1.8	25.8	16.2	0.13	24.7	0.24	13

Table 1: Observaciones de CO and CII de Galaxias Brillantes Infrarrojas, continuación

Galaxia	I_{CO}^a	I_{CII}^b	θ_B (Kpc)	$N(H_2)^c$ (10^{21} cm^{-2})	A_V^d (mag)	ϕ_b^e	I_{CO}^{PDf}	f_{PD}	Ref
IC 342	57.2	40. ^g	1.2	14.3	9.0	0.27	51.3	0.90	14

^a En K km s⁻¹; todas las intensidades están en la escala T_R^* multiplicada por 1.5 para corregir por la eficiencia del haz principal. Ancho Total a Media Altura del Haz principal $\theta_B = 45 - 60''$.

^b En unidades de $10^{-5} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$. $\theta_B = 55''$.

^c Densidad de columna total $N(H_2)$, suponiendo $N(H_2)/I_{CO} = 2.5 \times 10^{20} \text{ cm}^{-2} (\text{K km s}^{-1})^{-1}$

^d Extinción hacia el núcleo ($\equiv A_V^{tot}/2$) suponiendo $N(H_2)/A_V = 1.59 \times 10^{21} \text{ cm}^{-2} \text{ mag}^{-1}$

^e Calculada a partir de las observaciones de $I_{[CII]}$ suponiendo una intensidad emergente en la línea de $158\mu\text{m}$ de $1.5 \times 10^{-3} \text{ ergs cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}$ de una típica Región Fotodisociadas (THa;WHT)

^f Calculada a partir de ϕ_b suponiendo una intensidad emergente en la línea $J = 1 - 0$ de 190 K km s^{-1} de una típica Región Fotodisociada (WHT)

^g Crawford et al. 1985

^h Stacey et al. 1989

Referencias de las observaciones de CO: 1) Maloney, sin publicar; 2) Scoville, Young y Lucy 1983; 3) Sanders et al. 1986; 4) Young y Svocille 1984; 5) Young, Claussen y Scoville 1988; 6) Young, Tacconi y Scoville 1983; 7) Sanders y Mirabel 1985; 8) Garman y Young 1986; 9) Israel et al. 1989; 10) Scoville y Young 1983; 11) Tacconi y Young 1989; 12) Lord 1987; 13) Sargent et al. 1985; 14) Young y Scoville 1982

Table 2: Densidades Superficiales de Masa de Gas y Fracciones de Masa en NGC 6946

R (Kpc)	σ_{HI}^a $M_\odot \text{ pc}^{-2}$	$\sigma_{H_2}^a$ $M_\odot \text{ pc}^{-2}$	σ_d $M_\odot \text{ pc}^{-2}$	f_{H_2}	M_d^b $10^9 M_\odot$	M_{H_2}/M_d^c
1	7.4	231.	640.	0.36	2.12	0.57
2	7.5	134.	546.	0.24	7.65	0.37
3	7.6	93.	466.	0.20	15.5	0.30
4	8.4	60.	397.	0.15	25.0	0.25
5	9.2	44.	339.	0.13	35.3	0.22
6	9.8	36.	289.	0.12	46.1	0.20
7	10.7	27.	247.	0.11	57.1	0.18
8	11.5	23.	211.	0.11	67.8	0.17
9	12.3	18.	180.	0.10	78.2	0.16
10	11.7	14.	153.	0.09	88.1	0.16
11	11.1	9.	131.	0.07	97.4	0.15
12	10.	9.	112.	0.08	106.	0.14

^a Tacconi y Young (1986).

^b Masa del Disco dentro a distancias menores que R .

^c Cociente de masa molecular a masa del disco a distancias menores que R