

Masa de Gas Molecular y Emisión Infrarroja de Galaxias Luminosas Distantes ¹

Downes, D., Solomon, P.M. & Radford, S.J.E.

IRAM, Grenoble, France; Astronomy Program, SUNY, NY; IRAM, Grenoble, France

Received _____; accepted _____

December 18, 2001

¹original: D. Downes, P.M. Solomon y S.J.E. Radford, 1993, ApJ, 414, L13; **traducción:**
J. Antonio García Barreto (2001, Instituto de Astronomía, Universidad Nacional
Autónoma de México, IA-UNAM)

ABSTRACT

Observaciones de líneas moleculares sugieren que los cientos de parsecs más centrales de galaxias ultralumínicas infrarrojas tienen densidades promedio altas de gas, $n(\text{H}_2) \sim 3 \times 10^3$ to 10^4 cm^{-3} , diferente a los centros de galaxias normales y muy diferente de los discos de galaxias espirales. La emisión de la línea de CO puede no indicar un conjunto de nubes de gas gravitacionalmente unidas sino un medio unido por el potencial total del centro de la Galaxia, (estrellas y gas). Esto significa que la luminosidad de CO no mide mas la masa de gas por sí misma como en galaxias normales sino que mide el promedio geométrico de la masa de gas y la masa *dinámica*. En la práctica, la masa molecular predomina sobre la masa dinámica de loa centros de galaxias ultralumínicas, lo que sugiere que las masas de gas estimadas de la luminosidad de CO son, en principio, correctas. Presentamos un modelo en el cual la radiación de $100\mu\text{m}$ de galaxias ultralumínicas es ópticamente gruesa y que el flujo de CO es proporcional al flujo de $100\mu\text{m}$, con $S_{CO}\Delta V/S_{100\mu\text{m}} = 2 - 4 \text{ km s}^{-1}$. Nuestras mediciones del flujo de CO de 35 galaxias ultralumínicas sustentan este modelo de polvo ópticamente grueso a $100\mu\text{m}$ proveyendo evidencia adicional de que la masa de polvo es grande y que la masa de gas es una fracción grande de la masa dinámica. Derivamos una relación entre el cociente de M_{gas}/L'_{CO} y la distancia basado en la luminosidad que aplicamos a Arp 220.

Subject headings: galaxias: distancias y corrimientos al rojo – galaxias: MIE – galaxias: núcleos – galaxias: brotes de formación estelar – infrarrojo: galaxias – líneas de radio: galaxias

1. Introducción

Galaxias infrarrojas ultralumínicas ($L_{IRL} \geq 10^{12} L_{\odot}$) son ricas en gas molecular con líneas intensas de CO indicando $M(H_2) \simeq (1 - 4) \times 10^{10} M_{\odot}$ (ejem, Sanders 1991). Su fuerte emisión de HCN (Solomon, Downes & Radford 1992a) indica que la densidad de gas y la presión en sus centros son mucho mas grandes que en los discos de espirales ordinarias, aun aquellos con una gran masa de gas molecular. Interacciones o canibalismo pudieron haber llevado al gas en estas galaxias hacia sus regiones centrales encendiendo los intensos brotes de formación de estrellas. Observaciones interferométricas de galaxias ultralumínicas "cercanas" como Arp 220 y Mrk 231 indican que el gas H_2 está ciertamente en sus centros ($R \leq 3$ kpc), donde la masa de gas es una gran parte de la masa dinámica (Scoville et al. 1991, Okumura et al. 1991, Radford et al. 1991a, Planesas, Mirabel & Sanders 1991).

Arp 220, por ejemplo, tiene una dimensión central de CO de $1''.7$, ó un radio de $R=240 h^{-1}$ pc (Scoville et al. 1991; $h = H_0/100$ km s $^{-1}$ Mpc $^{-1}$). La temperatura de brillo promediada en el haz de CO (1-0) es 12 K, de tal forma que la verdadera temperatura de CO T_b es ≥ 30 K. La luminosidad central es $2.5 \times 10^9 h^{-2}$ K km s $^{-1}$ pc 2 , la cual corresponde a una masa de gas molecular de $1.1 \times 10^{10} h^{-2} M_{\odot}$ utilizando un cociente estándar Galáctico M_{gas}/L'_{CO} de $5 M_{\odot} (K km s^{-1} pc^2)^{-1}$. Esto implica que toda la region entera pudiera ser una gran nube molecular con una densidad promedio de H_2 de $3900 h$ cm $^{-3}$ si es una esfera ó más si es un disco. La gran masa de gas molecular en una región pequeña es muy cercana a la masa dinámica. El ancho de la línea de CO a cero intensidad es $\Delta V = 900$ km s $^{-1}$. Si la velocidad de rotación es 450 km s $^{-1}$, la masa dinámica, RV^2/G es $1.1 \times 10^{10} h^{-1} M_{\odot}$ y la masa de gas excedería la masa dinámica si $h \leq 1$. Si la velocidad de rotación fuese 600 km s $^{-1}$, la masa dinámica sería $2 \times 10^{10} M_{\odot}$ y h pudiera ser tan baja como 0.55.

Este ejemplo dá lugar a tres preguntas: ¿Aplica todavía el cociente Galáctico M_{gas}/L'_{CO} , apropiado para un conjunto de nubes de gas virializadas no sobrepuestas, si el

núcleo de una galaxia ultralumínica es una gran nube molecular con una mezcla de gas y estrellas y una masa de gas comparable a su masa dinámica? ¿Existe otra evidencia de que los centros de galaxias ultralumínicas sean una gran nube de gas? ¿Si las masas de gas y dinámicas son aproximadamente las mismas, podemos utilizar su diferente dependencia en h para estimar distancias?

En esta *comunicación* derivamos una nueva relación entre la masa y la luminosidad de CO, apropiada cuando CO indica gas molecular de alta densidad que no está en nubes unidas por su propia gravedad, sino que en vez de eso llena totalmente la región central, donde la masa estelar pudiese dominar la dinámica. Mostramos que la luminosidad de CO indica el promedio geométrico de la masa de gas y la masa dinámica. Discutimos evidencia de otros indicadores de masa que sugiere que la masa de gas es sin embargo cercana a $10^{10} M_{\odot}$. Para una gran muestra de galaxias ultralumínicas, mostramos que el cociente de luminosidades observadas entre la emisión del infrarrojo lejano (IRL) ($100\mu\text{m}$) y la de CO puede entenderse si ambas son ópticamente gruesas. Para Arp 220 derivamos una relación entre la distancia ó (H_0) y la masa molecular determinada de la luminosidad de CO.

2. Masa de H_2 y la Luminosidad de CO

Para la Galaxia, tres análisis independientes dan la misma relación lineal entre la densidad de columna de H_2 y la intensidad de la línea de CO: (1) la correlación de la extinción óptica con las intensidades de las líneas de ^{13}CO en nubes oscuras cercanas (Dickman 1978), (2) la comparación de rayos γ , producidos por las interacciones de rayos cósmicos con protones, con los flujos de líneas de CO para el anillo molecular Galáctico (Bloemen et al. 1986), y (3) las relaciones observadas entre las dimensiones, anchos de líneas de CO, masas viriales y luminosidades de las líneas de CO para NMG Galácticas en el plano (Solomon et al. 1987, corregidas al radio del círculo solar de 8.5 kpc). Todos

estos métodos indican que en nuestra Galaxia, $M_{gas}/L'_{CO} \equiv \alpha = 4.8M_{\odot} \text{ (K km s}^{-1} \text{ pc}^2)^{-1}$ (Solomon & Barrett 1991).

Ya sea para una nube de gas ó para un conjunto de nubes de gas virializadas no sobrepuestas, la masa de gas M_{gas} y la luminosidad de la línea de CO, L'_{CO} estan linealmente relacionadas a traves de :

$$\frac{M_{gas}}{L'_{CO}} \equiv \alpha = \left(\frac{4\mu \times 1.36}{3\pi G} \right)^{1/2} \frac{n^{1/2}}{T_b} = 2.6 \frac{n^{1/2}}{T_b}, \quad (1)$$

donde μ es la masa de una molécula de H_2 , Helio agrega 36% por masa, $n(\text{cm}^{-3})$ es la densidad numérica promedio en las nubes y T_b (K) es la temperatura de brillo intrínseca (en su marco de referencia) de la línea de CO(1-0). M_{gas} esta en $M_{\odot}$ y L'_{CO} esta en $\text{K km s}^{-1} \text{ pc}^2$ (Dickman, Snell & Schloerb 1986, Solomon et al. 1986, Solomon et al. 1987, Solomon, Downes & Radford 1992a). Esta es la base física para estimar la masa de H_2 a partir de la luminosidad de CO. La existencia de nubes de gas virializadas (ó autogravitantes) está confirmada a través de la concordancia entre los valores de α determinado de la relación dimensión - ancho de línea y la suposición del equilibrio virial para las nubes de la Vía Láctea, y los valores de α determinados de los métodos independientes 1 y 2 descritos arriba. Para el centro de una galaxia ultralumínica, sin embargo, debemos modificar esta relación para permitir una componente masiva diferente al gas, digamos, las estrellas. Por ejemplo, el CO puede indicar un medio en el cual existan estrellas inmersas y centros densos de nubes que contribuyan poco a la luminosidad de CO. Consideramos, por lo tanto, la región central de una galaxia ultralumínica hasta un radio R (típicamente de unos cuantos cientos de parsecs), con una densidad de gas promedio $n(H_2) \geq 10^3 \text{ cm}^{-3}$. Para simplificar, suponemos que no importando cómo el gas esté agrumado en volumen, la región central tiene unos factores de llenado de área y velocidad de la unidad (es decir, tiene el mismo ancho ΔV en todas las líneas de visión). La luminosidad de CO es por lo tanto:

$$L'_{CO} = T_b \Delta V \pi R^2. \quad (2)$$

En una formulación más general, esta expresión podría reemplazarse por una integral doble de temperatura de brillo sobre el área y velocidad.

El punto importante es que al contrario del ejemplo cotidiano de nubes Galácticas en los discos de galaxias, el CO en los centros de galaxias ultralumínicas *no* indica un conjunto de nubes de gas virializadas y, por lo tanto, *el ancho de la línea esta determinado por la masa total dinámica en la región (gas y estrellas)*, de tal forma que $\Delta V^2 = GM_{din}/R$. Así si definimos la densidad de gas equivalente $n_t = M_{din}/(1.36 \times 4\pi R^3/3)$ (para una esfera) y sustituimos en la ecuación (2) obtenemos:

$$\frac{M_{din}}{L'_{CO}} = 2.6 n_t^{1/2} T_b^{-1}. \quad (3)$$

con unidades como en la ecuación (1). Esta se parece al cociente M_{gas}/L'_{CO} para un conjunto de nubes de gas virializadas, excepto que M_{din} es la masa *total* dentro de un radio R y n_t es la densidad *equivalente* de H_2 . La masa verdadera de gas es

$$M_{gas} = 1.36 \times \mu \bar{n} 4\pi R^3/3, \quad (4)$$

donde $\bar{n}$ es la densidad promedio de H_2 sobre todo el volúmen. La masa de gas es una fracción f de la masa dinámica ($0 \leq f \leq 1$). Dado que $f \equiv M_{gas}/M_{din} = \bar{n}/n_t$, la ecuación (3) queda:

$$M_{din}/L'_{CO} = f^{-1/2} \alpha = f^{-1/2} 2.6 (\bar{n})^{1/2} T_b^{-1} \quad (5a)$$

$$M_{gas}/L'_{CO} = f^{1/2} \alpha L'_{CO} = f^{1/2} 2.6(\bar{n})^{1/2} T_b^{-1} \quad (5b)$$

y por lo tanto

$$M_{din} M_{gas} = (\alpha L'_{CO})^2. \quad (6)$$

Esto muestra que $\alpha L'_{CO}$ mide el promedio geométrico de la masa total y la masa de gas. Esto es, $\alpha L'_{CO}$ subestima la masa total y sobre estima la masa de gas.

Por lo tanto, si el CO en galaxias ultralumínicas indica gas pero no en nubes autogravitantes sino en un medio unido por el potencial de la galaxia, entonces la relación común en la ecuación (1) debe ser cambiada por la ecuación (5b). Note que la ecuación (5b) usa la densidad de gas promediada sobre la región nuclear de radio R , a diferencia de la ecuación (1) que usa la densidad de gas en una nube individual, y no es el promedio de todo el conjunto. Como hemos visto en Arp 220, sin embargo, las densidades promedio volumétricas tan altas muestran que el factor de llenado no puede ser pequeño (como 0.1 - 1%) porque de otra forma las densidades verdaderas serían completamente imposibles dados los cocientes de líneas de CO (Radford, Solomon & Downes 1991b). El factor de llenado de volúmen en galaxias ultralumínicas es probablemente $\sim 30\% - 70\%$.

3. Evidencia de que el Cociente entre la Masa de Gas y la Masa Dinámica es cerca de uno

3.1. Indicadores de Alta Densidad Molecular

Independientemente de la luminosidad de CO, la intensa línea de CS de Arp 220 también sugiere un valor de $10^{10} M_{\odot}$ de gas molecular denso (Solomon, Downes & Radford

1992a), confirmando la estimación hecha a partir de CO solamente. En forma similar, detecciones de líneas intensas de HCN de las galaxias ultralumínicas Arp 220, Mrk 231, NGC 6240, Arp 299 y Arp 193 también sugieren masas de $10^{10} M_{\odot}$ de gas molecular denso (Solomon, Downes & Radford 1992a), el mismo valor que el deducido a partir de CO. Aún más, observaciones interferométricas de HCN y HCO^+ en Arp 220 (Radford et al. 1991a) confirman que estos indicadores de gas denso se originan en la misma región central compacta como la del CO. Así como con el CO, la masa de gas molecular deducida a partir de las luminosidades de estas líneas es comparable con la masa dinámica en la misma región deducida a partir de los anchos de las líneas.

3.2. Polvo Ópticamente Delgado

Valores similares pueden ser derivados de la radiación de polvo *ópticamente delgado* a 1.4mm en Arp 220 (Woody et al. 1989), Mrk 231 y Mrk 273 (Krügel et al. 1988) y IRAS F10214+4724 (Downes et al. 1992). La emisión de polvo de 1.4mm en Arp 220 se origina de la misma región que la emisión de CO (Woody et al. 1989). Para temperaturas entre 45-80 K, los flujos medidos del continuo dan masas de polvo $(0.3-2) \times 10^8 M_{\odot}$ y por lo tanto, para cocientes Galácticos entre gas y polvo (~ 150), dan masas de $(0.5-3) \times 10^{10} M_{\odot}$ dentro de un factor de 2 de aquéllas deducidas a partir de CO solamente y comparables a las masas dinámicas inferidas del ancho de la línea de CO. Estas masas son, sin embargo, al menos tan inciertas como las masas de gas derivadas del CO, dado que la emisividad del polvo a 1mm no es bien conocida.

3.3. La Correlación tan Estrecha entre el Flujo de CO y el de 100 micras

Evidencia adicional de que la masa de gas derivada a partir de la luminosidad de CO(1-0) es correcta proviene de la estrecha correlación de la intensidad de la línea de CO (1-0) y el flujo de 100 μm . La Tabla 1 resume los flujos de CO e Infrarrojo lejano para una muestra de 35 galaxias ultralumínicas observadas con el radio telescopio de 30m del IRAM (Solomon 1993). Para estas galaxias ultralumínicas, $S_{CO}\Delta V/S_{100\mu m} = 4.1_{-2}^{+4}$ km s⁻¹. Solamente galaxias ultralumínicas tienen valores de $S_{CO}\Delta V/S_{100\mu m}$ tan bajos, y ahora mostramos que este valor es una consecuencia natural de que la línea de CO es emitida por una gran nube molecular con factor de llenado uno y de que la radiación de 100 μm sea ópticamente gruesa.

Para una esfera llena ópticamente gruesa, la luminosidad de la línea de CO es:

$$L_{CO} \equiv B(2.6\text{mm}, T_r) \Delta V 4\pi^2 R^2 \nu_{CO} / c, \quad (7)$$

donde B es la función de Planck, T_r es la temperatura de radiación, ν_{CO} es la frecuencia de reposo de CO (1-0) y L_{CO} está en ergs s⁻¹ (ó $L_{\odot}$), en vez de la comunmente utilizada K km s⁻¹ pc² (L'_{CO}) (eq. [2]). En forma similar, si dejamos que $\nu_{100\mu m} = c/100\mu m$, la luminosidad de 100 μm es

$$L_{100} \equiv B(100\mu m, T_p) 4\pi^2 R^2 \nu_{100}. \quad (8)$$

A pesar de que las ecuaciones (7) y (8) son para esferas, su cociente es independiente de la geometría específica, siempre y cuando las fuentes de CO y IRL coexistan. Entonces el cociente entre L_{CO}/L_{100} será:

$$\frac{L_{CO}}{L_{100}} = \frac{1}{c} \left(\frac{\nu_{CO} (e^{145/T_p} - 1)}{\nu_{100} (e^{5.5/T_r} - 1)} \right) \Delta V. \quad (9)$$

Si la temperatura de radiación de Planck de CO iguala la temperatura de color de cuerpo negro de $60 \mu\text{m}/100 \mu\text{m}$, la cual es $\sim 60 \text{ K}$ para Arp 220, entonces

$$\frac{L_{CO(1-0)}}{L_{100}} = 0.6 \times 10^{-2} \Delta V \frac{\nu_{CO}}{c\nu_{100}}. \quad (10)$$

En términos de los flujos observados de una galaxia con corrimiento al rojo z , el cociente de luminosidades es

$$\frac{L_{CO}}{L_{100}} = \frac{\nu_{CO} S_{CO} \Delta V}{c\nu_{100} S_{100(1+z)}}, \quad (11)$$

donde ΔV es el ancho de la línea observada. S_{CO} es la densidad de flujo de la línea de CO observada a la frecuencia $\nu_{CO}/(1+z)$, y $S_{100(1+z)}$ es el flujo submilimétrico medido a $100(1+z) \mu\text{m}$.

Igualando el cociente de la luminosidad de cuerpo negro esperada (ec. [10]) con el cociente de luminosidad observada (ec. [11]) nos da el cociente de flujos esperados para un cuerpo negro a 60 K ,

$$\frac{S_{CO(1-0)} \Delta V}{S_{100(1+z)}} = 0.6 \times 10^{-2} \Delta V. \quad (12)$$

El ancho de línea promedio de las galaxias luminosas (Tabla 1) es 330 km s^{-1} , de tal forma

$$\frac{S_{CO(1-0)} \Delta V}{S_{100(1+z)}} = 2.1 \text{ km s}^{-1}. \quad (13)$$

Esta predicción es muy cercana al valor observado, $S_{CO}\Delta V/S_{100}=4.1 \text{ km s}^{-1}$. Dado que la temperatura de color $60 \mu\text{m}/100 \mu\text{m}$ de un cuerpo negro en galaxias ultralumínicas son $60\pm 8 \text{ K}$ nuestro valor de 60 K es razonable. Utilizamos, en verdad, los flujos de $100 \mu\text{m}$ pero para las galaxias en nuestra muestra, la longitud de onda $100(1+z)\mu\text{m}$ está dentro de la banda del *IRAS*.

La correlación tan estrecha de S_{CO} y S_{100} es evidencia de que el centro de una galaxia ultralumínica es una nube molecular gigantesca. Dado que el cociente CO/IRL implica $\tau_{polvo} \geq 1$ a $100 \mu\text{m}$, entonces la relación estándar para la opacidad del polvo de IRL (ej. Hildebrand 1983) conduce a una densidad de columna más alta que 10^{24} cm^{-2} , ($\rho \geq 8000 M_{\odot} \text{ pc}^{-2}$) y una masa de gas mayor que $3 \times 10^9 M_{\odot}$ para discos con radios $\sim 300 \text{ pc}$. Este límite inferior es solamente un factor de 4 mas abajo del valor de la masa de gas derivado a partir de la luminosidad de CO, ó la masa dinámica deducida a partir del ancho de la línea de CO.

4. Distancia Luminosa

En la sección anterior, defendimos la idea de que cuatro indicadores independientes – líneas intensas de CS, líneas intensas de HCN, polvo ópticamente delgado a 1.4 mm , y polvo ópticamente grueso a $100 \mu\text{m}$ – todos confirman la masa de gas originalmente estimada a partir de CO solamente. Por lo tanto a pesar de que la ecuación (5b) es válida para gas que no es parte de un conjunto de nubes virializadas, en los centros de galaxias ultralumínicas, la fracción de masa de gas es en la práctica $f = 0.3 - 1$ de tal forma que la masa de gas no es seriamente sobreestimada a partir de la luminosidad de CO, aún por la tradicional ecuación (1), dado que la verdadera masa de gas es menor solo por el factor $f^{0.5}$.

Dado que las masas dinámicas de las condensaciones centrales en galaxias ultralumínicas

son comparables con las masas de gas – ya sea estimadas a partir de CO, CS, HCN, emisión de polvo ópticamente delgada, ó emisión de polvo ópticamente gruesa – podemos restringir las distancias. En particular, la masa dinámica varía como h^{-1} , mientras que la luminosidad de CO varía como h^{-2} , de tal forma que los resultados de §2 relacionan la distancia luminosa, D_L , con α . De la ecuación (5), $M_{din} = RV^2/G = f^{-0.5}\alpha L'_{CO}$. De la ecuación (2) y $R = 0.5D_L\theta(1+z)^{-2}$, donde θ = diámetro angular de la fuente y z = corrimiento al rojo, tenemos

$$D_L = \left[\frac{\Delta V(1+z)^2}{T_b\theta} \right] \left(\frac{2}{\pi \times G} \right) \frac{f^{0.5}}{\alpha}. \quad (14a)$$

Susstituyendo la temperatura de brillo $T_b = (4/\pi)T_{mb}(1+z)\Omega_b/\theta^2$, tenemos

$$D_L = \left[\frac{\theta\Delta V(1+z)}{\Omega_b T_{mb}} \right] \left(\frac{1}{2 \times G} \right) \frac{f^{0.5}}{\alpha}. \quad (14b)$$

donde Ω_b es el ángulo sólido del haz en esterorradianes a la frecuencia CO (1-0) corrida al rojo y T_{mb} es la temperatura de brillo promediada en el haz observada.

5. El Caso de Arp 220

Apliquemos estas ideas a Arp 220 para ver si son consistentes con los resultados en §2 y §3. El flujo total de Arp 220 de la línea de CO es 480 Jy km s⁻¹ y su densidad de flujo de 100 μ m es 118 Jy para dar un cociente de 4.1 km s⁻¹, cerca del valor predicho (ec. [13]). Una prueba adicional es la dimensión de la fuente. De la luminosidad de IRL de $5.6 \times 10^{11} h^{-2}$, y una temperatura de polvo de 60 K, el radio de cuerpo negro, derivado simplemente a partir $L/L_\odot = (R/R_\odot)^2(T/T_\odot)^4$ es 160 h^{-1} pc, cercano al valor medido de la region central de CO de un radio de 240 h^{-1} y de acuerdo con la dimensión de $\leq 2''$ medida para Arp 220 a 32 μ m (Wynn-Williams & Becklin 1993). Esto sugiere que el

modelo de una nube llena es una aproximación razonable para la región central de Arp 220 y probablemente para otras galaxias ultralumínicas de IR. En la práctica, la región opaca de $100 \mu\text{m}$ pudiera ser más pequeña que la región central de CO.

Dado que las líneas de CO, CS y HCN, polvo ópticamente delgado a 1 mm , y polvo ópticamente grueso a $100 \mu\text{m}$ todas sugieren que la masa de gas central y la masa dinámica son comparables, podemos utilizar los resultados de §4 para estimar su distancia. Para Arp 220, el diámetro angular medido θ es $1''.7$ y la temperatura de brillo promediada en el haz CO (1-0) en un haz de $2'' \times 1''.9$ es de 12 K (Scoville et al. 1991). Para un ancho de línea de 450 km s^{-1} , la ecuación (14) queda

$$D_L = 354 \times \alpha^{-1} f^{0.5} \text{ Mpc}.$$

Entonces si $\alpha = 4$, tal y como lo indican los cocientes de líneas de CO (Radford, Solomon & Downes 1991b), y si la masa de gas es cercana a la masa dinámica ($f = 1$), entonces la distancia luminosa a Arp 200 es 88 Mpc .

Mientras que la ecuación (14) es verdadera en general para cualquier galaxia ultralumínica cuya masas central de gas y dinámica sean comparables, Arp 220 está a un corrimiento al rojo bajo ($cz=5450 \text{ km s}^{-1}$) de tal forma que $D_L \simeq cz/H_0$. Así

$$H_0 = \left(\frac{cz}{\Delta V} \right) \left[\frac{\Omega_b T_{mb}}{\theta(1+z)} \right] (2 \times G)\alpha, \quad (15)$$

ó

$$H_0 = 16 \times \alpha \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1},$$

Para Arp 220 y probablemente para otras galaxias ultralumínicas, los valores de α en el intervalo entre 3-5 pueden reconciliarse con H_0 entre 50 y $90 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$. El uso de la

ecuación (15) para una determinación significativa de H_0 requerirá, por supuesto, de mucha más información acerca de la densidad verdadera y temperatura de brillo del gas molecular.

6. Conclusiones

Hemos desarrollado un modelo para el gas molecular en los centros de galaxias infrarrojas ultralumínicas donde el CO está concentrado en un medio de alta presión que llena ó casi llena un disco ó esfera de dimensiones de varios cientos de parsecs. En este régimen la luminosidad de CO mide el promedio geométrico de la masa dinámica y la masa de gas. Ambas radiaciones de CO y $100\ \mu\text{m}$ son ópticamente gruesas, y un modelo con emisión de cuerpo negro en el IRL puede explicar el cociente observado entre las luminosidades de CO y $100\ \mu\text{m}$ para galaxias ultralumínicas. El gran espesor óptico a $100\ \mu\text{m}$ y las mediciones de polvo ópticamente delgado a $\lambda = 1\ \text{mm}$ dan evidencia de que la masa de gas es en verdad una gran fracción de la masa dinámica. Hemos aplicado este modelo a Arp 220, el sistema ultralumínico más cercano y derivado una restricción a la distancia y el cociente de la luminosidad de CO a la masa de gas molecular.

REFERENCES

- Bloemen, J.B.G.M. et al. 1986, A&A, 154, 25
- Dickman, R.L. 1978, ApJS, 37, 407.
- Dickman, R.L., Snell, R. L. & Schloerb, F.P. 1986, ApJ, 309, 326
- Downes, D., Radford, S.J.E., Greve, A., Thum, C., Solomon, P.M., & Wink, J.E. 1992, ApJ, 308, L25
- Hildebrand, R.H. 1983, QJRAS, 24, 267
- Krügel, E., Chini, R., Kreysa, E. & Sherwood, W.A. 1988, A&A, 193, L16
- Okumura, S.K., Kawabe, R., Ishiguro, M., Kasuga, T., Morita, K.-I., & Ishizuki, S. 1991, in Dynamics of Galaxies and their Molecular Cloud Distributions, ed. F. Combes, & F. Casoli (Dordrecht:Kluwer), 425
- Planesas, P., Mirabel, I.F., & Sanders, D.B. 1991, ApJ, 370, 172
- Radford, S.J.E. et al. 1991a, in Dynamics of Galaxies and their Molecular Cloud Distributions, ed. F. Combes, & F. Casoli (Dordrecht:Kluwer), 425
- Radford, S.J.E., Solomon, P.M. & Downes, D. 1991b, ApJ, 368, L15
- Sanders, D.B. 1991 in Dynamics of Galaxies and their Molecular Cloud Distributions, ed. F. Combes, & F. Casoli (Dordrecht:Kluwer), 417
- Scoville, N.Z., Sargent, A.I., Sanders, D.B. & Soifer, B.T. 1991, ApJ, 366, L5.
- Solomon, P.M. & Barrett, J.W. 1991, in Dynamics of Galaxies and their Molecular Cloud Distributions, ed. F. Combes, & F. Casoli (Dordrecht:Kluwer), 235
- Solomon, P.M., Downes, D. & Radford, S.J.E. 1992a, ApJ, 387, L55

Solomon, P.M. 1992b, ApJ, 398, L29

Solomon, P.M. 1993 in preparation

Solomon, P.M., Radford, S.J.E. & Downes, D. 1990, ApJ, 348, L53

Solomon, P.M., Rivolo, A.R., Barrett, J.W. & Yahil, A. 1987, ApJ, 319, 730

Solomon, P.M., Rivolo, A.R., Mooney, T.J., Barrett, J.W. & Sage, L. 1986, in Star Formation in Galaxies, ed. C. Lonsdale (Washington, DC: US GPO), 37

Solomon, P.M., & Sage, L. 1988, ApJ, 334, 613

Woody, D.P., Scott, S.L., Scoville, N.Z., Mundy, L.G., Sargent, A.I., Padin, S., Tinney, C.G., & Wilson, C.D. 1989, ApJ, 337, L41

Wynn-Williams, C.G. & Becklin, E.E. 1993, ApJ, in press

Table 1: CO (1–0) and 100 Micron Fluxes of IR Luminous Galaxies

	Redshift	Line Flux	FIR Flux	$\frac{S_{CO}\Delta V}{S_{100(1+z)}}$
	z	$S_{CO}\Delta V$	$S_{100(1+z)}$	
Galaxy		(Jy km s ^{−1})	(Jy)	(km s ^{−1})
00057+4021	0.04466	44	4.8	9.0
00188-0856	0.12842	10	3.4	2.9
00262+4251A	0.092725	15	2.6	6.0
Mrk 1014	0.16328	8	2.3	3.5
02483+4302	0.05144	25	7.5	3.4
03158+4227	0.13443	9	4.6	2.0
03521+0028	0.15191	10	3.8	2.5
04232+1436	0.07957	33	4.3	7.7
VII Zw 31	0.05367	92	9.8	9.5
08030+5243	0.08349	29	4.2	7.0
09320+6134	0.03939	69	20.4	3.4
10035+4852	0.06481	39	6.3	6.2
10190+1322	0.07657	33	5.4	6.0
10214+4724	2.2856	0.46 ^a	0.33 ^b	1.4
10495+4424	0.09206	22	5.6	4.0
10565+2448	0.04310	96	14.4	6.7
11506+1331	0.12729	11	3.1	3.5
Mrk 231	0.04220	97	30.9	3.1
13106-0922	0.17452	7	2.4	3.1

Table 1: CO (1–0) and 100 Micron Fluxes of IR Luminous Galaxies

	Redshift	Line Flux	FIR Flux	$\frac{S_{CO}\Delta V}{S_{100(1+z)}}$
	z	$S_{CO}\Delta V$	$S_{100(1+z)}$	
Galaxy		(Jy km s ⁻¹)	(Jy)	(km s ⁻¹)
Arp 193	0.02335	158	24.4	6.5
Mrk 273	0.03778	46	22.3	2.1
13442+2321	0.14210	7	2.4	2.9
14070+0525	0.26438	4	1.7	2.0
15030+4835	0.21648	7	2.1	3.1
Arp 220	0.01818	480	118.3	4.1
16090-0139	0.13358	16	4.7	3.4
16334+4630	0.19102	7	2.3	3.1
NGC 6240	0.02448	277	27.3	10.2
17208-0014	0.04281	63	35.7	1.8
18368+3549	0.11617	13.5	3.8	3.6
19297-0406C	0.08573	30	8.3	3.6
19458+0944	0.09995	28	7.1	4.0
20087-0308	0.10567	34	6.5	5.2
22542+0833	0.16611	5	1.7	3.2
23365+3604	0.06448	47	8.2	5.8

^a Solomon, Downes, & Radford 1992b, if $T_b(1-0) = T_b(3-2)$.

^b Estimated from spectrum in Downes et al. 1992. For CO data, errors are ± 10 km s⁻¹ in cz, $\pm 30\%$ in $S_{CO}\Delta V$; 100 μ m fluxes are from the *IRAS* Point Source Catalog.