



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA
DE MÉXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

Estudio en Multifrecuencia de las Regiones de
Formación de Estrellas Masivas en las Galaxias
NGC 3184 y NGC 3938

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL TÍTULO DE

F Í S I C A

P R E S E N T A :

B. A n a h í C a l d ú P r i m o



DIRECTORA DE TESIS:

Dra. Irene Cruz-González Espinosa

2008



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

Todo el material contenido en esta tesis esta protegido por la Ley Federal del Derecho de Autor (LFDA) de los Estados Unidos Mexicanos (México).

El uso de imágenes, fragmentos de videos, y demás material que sea objeto de protección de los derechos de autor, será exclusivamente para fines educativos e informativos y deberá citar la fuente donde la obtuvo mencionando el autor o autores. Cualquier uso distinto como el lucro, reproducción, edición o modificación, será perseguido y sancionado por el respectivo titular de los Derechos de Autor.

Hoja de Datos del Jurado

1. Datos del alumno Caldú Primo B. Anahí Tel. 55 49 25 15 Universidad Nacional Autónoma de México Facultad de Ciencias Física No. de cuenta: 403051285
2. Datos del tutor Dra. Irene A. Cruz-González Espinosa
3. Datos del sinodal 1 Dr. Alejandro Raga Rasmussen
4. Datos del sinodal 2 Dr. Andrés Sandoval Espinosa
5. Datos del sinodal 3 Dr. Luis Antonio Pérez López
6. Datos del sinodal 4 Dr. Christophe Morisset
7. Datos del trabajo escrito “Estudio en Multifrecuencia de las Regiones de Formación de Estrellas Masivas en las Galaxias NGC 3184 y NGC 3938” 70 páginas Año 2008

A mi abue y a mis papás.

PIU AVANTI!

No te des por vencido, ni aun
vencido, no te sientas esclavo,
ni aun esclavo; trémulo de
pavor, piénsate bravo, y
arremete feroz, ya mal herido.

Ten el tesón del clavo enmohecido
que ya viejo y ruin, vuelve a
ser clavo; no la cobarde
estupidez del pavo que amaina
su plumaje al primer ruido.

Procede como Dios que nunca
llora; o como Lucifer, que
nunca reza; o como el robledal,
cuya grandeza necesita del
agua y no la implora...

Que muerda y vocifere vengadora,
ya rodando en el polvo, tu
cabeza!

Almafuerte

Índice general

1. Formación Estelar	1
1.1. Regiones de Formación Estelar	1
1.1.1. Fases del Medio Interestelar	1
1.2. Nubes Moleculares: Cuna de Estrellas	5
1.3. Proceso de Formación Estelar	6
1.3.1. Formación de Estrellas de Baja Masa	6
1.3.2. Formación de Estrellas de Alta Masa (Zinnecker y Yorke, 2007)	8
1.4. Formación Estelar en el Contexto Extragaláctico	12
2. Galaxias de Estudio	17
2.1. NGC 3184	17
2.2. NGC 3938	18
2.3. Longitudes de Onda Estudiadas en Cada Caso	18
2.3.1. Mediano Infrarrojo (MIR): $8 \mu m$ y $24 \mu m$	19
2.3.2. $H\alpha$: 6563 \AA	20
2.3.3. CUV: 2271 \AA	21
2.3.4. CO: 2.6 mm	21
3. Método de Análisis	23
3.1. Procesamiento de Imágenes	23
3.1.1. Estandarización de Tamaños y de Resolución	23
3.1.2. Remoción de Estrellas	24
3.2. Búsqueda de Cúmulos en base al algoritmo “Clumpfind2D”	24
3.2.1. Descripción del Algoritmo	24
3.2.2. Implementación del Algoritmo	28
3.3. Determinación de las Propiedades Físicas de los Cúmulos	28
3.3.1. Coordenadas Astronómicas	28
3.3.2. Distancia del Cúmulo al Centro Galáctico	29
3.3.3. Área del Cúmulo	29
3.3.4. Flujo y Luminosidad	30
3.4. Tasas de Formación Estelar (TFE)	34
4. Resultados	39
4.1. Búsqueda de Cúmulos	39
4.2. Análisis de las Propiedades Físicas de los Cúmulos	42

4.2.1.	Distribución de los Cúmulos	42
4.2.2.	Tamaño de los Cúmulos	44
4.2.3.	Variación de la Luminosidad y el Área de los Cúmulos con Respecto a su Distancia al Centro Galáctico	45
4.2.4.	Relación entre el Área y la Luminosidad de los Cúmulos	45
4.3.	Análisis de las Tasas de Formación Estelar	53
4.3.1.	Tasas de Formación Estelar Calculadas a partir de los Métodos de la Literatura	53
4.3.2.	Tasas de Formación Estelar Calculadas a partir del Método Propuesto en esta Tesis	56
5.	Conclusiones	61
A.	Función Inicial de Masa	65
B.	Modelo de Síntesis Evolutiva	67
C.	Ley de Schmidt	69

Índice de Tablas

3.1. Tamaños y resolución de las imágenes de NGC 3184	23
3.2. Tamaños y resolución de las imágenes de NGC 3938	24
4.1. Parámetros usados para la búsqueda de cúmulos en la galaxia NGC 3184.	39
4.2. Parámetros usados para la búsqueda de cúmulos en la galaxia NGC 3938.	39
4.3. Ajuste lineal entre el logaritmo del área del cúmulo (A) y su correspondiente densidad de luminosidad ($dL/d\nu$) para cada longitud de onda.	52
4.4. Ajuste exponencial entre el área del cúmulo (A) y su correspondiente densidad de luminosidad ($dL/d\nu$) para cada longitud de onda.	53
4.5. NGC 3184. TFE según los métodos de la literatura.	54
4.6. NGC 3938. TFE según los métodos de la literatura.	55
4.7. Fórmulas para calcular TFE en la galaxia 3184 según la extrapolación de las fórmulas para $H\alpha$	57
4.8. Fórmulas para calcular TFE en la galaxia 3938 según la extrapolación de las fórmulas para $H\alpha$	57
4.9. NGC 3184. TFE según el método propuesto en esta tesis.	58
4.10. NGC 3938. TFE según el método propuesto en esta tesis.	58
4.11. TFE de las galaxias estudiadas.	59
5.1. TFE de otras galaxias espirales.	63

Índice de figuras

1.1.	Esquema de la contracción de una nube molecular hasta la formación de estrellas.	7
1.2.	Galaxia de gran diseño y galaxia floculenta	14
2.1.	Imagen de la galaxia NGC 3184	18
2.2.	Imagen de la galaxia NGC 3938	19
3.1.	Esquema de la búsqueda de regiones conexas por “Clumpfind2D”	27
3.2.	Diagrama de la delimitación de cúmulos distintos por Clumfind2d	27
4.1.	NGC 3184. Comparación entre los cúmulos de las imágenes originales y los obtenidas a partir de “Clumpfind2D”.	40
4.2.	NGC 3938. Comparación entre los cúmulos de las imágenes originales y los obtenidas a partir de “Clumpfind2D”.	41
4.3.	NGC 3184. Histograma de la variación del porcentaje del número de cúmulos según la distancia al centro galáctico.	43
4.4.	NGC 3938. Histograma de la variación del número de cúmulos según la distancia al centro galáctico.	43
4.5.	Tamaño cumulativo de los cúmulos en NGC 3184	44
4.6.	Tamaño cumulativo de los cúmulos en NGC 3938	45
4.7.	Luminosidad por unidad de frecuencia, luminosidad y área de los cúmulos contra la distancia al centro galáctico en NGC 3184	46
4.8.	Luminosidad por unidad de frecuencia, luminosidad y área de los cúmulos contra la distancia al centro galáctico en NGC 3938	47
4.9.	NGC 3184. Luminosidad de los cúmulos contra su área correspondiente.	48
4.10.	NGC 3938. Luminosidad de los cúmulos contra su área correspondiente.	48
4.11.	Relación entre la luminosidad por unidad de frecuencia y el área de los cúmulos en el CUV y en $H\alpha$	49
4.12.	Relación entre la luminosidad por unidad de frecuencia y el área de los cúmulos en 8 y 24 μm	50
4.13.	Relación entre la luminosidad y el área de los cúmulos en CO	51
A.1.	Comparación de tres distintas funciones iniciales de masa.	66
B.1.	Diferencias en las distribuciones espectrales de energía según el tipo espectral de la galaxia.	68

Resumen

El propósito de esta tesis es hacer un análisis multifrecuencia de la formación estelar en dos galaxias espirales: NGC 3184 y NGC 3938. La formación estelar ha sido estudiada a lo largo del siglo XX, principalmente en base a observaciones de la línea de recombinación $H\alpha$ y de la densidad de hidrógeno (atómico y molecular) de las galaxias. Los telescopios espaciales han recopilado información de un gran número de galaxias. Esto permite hacer análisis multifrecuencias de la formación estelar en una misma galaxia.

Las imágenes usadas en este trabajo de tesis provienen de muchos telescopios, dos de ellos espaciales: Spitzer (cámaras MIPS y IRAC) y GALEX¹. El resto de los telescopios son: KPNO (El Observatorio Nacional Kitt Peak, Arizona), JKT (Jacobus Kapteyn Telescope, La Palma) y BIMA² (interferómetro en Hat Creek California). El poder hacer uso de imágenes de frecuencias tan variadas abre una ventana enorme para la investigación, a pesar de la dificultad que representa familiarizarse con todos los métodos de reducción de imágenes que esta variedad supone. El estudio en multifrecuencias nos permite ver las diferentes componentes del medio interestelar y su distribución relativa en la galaxia.

Las longitudes de onda escogidas para llevar a cabo el presente estudio guardan una relación muy directa con la teoría actual sobre el proceso de formación estelar. Se estudian principalmente las longitudes de onda que nos dan información sobre la radiación muy energética producida por estrellas masivas jóvenes ($H\alpha$ y UV); y por otro lado las longitudes de onda que guardan una relación directa con la radiación térmica del polvo, el cual absorbe la radiación fuerte y la emite en frecuencias más bajas (en la región infrarroja del espectro electromagnético). El estudio multifrecuencias del proceso de formación estelar es indispensable, ya que el analizar las diferentes componentes del medio interestelar involucradas en el proceso permitirá determinar si la teoría actual concuerda con las observaciones.

Los dos métodos principales para calcular tasas de formación estelar se basan en la ley de Schmidt (ver Apéndice C) y en la luminosidad de $H\alpha$. Últimamente se han propuesto más métodos basados en otras longitudes de onda que guardan relación con el proceso de formación estelar. Estos métodos básicamente consisten en encontrar una relación entre la luminosidad de alguna de estas frecuencias y la luminosidad en $H\alpha$, para así extrapolar la fórmula original. En este trabajo se calculan las tasas de formación estelar en ambas galaxias usando luminosidades en 8 y 24 μm , $H\alpha$ y cercano ultravioleta, y según la densidad de hidrógeno molecular calculada

¹ Explorador de la Evolución Galáctica

² Asociación Berkeley Illinois Maryland

en base a la luminosidad de CO. La mayor parte de los estudios de tasas de formación estelar en galaxias consideran la luminosidad emitida a cierta longitud de onda por toda la galaxia. En este caso se estudia la luminosidad emitida por cúmulos, no de la galaxia completa. Esto brinda una mayor precisión en el cálculo, ya que se “discrimina” a la emisión difusa, la cual no guarda relación con el proceso de formación estelar.

Al llevar a cabo el estudio de las propiedades físicas de los cúmulos, se encontró una relación particular para cada longitud de onda entre el área de los cúmulos y su luminosidad. A partir de esta relación se proponen nuevas fórmulas para calcular las tasas de formación estelar para cada una de las longitudes de onda antes mencionadas.

El trabajo se divide en 5 partes principales, en el Capítulo 2 se dará un marco teórico relacionado con el proceso de formación estelar y algunos de los métodos usados para estudiarlo (los métodos que se muestran son los que serán usados también en el desarrollo de la tesis), en el Capítulo 3 se explican los métodos de análisis usados para obtener resultados, en el Capítulo 4 se presentan los resultados y su discusión, y finalmente en el Capítulo 5 se dan las conclusiones.

Capítulo 1

Formación Estelar

1.1. Regiones de Formación Estelar

Las materias primas para la formación de estrellas son el gas y el polvo, los cuales forman parte del *medio interestelar*. El medio interestelar se encuentra en diferentes fases, las cuales se distinguen según el estado en el que se encuentre el hidrógeno. Entender las propiedades de las diferentes fases del medio interestelar es muy importante, tanto para entender el proceso mismo de formación estelar, como para poder investigar este proceso en base a observaciones en diferentes longitudes de onda.

1.1.1. Fases del Medio Interestelar

Regiones de Gas Atómico

Los átomos de hidrógeno son la forma de materia más abundante del Universo. Las aglomeraciones de estos átomos en el medio interestelar son llamadas regiones atómicas o regiones HI. Están compuestas básicamente de átomos de hidrógeno neutro. Las temperaturas típicas de estas nubes están entre los 50 y 100 K , y sus densidades varían entre los 10 y 100 *átomos* cm^{-3} (?). Esta temperatura de equilibrio es el resultado entre el calentamiento debido a la radiación estelar y el enfriamiento debido a la radiación emitida por la propia nube.

La mayor parte de los átomos en una región HI se encuentran en su estado base, es decir su número cuántico principal es 1. Las regiones pueden ser estudiadas, ya que en su espectro se observa la línea de absorción Lyman α , la cual corresponde a la transición del estado $n:1 \rightarrow 2$. La longitud de onda de la línea de absorción Lyman α es de 121.6 nm , y se encuentra en la región del ultravioleta lejano en el espectro electromagnético.

Otro método de estudiar las regiones HI se basa en la observación de la línea de 21 cm , la cual generalmente se da en emisión. La presencia de esta línea en el espectro se debe a las transiciones hiperfinas del átomo de hidrógeno. Los niveles de energía del átomo de hidrógeno cambian según si los espines del protón y el electrón son paralelos o antiparalelos. Se requiere de mayor energía para tener los espines paralelos; aunque la diferencia de energía es tan baja, que el fotón emitido pertenece a la región de radio del espectro electromagnético. Un átomo de hidrógeno puede transitar al estado excitado (o estado paralelo) debido a una colisión con

otra partícula, o al adquirir suficiente energía de radiación. La posibilidad de que haya un decaimiento espontáneo al estado base es muy baja, dado que la vida media de esta transición es de $\tau \approx 3.5 \times 10^{14}$ s, es decir se da un decaimiento espontáneo cada 10^7 años. Sin embargo, al haber tantos átomos de hidrógeno (el gas atómico constituye aproximadamente la mitad de la masa del medio interestelar galáctico) se dan estos decaimientos espontáneos de forma frecuente, emitiéndose un fotón con una longitud de onda de 21.049 cm, lo que corresponde a una frecuencia de 1420 MHz.

La intensidad de radiación de 21 cm es directamente proporcional a la densidad columnar (o integración de la densidad a lo largo de la línea de visión) del HI. La densidad superficial de HI global (la densidad columnar integrada sobre toda la galaxia) es un indicador de la masa total del HI, y por lo mismo es un buen indicador del potencial de la galaxia para llevar a cabo futura formación estelar. Asimismo, el estudio del contenido de gas de la galaxia nos da información sobre la cantidad del mismo que ya ha sido utilizado, permitiéndonos hacer modelos sobre la historia de formación estelar de una galaxia. Por otro lado, si se tiene información sobre la masa total de HI en una galaxia, y se puede complementar con información sobre la masa total de hidrógeno molecular, es posible hacer una estimación sobre la tasa de formación estelar de una galaxia haciendo uso de la ley de Schmidt.¹

Regiones de Gas Ionizado

Las nubes de hidrógeno ionizado se forman alrededor de las estrellas de tipo espectral O, principalmente, y B. Esto es debido a la fuerte radiación en el extremo ultravioleta (EUV) que generan estas estrellas. La temperatura en estas regiones oscila entre los 7 000 y 14 000 K, y el intervalo de densidades es tan amplio que abarca desde unas cuantas partículas por cm^3 hasta el orden de un millón de partículas por cm^3 en las regiones más compactas (?).

La energía de ionización del átomo de hidrógeno (13.6 eV) es casi igual a la energía que se requiere para excitar al átomo de hidrógeno de $n:1 \rightarrow 3$ (12.09 eV); por lo que la probabilidad de que el átomo sea excitado a $n=3$ y el electrón no sea arrancado es muy baja. Una vez que se encuentran los átomos ionizados debido a la radiación de estrellas masivas, estos se recombinan. Los electrones, que al estar libres pueden tener cualquier valor de energía, al ser atrapados entran a alguno de los niveles de energía permitidos del átomo de hidrógeno; y posteriormente decaen hasta el estado base. En cada decaimiento se libera un fotón con una energía determinada ($h\nu$). En particular, en la parte visible del espectro electromagnético, se pueden observar las líneas que conforman a la serie de Balmer, las cuales surgen debido a las transiciones desde estados más excitados hacia el estado $n=2$. La mayor parte de las recombinaciones incluyen la transición de $n:3 \rightarrow 2$, en la cual se emite un fotón cuya longitud de onda corresponde a la línea $H\alpha$ de la serie de Balmer, de 656.281 nm. Los espectros de las regiones HII presentan también el continuo de Lyman,² como resultado de las recombinaciones en las cuales el electrón incidente tiene una energía mayor a 13.6 eV, ya que los fotones liberados producen una nueva ionización.

En las partes más calientes de las regiones HII es posible encontrar líneas de emisión de elementos más pesados, principalmente de helio. A pesar de que el hidrógeno y el helio son

¹ Para más detalles ver Apéndice C

² La serie de Lyman incluye a las transiciones de $n \geq 2$ a $n=1$

los elementos más abundantes, sus líneas de emisión no siempre se pueden observar debido al corrimiento al rojo. Algunas líneas que pueden ser estudiadas para z grandes son las líneas prohibidas del oxígeno y nitrógeno, O^+ , O^{2+} y N^+ . Otro método para llevar a cabo el estudio de las propiedades físicas de las regiones HII es a través de su emisión de continuo en el radio, debida a la radiación bremsstrahlung³ de los electrones.

Estas regiones sí tienen relación directa con la formación estelar. Debido a que la vida media de las estrellas O y B es de tan sólo unos cuantos millones de años⁴, las regiones HII que observamos, al estar iluminadas por la radiación de estas estrellas, tuvieron que haberse formado hace poco tiempo. Cuantificar la cantidad de estrellas O y B presentes nos da información sobre la tasa de formación estelar actual de la galaxia.

Regiones de Gas Molecular

Las moléculas más abundantes son las de hidrógeno molecular (H_2), seguidas por las de monóxido de carbono (CO). Hasta la fecha se han encontrado más de 130 especies moleculares distintas, siendo la más pesada la molécula de 13 átomos $HC_{11}N$. Las temperaturas típicas de las nubes moleculares varían entre los 5 y 50 K , y sus densidades entre 10^2 y 10^5 *partículas* cm^{-3} , pudiendo llegar a ser hasta de 10^{14} *partículas* cm^{-3} en los núcleos más densos. Sus tamaños van de los 20 – 100 pc , y tienen masas de entre 10^4 – 10^6 M_{\odot} (?).

El gas en estas regiones está demasiado frío como para emitir radiación en la región visible del espectro. Las moléculas son entidades más complejas que los átomos y emiten radiación a partir de tres transiciones:

- **Electrónicas:** Debidas a cambios en la nube electrónica de la molécula. Se puede hacer una estimación del orden de magnitud de las energías involucradas⁵ basándonos en el principio de incertidumbre para un electrón $\Delta p \Delta x \simeq \hbar$, y considerando que toda su energía es cinética. En base a esta aproximación se encuentra una frecuencia de transición de $\nu_{el} = E_{el}/h = 1.8 \times 10^{15}$ Hz , equivalente a 1700 Å . Las longitudes de onda de este tipo de transición pertenecen a la región UV del espectro.
- **Vibracionales:** Debidas a cambios en la energía vibracional de las moléculas. Se puede encontrar una estimación de las energías involucradas aproximando la vibración de un núcleo respecto a la posición de equilibrio como un oscilador armónico. Las longitudes de onda de este tipo de transición pertenecen a la región IR del espectro.
- **Rotacionales:** Debidas a cambios en la energía rotacional de las moléculas. Las moléculas en el estado base no rotan ($L=0$), pero pueden ser excitadas y empezar a rotar al tener colisiones con otras moléculas. Las longitudes de onda de este tipo de transición pertenecen a la región de radio del espectro.

³ Radiación libre-libre, generada a partir de la aceleración que sufren las partículas cargadas. Este término puede incluir la radiación de sincrotrón, en la cual participan campos magnéticos.

⁴ Es un periodo de tiempo corto, comparado con la vida de una estrella como el Sol, que es de aproximadamente 10 mil millones de años.

⁵ En base a la aproximación *Born-Oppenheimer*, la cual consiste en desacoplar los movimientos del núcleo y de los electrones. La diferencia de masa entre ambos hace que los núcleos se muevan mucho más lentamente que los electrones.

Es muy difícil detectar a las moléculas de H_2 , ya que hasta los niveles más bajos de excitación, los cuales se generan a partir de la rotación molecular, están muy por encima del estado base y no es fácil poblarlos a tan baja temperatura. Así mismo, esta molécula al estar constituida por dos átomos idénticos, no posee un momento dipolar eléctrico⁶. Es por esto que a pesar de ser la más abundante, la molécula H_2 no se puede usar para estudiar las regiones moleculares⁷.

Como alternativa se usa la molécula de ^{12}CO ; en promedio hay una molécula de ^{12}CO por cada 10^4 moléculas de H_2 . El CO tiene momento eléctrico y emite fuertemente en la región de radio del espectro. Los niveles rotacionales de excitación están menos separados que en el caso del H_2 . El primer nivel de excitación rotacional, $J=1$, se puede alcanzar con una temperatura de $5.5 K$, por lo que es muy fácil poblarlo, e inclusive llegar hasta el segundo nivel $J=2$, el cual se alcanza con una temperatura de $16 K$. Cuando se da la transición de $J:1 \rightarrow 0$, se emite un fotón a $2.6 mm$. En la transición de $J:2 \rightarrow 1$ se emite un fotón a $1.3 mm$.

En las regiones más densas de la nube la radiación en $2.6 mm$ del ^{12}CO se vuelve ópticamente densa. Para analizar estas regiones se utilizan otras moléculas aún menos abundantes, las cuales no saturan las líneas de emisión. Algunas de estas moléculas son los isótopos menos abundantes ^{13}CO y $^{12}C^{18}O$, y las moléculas CS , NH_3 , OH , H_2O y SiO .

Estas regiones de gas molecular son imprescindibles para que se den los procesos de formación estelar, y por eso mismo se destinó una sección para su explicación (§1.2).

Polvo Interestelar

Los tres apartados anteriores muestran las tres fases de gas del medio interestelar. En el medio interestelar también hay polvo, el cual puede coexistir con las tres fases gaseosas. La masa del polvo interestelar de una galaxia espiral es de aproximadamente el 1% de la masa total del gas de la galaxia. El polvo interestelar es responsable de diferentes fenómenos ópticos:

- Extinción: Se da cuando los granos de polvo tienen tamaños cercanos a la longitud de onda de los fotones incidentes. La extinción se basa en dos fenómenos físicos, la absorción y la dispersión. En la absorción, parte de la radiación recibida es transformada en calor, por lo que los fotones son emitidos con una longitud de onda mayor, en el régimen infrarrojo (correspondiente a la temperatura del polvo). La dispersión consiste en que la radiación incidente se refleja en la superficie de los granos de polvo, cambiando su dirección, lo que ocasiona una disminución de la intensidad en la dirección original de propagación (en este caso la longitud de onda de la radiación reflejada no cambia).
- Enrojecimiento: La extinción es mayor para longitudes de onda menores. La luz observada de las estrellas parece ser más roja de lo que se esperaría en base a su tipo espectral. La manera de cuantificar el enrojecimiento es en base al exceso de color.
- Polarización: Si las partículas de polvo en una nube están alineadas debido a la presencia de un campo magnético, la radiación que pase por esta nube será polarizada.

⁶ H_2 es una molécula simétrica, por lo que el centro de masa y el centro de carga coinciden.

⁷ El hidrógeno molecular tiene una emisión cuadrupolar débil debido a transiciones rotacionales-vibracionales a altas temperaturas, pero en las nubes moleculares no se observa.

La composición del polvo se reconstruye a partir de la curva de extinción, la cual generalmente se divide en tres partes (una parte lineal en la región del IR, una elevación alrededor de los 2175 \AA y un incremento no-lineal en el UV). A partir de estas curvas se ha propuesto que el polvo interestelar está formado por grafitos, silicatos y HAPs (Hidrocarburos Aromáticos Policíclicos) y que el polvo también presenta distintas fases.⁸

En su fase “caliente”, el polvo interestelar se encuentra a temperaturas mayores o iguales a los 50 K , por lo que tiene una emisión térmica preferente entre los 10 y $40 \mu\text{m}$ (mediano infrarrojo). Para alcanzar tan altas temperaturas, esta fase “caliente de polvo” tiene que estar cerca de potentes fuentes de radiación, como sucede al interior de las regiones HII, cerca de estrellas calientes. Esta fase de polvo que tiene una relación totalmente directa con la formación estelar, y su masa es un pequeño porcentaje de la masa total de polvo interestelar.

La fase “tibia” del polvo se encuentra a temperaturas entre los 25 y 50 K . Esta fase no está estrictamente relacionada con la formación estelar, ya que para llegar a este intervalo de temperaturas no se requieren necesariamente fotones en la región del UV. Se encuentra en regiones de alta densidad estelar. En las galaxias espirales se localiza preferencialmente en el bulbo y en las nubes moleculares gigantes sobre los brazos espirales, constituyendo aproximadamente el 10% de la masa de polvo total.

La fase “fresca” está en un intervalo de temperaturas entre los 10 y 25 K , emitiendo preferencialmente a longitudes de onda mayores que $100 \mu\text{m}$. Está fuertemente relacionada con las regiones moleculares del gas interestelar. Los granos, al absorber eficazmente fotones muy energéticos (UV), protegen a las nubes moleculares evitando que la radiación fuerte disocie a las moléculas. Por otro lado, las moléculas de hidrógeno se forman en la superficie de los granos de polvo interestelar, ya que estos absorben la energía liberada; actúan como catalizadores. La capacidad calorífica del polvo es tan alta, que permite que el polvo absorba la energía de recombinación sin aumentar notablemente su temperatura. Su tamaño es cercano a las longitudes de onda del óptico. Su masa es difícil de estimar, pero generalmente constituye la mayor parte del polvo interestelar.

Se cree que puede existir una fase “fría”, la cual estaría a temperaturas alrededor de los 10 K . El problema para detectar esta fase es el bajo brillo superficial que tendría (de existir). Su masa podría constituir alrededor del 10% del total de la masa del polvo interestelar.

1.2. Nubes Moleculares: Cuna de Estrellas

Las observaciones en infrarrojo nos han dado mucha información sobre los procesos de formación estelar. Por ejemplo, el satélite infrarrojo IRAS (Infrared Astronomical Satellite) ha hecho un mapeo completo del cielo a longitudes de onda del IR, y entre sus resultados se encontró que las estrellas se forman en núcleos muy densos de nubes de gas molecular, con densidades $n(\text{H}_2) \geq 10^4 \text{ cm}^{-3}$. La mayor parte de las nubes moleculares se ubican sobre los brazos espirales de las galaxias.

⁸ Basado en el capítulo 1 de (?), escrito por H. Sauvage

Una posible explicación sobre el origen de las nubes moleculares (alta densidad) puede darse en base a la teoría de las ondas de densidad. Si los brazos espirales llevaran a cabo una rotación diferencial, estos se enrollarían de forma cada vez más apretada, ya que las partes internas girarían más rápido que las externas; sin embargo, esto no es lo que se observa. ?) propusieron la teoría de ondas de densidad, en la cual proponen que éstas giran como un cuerpo rígido a una velocidad angular menor que la de las estrellas y gas. Las ondas de densidad tienen una ubicación fija desde el punto de vista del centro galáctico, y son el gas y las estrellas los que entran a la región de alta densidad, sufriendo una compresión y un subsecuente aumento de densidad. Una falla de esta teoría es que no se explica el origen de estas ondas.

Podemos dejar por un momento de lado las explicaciones sobre el origen de estas nubes, y explicar su composición. La parte más externa de las nubes moleculares está compuesta por una envoltura de hidrógeno neutro. Esta componente es calentada principalmente por rayos cósmicos y enfriada por la liberación de fotones en el IR debido a transiciones finas. La temperatura de esta envoltura se encuentra alrededor de los 16 K. En el interior de la nube las altas densidades hacen que la extinción aumente, y bloquee el paso de fotones. El polvo también juega un papel importante en la absorción de radiación, como se explicó en (§1.1.1). Las temperaturas bajas y las altas densidades propician la proliferación de moléculas al interior de la nube, evitando que se disocien. La densidad va aumentando hacia las partes centrales de la nube (por atracción gravitacional), lo que hace que la profundidad óptica vaya disminuyendo también hacia el centro. Es así como las temperaturas más bajas y las densidades más altas se encuentran en los centros de las nubes moleculares, los cuales comúnmente son llamados núcleos moleculares. Es en estas partes más densas en las que se lleva a cabo la formación estelar, ya que las densidades tan altas propician el colapso gravitacional.

1.3. Proceso de Formación Estelar

Los procesos físicos involucrados en la formación estelar cambian según si se trata de estrellas de baja o de alta masa. Las teorías sobre formación estelar deben ser capaces de reproducir y/o explicar la cantidad de estrellas de cada masa observadas en cúmulos jóvenes, es decir, deben reproducir la función inicial de masa (FIM).⁹

1.3.1. Formación de Estrellas de Baja Masa

Si consideramos un caso idealizado del colapso de una nube molecular, en el que sólo la presión y la fuerza gravitacional del gas jueguen un papel importante, tendríamos que las nubes moleculares estarían en equilibrio hidrostático si la fuerza de atracción gravitacional estuviese balanceada por las fuerzas de presión debidas al movimiento térmico de las partículas:

$$\frac{dP}{dr} = -\frac{GM_r\rho}{r^2},$$

donde M_r es la masa de la nube dentro del radio r y ρ es su densidad. Una configuración en equilibrio hidrostático da como resultado que la densidad y la presión disminuyan monótona-

⁹ Para más detalles ver Apéndice A.

mente al aumentar la distancia al centro de la nube. La presión en la superficie de la nube no llega a cero, sino que más bien llega a un valor constante P_0 , determinado por el medio externo. Cuando la nube se encuentra en una configuración estable, cualquier aumento en la presión P_0 genera una compresión generalizada de la nube y un aumento en la presión interna. Este aumento en la presión hace que la nube se expanda y regrese a su configuración de equilibrio. En las regiones de más alto contraste de densidad entre el centro y la superficie de la nube, es más difícil que se lleve a cabo una expansión después de un aumento en la presión; lo cual la hace propensa a sufrir una contracción gravitacional. En base a este modelo simplificado, se puede deducir una masa crítica de equilibrio, llamada la masa de Jeans, $M_J \approx 3 \times 10^4 \sqrt{\frac{T^3}{n}} M_\odot$ ¹⁰, donde n es la densidad en átomos m^{-3} y T es la temperatura en K . En principio, cuando la masa del cúmulo excede la masa de Jeans, se da un colapso gravitacional.

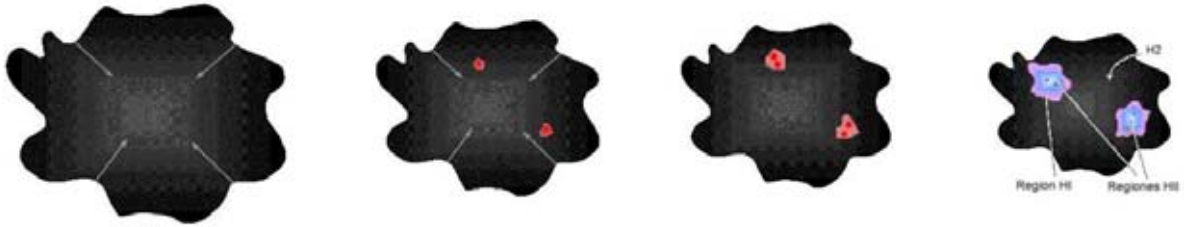


Figura 1.1: Esquema de la contracción de una nube molecular hasta la formación de estrellas.

El párrafo anterior es una versión muy simplificada del proceso de formación estelar. Los cúmulos moleculares están formados por gas turbulento, y en ellos hay campos magnéticos que contrarrestan el colapso gravitacional. En principio no deberían existir inhomogeneidades en la densidad del gas, pero se cree que el movimiento estocástico del gas las genera. A final de cuentas, si una nube de gas que originalmente estaba en equilibrio sufre una perturbación lo suficientemente grande o si al formarse excede la masa de Jeans, sufrirá un colapso gravitacional y formará una protoestrella. Al iniciarse el proceso de compresión (sea cual sea su origen), la nube libera energía potencial gravitacional. El medio, al ser todavía ópticamente transparente, emite radiación hacia el exterior, lo que permite que no haya un aumento notable en la temperatura (compresión isotérmica). La contracción no es igual en todas las partes de la nube, la densidad aumenta más rápidamente en el centro, por lo que el colapso es más rápido ahí que en la superficie de la nube. La temperatura y la densidad aumentan tanto al centro de la nube, que el medio se vuelve opaco y el ritmo de contracción disminuye (contracción adiabática). Cuando se alcanza una temperatura de $1800 K$ las moléculas se disocian en hidrógeno neutro. La disociación molecular es un proceso endotérmico, por lo tanto la temperatura y la presión dejan de aumentar; acelerándose de nuevo la contracción. Este proceso se repite primero cuando el hidrógeno es ionizado ($10^4 K$), y luego cuando el helio es ionizado. Cuando la temperatura alcanza los $10^5 K$, prácticamente todo el gas ha sido ionizado.

¹⁰ Esta masa surge de considerar el teorema del virial ($2K+V=0$), y tomando en cuenta que la energía cinética para cada partícula viene dada por $E_k^j = \frac{3}{2}kT$ y la energía potencial $V = -\alpha\frac{GM^2}{R}$; $\alpha=3/5$ en el caso de una esfera homogénea.

La contracción de la protoestrella se detiene cuando una fracción del gas se ioniza, y entra de nuevo en equilibrio hidrostático. El tamaño de la nube ha disminuido de aproximadamente 100 unidades astronómicas (UA) a $1/4 UA$. La masa de la protoestrella es aún muy baja, de aproximadamente $10^{-2} M_{\odot}$, y su temperatura no es lo suficientemente alta como para dar inicio a las reacciones nucleares. A partir de este momento la protoestrella sigue creciendo, pero por acreción de material. El gas de las partes más externas de la nube sigue cayendo hacia la superficie de la protoestrella. Este material, al chocar con la superficie libera su energía cinética en forma de radiación y surge el concepto de luminosidad de acreción. Esta luminosidad es una componente significativa de la luminosidad total de la protoestrella.

El material no cae directamente a la protoestrella, sino que forma un disco alrededor de ésta debido a su tendencia a conservar el momento angular. El disco puede tener de unos cientos a unas miles de UA . Para que el material se acrezca a la estrella, es necesario que pierda momento angular. Una posibilidad para que esto ocurra es mediante la rotación diferencial del disco, donde la acreción viscosa turbulenta hace que por medio de la fricción el gas pierda energía y se mueva hacia adentro. Sin embargo, aún tomando en consideración esto, el material llega con un momento angular más alto del requerido para poder acrecerse a la protoestrella. El resto del momento angular se pierde debido a flujos bipolares y/o vientos estelares magnéticos. Los flujos bipolares se dan debido a que el gas más cercano a la superficie estelar se encuentra generalmente ionizado. Por otro lado, la protoestrella cuenta con un campo magnético, cuyas líneas rotan como un cuerpo rígido. Cerca del disco de acreción, donde la densidad es mayor, la presión del gas domina sobre la presión magnética; sin embargo, si nos alejamos a latitudes mayores la presión magnética se volverá más importante. Esto hace que el material pueda moverse hacia la estrella cerca del ecuador de la protoestrella, y que en cambio sea expulsado en las zonas polares.

Cuando la protoestrella alcanza una masa de entre $0.2-0.3 M_{\odot}$, su temperatura llega alrededor de $10^6 K$ e inicia la fusión de deuterio. El tener un núcleo convectivo al mismo tiempo que sigue el proceso de acreción, le permiten a la protoestrella quemar deuterio mientras continúa creciendo. El gas llega a la superficie de la estrella, pero mediante el proceso convectivo puede llegar al centro, alimentando así el proceso de fusión de deuterio. La protoestrella puede aumentar de tamaño hasta que alcanza una temperatura central de $10^7 K$ (correspondiente a $7-8 M_{\odot}$), momento en el cual se inicia la fusión de hidrógeno y la estrella llega a la secuencia principal. En principio la estrella podría seguir creciendo, sin embargo por razones que aún se desconocen, la mayoría de las protoestrellas dejan de crecer mucho antes de alcanzar esta masa. Esto puede deberse a que los procesos que permiten la acreción del material, son los mismos que inducen la dispersión del gas que rodea a la protoestrella, lo cual finalmente limita la cantidad de masa que puede llegar a acrecerse (?).

1.3.2. Formación de Estrellas de Alta Masa (?)

Las estrellas de alta masa se forman en el interior de cúmulos muy compactos en nubes moleculares gigantes con densidades columnares de H_2 de alrededor de $10^{23} - 10^{24} cm^{-2}$. Todavía no existe un consenso sobre las causas que llevan a la formación de estrellas masivas.

¿Qué Origina el Colapso Inicial de la Nube Molecular?

La teoría clásica (?) establece que un frente de ionización proveniente de un grupo de estrellas masivas produciría un aumento en la presión de las capas adyacentes de gas molecular, comprimiéndolo y aumentando su temperatura. Esto generaría a su vez una inestabilidad gravitacional, que daría como resultado el colapso de la nube, y el inicio del proceso de formación estelar. Sin embargo, se cree que este método de formación estelar no permite la formación de estrellas de baja masa. Una alternativa sería que una explosión de supernova fuese la precursora de la formación estelar, ya que ésta puede dar inicio a la formación de estrellas tanto de alta, como de baja masa.

Otra teoría, relativamente nueva, establece que el origen de estos núcleos tan densos puede ser debido a turbulencia supersónica, es decir, debido a la compresión producida en un choque de dos frentes turbulentos. Si la dirección de la compresión coincide con la dirección de las líneas de campo magnético, el campo magnético será incrementado a través del “flux freezing”, lo que dará como resultado que las fuerzas magnéticas contrarresten el colapso gravitacional (compresión subcrítica). Si no es este el caso, el cúmulo comprimido sufre una compresión supercrítica y será colapsado dando como resultado la formación de protoestrellas.¹¹

De cualquier forma, la teoría de formación de estrellas masivas debe ser capaz de dar lugar a la formación de estrellas de baja masa simultáneamente. Las observaciones de asociaciones OB muestran la existencia de poblaciones de estrellas de alta masa como de baja masa, que parecen haberse formado al mismo tiempo.

A continuación se presenta una descripción resumida de los procesos que llevan a la formación de una protoestrella masiva.

Fase de Compresión

Para explicar el fenómeno de compresión también existen dos teorías principales. La primera fue propuesta por (?), y dice que los cúmulos son nubes turbulentas y presurizadas (con un quasi-equilibrio generado por la turbulencia y la atracción gravitacional), los cuales permiten que haya suficiente material disponible para la formación de estrellas masivas. La otra teoría, propuesta por (?), considera que la fase de compresión se trata más bien de un proceso transitorio debido al movimiento aleatorio de las partículas dentro de una nube de gas en equilibrio gravitacional. Este movimiento puede dar lugar a la formación de pequeños núcleos o filamentos.

La diferencia entre estas dos teorías es explicada muy claramente en el artículo de (?) como la diferencia entre “colapso monolítico¹²” y “acreción competitiva”. En el caso del colapso monolítico (McKee y Tan) la masa inicial de gas con la que se cuenta para la formación de la estrella masiva es prácticamente la misma masa que tendrá la estrella final. Solamente las estrellas muy cercanas en sistemas múltiples compiten de alguna manera por masa. En el caso de la acreción competitiva (Bonnell et al.), la materia de la que se formará una estrella puede provenir de distintos lugares de la nube, ya que la protoestrella se va moviendo aleatoriamente

¹¹ Para mayor profundidad en el tema se puede consultar el artículo de (?)

¹² De una sola pieza, sin fisuras

alrededor de la nube. Por otro lado, como generalmente muchas protoestrellas son formadas al mismo tiempo, éstas compiten por el material disponible para crecer.

Fase de Colapso

Para que se lleve a cabo la formación de una estrella, la gravedad debe exceder a la presión del gas, a las fuerzas magnéticas, a la turbulencia y a la rotación. El caso más simple de colapso ya se mencionó en (§1.3.1), la inestabilidad de Jeans. Una vez que la gravedad excede a la presión el gas inevitablemente colapsará. Mientras el medio sea transparente y pueda liberar el calor generado por la compresión, el gas no se colapsa homogéneamente; sino que hay regiones de mayor densidad que colapsan más rápido. Esto da como resultado la formación de muchas protoestrellas. Las fuerzas rotacionales aumentan con el colapso debido a la conservación de momento angular, por lo que se espera la formación de discos de acreción.

Fase de Acreción

La formación del núcleo de una protoestrella masiva sigue un desarrollo muy similar al de las estrellas de baja masa. El colapso de la región central se detiene cuando el medio se vuelve ópticamente denso, y se da un nuevo colapso cuando el hidrógeno molecular se disocia (§1.3.1). Una vez que se llega al segundo núcleo hidrostático, éste tiene aproximadamente la masa de Júpiter y un radio de $3-5 R_{\odot}$. Las regiones interiores del núcleo hidrostático generalmente están desconectadas del proceso de acreción que se lleva a cabo en las partes más externas, por lo que se los dos fenómenos se pueden estudiar independientemente.

Aún existen dudas sobre la forma en la que el material es transportado del disco de acreción hacia la protoestrella. Como se mencionó también en (§1.3.1), el proceso de acreción compite otros procesos, como son los vientos estelares. Es por esto que una condición necesaria para lograr la formación de estrellas masivas es que la tasa de acreción \dot{M}_{acr} a la superficie del núcleo sea mayor que la pérdida por viento estelar \dot{M}_{vie} durante un porcentaje importante del proceso de formación estelar.

Estudios hechos en base a simulaciones numéricas (?) muestran que la presión debida a la radiación es capaz de dispersar las regiones difusas de material en los polos, pero no el disco masivo de acreción. En principio, la protoestrella emite radiación isotrópicamente; sin embargo, el campo se vuelve rápidamente anisotrópico lejos del centro. El flujo de radiación en las regiones ecuatoriales es mucho menor que el flujo paralelo al eje de rotación. Este “efecto faro”, como es llamado comúnmente, se da siempre que se tiene un disco de acreción, y consiste en la colimación del gas en la dirección polar de la protoestrella. Aún cuando este efecto permite que el material llegue cerca de la protoestrella, el polvo y el gas eventualmente se topan con la radiación liberada por el núcleo. Para finalizar el proceso de acreción se necesitaría que el polvo fuese destruido casi completamente o que hubiese formado partículas más grandes.

Hasta la fecha no se ha observado un disco de acreción alrededor de ninguna estrella masiva (tipo O); pero se tienen suficientes evidencias “indirectas” sobre su existencia. Un ejemplo sería la observación de flujos bipolares masivos, los cuales seguramente son generados a partir de discos de acreción. Una de las razones por las cuales los discos tienen una vida tan corta

cuando se forman alrededor de protostrellas masivas es que la radiación UV generada por éstas hace que el disco se fotoevapore (en $\sim 10^5$ años).

Dstrucción de la nube molecular

El proceso mismo de acreción genera radiación ionizante en una serie de choques de acreción cerca de la superficie estelar, la cual ioniza el gas de las capas más externas. El disco de acreción también forma una delgada capa de gas ionizado. En las partes del disco cercanas a la protoestrella, el gas ionizado está ligado a la estrella, ya que la velocidad de escape es muy alta. Sin embargo, el gas ionizado que se encuentra más allá del radio r_{evap} , donde la velocidad del sonido excede a la velocidad de escape, se expande hacia afuera del disco. La fotoionización de los discos produce un viento de gas ionizado que interacciona con el viento estelar, de manera que el viento estelar será colimado por el viento proveniente del disco. Es por esto que en el caso de estrellas masivas, se pueden llegar a tener flujos colimados aún en ausencia campos magnéticos. Se cree que las regiones HII ultracompactas pueden tener su origen en la fotoevaporación de los discos de acreción.

En este punto también es importante considerar los campos magnéticos que pudieran estar presentes. El gas ionizado se acopla fuertemente a las líneas de campo magnético; por lo que nuevamente éstas pueden jugar un papel importante en el transporte de momento angular hacia afuera, y de gas ionizado hacia la protoestrella. Al aumentar la masa estelar, también aumenta el flujo ionizante, hasta que llega a ser proporcional a M_\star^4 , momento en el cual el radio de equilibrio de ionización sobrepasa el radio crítico dentro del cual el gas está atado gravitacionalmente. En este punto la región HII se libera y empieza a destruir la nube densa molecular.

Crecimiento de estrellas masivas según el medio circundante

Últimamente se han discutido tres conceptos que explican la formación de estrellas masivas según las características de las nubes moleculares que las albergan.

El primer escenario es el *colapso monolítico*. En este caso se considera la formación de cada estrella individualmente, ya que supone que la masa necesaria para la formación estelar se obtuvo antes de iniciar el proceso formalmente.

La radiación y el viento estelar liberado por la estrella abren una especie de cavidad en las regiones polares, por la cual escapa materia. El crecimiento en este caso se daría por medio de discos de acreción (§1.3.2). Un transporte eficiente de momento angular que permita una mayor acreción de masa puede explicarse por la presencia de campos magnéticos en el disco, por turbulencia o por ondas de densidad generadas a partir de inestabilidades gravitacionales o por efectos de marea. Este último punto podría explicar el hecho de que las estrellas masivas generalmente se formen en grupos, ya que las fuerzas de marea mutuas propiciarían el crecimiento a través de discos de acreción. La masa final de la estrella estará determinada según la contraposición entre la pérdida de materia por radiación y viento estelar, y la acreción por medio del disco.

La segunda posibilidad es el caso de la *acreción competitiva*, por la cual la masa necesaria para la formación estelar se adquiere a lo largo del proceso. En este caso la ubicación de la

protoestrella cobra una gran importancia, ya que depende de ésta la cantidad de materia que la protoestrella tiene para crecer. Por ejemplo, el centro de un cúmulo es una localización aventajada para la creación de una estrella muy masiva, ya que la densidad es mayor ahí. Asimismo, una protoestrella que “nace” antes que el resto de sus compañeras, tendrá mayores posibilidades de crecer más, ya que generará una mayor atracción gravitacional hacia el resto del material disponible antes. Por otro lado, la atracción gravitacional aumenta al aumentar la masa de la estrella; entonces se puede decir que su dominio de acreción crece al aumentar su masa.

La acreción se vuelve competitiva, ya que la reserva de gas disponible es limitada, y llegará un momento en el que las protoestrellas comiencen a competir por él. Las protoestrellas también tienen movimiento dentro de las nubes moleculares, lo que les permite adquirir gas de regiones lejanas a su lugar de nacimiento, aunque la mayoría de las estrellas muy masivas se forman en el centro de las nubes, por lo que su movimiento relativo al gas es muy bajo.

La tercera y última posibilidad es el *crecimiento a través de colisiones* con otras protoestrellas. Esta es una posibilidad factible, y más cuando se trata de estrellas masivas en grupos muy densos. Sin embargo, a pesar de ser factible, no es común; esta posibilidad sólo se daría en los casos de formación de las estrellas más masivas, y podría explicar la existencia de estrellas masivas con velocidades muy altas de rotación. La condición más importante a considerar sería que el tiempo de colisión fuese menor que el tiempo de evolución estelar de la estrella más masiva del núcleo $\approx 3 \text{ Myr}$.

Posibilidad de un Límite de Masa Estelar

Las observaciones han hecho pensar que existe un límite en la cantidad de masa que una protoestrella puede alcanzar. Se cree que el límite está entre las 100 y 200 M_{\odot} . Una posibilidad para explicar la existencia de este límite sería la pérdida de materia debido a radiación y viento estelar en el proceso de formación estelar.

1.4. Formación Estelar en el Contexto Extragaláctico

A lo largo de este capítulo se han descrito el fenómeno y el ambiente donde se lleva a cabo la formación estelar. Ya se explicó que las estrellas se forman en los núcleos densos de las nubes moleculares; ahora sólo faltaría decir en dónde es que se encuentran estas nubes. La materia que forma al universo se encuentra concentrada en aglomeraciones enormes de gas, estrellas, polvo, planetas y materia oscura llamadas galaxias. Hay distintos tipos de galaxias y pueden ser clasificadas en base a diferentes criterios. Uno de los primeros criterios en usarse fue la clasificación morfológica de las galaxias, según el cual se distinguen principalmente tres tipos: elípticas, espirales e irregulares. Debido a que en este trabajo se lleva a cabo un estudio sobre la formación estelar, es interesante distinguir entre las galaxias que llevan a cabo formación estelar, y entre las que ya no tienen gas suficiente para hacerlo.

Las galaxias *elípticas* han cesado en llevar a cabo formación estelar y están formadas principalmente por estrellas viejas y rojas. Carecen de las características relacionadas con el proceso de formación estelar, como lo son las estrellas azules masivas (tipo O y B), regiones de

gas ionizado y nubes moleculares. Tienen bajo contenido de gas, materia prima para formar nuevas estrellas. Este tipo de galaxias abarcan un amplio intervalo de tamaños que va desde las elípticas enanas, las cuales se cree formaron estrellas sólo de primera generación, ya que al ser tan pequeñas perdieron su contenido de gas con las primeras explosiones de supernova; hasta las galaxias elípticas gigantes, localizadas en los centros de los cúmulos de galaxias y las cuales se formaron por medio de canibalismo galáctico, por el cual perdieron su contenido de gas.

Tanto las galaxias *espirales* como las *irregulares* son los sitios en donde sigue dándose la formación estelar. Su espectro se caracteriza por la radiación emitida por estrellas jóvenes y masivas (ver Figura B.1). Este tipo de galaxias cuentan con regiones de gas ionizado y asociaciones OB de estrellas. Su diferencia morfológica se debe principalmente a la presencia o ausencia de rotación. Las galaxias irregulares casi no rotan, y sus componentes se encuentran distribuidas de manera azarosa; mientras que las galaxias espirales giran, por lo que su material se distribuye en un disco delgado en el cual se forman brazos espirales (?).

Las galaxias espirales constan de tres partes estructurales, el bulbo, el disco y el halo. El bulbo es la parte central de la galaxia, y se asemeja a una galaxia elíptica, es decir, tiene bajo contenido de gas y está formado principalmente por estrellas viejas. El halo está formado por estrellas enanas y cúmulos globulares, y rodea a la galaxia en forma esférica. Finalmente, el disco está formado por estrellas jóvenes y nubes de gas y tiende a formar brazos espirales¹³ (?). Los brazos espirales están trazados por la concentración de estrellas jóvenes, gas ionizado, nubes moleculares y polvo, es decir, la formación estelar se lleva a cabo en los brazos espirales. El origen de esta estructura aún no ha sido determinado; sin embargo existen tres teorías principales que dan cuenta sobre la distribución espiral de la materia.

La primera de ellas explica el fenómeno ya sea en base a la presencia de una barra, o por la interacción de la galaxia espiral con otra galaxia. En el primer caso, se cree que el movimiento de las estrellas viejas a lo largo de la estructura barrada perturbaría el movimiento del resto del gas y las estrellas en el disco, haciendo que formen los brazos espirales. En el caso de la interacción con otra galaxia, se cree que las fuerzas de marea producen una concentración de material, la cual después genera una estructura espiral debido a la rotación diferencial de la galaxia. Este mecanismo sería el responsable de la formación de galaxias espirales de gran diseño.

La segunda teoría tiene que ver con las ondas de densidad, ya explicadas en (§1.2).

La última teoría predice que la formación estelar auto-inducida (§1.3.2) puede producir de manera natural patrones espirales. Para esto es necesario que la materia que forma al disco galáctico lleve a cabo una rotación diferencial. De esta manera, las burbujas de baja densidad formadas en las regiones de alta formación estelar son elongadas debido al rozamiento. Los brazos espirales formados de esta forma no son muy largos; esta teoría explicaría el origen de las galaxias espirales flocculentas.

¹³ Las galaxias espirales son subdivididas según la forma de los brazos espirales y el bulbo. La clasificación también cambia según si hay barra o no, etcétera.



Figura 1.2: La imagen de la izquierda es de M74, galaxia de gran diseño (Gemini Observatory, GMOS team). La imagen de la derecha es de M33, galaxia flocluenta (Telescopio Isaac Newton, David Malin)

La interacción o el choque de dos galaxias, que puede incluso llegar a una fusión (mergers), fomenta una formación enorme de estrellas. Cuando dos galaxias se fusionan el proceso de formación estelar se ve amplificado durante un periodo de tiempo no muy largo (del orden de unos cuantos cientos de millones de años); es como una “explosión” o “brote” de formación estelar (starburst). Las grandes nubes moleculares de ambas galaxias chocan con el medio interestelar disperso, fomentando la formación de estrellas muy masivas, las cuales tienen un periodo de vida bastante corto. Las estrellas pertenecientes a las dos galaxias originales es muy raro que choquen, sin embargo el potencial gravitacional al que estaban unidas cambia notablemente, lo cual hace que sus órbitas varíen y dejen de ser tan ordenadas (en el caso de las galaxias espirales). En base a las características antes mencionadas, se ha propuesto una teoría que explica el origen de las galaxias elípticas gigantes como resultado de la fusión de dos o más galaxias.

En el bulbo de las galaxias también se presenta formación estelar; y generalmente, este proceso se da por la fusión de dos galaxias. Después del choque, las nubes masivas de gas molecular y los grandes cúmulos estelares tienden a moverse hacia el centro galáctico. La alta concentración de material finalmente induce la formación de estrellas masivas hacia el núcleo galáctico. Al final de su vida, la mayor parte de estas estrellas sufren una explosión de supernova, la cual contribuye a disipar el gas del medio interestelar. Después de una expulsión de supernova, lo que queda son, ya sea estrellas de neutrones o agujeros negros. Debido a la alta densidad de estrellas masivas que se forman por el choque de dos galaxias, en el centro de la nueva galaxia existe una alta concentración de agujeros negros y estrellas de neutrones, lo que inevitablemente llevará a la formación de un agujero negro supermasivo. Existen varias galaxias en las que se ha encontrado esta concentración de masa en su núcleo.

El modo de cuantificar la formación estelar en una galaxia es en base a las tasas de formación estelar. Estas tasas de formación estelar se encuentran a partir de la luminosidad emitida por la galaxia a cierta longitud de onda, y a modelos evolutivos (ver Apéndice B). Las longitudes de onda estudiadas deben tener relación con el proceso de formación estelar, y serán explicadas en el siguiente capítulo.

Capítulo 2

Galaxias de Estudio

Al inicio del trabajo de tesis no se tenían determinadas las galaxias a estudiar. De hecho, uno de los primeros objetivos fue buscar imágenes de galaxias cercanas en diferentes longitudes de onda. La búsqueda se inició a partir del sondeo de Spitzer de galaxias infrarrojas cercanas, SINGS¹ por sus siglas en inglés. La descripción de este proyecto se puede revisar en el artículo publicado por (?). En resumen, este sondeo tiene como objetivo crear una base de datos de galaxias cercanas ($D < 30$ Mpc) en coordinación con otras observaciones en el visible, el ultravioleta, el radio y rayos x. Nuestra selección de galaxias a partir de la base de datos del SINGS, se hizo en base a la inclinación de las mismas con respecto al punto de observación. Este criterio de selección fue para facilitar el análisis, ya que al tener imágenes de galaxias de frente, la estructura de la galaxia es evidente.

Las galaxias seleccionadas fueron posteriormente buscadas en la base de datos del NED,² por sus siglas en inglés. En esta base de datos se pueden obtener imágenes de objetos astronómicos disponibles para el uso del público en general. Una vez más se redujo la selección al descartar las galaxias de las cuales no había suficiente información para llevar a cabo el análisis de formación de estrellas masivas; es decir, se descartaron aquellas galaxias que no contaban con imágenes en las longitudes de onda necesarias. La adquisición de datos en base al programa SINGS no ha finalizado, por lo que aún no hay información sobre muchas galaxias en todas las longitudes de onda. La selección final de galaxias para estudiar se limitó únicamente a NGC 3184 y NGC 3938.

2.1. NGC 3184

Esta galaxia tiene una clasificación SAB(rs)cd HII³ y se encuentra a una distancia de 11.5 Mpc, calculada según la relación Tully-Fisher.⁴ Tiene una metalicidad alta según su

¹ Spitzer Infrared Nearby Galaxies Survey

² NASA/IPAC Extragalactic Database

³ Galaxia intermedia entre barrada y sin barra, con trazos de tener un anillo en los brazos espirales, los cuales se encuentran sueltos. Lleva a cabo formación estelar en la región circumnuclear, aunque no tiene un núcleo activo.

⁴ Las clasificaciones morfológicas y las distancias fueron obtenidas del NED para ambas galaxias. La relación Tully-Fisher establece una correspondencia entre la velocidad de rotación de las estrellas y la luminosidad intrínseca de la galaxia, la cual puede ser comparada con su magnitud aparente para así determinar la distancia.

abundancia de oxígeno $12+\log(\text{O}/\text{H})$ de entre $8.48-9.14^5$.

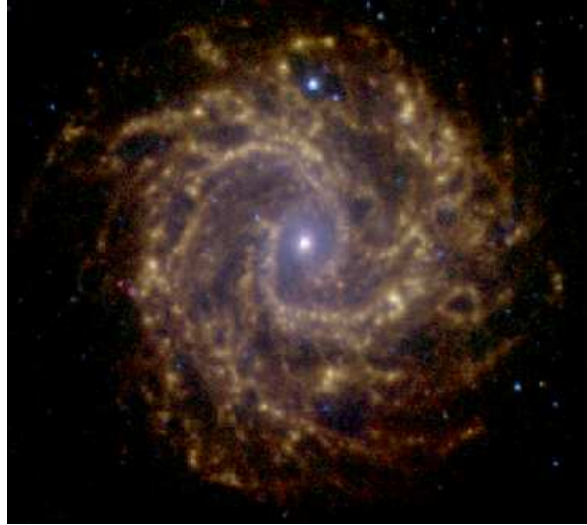


Figura 2.1: Imagen en infrarrojo de la galaxia NGC 3184, obtenida de Spitzer, $3.6 \mu m$ (azul), $5.8 \mu m$ (verde) y $8 \mu m$ (rojo).

Esta galaxia es conocida particularmente por su alta abundancia de elementos pesados, y porque en 1999 fue detectada una explosión de supernova tipo II ⁶ ahí. Esta supernova lleva el nombre de SN 1999gi.

2.2. NGC 3938

Esta galaxia tiene una clasificación SA(s)c ⁷ y se encuentra a una distancia de $11.6 \pm 0.8 Mpc$, calculada en base a su velocidad aparente y tomando $H_0 = 73 \pm 5 km Mpc^{-1} s^{-1}$. Tiene una metalicidad alta según su abundancia de oxígeno $12+\log(\text{O}/\text{H})$ de entre $8.35-9.07^5$.

Esta galaxia también es conocida por una explosión de supernova tipo II. En esta caso se trata de la supernova SN 2005ay.

2.3. Longitudes de Onda Estudiadas en Cada Caso

Se trató de conseguir una muestra de imágenes lo más parecida entre ambas galaxias. De este modo, para las dos galaxias se tienen imágenes para las siguientes longitudes de onda: $8 \mu m$, $24 \mu m$, $H\alpha$ (6563 \AA) y CO ($2.6 mm$). Únicamente se pudo conseguir una imagen en CUV (cerca ultravioleta, centrada en 2271 \AA y con un FWHM de 616 \AA) para la galaxia NGC 3938. A continuación se expondrán las principales características de cada una de estas longitudes de onda, y su relación con la formación estelar.

⁵ Se considera metalicidad alta cuando $12+\log(\text{O}/\text{H}) > 8.35$ (?).

⁶ Las supernovas tipo II presentan líneas de hidrógeno en su espectro.

⁷ Galaxia espiral sin barra, sin anillo y con brazos sueltos.



Figura 2.2: Imagen RGB de la galaxia NGC 3938, obtenida de AOP (Advanced Observing Program), tomada por Allan Cook/Adam Block/NOAO/AURA/NSF.

2.3.1. Mediano Infrarrojo (MIR): $8 \mu m$ y $24 \mu m$

En general, las observaciones en infrarrojo nos ayudan a detectar objetos fríos. En base a la ley de desplazamiento de Wien, sabemos que la longitud de onda máxima a la que emiten los objetos es inversamente proporcional a la temperatura de los mismos. Por otro lado, las observaciones en IR nos permiten ver lo que hay detrás de las nubes de polvo, ya que las longitudes de onda largas las pueden atravesar.

En el presente trabajo, las imágenes usadas en el infrarrojo provienen de la base de datos del Telescopio Espacial Spitzer. Las imágenes en $8 \mu m$ se obtuvieron con IRAC (Infrared Array Camera), y las imágenes en $24 \mu m$ se obtuvieron con MIPS (Multiband Imaging Photometer for Spitzer).

$8 \mu m$

Aún no se ha llegado a un resultado definitivo que nos diga si la radiación en $8 \mu m$ es un buen trazador de formación estelar, ya que diferentes autores han llegado a resultados encontrados. (?) y (?) encontraron que la emisión en la banda de $6.75 \mu m$ del ISO (Infrared Space Observatory) guarda una correlación con el número de fotones ionizantes (relación directa con la formación estelar). Por otro lado, (?) encontraron que la emisión en el MIR (IR medio) presenta una correlación más cercana con la población estelar más evolucionada, la cual no está relacionada con el proceso de formación estelar. Finalmente, (?) encontraron que la emisión en $7.7 \mu m$ guarda una relación con la emisión en $850 \mu m$, lo cual supondría una relación cercana entre esta banda de emisión y la fase fría del polvo, calentada por la población estelar en general (no por estrellas en el proceso de formación).

En general la emisión en $8 \mu m$ se atribuye a los HAPs (Hidrocarburos policíclicos aromáticos, ver (§1.1.1)). Los HAPs son moléculas muy grandes que son calentadas transitoriamente por

fotones en el óptico y en el UV, generalmente cerca de estrellas tipo B. Los HAPs absorben un fotón y redistribuyen la energía en sus niveles internos, que al decaer genera fluorescencia óptica e infrarroja. El pico en la curva de extinción alrededor de los 2200 Å se puede explicar en base a ellos, ya que absorben fuertemente en el UV. Se ha encontrado que la emisión de los HAPs es más fuerte en las zonas circundantes a las regiones HII, por lo que se presume que los HAPs son calentados en las regiones de fotodisociación, y destruidos por los fotones duros del UV al interior de estas nubes.

24 μm

Como se vio en (§1.1.1), la longitud de onda de 24 μm corresponde a la radiación térmica emitida en fase caliente del polvo. El hecho de que el polvo se encuentre a temperaturas iguales o mayores que los 50 K se debe a su cercanía a regiones HII y las estrellas calientes.

Las imágenes del MIPS son consideradas imágenes puramente del polvo interestelar, ya que en estas longitudes de onda las contribuciones de las emisión fotosféricas y nebulares son despreciables. El hecho de que se presenten más picos de emisión en 24 μm en las zonas de formación estelar que en 8 μm , confirma el hecho de que la primera guarda una relación cercana con las estrellas más jóvenes y masivas en una galaxia (?). De hecho, generalmente los picos de emisión en 24 μm tienen su contraparte en emisión de H α ; lo contrario no siempre sucede.

Así como a la emisión en 8 μm se le relaciona principalmente con los HAPs, la emisión de 24 μm se atribuye a la emisión continua de los granos muy pequeños de polvo⁸ (?).

2.3.2. H α : 6563 Å

Ya se mencionó la emisión H α en (§1.1.1). La línea de emisión de H α se presenta en las regiones de gas ionizado, como resultado de la recombinación de los electrones libres. Corresponde a la primera transición de la serie de Balmer, de $n:3 \rightarrow 2$. Por su longitud de onda esta emisión se encuentra en la parte roja del espectro visible, lo que la hace menos sensible relativamente a la extinción por polvo que líneas que están más hacia el azul. Por esto último, y debido a su intensidad, es la línea de recombinación que más se utiliza, y uno de los principales trazadores de formación estelar. La emisión en H α nos da información sobre las zonas “transparentes” de formación estelar, es decir, donde la presencia del polvo no es tan importante; ya que cuando la densidad del polvo aumenta, la radiación es absorbida por el polvo antes de poder ionizar el gas.

Las imágenes en H α usadas en este trabajo fueron obtenidas del JKT⁹ y del KPNO¹⁰, para NGC 3184 y NGC 3938 respectivamente.

2.3.3. CUV: 2271 Å

La mayoría de los fotones UV son emitidos por estrellas masivas, más jóvenes que $\sim 10^8$ años. Debido a la corta vida de estas estrellas, su luminosidad es directamente proporcional a la tasa a la que se están formando actualmente. Es por esto que las observaciones en el

⁸ Usualmente conocidos como VSGs por sus siglas en inglés

⁹ Jakobus Kapteyn Telescope, del grupo de telescopios Isaac Newton, (?).

¹⁰ Kitt Peak National Observatory, que forma parte del NOAO (National Optical Astronomy Observatory)

UV nos dan información muy importante sobre los procesos de formación estelar actuales. Como se mencionó en (§2.3.1), la radiación UV sufre de una gran extinción, ya que los fotones son absorbidos por el polvo. Sin embargo, una vez corregido esto, la luminosidad en UV, y específicamente en CUV nos permite calcular la tasa de formación estelar en la galaxia.

La imagen obtenida para la galaxia NGC 3938 proviene de GALEX (Galaxy Evolution Explorer). La banda del cercano ultravioleta para este instrumento abarca de los 1750-2800 Å. GALEX cuenta con un filtro también en el lejano UV, sin embargo no hay imágenes disponibles en éste para ninguna de nuestras galaxias.

2.3.4. CO: 2.6 mm

Ya se mencionó en (§1.1.1) la importancia que tiene la emisión de CO para detectar las regiones de gas molecular. La emisión en 2.6 mm corresponde a la transición del primer estado rotacional de la molécula al estado base de $J:1 \rightarrow 0$. El CO es el trazador más importante de regiones de gas molecular, por lo que nos da información sobre las regiones en donde se están formando las estrellas, y que generalmente se encuentran oscurecidas para las demás longitudes de onda.

Las imágenes obtenidas para ambas galaxias provienen de BIMA (Berkeley Illinois Maryland Association), que opera un interferómetro milimétrico.

Capítulo 3

Método de Análisis

3.1. Procesamiento de Imágenes

Ya se mencionó en (§2) cómo se llevó a cabo la selección de imágenes de estudio. El siguiente paso consistió en dejar las imágenes listas para poder sacar información de ellas. El tratamiento de imágenes consistió de varios puntos que se explican a continuación.

3.1.1. Estandarización de Tamaños y de Resolución

Debido a que las imágenes fueron obtenidas de diferentes instrumentos, tienen diferentes formatos. Lo primero que hubo que hacer fue seleccionar la región de estudio. Para esto se observaron todas la imágenes y se seleccionó aquella que presentara el área más pequeña en minutos de arco, pero que no dejara fuera regiones de interés en ninguna de las longitudes de onda restantes.

NGC 3184

En el caso de NGC 3184 la imagen de menor área era la de $24 \mu\text{m}$ (MIPS) de $4.5 \times 4.5'$; sin embargo la imagen en $\text{H}\alpha$ presentaba regiones de interés que quedaban fuera de esta zona. Es por esto que para esta galaxia las imágenes finales no abarcan el mismo tamaño angular en todos los casos. A continuación se presenta una tabla donde se exponen los tamaños originales y finales de las imágenes.

Como se puede observar en la Tabla 3.1, la resolución de las imágenes también varía. De hecho, cabe hacer notar que las imágenes de MIPS en 70 y $160 \mu\text{m}$ no fueron utilizadas ya

λ	T. Original (')	T. Final (')	Resolución ("/pix)
$\text{H}\alpha, 6563 \text{ \AA}$	8×8	8×8	0.234×0.234
$8 \mu\text{m}$	19.2×23.3	8×8	0.75×0.75
$24 \mu\text{m}$	4.5×4.5	4.5×4.5	0.75×0.75
CO, 2.6 mm	5.7×5.6	5.7×5.6	0.997×1.009

Tabla 3.1: Tamaños y resolución de las imágenes de NGC 3184

que su resolución es muy mala (3 y 6 segundos de arco/pixel respectivamente), y no valía la pena reducir tanto la resolución del resto de las imágenes. La imagen de peor resolución es la de CO (BIMA), por lo que al resto de las imágenes se les bajó la resolución para que coincidieran con ésta. Para lograrlo se usó la instrucción “*magnify*” del programa IRAF.¹

NGC 3938

En el caso de esta galaxia, la imagen de menor área era la de CO, de 5.7×5.6 minutos de arco. Se revisaron el resto de las imágenes y todas podían ser recortadas a ese tamaño sin dejar fuera zonas de interés.

λ	T. Original (')	Resolución ("/pix)
CUV, 2271 Å	8.2×8.2	1.513×1.514
H α , 6563 Å	10.4×10.4	0.303×0.302
8 μm	15.7×11.2	0.75×0.75
24 μm	42.8×56.5	0.75×0.75
CO, 2.6 mm	5.7×5.6	0.997×1.009

Tabla 3.2: Tamaños y resolución de las imágenes de NGC 3938

Como se muestra en la Tabla 3.2, en este caso la imagen de peor resolución es la del cercano ultravioleta (GALEX). De nuevo en este caso se redujo la resolución del resto para que quedaran de 1.513×1.514 "/pixel.

3.1.2. Remoción de Estrellas

El siguiente paso consistió en eliminar objetos estelares de las imágenes. Primero se buscaron objetos que pudiesen ser estrellas usando “*starfind*” de IRAF. Una vez localizados fueron enmascarados usando “*imedit*”.

3.2. Búsqueda de Cúmulos en base al algoritmo “Clumpfind2D”

Para llevar a cabo el análisis de las imágenes, fue necesario detectar los cúmulos presentes en cada longitud de onda. Para su detección se usó la rutina “Clumpfind2D” (?). El programa original encuentra cúmulos en tres dimensiones; aquí bastó una versión posterior que está adaptada para localizar cúmulos en dos dimensiones únicamente. La rutina originalmente fue escrita en Fortran, y después fue transcrita a IDL.

3.2.1. Descripción del Algoritmo

La detección de cúmulos en imágenes, a los cuales podemos describir como un grupo de picos de intensidad rodeados por contornos de intensidad decreciente, se ha hecho “a ojo” durante muchos años. Sin embargo, este método de detección tan rudimentario sólo permite determinar el número de cúmulos presentes en la imagen. Los principales problemas que se

¹ Image Reduction and Analysis Facility, programa astronómico para la manipulación de imágenes.

presentan para la detección “a ojo” de los cúmulos son 1) la dificultad de delimitar los cúmulos cuando sus niveles de intensidad más bajos se encuentran cerca del nivel de ruido de la imagen, y 2) cuando dos o más cúmulos están muy cerca uno de otro; se vuelve difícil encontrar el límite o contorno de cada uno con precisión.

El programa está diseñado para analizar imágenes de formato FITS.² En este tipo de imágenes se tienen tres datos para cada pixel: su posición en X, su posición en Y y su intensidad (la cual está en diferentes unidades según la imagen). Para correr el programa es necesario dar el nombre de una imagen FITS y establecer los niveles de intensidad. Se hizo una modificación al programa original, ya que ese requería que se diera un vector con los niveles expresados explícitamente. La modificación consistió en hacer que el programa pida los niveles mínimo y máximo y el intervalo de intensidad que se desea tener entre niveles. De esta forma el programa calcula el valor de cada nivel automáticamente.

Una vez que se le dan estos datos al programa, la imagen FITS es leída como un arreglo bidimensional cuyas dimensiones son iguales al tamaño del eje X y del eje Y de la imagen, es decir, la posición de cada pixel es de la forma (x,y), empezando por (0,0) en la esquina inferior izquierda. La rutina de “Clumpfind2D” analiza los niveles de intensidad, partiendo del más alto. Se toma el intervalo de intensidad delimitado entre el último y el antepenúltimo nivel (más altos), y se localizan todos los pixeles cuya intensidad cae dentro de éste. A todos los pixeles encontrados se les pone una etiqueta con valor de 0 dentro de un arreglo que contabiliza a las regiones, y a todos los demás pixeles que caen fuera se les pone la etiqueta con valor de -1.

A continuación inicia un ciclo en el cual se busca el valor de intensidad más alto entre aquellos pixeles etiquetados con 0, y se encuentra la posición en X y Y del pixel correspondiente. Una vez encontrado el pixel con el pico de intensidad, se hace uso de una subrutina perteneciente al paquete de programación IDL. Esta subrutina se llama “*search2d*” y encuentra todos los elementos dentro de un arreglo (en este caso el arreglo conformado por los pixeles etiquetados con 0) tales que estén dentro de un intervalo dado y que tengan alguna conexión con un punto de referencia (en este caso el pixel de mayor intensidad). De manera coloquial se podría decir que esta subrutina trabaja bajo el lema “amigo de mi amigo, mi amigo” (ver Figura 3.1). Una vez que esta subrutina encuentra una región conexas, se cambia la etiqueta a todos los pixeles que la conforman de su valor original de 0, al número de región correspondiente (el número de región inicia con el valor de 1 y va aumentando cada vez que se utiliza la subrutina “*search2d*”).

En este momento se vuelve al inicio del ciclo y se vuelve a buscar el pixel de mayor intensidad que siga teniendo valor de 0 (es decir, que no tenga conexión con la región anterior). Usando nuevamente *search2d* se encontrarán los pixeles que tengan una conexión con él y se les etiquetará con el valor de 2, y así sucesivamente. Una vez que todos los pixeles dentro de este intervalo de intensidades tienen asignado un valor diferente de cero, el ciclo termina. En este momento en la pantalla nos aparece información al respecto, se imprime el nivel en el que nos encontramos, el número total de pixeles cuya intensidad está dentro de este nivel y el número de regiones conexas distintas encontradas en el mismo.

² Flexible Image Transport System, por sus siglas en inglés

El siguiente paso consiste en definir a los cúmulos que están presentes en cada intervalo de intensidad. Se inicia un ciclo otra vez en el intervalo de intensidad más alto. Se revisa una a una las diferentes regiones encontradas, para ver si alguna es parte de un cúmulo con intensidades mayores. Para lograr esto se vuelve a buscar el pico de intensidad de cada región, y usando “*search2d*” se buscan los pixeles que tengan conexión con el pico de intensidad y que estén por encima del nivel mínimo del intervalo correspondiente; es decir, en este caso no se impone una cota superior al nivel de intensidad posible.

Para ir etiquetando a los pixeles ahora según el cúmulo al que pertenecen, es necesario usar otro arreglo el cual tiene a todos sus elementos con valor inicial de cero. La región encontrada por “*search2d*” es analizada en base al valor que tenga en este nuevo arreglo, para saber si a alguno de los pixeles que la conforman ya le fue asignado un número de cúmulo. Si el valor máximo de etiqueta para los pixeles encontrados por “*search2d*” es cero, el programa establece la existencia de un nuevo cúmulo, y se le asigna a todos los pixeles que hasta el momento lo conforman la etiqueta correspondiente.³

En el caso contrario, es decir, cuando la etiqueta de algún pixel de la región ya tiene asignado un valor distinto de 0, se sigue un procedimiento distinto. Primero, las etiquetas de los pixeles se ordenan de menor a mayor. Si sólo existe un valor de etiqueta distinto de cero, es decir, sólo hay pixeles pertenecientes a un único cúmulo y otros a los cuales no se les ha etiquetado, entonces significa que todos los pixeles pertenecientes a la región conexas forman parte del mismo cúmulo. En este caso a los pixeles “nuevos” se les da el valor del cúmulo al que están unidos.

Si al ordenarse las etiquetas de los pixeles se encuentra que hay dos o más cúmulos relacionados a esta región conexas, entonces se tiene que implementar un método para separar los pixeles que pertenecen a uno u otro cúmulo. Para esto es necesario primero localizar los picos de intensidad de cada uno de los cúmulos involucrados. El método después consiste en medir la distancia de cada pixel a los picos de intensidad de los distintos cúmulos. El pixel pertenece al cúmulo cuyo pico de intensidad esté más cercano (Ver Figura 3.2).

Una vez que todos los pixeles que conformaban a las regiones encontradas originalmente en este intervalo de intensidades fueron asignados a un cúmulo en específico, se pasa al siguiente nivel de menor intensidad y se repiten los pasos explicados. Una vez que se estudiaron todos los intervalos de intensidad y se encontraron todos los cúmulos posibles, sólo resta ordenar los cúmulos según su pico de intensidad y descartar aquellos que tengan menos pixeles que cierto valor determinado.

Del programa obtenemos una imagen también en formato FITS. La diferencia con la imagen original, es que cada pixel tiene información sobre su posición y sobre el cúmulo al que pertenece. De esta forma es posible comparar los parámetros físicos de cada cúmulo analizando ambas imágenes simultáneamente (la original y la producida por “*Clumpfind2D*”).⁴

³ Cabe destacar que en el nivel más alto de intensidad siempre se dará este caso, es decir, que el valor máximo de etiqueta sea cero, ya que el arreglo original no ha sido modificado todavía y todos sus elementos son iguales a cero.

⁴ Estas comparaciones se pueden ver en el Capítulo 4

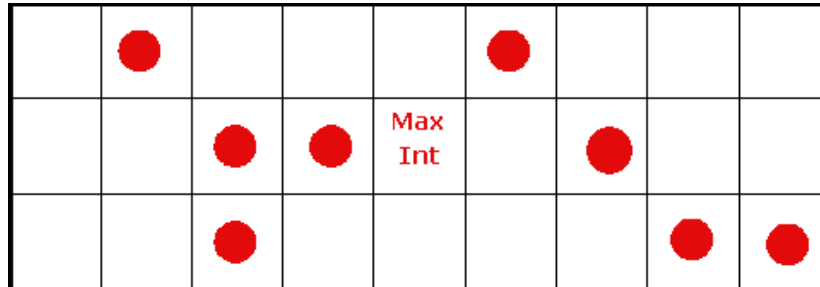


Figura 3.1: Esquema del funcionamiento de la subrutina *search2d*. Se muestra el pixel de mayor intensidad dentro de un intervalo de intensidades. Los círculos rojos representan pixeles que tienen una conexión con ese pixel, y cuyos valores de intensidad se encuentran dentro del mismo intervalo.

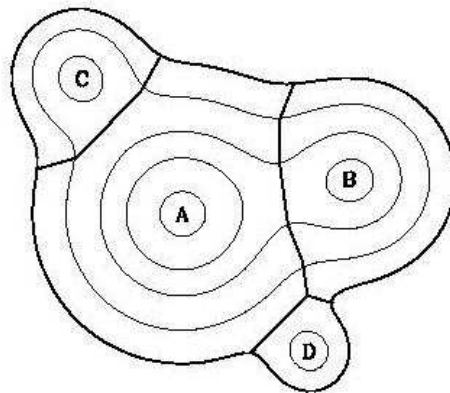


Figura 3.2: Diagrama de la delimitación de cuatro cúmulos distintos, que originalmente parecían formar parte de una misma región conexas.

3.2.2. Implementación del Algoritmo

Para poder usar el programa “Clumpfind2D”, es necesario dar ciertos parámetros a la computadora. Estos parámetros son los niveles mínimo y máximo de intensidad, el intervalo de intensidad entre dos niveles distintos y el número mínimo de pixeles que se quieren considerar para establecer la existencia de un cúmulo.

Para encontrar el *nivel máximo* se analizó la imagen usando “*imexam*”.⁵ Se tomaron 10 valores en puntos de alta intensidad relativa, y se tomó el más alto para establecer el nivel máximo.

El *intervalo o la distancia entre niveles* se estableció según lo presentado en el artículo de (?). En ese artículo se encuentra que el valor que permite una mejor detección de cúmulos se da cuando el intervalo entre niveles es dos veces el valor del ruido de fondo, $\Delta T = 2T_{rms}$. Para encontrar el valor del ruido de fondo nuevamente se analizó la imagen usando “*imexam*”. Se tomaron las medianas de 10 valores de “cielo” y se promediaron. Por lo tanto, el intervalo es igual a dos veces ese promedio.

Finalmente, tanto el *nivel mínimo* de intensidad, como *el número mínimo de pixeles* que un cúmulo podría tener se encontraron de manera más pedestre, y complementaria. Se partió del valor promedio de los valores mínimos encontrados en los puntos de intensidad alta (estos son los mismos puntos que se usaron para encontrar el nivel máximo, pero en este caso se tomaron los valores mínimos) para definir el mínimo de intensidad, y se inició con un valor mínimo de 20 pixeles. Se corrió el programa y se examinó visualmente el resultado de los cúmulos encontrados. Si el resultado no era adecuado, ambos parámetros se variaron arbitrariamente hasta que el resultado nos parecía satisfactorio.

3.3. Determinación de las Propiedades Físicas de los Cúmulos

Como ya se mencionó en (§3.2.1) se pueden estudiar las propiedades físicas de cada cúmulo haciendo uso de la imagen original (que tiene información sobre el flujo medido) y de la imagen producida por “Clumpfind2D” (que tiene la información sobre la pertenencia de los pixeles a los diferentes cúmulos). Se implementó un programa en IDL para llevar a cabo el estudio de las diferentes propiedades de los cúmulos, las cuales se describen a continuación.

3.3.1. Coordenadas Astronómicas

Las imágenes FITS contienen información sobre la posición de los pixeles, pero esta información es muy burda, ya que se basa en un punto de referencia “no físico”. Sin embargo, es sencillo hacer una conversión para obtener la posición del pico de intensidad de cada cúmulo en coordenadas astronómicas, es decir en ascensión recta y declinación.⁶ Para esto es necesario recurrir a la cabecera de las distintas imágenes. En ella debemos encontrar los siguientes

⁵ “*Imexam*” nos da información estadística sobre un rectángulo alrededor del cursor; por ejemplo, el valor máximo, el valor mínimo, la mediana, etc.

⁶ Las coordenadas en todos los casos corresponden al año J2000.

parámetros: CRVAL1, CRVAL2, CRPIX1, CRPIX2, CDELTA1 Y CDELTA2 (o en su defecto CD1.1 y CD2.2). Los primeros dos, CRVAL1 Y CRVAL2, nos dan las coordenadas físicas (ascensión recta y declinación respectivamente) de un pixel de referencia, el cual tiene coordenadas (CRPIX1,CRPIX2). La escala de placa en AR está dada por CDELTA1 y la de DEC por CDELTA2, en unidades de grados/pixel. De esta forma, para obtener las coordenadas físicas de cualquier pixel se llevan a cabo las siguientes transformaciones,

$$x = CRVAL1 + (i - CRPIX1) \cdot CDELTA1 \quad (3.1)$$

$$y = CRVAL2 + (j - CRPIX2) \cdot CDELTA2 \quad (3.2)$$

donde i y j son las coordenadas del pixel en el sistema “no físico” y x y y son las coordenadas en AR y DEC.

3.3.2. Distancia del Cúmulo al Centro Galáctico

Antes que nada fue necesario definir qué se tomaría como el centro galáctico. Nuestro interés radica en definir un punto de referencia igual para todas las imágenes. Para evitar que la decisión fuese totalmente arbitraria, se decidió buscar el punto más luminoso en la banda K, y tomarlo como el centro galáctico. Para esto se analizó la imagen con IRAF, usando la función “*minmax*”. Una vez localizado el pixel de máxima intensidad se tomó nota de sus coordenadas en AR y DEC. Para mayor simplicidad, se localizaron estas coordenadas en cada una de las imágenes, y se registraron más bien las coordenadas en pixeles de cada imagen (x_0, y_0).

Para encontrar la distancia al centro galáctico se usó una relación geométrica muy simple. Si suponemos una circunferencia cuyo radio es igual a la distancia que nos separa de la galaxia (r), entonces la proporción entre la distancia lineal del cúmulo al centro de la galaxia (d) y el perímetro de la circunferencia es igual que entre el tamaño angular de esa distancia (D) y los 360° del círculo.

$$\frac{D'}{360^\circ \times 60'} = \frac{d(kpc)}{2\pi r(kpc)} \quad (3.3)$$

$$d(kpc) = 2\pi r(kpc) \frac{D'}{21600'} \quad (3.4)$$

Para conocer el tamaño angular (D') de la distancia que separa al centro del cúmulo en cuestión y el centro galáctico (x_0, y_0), se usa el Teorema de Pitágoras multiplicando cada coordenada (ya sea la parte correspondiente a AR o DEC) por su escala de placa (CDELTA1 o CDELTA2, según sea el caso).

$$D' = \sqrt{[(x - x_0) \cdot CDELTA1]^2 + [(y - y_0) \cdot CDELTA2]^2} \quad (3.5)$$

3.3.3. Área del Cúmulo

Esto es muy sencillo, ya que basándonos en el algoritmo de “Clumpfind2D”, podemos conocer el número de pixeles que conforman un determinado cúmulo. Para convertir el área a unidades físicas, seguimos un razonamiento parecido al anterior. Si suponemos nuevamente una circunferencia cuyo radio es igual a la distancia que nos separa de la galaxia (r), entonces

la proporción entre el área del cúmulo (a) y el área de la esfera es igual que entre el área angular del cúmulo (A) y los 4π estereorradianes que conforman el área total de la esfera.

$$\frac{A(sr)}{4\pi} = \frac{a(pc^2)}{4\pi r(pc)^2} \quad (3.6)$$

$$a(pc^2) = A(sr)r(pc)^2 \quad (3.7)$$

Para conocer el área del cúmulo en estereorradianes, se multiplica el número de pixeles que conforman al cúmulo ($npix$) por las escalas de placa tanto en AR como en DEC ($CDEL1$ y $CDEL2$ respectivamente) y después por el factor de conversión entre estereorradianes y grados.

$$A(sr) = npix \cdot CDEL1 \cdot CDEL2 \cdot \left(\frac{\pi}{180}\right)^2 \quad (3.8)$$

3.3.4. Flujo y Luminosidad

La diferencia en brillo de las estrellas fue cuantificada por primera vez por Hiparco (190 a.n.e.–120 a.n.e.), el cual estableció una escala de distintas magnitudes. En el siglo XIX este sistema de magnitudes se redefinió, de tal manera que se pudiese conocer la diferencia de magnitud entre dos estrellas, o dos objetos astronómicos, siempre y cuando se conociera la razón entre sus flujos, o viceversa.

$$m_1 - m_2 = -2.5 \log \left(\frac{F_1}{F_2} \right) \quad (3.9)$$

Este tipo de escala, por lo tanto, no tiene un “cero o punto de referencia” definido, por lo que actualmente se usan diferentes escalas que varían según su definición del punto de referencia. Es por esto que el cálculo de flujo en este trabajo dependió del sistema de calibración usado para cada imagen según la calibración misma del instrumento con el que fue tomada.

Otro problema con el que nos topamos es que a partir de las imágenes de Spitzer podemos encontrar únicamente flujo o luminosidad por unidad de frecuencia; mientras que a partir de las imágenes de BIMA únicamente podemos encontrar el flujo o intensidad integrados sobre la frecuencia. Por esto se tomó la determinación de usar como unidades estándar las de flujo y luminosidad por unidad de frecuencia ($[F]=erg\ s^{-1}\ cm^{-2}\ Hz^{-1}$, $[L]=erg\ s^{-1}\ Hz^{-1}$). Para el caso de las imágenes de BIMA se utilizarán los flujos e intensidades integrados sobre la frecuencia ($[F]=erg\ s^{-1}\ cm^{-2}$, $[L]=erg\ s^{-1}$). Para poder hacer las comparaciones necesarias, los flujos de $H\alpha$ serán calculados en ambas unidades.

Por otro lado, dependiendo de la longitud de onda estudiada en cada caso, se llevaron a cabo las correcciones por extinción pertinentes.

En todos los casos, para calcular la luminosidad se utilizó la conocida fórmula $L = F \cdot 4\pi r^2$, donde F es el flujo y r es la distancia a la galaxia.

CUV: 2217 Å

Recordemos que esta longitud de onda sólo la tenemos para la galaxia NGC 3938 y proviene de GALEX. La imagen está calibrada en base al sistema AB de magnitudes. Este sistema

se define de tal forma que una magnitud cero corresponde a un flujo de $2.67917 \times 10^{19} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}$ en todas las longitudes de onda (o equivalentemente a $2.67917 \times 10^{-4} \text{ Jy}$.⁷) En todos los sistemas de magnitudes también se define al *punto cero* (ZP) como la magnitud que corresponde a un flujo de una cuenta por segundo en el detector. De este modo tenemos dos ecuaciones:

$$m_\nu = -2.5 \log(F_\nu) - 48.6 \quad (3.10)$$

$$m_\nu = -2.5 \log(CPS) + ZP \quad (3.11)$$

En este caso *CPS* son el número de cuentas por segundo que recibe el detector. Combinando las ecs. (3.10) y (3.11) obtenemos la fórmula para calcular la densidad de flujo del objeto astronómico estudiado en una frecuencia dada como:

$$F_\nu (\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1}) = CPS \cdot 10^{-0.4(48.6+ZP)} \quad (3.12)$$

Se llevó a cabo una corrección por extinción galáctica, siguiendo lo publicado por (?), donde se define que

$$\left\langle \frac{A(\lambda)}{A(V)} \right\rangle = a(x) + \frac{b(x)}{R_V}, \quad (3.13)$$

donde $x = 1/\lambda(\mu\text{m})$ y $R_V = A(V)/E(B - V)$ y

$$\begin{aligned} a(x) &= 1.752 - 0.316x - 0.104/[(x - 4.67)^2 + 0.341] \\ b(x) &= -3.09 + 1.825x + 1.206/[(x - 4.62)^2 + 0.263] \end{aligned}$$

Para esta longitud de onda, $x = 4.4033$ y para la galaxia NGC 3938, $R_V = 3.38$.⁸

Como el polvo absorbe fuertemente el UV, también es necesario hacer una corrección por extinción interna de la galaxia en cuestión. Para esto se utilizó el método presentado por (?), en donde

$$A_{CUV} = 0.0495x^3 + 0.4718x^2 + 0.8998x + 0.2269 \quad (3.14)$$

donde $x = \log(F_{TIR}/F_{CUV})$. Para calcular el flujo total en infrarrojo (TIR) fue necesario recurrir al artículo de (?): $\log(TIR/FIR) = a_0 + a_1y + a_2y^2 + a_3y^3 + a_4y^4$, donde $y = \log[F(60)/F(100)]$ y $[a(z = 0)] \approx [0.2738, -0.0282, 0.7281, 0.6208, 0.9118]$. Para encontrar el flujo en el lejano infrarrojo (FIR), también se usó lo presentado en este mismo artículo, donde $FIR(\text{erg cm}^{-2}) = 1.26 \times 10^{-11} [2.58f_\nu(60\mu\text{m}) + f_\nu(100\mu\text{m})]$.⁹ Los valores de $F_\nu(60\mu\text{m}) = 9.18 \text{ Jy}$ y $F_\nu(100\mu\text{m}) = 27.5 \text{ Jy}$ fueron tomados de "IRAS Galaxy Sample"(?), mientras que el $F_{CUV} = 3.64 \times 10^{-2} \text{ Jy}$ es de (?).

H α : 6563 Å

En el caso de la galaxia NGC 3184 la imagen en H α proviene del JKT. La imagen ya está procesada para que al multiplicar la información de flujo en cada pixel por una constante de calibración, obtengamos unidades de luminosidad (erg s^{-1}). La constante de calibración por

⁷ $-48.6 = -2.5 \log(2.67917 \times 10^{19})$

⁸ Usando que $A(V) = 0.071$ y $E(B-V) = 0.021$, (?).

⁹ En este caso los flujos deben estar en *Jy*.

la que hay que multiplicar es $10^{37.8468}$. Como en este caso estamos obteniendo luminosidad, para obtener el flujo sólo dividimos por el factor de $4\pi r^2$, donde r es la distancia a la galaxia. Para obtener finalmente la densidad de flujo, tenemos que dividir entre el ancho de banda.

La fórmula final para obtener la densidad de flujo queda:

$$F_\nu(\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Hz}^{-1}) = \frac{CPS \cdot 10^{37.8468}}{4\pi r^2} \cdot \frac{\lambda_c^2}{c \cdot FWHM}, \quad (3.15)$$

donde CPS son las cuentas por segundo recibidas por el detector en un número de pixeles determinado, λ_c y $FWHM$ son la longitud de onda central y el ancho de banda del filtro utilizado (en este caso 6570 \AA y 55 \AA respectivamente), y c es la velocidad de la luz en unidades de \AA s^{-1} .

En el caso de la galaxia NGC 3938 la imagen en $H\alpha$ proviene del KPNO. La imagen está calibrada en base al sistema Vega de magnitudes. Este sistema se define de tal forma que la estrella Vega tenga magnitud cero en todas las longitudes de onda. En este caso también se define al *punto cero* (ZP), como la magnitud que corresponde a un flujo de una cuenta por segundo en el detector. De este modo tenemos dos ecuaciones:

$$m_\nu = -2.5 \log \left(\frac{F_\nu}{F_{vega_\nu}} \right) \quad (3.16)$$

$$m_\nu = -2.5 \log(CPS) + ZP \quad (3.17)$$

En este caso, CPS son el número de cuentas por segundo que recibe el detector de nuestro objeto estudiado. Combinando las ecs. (3.16) y (3.17) obtenemos la fórmula para calcular la densidad de flujo del objeto astronómico estudiado en la frecuencia ν como:

$$F_\nu(\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Hz}^{-1}) = F_{vega_\nu}(\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{Hz}^{-1}) \cdot CPS \cdot 10^{-0.4(ZP)} \quad (3.18)$$

En este caso, para obtener la luminosidad integrada (para poder comparar con los datos de CO), es necesario multiplicar por el ancho de banda, es decir,

$$L(\text{erg s}^{-1}) = L_\nu \frac{c \cdot FWHM}{\lambda_c^2}, \quad (3.19)$$

donde λ_c y $FWHM$ son la longitud de onda central y el ancho de banda del filtro utilizado (en este caso 6573 \AA y 67 \AA respectivamente), y c es la velocidad de la luz en unidades de \AA s^{-1} .

En ambas imágenes se llevó a cabo una corrección por extinción galáctica, también según lo prescrito por (?). La extinción según la longitud de onda sigue siendo como en 3.14; lo que cambia es que en este caso es que

$$\begin{aligned} a(x) &= 1 + 0.17699y - 0.50447y^2 - 0.02427y^3 + 0.72085y^4 + 0.01979y^5 - 0.77530y^6 + 0.32999y^7 \\ b(x) &= 0.41338y + 2.28305y^2 + 1.07233y^3 - 5.38434y^4 - 0.62251y^5 + 5.3026y^6 - 2.09002y^7, \end{aligned}$$

donde $y = x - 1.82$. En ambos casos $x = 1.52$ y $y = -0.3$; para NGC 3184, $R_V = 3.24^{10}$ y para NGC 3938, $R_V = 3.38$.

¹⁰ Usando que $A(V) = 0.055$ y $E(B-V) = 0.017$ para la primera galaxia, y que $A(V) = 0.071$ y $E(B-V) = 0.021$ para la segunda, (?).

A pesar de que ambas imágenes fueron obtenidas mediante un filtro delgado, es necesario corregir por las líneas prohibidas de $[N_{II}]$, $\lambda 6548$ y $\lambda 6583$, ya que se encuentran muy cercanas a la línea de $H\alpha$ en el espectro. Para corregir se utilizaron las razones $[N_{II}]/H\alpha = 0.44$ y $[N_{II}]/H\alpha = 0.54$ para NGC 3184 y NGC 3938 respectivamente (?).

MIR: 8 y 24 μm

En las imágenes de Spitzer los pixeles ya contienen la información del flujo en unidades físicas de $MJy sr^{-1}$. El Jansky es una unidad usada principalmente en el campo de la radioastronomía, correspondiente a la unidad de densidad de flujo del sistema internacional de unidades. Un Jansky equivale 10^{-23} ($erg s^{-1} cm^{-2} Hz^{-1}$). Para que no quede en términos de estereorradián, se tiene que multiplicar por el área del cúmulo en estereorradianes (§3.3.3).

Las imágenes de 8 μm fueron corregidas por extinción galáctica (?):

$$\frac{A(\lambda)}{A(k)} = 0.61(\pm 0.04) - 2.22(\pm 0.17) \cdot \log(\lambda) + 1.21(\pm 0.23)[\log(\lambda)]^2 \quad (3.20)$$

La longitud de onda debe estar en μm , y la extinción en la banda K fue obtenida del artículo de ?).

CO: 2.6 mm

En las imágenes de BIMA los pixeles ya contienen la información del flujo en unidades físicas de $Jy beam^{-1} \cdot km s^{-1}$. El “beam” es el área de menor resolución del haz. Para calcular esta área es necesario recurrir a la información de la cabecera de la imagen, en donde los parámetros BMAJ y BMIN son los ejes menor y mayor, obtenidos del ancho a media altura (FWHM) del haz en cada dirección (en unidades de grados). Es necesario calcular el área del haz en pixeles y multiplicar por el número de pixeles que conforman al cúmulo para obtener el flujo en $Jy \cdot km s^{-1}$. Las unidades de $km s^{-1}$ se refieren al ancho de banda debido al ensanchamiento térmico de la línea de emisión (ensanchamiento de Doppler), simplemente expresado en unidades de velocidad en vez de frecuencia. La conversión viene dada por $\Delta\nu = c\Delta\nu/\nu$, donde c es la velocidad de la luz en $km s^{-1}$ y ν es la frecuencia central, en este caso 115.3 GHz. Finalmente sólo convertimos de Jy a ($erg s^{-1} cm^{-2} Hz^{-1}$). Así obtenemos que el flujo viene dado por:

$$F_\nu(erg s^{-1} cm^{-2}) = \frac{CPS}{beam(pixeles)} \cdot npix \cdot \frac{\nu}{c} \cdot 1 \times 10^{-23} \quad (3.21)$$

Para esta longitud de onda no es necesario hacer ninguna corrección por extinción.

3.4. Tasas de Formación Estelar (TFE)

El método para calcular la formación estelar varía también según la longitud de onda específica.

CUV

Para esta longitud de onda se encontraron dos métodos distintos para calcular la tasa de formación estelar. El primero es el propuesto en el artículo de ?). La conversión entre la luminosidad en un intervalo de longitudes de onda en el UV y la TFE se deriva usando modelos de síntesis evolutiva (ver Apéndice B). Para esta conversión particular se supuso que el la TFE ha sido constante durante un periodo más largo que la vida media de la población estelar generadora de radiación UV¹¹, es decir, por un periodo $\geq 10^8$ años. Kennicutt se basa en la calibración hecha por ?), pero la convierte de modo que siga una función inicial de masa de Salpeter (ver Apéndice A) entre las 0.1 y 100 M_{\odot} , dando como resultado:

$$TFE(M_{\odot} \text{ yr}^{-1}) = 1.4 \times 10^{-28} L_{\nu}(\text{ergs s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}) \quad (3.22)$$

El segundo método se presenta en el artículo de ?). En el artículo se propone una fórmula para derivar la TFE basándose en la luminosidad UV de una galaxia tomando la aproximación de formación estelar continua. Se tiene un cuidado muy especial en llevar a cabo la corrección por absorción de UV por partículas de polvo, y de hecho, la corrección que se llevó a cabo en los flujos de CUV (§3.3.4) fue hecha según lo prescrito en este artículo. Finalmente, el modelo evolutivo usado para el cálculo de las TFE fue realizado en base a Starburst99¹², asumiéndose una metalicidad solar y una FIM de Salpeter entre las 0.1 y 100 M_{\odot} .

$$\log TFE_{CUV}(M_{\odot} \text{ yr}^{-1}) = \log L_{CUV,corr}(L_{\odot}) - 9.33 \quad (3.23)$$

Es decir,

$$TFE_{CUV}(M_{\odot} \text{ yr}^{-1}) = L_{CUV,corr}(L_{\odot}) \cdot 10^{-9.33} \quad (3.24)$$

H α

En este caso también se encontraron dos métodos para calcular la tasa de formación estelar según la luminosidad en H α . El primero de ellos es propuesto por ?), y es complementario al desarrollo para 24 μm . De hecho el método requiere que se haga una corrección a la luminosidad de H α con la emisión en 24 μm , ya que de esta forma se encuentra una correlación más cercana a la emisión en Pa α .¹³ La interpretación a este resultado es que la emisión en 24 μm nos da información sobre la formación estelar que se lleva a cabo en las regiones oscurecidas por el polvo, mientras que la emisión en H α nos da información sobre la formación estelar en las zonas libres de polvo. Esta explicación sería equivalente a decir que la información sobre la luminosidad en H α que no podemos observar debido a la extinción la podemos “recuperar” tomando en cuenta la emisión en el mediano infrarrojo debida al polvo. La luminosidad corregida por extinción en H α estaría dada por:

$$L(H\alpha)_{corr} = L(H\alpha)_{obs} + (0.031 \pm 0.006)L(24\mu\text{m}) \quad (3.25)$$

¹¹ Conocida como la aproximación de formación estelar continua.

¹² Paquetería desarrollada por el “Space Telescope Science Institute” para modelar propiedades espectrofotométricas de galaxias con formación estelar (Leitherer et al. 1999).

¹³ La serie de Paschen incluye a las líneas de emisión del átomo de hidrógeno cuando el electrón pasa de niveles con $n \geq 4$ a $n=3$. La Pa α corresponde a la transición de $n:4 \rightarrow 3$, y tiene una longitud de onda de 1874.5 nm.

En este punto nos encontramos con un pequeño problema, ya que nuestro interés radica en calcular la TFE de cada cúmulo, y no tenemos necesariamente cúmulos coincidentes en las dos longitudes de onda. Una solución sería suponer que la razón entre $L(H\alpha)_{corr}/L(H\alpha)_{obs}$ es constante a lo largo de la galaxia:

$$\frac{L(H\alpha)_{corr}}{L(H\alpha)_{obs}} = 1 + (0.031 \pm 0.006) \frac{L(24\mu m)_{gal}}{L(H\alpha)_{gal}} = cte \quad (3.26)$$

Para hacer esta aproximación se midieron las luminosidades $L(24\mu m)_{gal}$ y $L(H\alpha)_{gal}$ de la galaxia completa. Éstas fueron calculadas en ambas longitudes de onda como la suma de las luminosidades de cada uno de los cúmulos.

El modelo de síntesis evolutiva para calcular tasas de formación estelar en base a la luminosidad de $H\alpha$, en este caso supone una formación estelar constante en un periodo de 100 Myr y una función inicial de masa igual a la de Starburst99, la cual consiste en dos leyes de potencias, con una pendiente de -1.3 en el intervalo de 0.1–0.5 M_{\odot} y con otra pendiente de -2.3 en el intervalo de 0.5–120 M_{\odot} . Entonces, en base a este modelo, y tomando en consideración la corrección por $24\mu m$, tenemos que:

$$\begin{aligned} TFE(M_{\odot} yr^{-1}) &= 5.3 \times 10^{-42} L(H\alpha)_{corr} = \\ &= 5.3 \times 10^{-42} \left[1 + (0.031 \pm 0.006) \frac{L(24\mu m)_{gal}}{L(H\alpha)_{gal}} \right] L(H\alpha)_{obs} \end{aligned} \quad (3.27)$$

El segundo método es presentado también en el artículo de ?). Este método está basado en un modelo evolutivo que supone abundancias solares, una FIM de Salpeter entre 0.1–100 M_{\odot} y una recombinación tipo B (case B)¹⁴ a una temperatura efectiva de 10 000 K . La fórmula propuesta es la siguiente:

$$TFE(M_{\odot} yr^{-1}) = 7.9 \times 10^{-42} L(H\alpha) (erg s^{-1}) \quad (3.28)$$

Kennicutt propone una corrección por extinción constante a lo largo de la galaxia de entre 0.8 y 1.1 magnitudes. En este trabajo se usó el valor de 1.1 mag.

8 μm

En este caso la tasa de formación estelar se calculó en base a lo presentado en el artículo de ?). En este artículo se estudia la correlación entre las luminosidades en 8 y 24 μm ¹⁵ con la luminosidad en $H\alpha$, ya que esta última es una buena trazadora de formación estelar. Las TFE, tanto para las luminosidades en 8 μm como para 24 μm , son una extrapolación del modelo de formación estelar basado en la luminosidad en $H\alpha$ de ?). La fórmula propuesta en el artículo para encontrar la TFE según la luminosidad de los cúmulos en 8 μm es:

$$TFE_{8\mu m(polvo)}(M_{\odot} yr^{-1}) = \frac{\nu L_{\nu}[8\mu m(polvo)]}{1.57 \times 10^9 L_{\odot}} \quad (3.29)$$

¹⁴ Este tipo de recombinación sucede cuando la densidad columnar del hidrógeno neutro es tan alta que las líneas de la serie de Lyman se vuelven ópticamente densas.

¹⁵ Las luminosidades de Spitzer, en 8 μm y 24 μm se definen como $\nu L(\nu)$.

Es importante observar la notación que se está usando, es decir, se está haciendo énfasis en que la luminosidad en $8 \mu m$ debe ser exclusivamente debida al polvo. En el artículo se establece que aunque la mayor parte de la emisión en $8 \mu m$ es debida a los HAPs, es necesario tener cuidado con el continuo estelar que aún está presente en esta longitud de onda. Se recomienda un método para remover este continuo estelar, suponiendo que la emisión en la banda de $3.6 \mu m$ es puramente estelar (libre de polvo), y así restar su equivalente en $8 \mu m$. En base a un estudio estadístico de galaxias, encuentran que el factor entre la emisión en $3.6 \mu m$ y $8 \mu m$ es de 0.26. Es así que

$$L_\nu[8\mu m(polvo)] = L_\nu[8\mu m(total)] - 0.26L_\nu(3.6\mu m) \quad (3.30)$$

El problema, al igual que en 3.4 es que nuestro interés radica en calcular la TFE de cada cúmulo, y no tenemos el flujo en $3.6 \mu m$ de cada cúmulo. Esto se resolvió tomando los flujos medidos de toda la galaxia tanto en $3.6 \mu m$ ($F(3.6\mu m)_{gal}$), como en $8 \mu m$ ($F(8\mu m)_{gal}$)¹⁶ del artículo publicado de (?)¹⁷, y en base a esto se pudo calcular la razón entre la luminosidad corregida en $8 \mu m$ y la observada de toda la galaxia. Después se supuso que la proporción entre ambas era constante a lo largo de la galaxia, es decir,

$$\frac{L_\nu[8\mu m(polvo)]}{L_\nu[8\mu m(total)]} = 1 - 0.26 \frac{F(3.6\mu m)_{gal}}{F(8\mu m)_{gal}} = cte \quad (3.31)$$

De esta forma tendríamos que la tasa de formación estelar en cada cúmulo estaría dada por:

$$TFE_{8\mu m(polvo)}(M_\odot yr^{-1}) = \frac{\nu \left[1 - \frac{F(3.6\mu m)_{gal}}{F(8\mu m)_{gal}} \right] L_\nu[8\mu m(total)]}{1.57 \times 10^9 L_\odot} \quad (3.32)$$

24 μm

Se encontraron dos formas de calcular las tasas de formación estelar según la luminosidad en $24 \mu m$. La primera también es presentada en el artículo de (?). En este caso, como en (§3.4), se encuentra una relación entre las luminosidades de $24 \mu m$ y $H\alpha$, para después poder extrapolar la fórmula de esta última para el cálculo de tasas de formación estelar. Para esta longitud de onda, la fórmula que se usó para encontrar la TFE según la luminosidad de los cúmulos es:

$$TFE_{24\mu m}(M_\odot yr^{-1}) = \frac{\nu L_\nu(24\mu m)}{6.43 \times 10^8 L_\odot} \quad (3.33)$$

El segundo método fue también propuesto en el artículo publicado por (?). En este artículo se hace una comparación entre las luminosidades en $24 \mu m$ y la línea $Pa\alpha$. La fórmula para calcular la TFE surge primero de la relación encontrada entre las luminosidades en $24 \mu m$ y $Pa\alpha$, luego se hace uso de la relación entre $Pa\alpha$ y $H\alpha$. Usándose el mismo modelo evolutivo

¹⁶ A pesar de que nosotros podemos hacer una medida propia del flujo en $8 \mu m$, se tomaron los dos de la misma base de datos para que fuesen consistentes entre sí.

¹⁷ Para NGC 3184 los flujos son de $F(3.6\mu m)_{gal}=0.56$ Jy y $F(8\mu m)_{gal}=1.44$ Jy y para NGC 3938 son $F(3.6\mu m)_{gal}=0.32$ Jy y $F(8\mu m)_{gal}=0.98$ Jy

descrito en (§3.4) para encontrar la tasa de formación estelar según la emisión en $H\alpha$, la fórmula propuesta en el artículo es:

$$TFE_{24\mu m}(M_{\odot} yr^{-1}) = 1.27 \times 10^{-38} [L_{24\mu m}(erg s^{-1})]^{0.885} \quad (3.34)$$

CO

Fue un poco difícil encontrar un método para calcular la tasa de formación estelar en base a la luminosidad de CO. Generalmente el método que se usa está basado en la ley de Schmidt (ver Apéndice C), la cual establece que existe una relación entre la densidad del contenido total del gas en una galaxia y su tasa de formación estelar a través de una ley de potencias. Como ya se vio en (§1.1.1), el CO es un buen trazador de la densidad de hidrógeno molecular, por lo que es posible encontrar la densidad de hidrógeno molecular en base a éste. Sin embargo, a partir de las longitudes de onda estudiadas no es posible tener información sobre la densidad del hidrógeno atómico, por lo que no podemos hacer uso de la ley de Schmidt. En estudios recientes se ha demostrado que las tasas de formación estelar guardan una relación más cercana con la densidad de gas molecular que con la del gas atómico (por ejemplo, ?) o ?).

En el artículo de ?) se lleva a cabo un estudio sobre la galaxia M51, y se deduce una fórmula para calcular la TFE en base al contenido de hidrógeno molecular, que es la que se usará en esta tesis. Las densidades columnares de hidrógeno molecular se calculan a partir de las intensidades del CO siguiendo la conversión de ?).

$$N(H_2) = 2.8 \times 10^{20} I_{CO}(K km s^{-1}) cm^{-2} \quad (3.35)$$

La conversión de intensidad del CO entre unidades de energía y temperatura se basa en la ley de Planck

$$B_{\nu} = \frac{2h\nu^3}{c^2} \frac{1}{\exp(h\nu/kT) - 1} \quad (3.36)$$

donde B_{ν} es la cantidad de energía por unidad de área, unidad de tiempo, unidad de frecuencia y estereorradián, c es la velocidad de la luz en el vacío, h es la constante de Planck, ν es la frecuencia, k es la constante de Boltzmann y T la temperatura. De aquí podemos despejar la temperatura en unidades de K como

$$T(B_{\nu}) = \frac{h\nu}{k} \ln \left(\frac{2h\nu^3}{c^2 B_{\nu}} + 1 \right)^{-1} = I_{CO} \quad (3.37)$$

Para que la conversión sea correcta, hace falta tomar en cuenta también la eficiencia de la antena. Es así que el valor para convertir entre Jy y K se tomó de la información de la cabecera de la imagen (JYTOK), para que los resultados sean más exactos. Una vez conocido este factor de conversión se puede calcular la densidad de moléculas de hidrógeno según lo establecido en la ec. (3.35).

La fórmula presentada en el artículo para llevar a cabo la conversión entre la densidad superficial del hidrógeno molecular y la tasa de formación estelar está dada por:

$$\log \Sigma_{TFE} = (1.37 \pm 0.03) \log \Sigma_{H_2} - (3.78 \pm 0.09), \quad (3.38)$$

donde las unidades para la densidad superficial de la TFE (Σ_{TFE}) están en $M_{\odot} yr^{-1} kpc^{-2}$, y las unidades de la densidad superficial del hidrógeno molecular (Σ_{H_2}) están expresadas en $M_{\odot} pc^{-2}$. Esta fórmula surge de una extrapolación de la fórmula de (?) usada para $H\alpha$, y presentada en (§3.28).

Es necesario entonces convertir la densidad columnar de hidrógeno molecular ($N(H_2)$) a densidad superficial Σ_{H_2} . Para esto es necesario multiplicar por la masa de una molécula de hidrógeno y dividirla entre la masa solar, y luego convertir de cm^{-2} a pc^{-2} obteniendo

$$\Sigma_{H_2}(M_{\odot} pc^2) = 1.602555 \times 10^{-20} N(H_2) \quad (3.39)$$

Finalmente, para obtener la ecuación final para calcular la TFE (no la densidad) es necesario multiplicar por el área de cada cúmulo en kpc^2 (A),

$$TFE(M_{\odot} yr^{-1}) = 10^{[(1.37 \pm 0.03) \log \Sigma_{H_2} - (3.78 \pm 0.09)]} \cdot A(kpc^2) \quad (3.40)$$

Para todas las longitudes de onda, las TFE totales de las galaxias se calcularon como la suma de las TFE de cada cúmulo, es decir,

$$TFE_{total} = \sum_i 1^n TFE_i$$

Capítulo 4

Resultados

4.1. Búsqueda de Cúmulos

Como se mencionó en (§3.2.2) los parámetros usados para la búsqueda de cúmulos variaron según la imagen a estudiar. A continuación se presentan las tablas con los parámetros básicos usados en cada caso.

NGC 3184

λ	Nivel Mínimo de Intensidad	Nivel Máximo de Intensidad	Num. Mínimo de Pixeles	Num. de Cúmulos encontrados
H α , 6563 Å	0.1308	0.6622	8	115
8 μm	9	23.3	20	44
24 μm	0.32	2.60	8	122
CO, 2.6 mm	0.1	17.94	15	76

Tabla 4.1: Parámetros usados para la búsqueda de cúmulos en la galaxia NGC 3184.

NGC 3938

λ	Nivel Mínimo de Intensidad	Nivel Máximo de Intensidad	Num. Mínimo de Pixeles	Num. de Cúmulos encontrados
CUV, 2271 Å	0.04	0.353	20	145
H α , 6563 Å	0.2	24.461	5	189
8 μm	30	88.13	5	40
24 μm	1.359	5.543	5	60
CO, 2.6 mm	0.5	18.72	10	119

Tabla 4.2: Parámetros usados para la búsqueda de cúmulos en la galaxia NGC 3938.

A partir de la información generada por “Clumpfind2D” es posible hacer una imagen de los cúmulos encontrados. Esto es de gran importancia, ya que es necesario comparar las imágenes generadas con las originales de manera que sea posible corroborar que los cúmulos

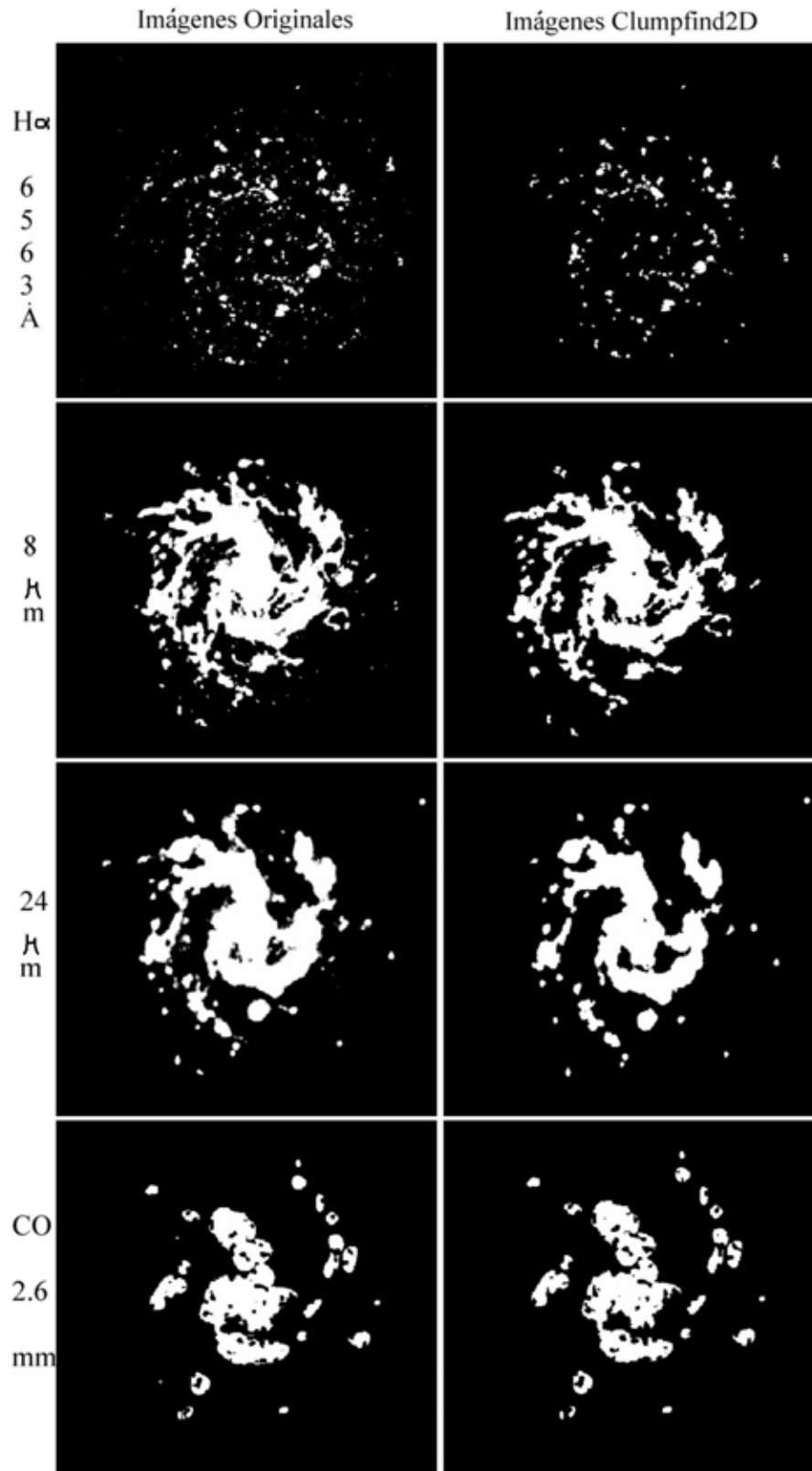


Figura 4.1: NGC 3184. Comparación entre los cúmulos de las imágenes originales y los obtenidas a partir de “Clumpfind2D”.

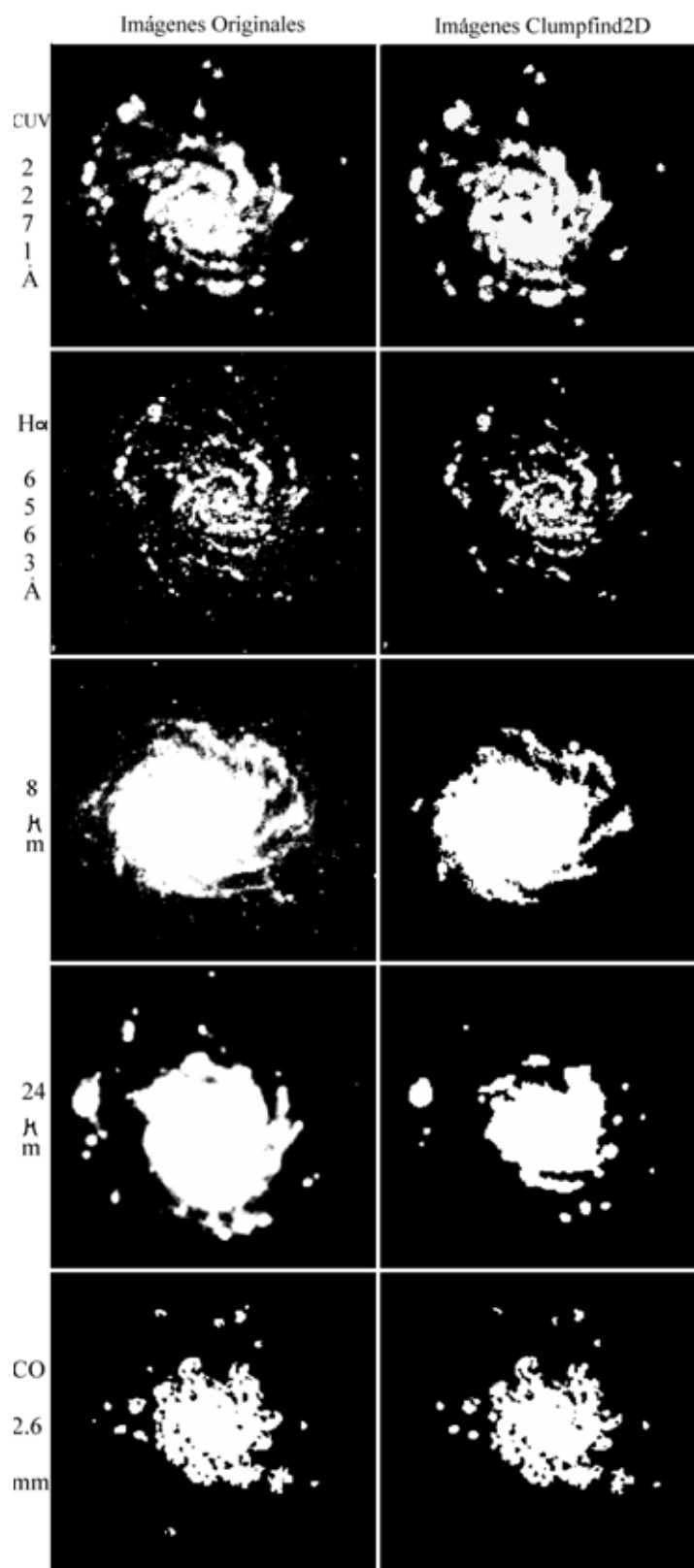


Figura 4.2: NGC 3938. Comparación entre los cúmulos de las imágenes originales y los obtenidas a partir de “Clumpfind2D”.

encontrados reflejen la morfología original de las galaxias. Los resultados se pueden examinar visualmente en las Figuras 4.1 y 4.2.

Las Figuras 4.1 y 4.2 son útiles por lo que se mencionó en el párrafo anterior, y porque de manera muy sencilla se puede apreciar la diferente morfología que presenta una misma galaxia según la longitud de onda en que se observe. En ambas galaxias se puede observar que tanto la emisión molecular (CO) como la de polvo (8 y 24 μm) son mucho más extendidas que la de $H\alpha$ (regiones ionizadas). Es más, en el caso de NGC 3938 ni siquiera es posible distinguir los diferentes cúmulos hacia la parte central de la galaxia a simple vista. Por el contrario, en NGC 3184 se aprecian claramente los brazos espirales en todas las longitudes de onda, lo que concuerda con la teoría de formación estelar, que predice que este proceso se da preferencialmente en los brazos.

Debido a que los mecanismos que conllevan a la formación estelar en el disco galáctico difieren a los del núcleo galáctico, se tomó la determinación de analizar los datos en dos partes. Por un lado se analizó la galaxia completa, incluyendo los cúmulos que consideramos pertenecen al bulbo, y la segunda parte del análisis se realizó excluyendo los cúmulos de la zona del bulbo. Fue necesario determinar el límite del bulbo galáctico de la manera más objetiva posible. Se examinaron las imágenes de ambas galaxias visualmente, y se tomó la que presentaba la emisión nuclear más localizada en cada una. En el caso de NGC 3184 se usó la imagen en la banda de 8 μm de IRAC, y para NGC 3938 se usó la de $H\alpha$ (KPNO).¹ Se midieron las distancias de 10 puntos localizados sobre el borde del bulbo al centro galáctico y se promediaron. De esta forma se encontró que el radio del bulbo para NGC 3184 es de ~ 0.5 *arcmin*, lo que equivale a ~ 1.8 *Kpc*; mientras que para NGC 3938 es de ~ 0.75 *arcmin*, equivalente a ~ 2.5 *Kpc*.

4.2. Análisis de las Propiedades Físicas de los Cúmulos

Originalmente la intención de la tesis era calcular las tasas de formación estelar de ambas galaxias usando los métodos descritos en (§4.11). No obstante, a partir de las imágenes originales y los resultados obtenidos de “Clumpfind2D”, se decidió analizar las propiedades físicas de los cúmulos para ver si se encontraba algo interesante.

4.2.1. Distribución de los Cúmulos

Lo primero que se hizo fue analizar la distribución de los cúmulos en las diferentes longitudes de onda para una misma galaxia. Se hizo un histograma que nos muestra la variación del porcentaje del número de cúmulos con respecto a su distancia al centro de la galaxia. Este análisis equivale a tomar anillos alrededor del centro galáctico y ver cuántos cúmulos caen dentro de cada disco. Los histogramas se muestran en las Figuras 4.3 y 4.4, para NGC 3184 y NGC 3938 respectivamente.

A pesar de ser un análisis no muy profundo sobre la morfología de las galaxias, los histogramas nos ayudan a ver la distribución de los cúmulos en torno al centro galáctico. El histograma

¹ Las imágenes tanto de CO, como de polvo presentan una emisión tan extendida que no son útiles para determinar la extensión del bulbo.

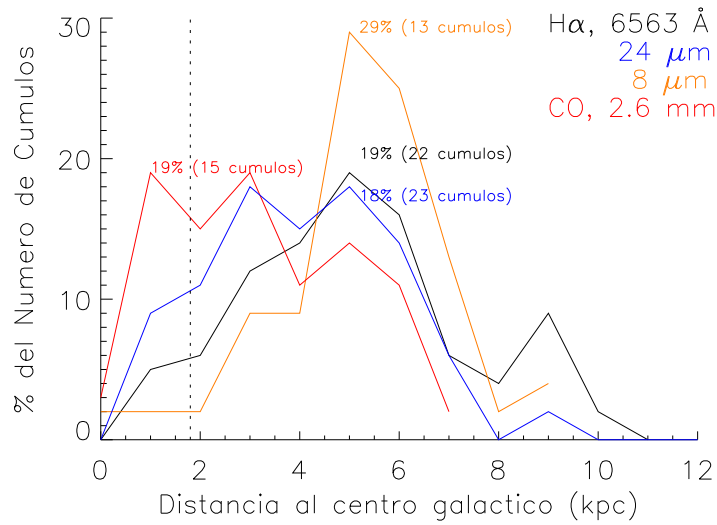


Figura 4.3: NGC 3184. Histograma que representa la variación del porcentaje del número de cúmulos según la distancia al centro galáctico. La línea punteada representa el borde del bulbo, en este caso a ~ 1.8 kpc. Los datos de cada longitud de onda están representados por un color de línea, igual al de las leyendas de la gráfica. Se muestran el porcentaje y el número de cúmulos correspondientes al valor más alto de cada longitud de onda.

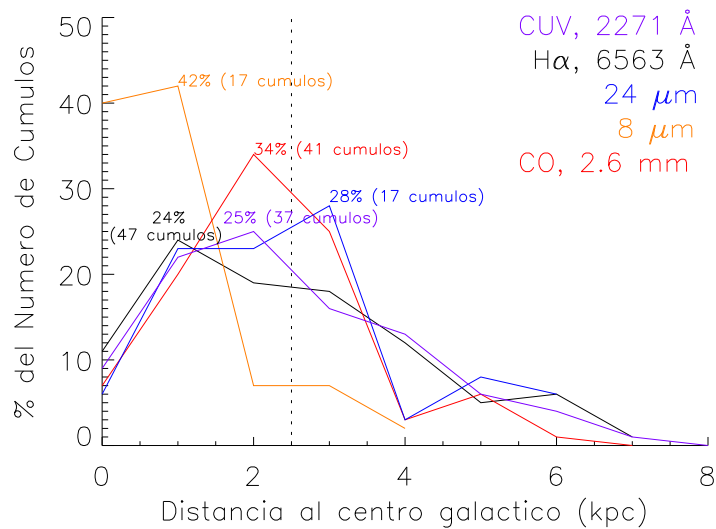


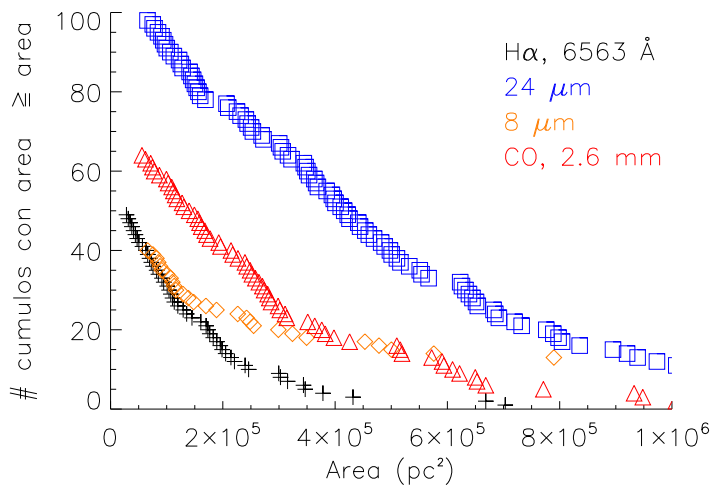
Figura 4.4: NGC 3938. Histograma que representa la variación del porcentaje del número de cúmulos según la distancia al centro galáctico. La línea punteada representa el borde del bulbo, en este caso a ~ 2.5 kpc. Los datos de cada longitud de onda están representados por un color de línea, igual al de las leyendas de la gráfica. Se muestran el porcentaje y el número de cúmulos correspondientes al valor más alto de cada longitud de onda.

de NGC 3184 muestra al menos un pico muy claro en todas las longitudes de onda (a los ~ 5 Kpc). En el caso de la Figura 4.4, correspondiente a NGC 3938, la distribución de los cúmulos es mucho menos ordenada, y no parece haber un pico común para todas las longitudes de onda.

4.2.2. Tamaño de los Cúmulos

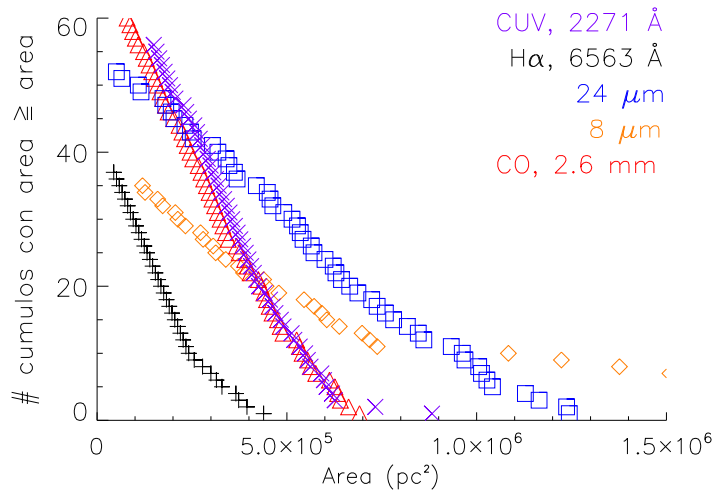
Para analizar la distribución de tamaños de los cúmulos se hicieron gráficas de tamaño acumulativo (Figuras 4.5 y 4.6). Se observa claramente cómo el número de cúmulos decae rápidamente con el área de los mismos. Un análisis a mayor profundidad sobre este hecho podría brindarnos información sobre las condiciones iniciales de formación estelar, ya que un factor determinante es el tamaño de los cúmulos.

Se corrobora lo observado en las Figuras 4.1 y 4.2; existen cúmulos más grandes de gas molecular y de polvo que en el caso de $H\alpha$. Resulta muy interesante ver cómo en ambas galaxias los tamaños de los cúmulos en las diferentes longitudes de onda siguen un comportamiento similar. Por ejemplo, se observa que hay un mayor número de cúmulos grandes en $24 \mu m$, mientras que los cúmulos más pequeños corresponden a $H\alpha$. Este resultado concuerda con la teoría, ya que las regiones de gas ionizado se encuentran al interior de las grandes nubes moleculares, las cuales tienen un alto contenido de polvo. Asimismo, se puede observar un “límite” en el tamaño de los cúmulos que supuestamente están llevando a cabo formación estelar. Este límite tiene una dependencia también con la longitud de onda, siendo en el caso de $8 \mu m$ casi del doble que para el resto de las longitudes de onda. La diferencia del tamaño de los cúmulos de esta longitud de onda con el resto podría ser un indicio de que realmente la relación de $8 \mu m$ con la formación estelar no es tan estrecha, como lo supone Calzetti en su artículo (?).



(a) Tamaño acumulativo de los cúmulos.

Figura 4.5: NGC 3184. Los datos de cada longitud de onda están representados por un color de línea, igual al de las leyendas de la gráfica.



(a) Tamaño acumulativo de los cúmulos.

Figura 4.6: NGC 3938. Los datos de cada longitud de onda están representados por un color de línea, igual al de las leyendas de la gráfica.

4.2.3. Variación de la Luminosidad y el Área de los Cúmulos con Respecto a su Distancia al Centro Galáctico

Posteriormente se hicieron gráficas tanto de luminosidad contra distancia al centro galáctico, como del tamaño de los cúmulos (áreas) contra distancia al centro galáctico, pero realmente no se ve un comportamiento interesante (Figuras 4.7 y 4.8). Son interesantes únicamente en el sentido de que nos permiten ver de manera gráfica los intervalos de valores de luminosidad y de tamaño de la totalidad de los cúmulos para cada una de las galaxias. Debido a la diferencia en las unidades de luminosidad mencionada en (§3.3.4), en los casos en donde aparezca graficada la luminosidad, será necesario hacer dos gráficas; una con unidades de luminosidad por unidad de frecuencia,² y otra con unidades de luminosidad integrada.³

4.2.4. Relación entre el Área y la Luminosidad de los Cúmulos

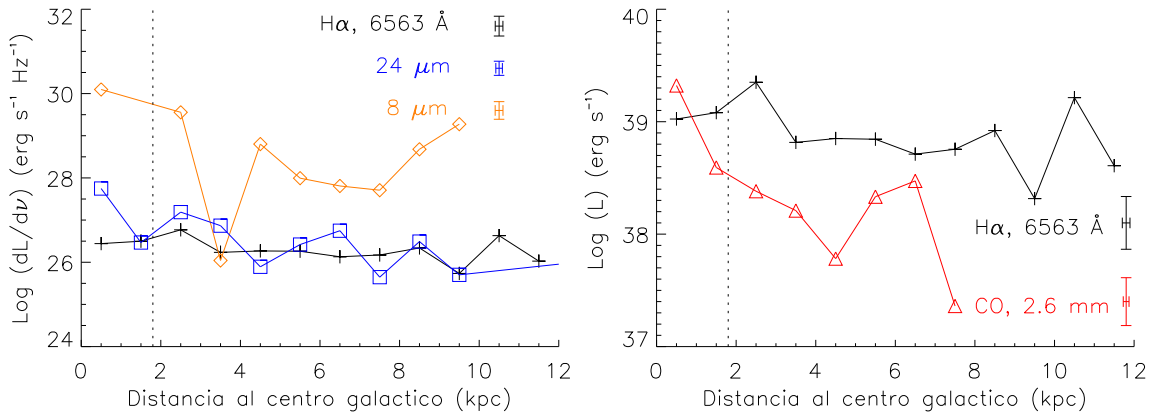
El caso en el que sí se presentó un comportamiento interesante fue cuando se graficó el área de los cúmulos contra su luminosidad correspondiente.

En las Figuras 4.9 y 4.10 se puede apreciar que la luminosidad de los cúmulos aparentemente guarda una relación específica con el área de los mismos según la longitud de onda estudiada. Si esta relación realmente sólo depende de la longitud de onda observada en cada caso, los resultados de ambas galaxias deberían coincidir. Para corroborarlo, se graficaron los datos de las dos galaxias juntas.⁴

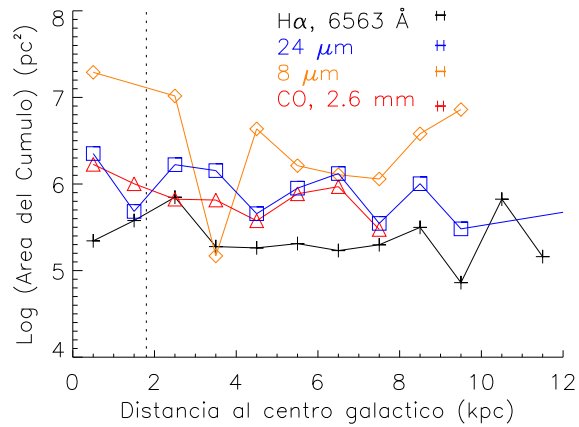
² En este caso serán analizadas las longitudes de onda de H α , CUV, 8 y 24 μm .

³ En este caso serán analizadas únicamente H α y CO.

⁴ Excepto en el caso de GALEX, del cual sólo se tienen datos para NGC 3938.



(a) Logaritmo de la luminosidad por unidad de frecuencia contra distancia al centro galáctico. (b) Logaritmo de la luminosidad contra distancia al centro galáctico.



(c) Logaritmo del área del cúmulo contra distancia al centro galáctico.

Figura 4.7: NGC 3184. Los datos de cada longitud de onda están representados por un color de línea, igual al de las leyendas de la gráfica. Para mayor claridad no fueron graficados todos los puntos; se promediaron los puntos dentro de cada kpc .

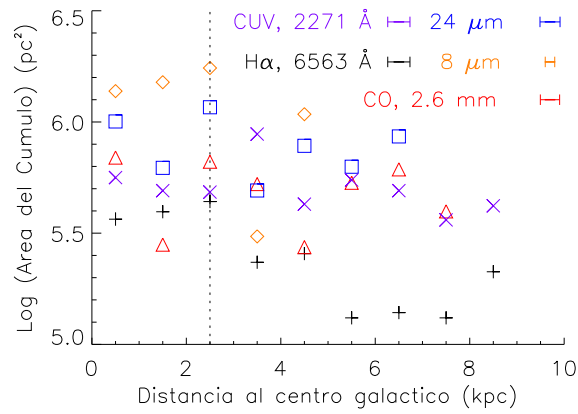
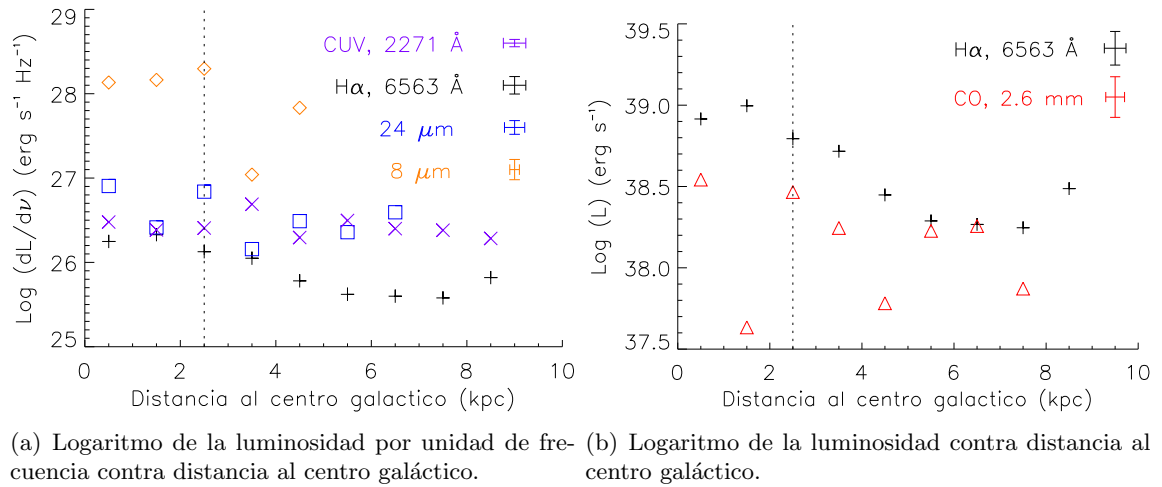


Figura 4.8: NGC 3938. Los datos de cada longitud de onda están representados por un color de línea, igual al de las leyendas de la gráfica. Para mayor claridad no fueron graficados todos los puntos; se promediaron los puntos dentro de cada *kpc*.

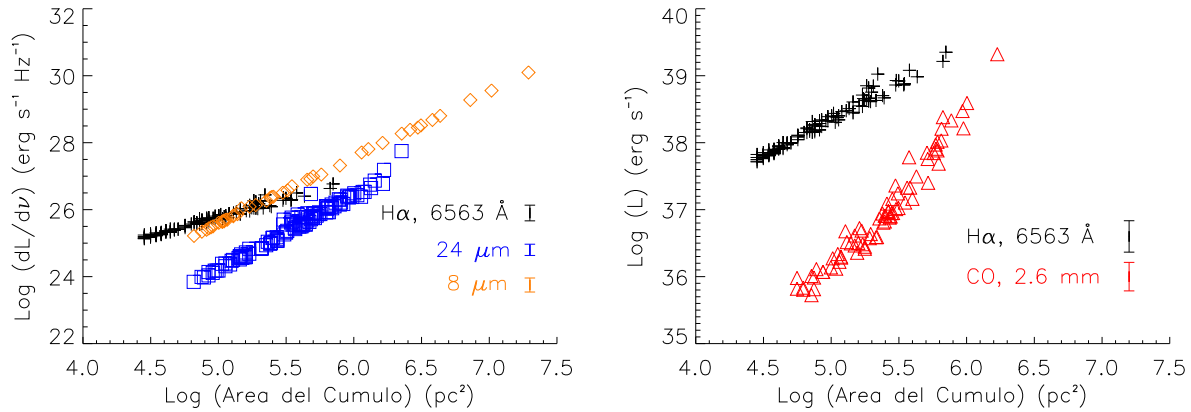


Figura 4.9: NGC 3184. Gráficas logarítmicas de la luminosidad de los cúmulos contra su área correspondiente. Los datos de cada longitud de onda están representados por un color de línea, igual al de las leyendas de la gráfica.

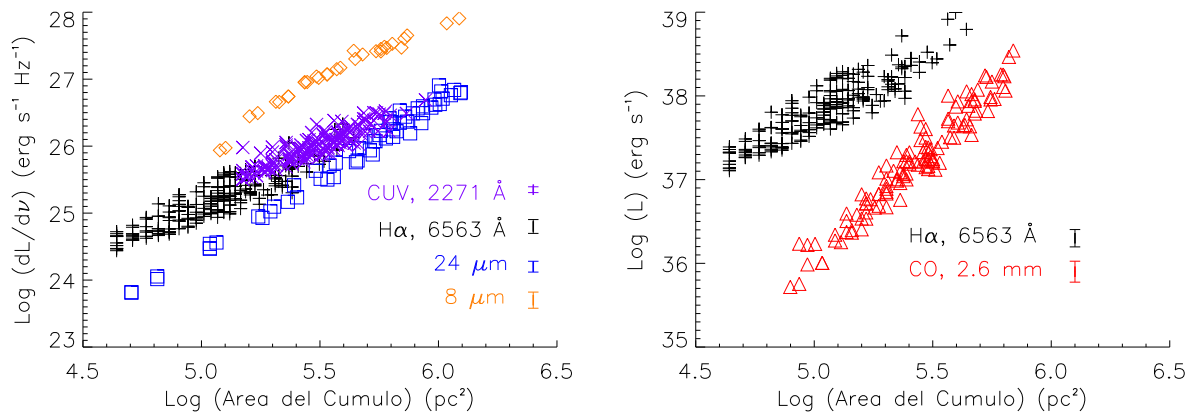


Figura 4.10: NGC 3938. Gráficas logarítmicas de la luminosidad de los cúmulos contra su área correspondiente. Los datos de cada longitud de onda están representados por un color de línea, igual al de las leyendas de la gráfica.

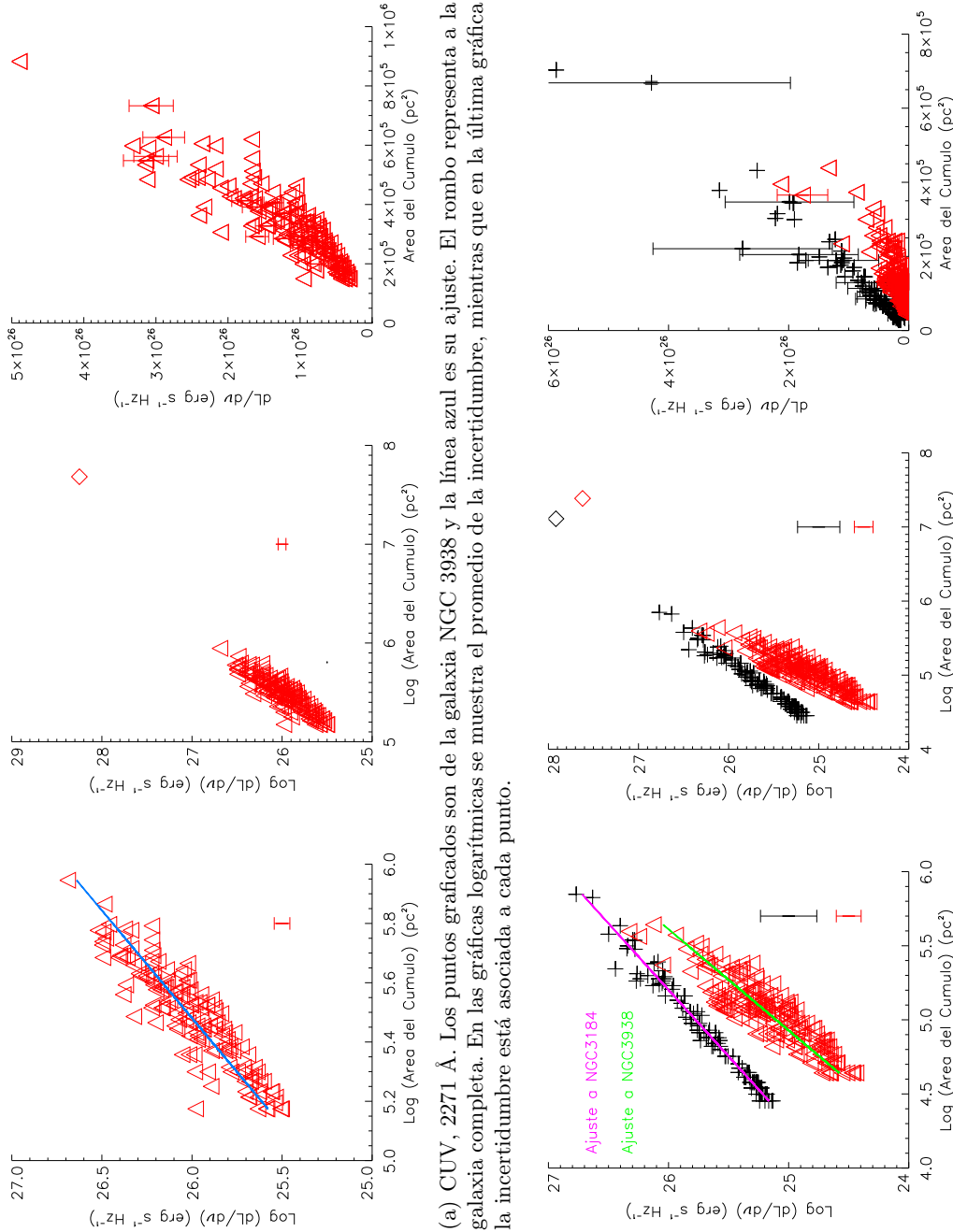
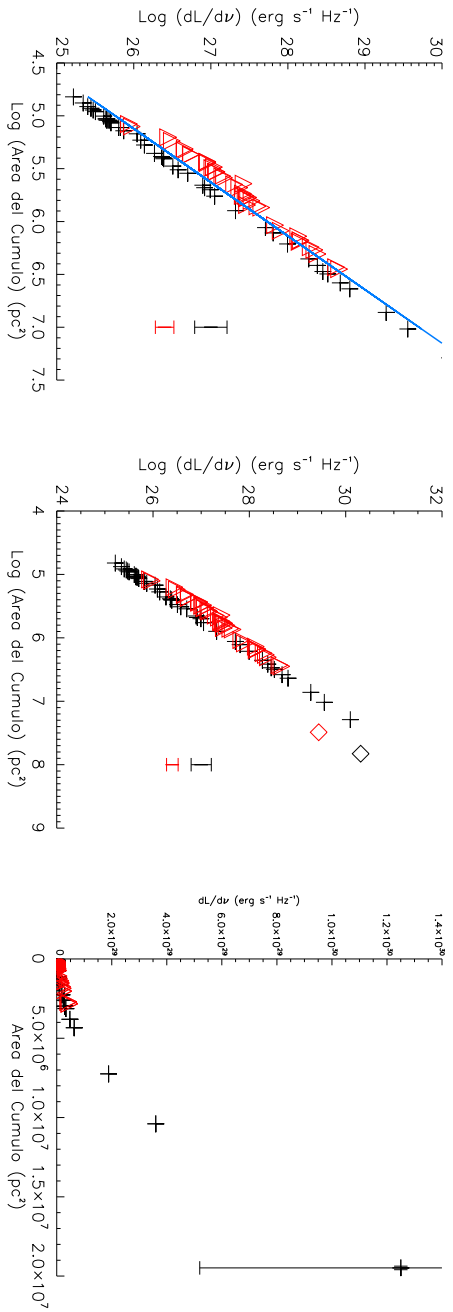
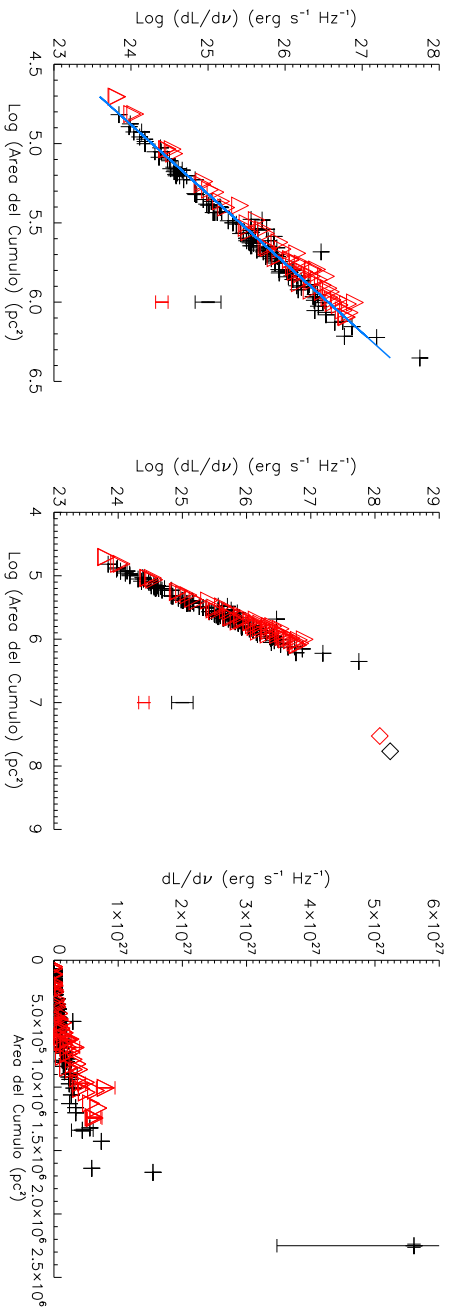


Figura 4.11: Relación lineal entre los logaritmos del área de los cúmulos y su respectiva luminosidad por unidad de frecuencia.

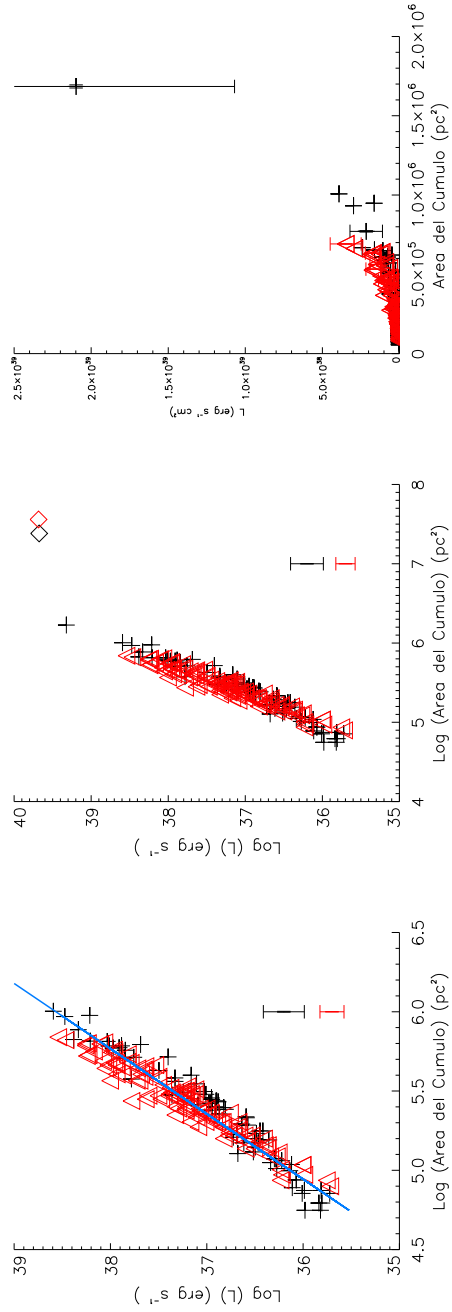


(a) 8 μm . Los puntos negros son de la galaxia NGC 3184, los rojos son de NGC 3938 y la línea azul es el ajuste a ambas. Los rombos representan a las galaxias completas. En las gráficas logarítmicas se muestra el promedio de la incertidumbre, mientras que en la última gráfica la incertidumbre está asociada a cada punto.



(b) 24 μm . Los puntos negros son de la galaxia NGC 3184, los rojos son de NGC 3938 y la línea azul es el ajuste a ambas. Los rombos representan a las galaxias completas. En las gráficas logarítmicas se muestra el promedio de la incertidumbre, mientras que en la última gráfica la incertidumbre está asociada a cada punto.

Figura 4.12: Cont. Relación lineal entre los logaritmos de la luminosidad de frecuencia de los cúmulos y de su correspondiente área.



(a) CO, 2.6 mm. Los puntos negros son de la galaxia NGC 3184, los rojos son de NGC 3938 y la línea azul es el ajuste a ambas. Los rombos representan a las galaxias completas. En las gráficas logarítmicas se muestra el promedio de la incertidumbre, mientras que en la última gráfica la incertidumbre está asociada a cada punto.

Figura 4.13: Relación lineal entre los logaritmos de la luminosidad de los cúmulos y su correspondiente área.

Como se observa claramente en las gráficas (Figuras 4.11, 4.12 y 4.13), existe una relación lineal entre los logaritmos de las luminosidades de los cúmulos con sus áreas correspondientes. Los datos de ambas galaxias caen prácticamente sobre la misma línea. El único caso en el que no se observa una coincidencia tan estrecha es en $H\alpha$. Sin embargo es importante notar que justamente para esta longitud de onda las imágenes de la galaxia provienen de dos telescopios distintos. Es muy posible que la diferencia que se observa sea debido a esto mismo, ya sea por un error de calibración o algún error sistemático en alguno de los dos instrumentos. La relación que se encuentra es sumamente interesante, aunque claramente, para sacar conclusiones generales sería necesario graficar los datos de un mayor número de galaxias. Esto mismo serviría para ver si la diferencia en $H\alpha$ se debe realmente a errores de medición o es genuina.

En estas mismas gráficas se pueden observar dos puntos en forma de rombo, los cuales corresponden a las galaxias completas; es decir, se sumó el área de todos los cúmulos de una longitud de onda y también su luminosidad. Como se puede observar en las gráficas, los rombos no caen dentro de la línea seguida por los cúmulos. Este resultado sugiere que la relación observada entre el área y la luminosidad es válida únicamente en el estudio de cúmulos, y no debe esperarse que siga cumpliéndose a escalas mayores. El origen de esta diferencia de comportamiento se debe principalmente a que mientras que los cúmulos en principio tienen una distribución isotrópica de materia, la galaxia completa se encuentra aplanada (es un disco).

A partir de los ajustes lineales obtenidos en las Figuras 4.11, 4.12 y 4.13 se obtuvieron ecuaciones que nos relacionan al logaritmo del área de los cúmulos con su respectivo logaritmo de luminosidad por unidad de frecuencia para cada longitud de onda (Tabla 4.4)⁵.

λ	Relación encontrada
CUV, 2271 Å	$\log dL_{CUV}/d\nu = (18.45 \pm 0.30) + (1.38 \pm 0.06) \log A_{CUV}$
$H\alpha$, 6563 Å (NGC 3184)	$\log dL_{H\alpha,NGC3184}/d\nu = (20.20 \pm 0.08) + (1.11 \pm 0.02) \log A_{H\alpha,3184}$
$H\alpha$, 6563 Å (NGC 3938)	$\log dL_{H\alpha,NGC3938}/d\nu = (17.78 \pm 0.27) + (1.47 \pm 0.05) \log A_{H\alpha,3938}$
8 μm	$\log dL_{8\mu m}/d\nu = (15.91 \pm 0.22) + (1.97 \pm 0.04) \log A_{8\mu m}$
24 μm	$\log dL_{24\mu m}/d\nu = (12.83 \pm 0.18) + (2.29 \pm 0.03) \log A_{24\mu m}$
CO, 2.6 mm	$\log L_{CO} = (23.98 \pm 0.27) + (2.43 \pm 0.05) \log A_{CO}$

Tabla 4.3: Ajuste lineal entre el logaritmo del área del cúmulo (A) y su correspondiente densidad de luminosidad ($dL/d\nu$) para cada longitud de onda. Para $H\alpha$ se presentan las relaciones encontradas para cada galaxia independientemente.

⁵ En el caso del CO se está tomando la luminosidad integrada.

λ	Relación encontrada
CUV, 2271 Å	$dL_{CUV}/d\nu = 2.83 \cdot A_{CUV}^{(1.38 \pm 0.06)}$
H α , 6563 Å (NGC 3184)	$dL_{H\alpha, NGC3184}/d\nu = 1.58 \cdot A_{H\alpha, 3184}^{1.11 \pm 0.02}$
H α , 6563 Å (NGC 3938)	$dL_{H\alpha, NGC3938}/d\nu = 5.97 \cdot A_{H\alpha, 3938}^{(1.47 \pm 0.05)}$
8 μm	$dL_{8\mu m}/d\nu = 8.07 \cdot A_{8\mu m}^{(1.97 \pm 0.04)}$
24 μm	$dL_{24\mu m}/d\nu = 6.85 \cdot A_{24\mu m}^{(2.29 \pm 0.03)}$
CO, 2.6 mm	$L_{CO} = 9.58 \cdot A_{CO}^{(2.43 \pm 0.05)}$

Tabla 4.4: Ajuste exponencial entre el área del cúmulo (A) y su correspondiente densidad de luminosidad ($dL/d\nu$) para cada longitud de onda. Para H α se presentan las relaciones encontradas para cada galaxia independientemente.

El hecho de que el exponente que relaciona al área de los cúmulos con su correspondiente luminosidad esté aproximadamente entre 1.5 y 2 tiene su origen en una cuestión física muy simple. Los cúmulos, a pesar de que se están estudiando bidimensionalmente, tienen profundidad. Si no fuera así, la luminosidad y el área deberían seguir una relación lineal, es decir, la pendiente de las gráficas ((Figuras 4.11, 4.12 y 4.13) debería ser 1. Si por el contrario, consideramos que los cúmulos son entes volumétricos, tendríamos que la luminosidad no dependería del área del cúmulo, sino de su volumen. Puesto de otra forma, tendríamos que $L \propto V$. Si tomamos una geometría sencilla, como la de un cubo, tenemos que $L \propto A^{3/2}$, lo cual explica hasta cierto grado los valores de los exponentes obtenidos.⁶

4.3. Análisis de las Tasas de Formación Estelar

4.3.1. Tasas de Formación Estelar Calculadas a partir de los Métodos de la Literatura

En este punto vale la pena recordar la forma en la que surgen los métodos para calcular tasas de formación estelar. Como se explicó en (§4.11), la forma más certera de encontrar una relación entre las TFE y la luminosidad en cierta longitud de onda es haciendo un modelo de síntesis evolutiva. De esta forma se encontraron los métodos para calcular TFE para el CUV y para H α . Para el resto de las longitudes de onda, los métodos para calcular TFE surgen a partir de extrapolaciones de los métodos de H α ; se encuentra una relación entre cierta luminosidad y la luminosidad en H α , para luego adaptar la fórmula para H α a la luminosidad de la nueva longitud de onda. Las fórmulas para calcular TFE en 8 μm y 24 μm de (?), como la fórmula para el H $_2$ (basada en la luminosidad del CO) de (?) son una extrapolación de la fórmula de (?) para H α . La fórmula para calcular TFE a partir de la luminosidad en 24 μm de Calzetti es una extrapolación de su propia fórmula para H α . La relación entre las diferentes

⁶ Esto es porque el volumen de un cubo es $3l$, donde l es la arista, y el área de su cara es $2l$.

longitudes de onda se encuentra por medio de un estudio estadístico de muchas galaxias (~ 60).

En las Tablas 4.5 y 4.6 se presentan las TFE para cada galaxia calculadas usando los métodos de la literatura. las TFE fueron calculadas tanto para las galaxias completas, como para las galaxias sin bulbo.

NGC 3184			
TFE según métodos de la literatura			
λ	TFE galaxia completa ($M_{\odot} yr^{-1}$)	TFE galaxia sin bulbo ($M_{\odot} yr^{-1}$)	Método
H α , 6563 Å	0.20 ± 0.11	0.19 ± 0.10	?)
H α , 6563 Å	0.69 ± 0.13	0.65 ± 0.13	?)
8 μm	11.46 ± 6.59	4.45 ± 2.49	?)
24 μm	0.05 ± 0.02	0.03 ± 0.01	?)
24 μm	0.09 ± 0.03	0.05 ± 0.02	?)
CO, 2.6 mm	2.44 ± 0.89	0.22 ± 0.09	?)

Tabla 4.5: NGC 3184. TFE según los métodos de la literatura.

Antes que nada es importante analizar el intervalo de valores de las TFE encontradas. Para NGC 3184 las TFE de la galaxia completan van de $0.05 - 11.46 M_{\odot} yr^{-1}$; mientras que para la galaxia sin bulbo los valores van de $0.03 - 4.45 M_{\odot} yr^{-1}$. En ambos casos los intervalos abarcan tres órdenes de magnitud, lo cual hace que la determinación de la TFE sea poco precisa.

En el caso de NGC 3938 el intervalo de valores de las TFE para la galaxia completa va de $0.03 - 2.49 M_{\odot} yr^{-1}$; mientras que para la galaxia sin bulbo va de $0.01 - 1.46 M_{\odot} yr^{-1}$. Nuevamente este intervalo abarca tres órdenes de magnitud.

NGC 3938

TFE según métodos de la literatura			
λ	TFE galaxia completa ($M_{\odot} yr^{-1}$)	TFE galaxia sin bulbo ($M_{\odot} yr^{-1}$)	Método
CIV, 2271 Å	0.78 ± 0.08	0.45 ± 0.04	?)
CIV, 2271 Å	2.49 ± 0.25	1.46 ± 0.15	?)
H α , 6563 Å	0.13 ± 0.02	0.07 ± 0.01	?)
H α , 6563 Å	0.42 ± 0.04	0.25 ± 0.02	?)
8 μm	1.56 ± 0.46	0.42 ± 0.12	?)
24 μm	0.035 ± 0.005	0.013 ± 0.002	?)
24 μm	0.06 ± 0.01	0.020 ± 0.004	?)
CO, 2.6 mm	0.35 ± 0.08	0.07 ± 0.02	?)

Tabla 4.6: NGC 3938. TFE según los métodos de la literatura.

Ahora, como se mencionó al inicio del capítulo, los métodos para calcular TFE según las luminosidades en 8 y 24 μm y según la densidad de H₂ son extrapolaciones del método de ?) para calcular la TFE según la luminosidad en H α , por lo que deberíamos esperar que los resultados se parecieran. Sin embargo, el valor obtenido de H α (usando a Kennicutt) en NGC 3184 es de $0.69 M_{\odot} yr^{-1}$ para la galaxia completa, y de $0.65 M_{\odot} yr^{-1}$ para la galaxia sin bulbo. En el caso de NGC 3938 el valor calculado a partir de H α (Kennicutt) es de $0.42 M_{\odot} yr^{-1}$ para la galaxia completa y de $0.25 M_{\odot} yr^{-1}$ para la galaxia sin bulbo. Si comparamos estos valores con los obtenidos a partir del resto de las longitudes de onda (24 μm , 8 μm y CO), es fácil ver que no se parecen nada, entonces hay un problema con la formulación de estos métodos.

Lo mismo sucede con los números encontrados en base a lo propuesto por ?). La fórmula para calcular TFE en 24 μm es una extrapolación de la fórmula para H α . Las TFE para NGC 3184 según la luminosidad de H α son de $0.20 M_{\odot} yr^{-1}$ en el caso de la galaxia completa y de $0.19 M_{\odot} yr^{-1}$ para la galaxia sin bulbo; mientras que las TFE para la misma galaxia, pero usando la luminosidad en 24 μm son de $0.05 M_{\odot} yr^{-1}$ en el caso de la galaxia completa y de $0.03 M_{\odot} yr^{-1}$ para la galaxia sin bulbo. La diferencia entre las TFE calculadas a partir de las dos luminosidades puede deberse a que la relación encontrada entre ellas está mal.

Por otro lado, las TFE calculadas en base a la luminosidad de H α difieren entre sí según el método que se use. Los resultados obtenidos a partir del método de ?) resultan ser en todos los casos ~ 3 veces los obtenidos por el de ?). Esta diferencia puede tener su origen en los distintos modelos evolutivos que se usan en cada caso, o en las distintas correcciones por extinción aplicadas en cada uno. El método propuesto por ?) es casi 10 años posterior al publicado por ?), y Kennicutt es coautor del mismo, por lo que podemos suponer que es más certero.

Finalmente es interesante notar que los métodos para el CUV y para $H\alpha$ se generan a partir de modelos evolutivos, es decir, no vienen de ninguna extrapolación. El modelo evolutivo usado por ?) para $H\alpha$ usa las mismas condiciones que el modelo usado por ?); mientras que los modelos de ?) tanto para $H\alpha$ como para CUV también usan las mismas condiciones para el modelo evolutivo. Sin embargo, en ambos casos, los resultados obtenidos a partir del CUV son aproximadamente cinco veces mayores que los obtenidos de $H\alpha$. Aquí la discordancia entre los resultados es más grave que en el caso de las extrapolaciones, porque en principio los modelos evolutivos son más confiables y uno esperaría que los resultados coincidieran. Los modelos evolutivos deberían ser revisados para ver si se pueden corregir de modo que los resultados sean mejores. Al dar resultados tan distintos uno tendría que decidir qué longitud de onda es mejor trazadora de formación estelar para tomar ese resultado como el bueno.

4.3.2. Tasas de Formación Estelar Calculadas a partir del Método Propuesto en esta Tesis

Debido a la disparidad en los resultados obtenidos por los métodos de la literatura se pensó en encontrar un método alternativo para definir las TFE en cada galaxia. Intentar hacer una extrapolación de un método para calcular TFE en base a la relación entre dos luminosidades sería imposible, ya que sólo contamos con dos galaxias. Tampoco se puede encontrar una relación entre las luminosidades de los cúmulos a diferentes longitudes de onda, ya que no podemos garantizar que estamos midiendo la luminosidad de cúmulos relacionados entre sí (o del mismo cúmulo). Sin embargo, a partir de las gráficas en las Figuras 4.11, 4.12 y 4.13 se puede ver que es posible “darle la vuelta” al problema. Se encontró una relación del tipo $\log L \propto \log A$ para cada longitud de onda. De este modo, a partir de la luminosidad de un cúmulo en cierta longitud de onda, podemos calcular su área; después, suponiendo que el área en cierta longitud de onda puede ser igual al área de un cúmulo en $H\alpha$ ⁷, es posible calcular la luminosidad que le correspondería a un cúmulo de esa área en $H\alpha$. Dicho de otra manera:

$$\text{Log}(L_\lambda) \propto \text{Log}(A_\lambda) = \text{Log}(A_{H\alpha}) \propto \text{Log}(L_{H\alpha})$$

La relación entre las diferentes luminosidades de los cúmulos con respecto a su área se observa claramente en las Figuras 4.9 y 4.10. Así, tomando en consideración la relación entre las luminosidades vía el área de los cúmulos, y en base a las fórmulas para calcular las TFE de ?) y ?) para $H\alpha$, se propone una extrapolación para calcular las TFE en base a las luminosidades del resto de las longitudes de onda para cada galaxia (Tablas 4.7 y 4.8). Se decidió tomar los métodos basados en $H\alpha$, ya que esta longitud de onda es la que ha sido más usada en el estudio de la formación estelar. Debido a la diferencia que se observa en la Figura 4.11 entre ambas galaxias, se decidió tomar la linealización de cada una según sea el caso, es decir, se usará linealización de NGC 3184 cuando se calculen las TFE para esta galaxia, y lo mismo con NGC 3938.

⁷ Esta relación podría ser más exacta si se trata de relacionar a los cúmulos en las diferentes longitudes de onda, es decir, tomar en cuenta únicamente a los cúmulos coincidentes. Tomar la igualdad de áreas a diferentes longitudes de onda es una buena primera aproximación al problema.

Fórmulas propuestas para calcular TFE en la galaxia NGC 3184		
λ	TFE basada en el método de ?) ($M_{\odot} yr^{-1}$)	TFE basada en el método de ?) ($M_{\odot} yr^{-1}$)
$8 \mu m$	$TFE = 1.30 \times 10^{-17} L_{8\mu m}^{0.57}$	$TFE = 3.84 \times 10^{-18} L_{8\mu m}^{0.57}$
$24 \mu m$	$TFE = 7.22 \times 10^{-15} L_{24\mu m}^{0.49}$	$TFE = 2.13 \times 10^{-15} L_{24\mu m}^{0.49}$
CO, $2.6 mm$	$TFE = 1.30 \times 10^{-19} L_{CO}^{0.46}$	$TFE = 3.84 \times 10^{-20} L_{CO}^{0.46}$

Tabla 4.7: Fórmulas para calcular TFE en la galaxia 3184 según la extrapolación de las fórmulas para $H\alpha$.

Fórmulas propuestas para calcular TFE en la galaxia NGC 3938		
λ	TFE basada en el método de ?) ($M_{\odot} yr^{-1}$)	TFE basada en el método de ?) ($M_{\odot} yr^{-1}$)
CUV, 2271 \AA	$TFE = 1.38 \times 10^{-30} L_{CUV}^{1.04}$	$TFE = 4.34 \times 10^{-31} L_{CUV}^{1.04}$
$8 \mu m$	$TFE = 8.91 \times 10^{-23} L_{8\mu m}^{0.74}$	$TFE = 2.79 \times 10^{-23} L_{8\mu m}^{0.74}$
$24 \mu m$	$TFE = 3.60 \times 10^{-19} L_{24\mu m}^{0.64}$	$TFE = 1.13 \times 10^{-19} L_{24\mu m}^{0.64}$
CO, $2.6 mm$	$TFE = 2.18 \times 10^{-41} L_{CO}^{0.60}$	$TFE = 6.82 \times 10^{-42} L_{CO}^{0.60}$

Tabla 4.8: Fórmulas para calcular TFE en la galaxia 3938 según la extrapolación de las fórmulas para $H\alpha$.

En las Tablas 4.9 y 4.10 se presentan las TFE para cada galaxia calculadas usando la extrapolación propuesta en este trabajo, y la TFE calculada directamente a partir de la luminosidad de $H\alpha$. En ambos casos las TFE fueron calculadas tanto para las galaxias completas, como para las galaxias sin bulbo.

NGC 3184			
TFE según el método propuesto en esta tesis			
λ	TFE galaxia completa ($M_{\odot} yr^{-1}$)	TFE galaxia sin bulbo ($M_{\odot} yr^{-1}$)	Basado en el Método
8 μm	1.25 ± 0.39	0.83 ± 0.26	?)
8 μm	4.24 ± 1.34	2.83 ± 0.87	?)
24 μm	1.00 ± 0.19	0.82 ± 0.15	?)
24 μm	3.40 ± 0.63	2.77 ± 0.52	?)
CO, 2.6 mm	0.44 ± 0.07	0.29 ± 0.06	?)
CO, 2.6 mm	1.49 ± 0.24	0.98 ± 0.19	?)
Hα, 6563 Å	0.20 ± 0.11	0.19 ± 0.10	?)
Hα, 6563 Å	0.69 ± 0.13	0.65 ± 0.13	?)

Tabla 4.9: NGC 3184. TFE según el método propuesto en esta tesis.

Como se puede observar en las Tablas 4.9 y 4.10 los intervalos de las TFE son menores que en los resultados obtenidos directamente de los métodos de la literatura, aunque los valores obtenidos no coinciden exactamente con la TFE calculada directamente a partir de la luminosidad de $H\alpha$.

En el caso de NGC 3184 la TFE para la galaxia completa obtenida según lo publicado por ?) es de $0.20 M_{\odot} yr^{-1}$, y nosotros obtuvimos valores que van de 0.44 a $1.25 M_{\odot} yr^{-1}$. En el caso de la galaxia sin bulbo el resultado de Calzetti es de $0.19 M_{\odot} yr^{-1}$, mientras que nuestros valores están entre 0.29 y $0.83 M_{\odot} yr^{-1}$. En ambos casos nuestros valores están por encima del de $H\alpha$, llegando a ser hasta seis veces más altos en el caso de la luminosidad de $8 \mu m$ para la galaxia completa.

Los resultados en base al método de ?) siguen el mismo comportamiento. El resultado obtenido directamente de $H\alpha$ para la galaxia completa es de $0.69 M_{\odot} yr^{-1}$, siendo que nuestros valores están van de 1.49 a $4.24 M_{\odot} yr^{-1}$. En el caso de la galaxia sin bulbo, el resultado de $H\alpha$ es de $0.65 M_{\odot} yr^{-1}$, mientras que nuestro intervalo va de 0.98 a $2.83 M_{\odot} yr^{-1}$.

Es importante notar que los valores más altos se obtienen a partir de la luminosidad en $8 \mu m$, lo que una vez más nos hace pensar que la emisión en esta longitud de onda no sea un buen trazador de la formación estelar en una galaxia.

En NGC 3938, a pesar de que no coinciden nuestros resultados exactamente con el valor de $H\alpha$, la dispersión es menor que en NGC 3184. La TFE para la galaxia completa obtenida según lo publicado por ?) es de $0.13 M_{\odot} yr^{-1}$, y nuestros valores están entre 0.30 y $0.46 M_{\odot} yr^{-1}$. Para la galaxia sin bulbo el resultado de $H\alpha$ es de $0.07 M_{\odot} yr^{-1}$, mientras que el intervalo de nuestros valores va de 0.11 a $0.21 M_{\odot} yr^{-1}$.

En este caso el resultado según el método de ?) obtenido directamente de la luminosidad de $H\alpha$ para la galaxia completa es de $0.42 M_{\odot} yr^{-1}$, y nuestro intervalo abarca de 0.98 a $1.52 M_{\odot} yr^{-1}$. La TFE para la galaxia sin bulbo obtenida directamente de $H\alpha$ es de $0.25 M_{\odot} yr^{-1}$, y las TFE obtenidas mediante la extrapolación van de 0.37 a $0.69 M_{\odot} yr^{-1}$.

La mayor dispersión observada en NGC 3184 puede ser un indicio de que realmente existe un error en la calibración de la imagen de $H\alpha$, lo cual hace que los datos de ambas galaxias no caigan sobre la misma línea (Figura 4.11 y 4.13), aunque para probarlo es necesario llevar a cabo el estudio de un mayor número de galaxias.

Debido a que el método de ?) es más reciente que el de ?), y dado que Kennicutt es coautor del mismo, se puede considerar que la fórmula propuesta en el artículo de Calzetti es mejor. Por eso tomaremos los valores obtenidos a partir de ese método para dar la TFE final para cada galaxia. De cualquier forma, por lo observado en los resultados esperaríamos que los resultados en base al método de Kennicutt fuesen ~ 3 veces más altos. Se tomó la determinación de tomar el promedio de los valores basados en el método de Calzetti que aparecen en las Tablas 4.9 y 4.10 como la TFE en cada galaxia (Tabla 4.11).

NGC 3938

TFE según el método propuesto en esta tesis			
λ	TFE galaxia completa ($M_{\odot} yr^{-1}$)	TFE galaxia sin bulbo ($M_{\odot} yr^{-1}$)	Basado en el Método
CUV, 2271 Å	0.36 ± 0.04	0.21 ± 0.02	?)
CUV, 2271 Å	1.19 ± 0.13	0.69 ± 0.07	?)
8 μm	0.46 ± 0.10	0.11 ± 0.02	?)
8 μm	1.52 ± 0.33	0.37 ± 0.08	?)
24 μm	0.40 ± 0.05	0.15 ± 0.02	?)
24 μm	1.32 ± 0.15	0.48 ± 0.06	?)
CO, 2.6 mm	0.30 ± 0.05	0.12 ± 0.02	?)
CO, 2.6 mm	0.98 ± 0.17	0.41 ± 0.07	?)
Hα, 6563 Å	0.13 ± 0.02	0.07 ± 0.01	?)
Hα, 6563 Å	0.42 ± 0.04	0.25 ± 0.02	?)

Tabla 4.10: NGC 3938. TFE según el método propuesto en esta tesis.

Tasas de Formación Estelar		
Galaxia	TFE galaxia completa ($M_{\odot} yr^{-1}$)	TFE galaxia sin bulbo ($M_{\odot} yr^{-1}$)
<TFE NGC 3184>	0.72 ± 0.40	0.53 ± 0.29
<TFE NGC3938>	0.33 ± 0.09	0.13 ± 0.04

Tabla 4.11: TFE de las galaxias estudiadas.

Capítulo 5

Conclusiones

Antes que nada es importante mencionar una cosa. Los métodos para calcular tasas de formación estelar encontrados en la literatura se proponen ya sea en base a modelos evolutivos, como en base a relaciones encontradas para las luminosidades de las mismas galaxias a diferentes longitudes de onda; sin embargo, en ninguno de los artículos citados se hace una comparación entre los resultados obtenidos por su método y algún otro. Es más, salvo en los artículos de (?) y de (?), no se llevan a cabo cálculos de TFE, sino que más bien sólo se propone una fórmula.

En este trabajo sí se llevó a cabo un estudio comparativo de los resultados obtenidos a partir de los distintos métodos, y lo que se observa es que existe una gran dispersión entre los mismos. Es necesario estudiar más a fondo el origen de la misma, tomando muy en cuenta el modo en el que se proponen los métodos para el cálculo de las TFE. En el caso en el que se usan extrapolaciones de un método obtenido a partir de un modelo evolutivo (??) es importante dilucidar si la dispersión se debe a errores en las relaciones encontradas para las luminosidades en las diferentes longitudes de onda, o si por el contrario el error inicia al suponer que una longitud de onda es trazadora de formación estelar cuando en realidad no lo es (como podría tal vez ser el caso de la luminosidad en $8 \mu\text{m}$).

En el caso de los diferentes resultados encontrados en base a fórmulas que usan modelos evolutivos distintos es necesario revisar la validez de estos modelos y ver a qué se debe esta diferencia (este es el caso de los resultados obtenidos a partir de las fórmulas propuestas por ???).

Por otro lado, en este trabajo se encontró que al parecer existe una relación muy estrecha entre la luminosidad de los cúmulos a cierta longitud de onda y su área correspondiente. Esta relación parece cumplirse sólo hasta cierta escala (parece ser una propiedad exclusiva de estructuras de cúmulos), ya que los datos para las galaxias completas caen fuera de esta relación. Esto se debe principalmente a la forma aplanada de la galaxia en contraposición con la geometría en principio isotrópica de los cúmulos. En base a este resultado se propone una extrapolación de las fórmulas para calcular TFE en base a la luminosidad en $\text{H}\alpha$ para las otras longitudes de onda (8 y $24 \mu\text{m}$, CO y CUV). Los resultados obtenidos a partir de esta extrapolación presentan una dispersión menor que los obtenidos a partir de los métodos de la literatura. La razón puede ser que la relación entre luminosidades para esta extrapolación surge a partir de los propios cúmulos en donde se supone se está dando la formación estelar,

y no a partir de la galaxia completa; lo cual podría aumentar la incertidumbre.

Por otro lado, es importante notar que esta extrapolación nos permite llevar a cabo un estudio de la formación estelar de la galaxia completa, aunque si se quisiera se podrían estudiar regiones menores. Una gran ventaja es que la relación entre las distintas luminosidades se encuentra a partir de los cúmulos en donde se supone se lleva a cabo la formación estelar, lo cual nos permite dejar fuera la luminosidad que no está relacionada con el proceso.

Las tasas de formación estelar ($M_{\odot} yr^{-1}$) para las galaxias completas son:

$$\begin{aligned} \langle TFE_{NGC\ 3184} \rangle &= 0.72 \pm 0.40 \\ \langle TFE_{NGC\ 3938} \rangle &= 0.33 \pm 0.09 \end{aligned}$$

Las tasas de formación estelar ($M_{\odot} yr^{-1}$) para las galaxias sin bulbo son:

$$\begin{aligned} \langle TFE_{NGC\ 3184} \rangle &= 0.53 \pm 0.29 \\ \langle TFE_{NGC\ 3938} \rangle &= 0.13 \pm 0.04 \end{aligned}$$

Es necesario comparar estos resultados con otros de la literatura. Para el caso de NGC 3184 se encontraron dos valores para la TFE. El primero fue publicado por (?) y da una $TFE (M_{\odot} yr^{-1}) = 0.40$. El segundo valor fue publicado por (?) y da un valor de $TFE (M_{\odot} yr^{-1}) = 0.89$. En ambos casos son valores para la galaxia completa, por lo que nosotros debemos compararlo con el valor de $0.72 M_{\odot} yr^{-1}$ y vemos que está entre ambos valores.

Para NGC 3938 únicamente se encontró el valor publicado por (?), el cual es de $1.26 M_{\odot} yr^{-1}$. Este valor es 4 veces mayor al que nosotros encontramos de $0.33 M_{\odot} yr^{-1}$. Hay que tener cuidado con los resultados de Murphy, ya que no son muy precisos porque en el artículo presentan la densidad de formación estelar, y dicen que el área considerada es comparable al área de la galaxia a $70 \mu m$, lo cual nos da una medida un tanto subjetiva.

Otro modo de ver qué tan buenos son nuestros resultados es comparando con las TFE calculadas para otras galaxias espirales (Tabla 5.1), los cuales se obtuvieron del mismo artículo de (?).

Nuestros resultados entran dentro del intervalo de valores considerados en esta tabla. Es claro que los métodos para calcular TFE son muy sensibles a la corrección por extinción y a la longitud de onda escogida para calcularlos.

El método de extrapolación para el cálculo de TFE propuesto en esta tesis parece ser muy prometedor. Es necesario en el futuro hacer un estudio que incluya un mayor número de galaxias primero para ver si la relación encontrada entre la luminosidad y el área de los cúmulos es universal, y/o hasta qué escala se cumple, y segundo, para poder determinar una linealización única para $H\alpha$. Esto mismo serviría para decidir si alguna de las dos imágenes de $H\alpha$ usadas está mal calibrada, lo cual explicaría la diferencia entre ambas observada en 4.11.

Tasas de Formación Estelar de Galaxias Espirales		
Galaxia	Clasificación Morfológica	TFE ($M_{\odot} yr^{-1}$)
NGC 45	SA(s)dm	0.02
NGC 247	SAB(s)d	0.03
NGC 300	SA(s)d	0.08
NGC 628	SA(s)c	0.99
NGC 1313	SB(s)d HII	0.42
NGC 2403	SAB(s)cd HII	0.34
NGC 2835	SAB(rs)c HII	0.9
NGC 2997	SA(s)c	1.86
NGC 3621	SA(s)d HII	0.88
NGC 5585	SAB(s)d HII	0.03
NGC 7424	SAB(rs)cd	0.17
NGC 7793	SA(s)d HII	0.14

Tabla 5.1: TFE de otras galaxias espirales.

Apéndice A

Función Inicial de Masa

El concepto de función inicial de masa (FIM) es muy importante para el estudio de la formación estelar. Esta función nos da información sobre la distribución de las masas estelares al momento de su formación. Para encontrar esta distribución es necesario hacer una comparación entre las masas de las distintas estrellas observadas en un cúmulo actualmente con los valores de masa “originales” al momento de formación de las mismas estrellas establecidos en base a un modelo teórico. Los valores de masas en el presente son deducidos a partir de la función de luminosidad¹ y otros modelos teóricos que relacionan la luminosidad con la masa.

En general la función inicial de masa se expresa como una relación de potencias entre la masa y el número de estrellas que tienen esa masa, es decir, $N(M) \propto M^{-\alpha}$, donde $N(M)$ es el número de estrellas, M es la masa que tienen esas estrellas y α es un exponente cualquiera. Los modelos desarrollados hasta ahora siempre presentan límites en las masas estelares, que van generalmente de ~ 0.1 a $\sim 100 M_{\odot}$.

Uno de los pioneros en el estudio de la FIM fue el astrofísico Edward Salpeter, quien en 1955 propuso un exponente de $\alpha=2.35$ en un intervalo de masas de $0.1-125 M_{\odot}$ (?). La FIM con este exponente lleva su nombre, y ha sido de gran importancia para el desarrollo de las teorías de formación estelar.

Más recientemente se han hecho estudios más detallados sobre la FIM, ya que algunos autores han propuesto el uso de distintos exponentes para distintos intervalos de masa. Dos de las propuestas más conocidas son las de (?) y la de (?). La primera tiene exponentes de la forma:

$$\alpha = \begin{cases} 1.25, & 0.1 \leq M_{\odot} \leq 1 \\ 2, & 1 < M_{\odot} \leq 2 \\ 2.3, & 2 < M_{\odot} \leq 10 \\ 3.3, & 10 \leq 125 \end{cases}$$

Mientras que los exponentes de (?) son,

¹ La función de luminosidad da el número relativo de estrellas que tienen una magnitud absoluta dentro de un intervalo $(M-1/2, M+1/2)$

$$\alpha = \begin{cases} -3.6, & 0.1 \leq M_{\odot} \leq 0.18 \\ 1.01, & 0.18 < M_{\odot} \leq 0.42 \\ 2.75, & 0.42 < M_{\odot} \leq 0.62 \\ 2.08, & 0.62 < M_{\odot} \leq 1.18 \\ 3.5, & 1.18 < M_{\odot} \leq 3.5 \\ 2.63, & 3.5 < M_{\odot} \leq 125 \end{cases}$$

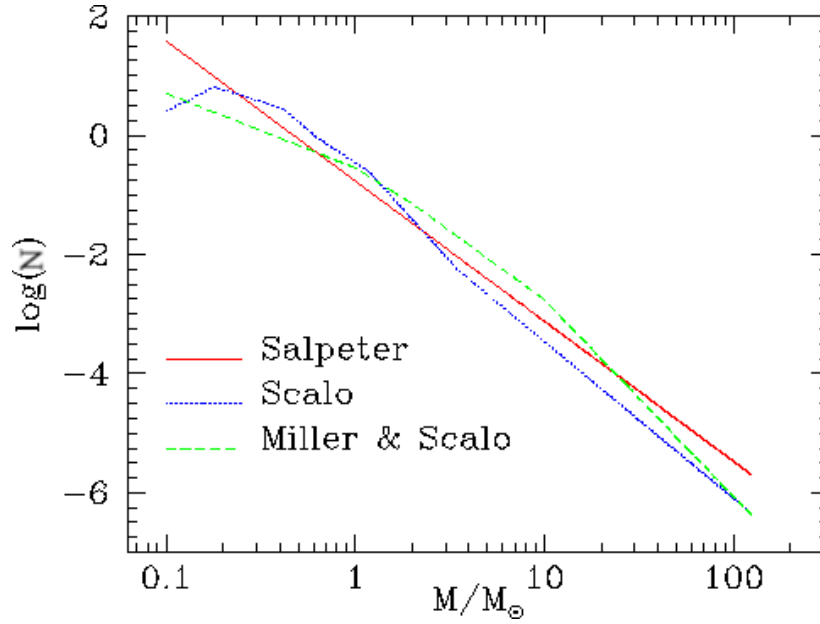


Figura A.1: Gráfica comparativa de los tres modelos de FIM de Bruzual y Charlot(1993)

Un modelo más reciente, y usado ampliamente es el de ?). En esta FIM se trata de corregir el modelo de Scalo para masas menores a $1 M_{\odot}$:

$$\alpha = \begin{cases} 0.3, & 0.01 \leq M_{\odot} < 0.08 \\ 1.3, & 0.08 \leq M_{\odot} < 0.5 \\ 2.3, & 0.5 \leq M_{\odot} < 120 \end{cases}$$

Apéndice B

Modelo de Síntesis Evolutiva

La composición de una galaxia puede ser estudiada en base a su distribución espectral de energía, o SED por sus siglas en inglés (Spectral Energy Distribution). La SED es una gráfica ya sea de flujo, brillo, o densidad de flujo superficial contra frecuencia o longitud de onda. Por ejemplo, en la Figura B.1 se muestran las distribuciones espectrales de distintas galaxias para ver las grandes diferencias según su clasificación de Hubble.

La contribución espectral en el visible proviene principalmente de estrellas en la secuencia principal de masa intermedia (tipo espectral A-F) y de gigantes de tipo espectral G y K. Al estudiarse el espectro de una galaxia es relativamente sencillo ver la proporción entre estrellas jóvenes y viejas, y por lo tanto hacer una estimación de las tasas de formación estelar de los últimos $10^8 - 10^9$ años. Sin embargo, hacer una interpolación lineal entre la TFE y la luminosidad continua integrada a lo largo de cierta banda sólo sería correcto en el caso de las galaxias de alta formación estelar, ya que en estas el espectro es dominado por estrellas jóvenes. En el caso del resto de las galaxias, donde la mayor parte de la luminosidad proviene de estrellas viejas, es necesario hacer uso un modelo de síntesis evolutiva. Estos modelos sirven para encontrar la relación entre los colores observados en el espectro de una galaxia, trazar su historia hacia el pasado, y poder hacer conclusiones sobre las estrellas que fueron formadas en un periodo no mayor de 10^9 años.

Hay diferentes modelos evolutivos, pero en general todos tienen las mismas bases. Se parte de un conjunto de secuencias evolutivas estelares, para derivar las temperaturas efectivas y luminosidades bolométricas de diversas masas estelares como función del tiempo. Éstas son luego convertidas a luminosidades de banda (o espectros) usando modelos atmosféricos o librerías espectrales. Cada uno de los modelos estelares (de masa estelar específica) es sumado con el resto tomando en cuenta una función inicial de masa, para así calcular las luminosidades, colores o espectros de una población de estrellas contemporáneas (en un punto específico de edad). Estas isócronas pueden ser luego sumadas como una combinación lineal para reproducir el espectro o color de una galaxia con una historia de formación estelar arbitraria, la cual usualmente se parametriza como una función exponencial de tiempo. Los modelos tienen cuatro parámetros libres (historia de formación estelar, edad de la galaxia, abundancia metálica y FIM) (?).

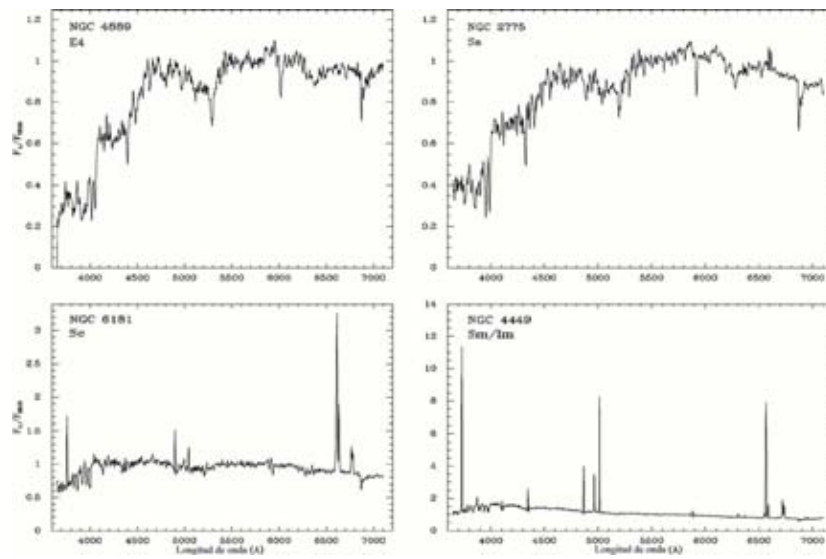


Figura B.1: Diferencias en las distribuciones espectrales de energía según el tipo espectral de la galaxia ?).

Apéndice C

Ley de Schmidt

Uno de los aspectos más importantes en el estudio de la formación estelar es la relación que tiene ésta con las propiedades físicas del medio interestelar. Este problema ha sido estudiado ampliamente, sin embargo todavía no se tiene una respuesta definitiva. Muchos estudios observacionales han mostrado una relación muy estrecha entre la densidad de gas en una galaxia y su tasa de formación estelar promedio por unidad de área.

La parametrización más usada es la propuesta por uno de los pioneros en esta área de estudio, Maarten Schmidt, quien en 1959 (?) propuso una ley de potencias de la forma,

$$\Sigma_{TFE} = A\Sigma_g^N,$$

donde Σ_{TFE} y Σ_g^N se refieren a las densidades superficiales de la tasa de formación estelar y del hidrógeno (atómico y molecular) respectivamente.

Esta relación ha sido estudiada en múltiples ocasiones, y se ha encontrado que el valor de N varía entre 1–3. Esta variación en la pendiente se debe principalmente a la sensibilidad del método a ciertos parámetros como son el gas, los trazadores usados para determinar las tasas de formación estelar y los métodos usados tanto para corregir por extinción, como para hacer la conversión entre la intensidad del CO observado y la densidad superficial del gas molecular (?).

Es importante resaltar el hecho de que esta es una relación, hasta la fecha, puramente empírica, y no se ha llegado a una explicación física sobre su existencia. De hecho algunos estudios recientes han encontrado que Σ_{TFE} podría guardar una relación más estrecha con la densidad de gas molecular que con la densidad total de gas. Por otro lado, es algo sorprendente que esta relación, también hasta la fecha, ha resultado ser universal. Se han hecho estudios a diferentes escalas, y todos parecen cumplir con la ley de formación estelar, como es también llamada la ley de Schmidt.

Bibliografía

- Bally, J. y Reipurth, B.: 2006, *The Birth of Stars and Planets*, Cambridge University Press
- Bloemen, J. B. G. M., Strong, A. W., Mayer-Hasselwander, H. A., Blitz, L., Cohen, R. S., Dame, T. M., Grabelsky, D. A., Thaddeus, P., Hermsen, W., y Lebrun, F.: 1986, *Astronomy & Astrophysics* **154**, 25
- Bonnell, I., Bate, M., Clarke, C., y Pringle, J.: 2001, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **323**, 785
- Boselli, A., Lequeux, J., y Gavazzi, G.: 2004, *Astronomy & Astrophysics* **428**, 409
- Buat, V., Iglesias-Páramo, J., Seibert, M., Burgarella, D., Charlot, S., Martin, D. C., Xu, C. K., Heckman, T. M., Boissier, S., Boselli, A., Barlow, T., Bianchi, L., Byun, Y.-I., Donas, J., Forster, K., Friedman, P. G., Jelinski, P., Lee, Y.-W., Madore, B. F., Malina, R., Milliard, B., Morissey, P., Neff, S., Rich, M., Schiminovitch, D., Siegmund, O., Small, T., Szalay, A. S., Welsh, B., y Wyder, T. K.: 2005, *The Astrophysical Journal* **619**, L51
- Calzetti, D., Kennicutt, R., Engelbracht, C., Leitherer, C., Draine, B., Kewley, L., Moustakas, J., Sosey, M., Dale, D., Gordon, K., Helou, G., Hollenbach, D., Armus, L., Bendo, G., Bot, C., Buckalew, B., Jarrett, T., Li, A., Meyer, M., Murphy, E., Prescott, M., Regan, M., Rieke, G., Roussel, H., Sheth, K., Smith, J., Thornley, M., y Walter, F.: 2007, *The Astrophysical Journal* **666**, 870
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., y Mathis, J. S.: 1989, *The Astrophysical Journal* **345**, 245
- Dale, D., Gil de Paz, A., Gordon, K. D., Hanson, H. M., Armus, L., Bendo, G. J., Bianchi, L., Block, M., Boissier, S., Boselli, A., Buckalew, B. A., Buat, V., Burgarella, D., Calzetti, D., Cannon, J. M., Engelbracht, C. W., Helou, G., Hollenbach, D. J., Jarrett, T. H., Kennicutt, R. C., Leitherer, C., Li, A., Madore, B. F., Martin, D. C., Meyer, M. J., Murphy, E. J., Regan, M. W., Roussel, H., Smith, J. D. T., Sosey, M. L., Thilker, D. A., y Walter, F.: 2007, *The Astrophysical Journal* **655**, 863
- Dale, D. A., Helou, G., Contursi, A., Silbermann, N. A., y Kolhatkar, S.: 2001, *The Astrophysical Journal* **549**, 215
- Elmegreen, B. G. y Lada, C. J.: 1977, *The Astrophysical Journal* pp 725–741
- Elmegreen, D. M.: 1997, *Galaxies and Galactic Structure*, Prentice Hall, 1st edition

- Ferris, T.: 1982, *Galaxies*, Workman Publishing Company
- Förster Schreiber, N. M., Roussel, H., Sauvage, M., y Charmandaris, V.: 2004, *Astronomy & Astrophysics* **419**, 501
- Haas, M., Klaas, U., y Bianchi, S.: 2002, *Astronomy & Astrophysics* **385**, L23
- Helou, G., Malhotra, S., Hollenbach, D. J., Dale, D. A., y Contursi, A.: 2000, *ArXiv Astrophysics e-prints*
- Ilesias-Páramo, J., Buat, V., Takeuchi, T. T., Xu, K., Boissier, S., Boselli, A., Burgarella, D., Madore, B. F., Gil de Paz, A., Bianchi, L., Barlow, T. A., Byun, Y.-I., Donas, J., Förster, K., Friedman, P. G., Heckman, T. M., Jelinski, P.Ñ., Lee, Y.-W., Malina, R. F., Martin, D. C., Milliard, B., Morrissey, P. F., Neff, S. G., Rich, R. M., Schiminovich, D., Seibert, M., Siegmund, O. H. W., Small, T., Szalay, A. S., Welsh, B. Y., y Wyder, T. K.: 2006, *The Astrophysical Journal Supplement Series* **164**, 38
- Indebetouw, R., Mathis, J. S., Babler, B. L., Meade, M. R., Watson, C., Whitney, B. A., Wolff, M. J., Wolfire, M. G., Cohen, M., Bania, T. M., Benjamin, R. A., Clemens, D. P., Dickey, J. M., Jackson, J. M., Kobulnicky, H. A., Marston, A. P., Mercer, E. P., Stauffer, J. R., Stolovy, S. R., y Churchwell, E.: 2005, *The Astrophysical Journal* **619**, 931
- Kennicutt, R.: 1998, *The Annual Review of Astronomy & Astrophysics* **36**, 189
- Kennicutt, R., Armus, L., Bendo, G., Calzetti, D., Dale, D., Draine, B., Engelbracht, C., Gordon, K., Grauer, A., Helou, G., Hollenbach, D., Jarrett, T., Kewley, L., Leitherer, C., Li, A., Malhotra, S., Regan, M., Rieke, G., Rieke, M., Roussel, H., Smith, J.-D., Thornley, M., y Walter, F.: 2003, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific* **115**, 928
- Kennicutt, R. C., Calzetti, D., Walter, F., Helou, G., Hollenbach, D. J., Armus, L., Bendo, G., Dale, D. A., Draine, B. T., Engelbracht, C. W., Gordon, K. D., Prescott, M. K. M., Regan, M. W., Thornley, M. D., Bot, C., Brinks, E., de Blok, E., de Mello, D., Meyer, M., Moustakas, J., Murphy, E. J., Sheth, K., y Smith, J. D. T.: 2007, *The Astrophysical Journal* **671**, 333
- Knapen, J. H., Stedman, S., Bramich, D. M., Folkes, S. L., y Bradley, T. R.: 2004, *Astronomy & Astrophysics* **426**, 1135
- Kroupa, P.: 2001, *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* **322**, 231
- Lada, C. J.: 2005, *Progress of Theoretical Physics* (**158**), 1
- Larsen, S. S.: 2002, *The Astronomical Journal* **124**, 1393
- Lin, C. C., Yuan, C., y Shu, F. H.: 1969, *The Astrophysical Journal* **155**, 721
- Madau, P., Pozzetti, L., y Dickinson, M.: 1998, *The Astrophysical Journal* **498**, 106
- Miller, G. E. y Scalo, J. M.: 1979, *Astrophysical Journal Supplement Series* **41**, 513

- Murphy, E. J., Helou, G., Braun, R., Kenney, J. D. P., Armus, L., Calzetti, D., Draine, B. T., Kennicutt, R. C., Roussel, H., Walter, F., Bendo, G. J., Buckalew, B., Dale, D. A., Engelbracht, C. W., Smith, J. D. T., y Thornley, M. D.: 2006, *The Astrophysical Journal* **651**, L111
- Roussel, H., Sauvage, M., Vigroux, L., y Bosma, A.: 2001, *Astronomy & Astrophysics* **372**, 427
- Salpeter, E. E.: 1955, *The Astrophysical Journal* **121**, 161
- Sanders, D., Mazzarella, J., Kim, D., Surace, J., y Soifer, B.: 2003, *The Astronomical Journal* **126**, 1607
- Scalo, J. M.: 1986, *Fundamentals of Cosmic Physics* **11**, 1
- Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., y Davis, M.: 1998, *The Astrophysical Journal* **500**, 525
- Schmidt, M.: 1959, *The Astrophysical Journal* **129**, 243
- Stahler, S. W. y Palla, F.: 2005, *The Formation of Stars*, Wiley-VCH, 1st edition
- Tan, J. C. y McKee, C. F.: 2003, in S. H. Holt y C. S. Reynolds (eds.), *The Emergence of Cosmic Structure*, Vol. 666 of *American Institute of Physics Conference Series*, pp 93–96
- van der Hulst, J. (ed.): 2007, *The Interstellar Medium in Galaxies*, Kluwer Academic Publishers
- Vázquez-Semadeni, E., Gómez, G., Jappsen, A., Ballesteros-Paredes, J., González, R. F., y Klessen, R.: 2007, *The Astrophysical Journal* **657**, 870
- Williams, J. P., de Geus, E., y Blitz, L.: 1994, *The Astrophysical Journal* (**428**), 693
- Wong, T. y Blitz, L.: 2002, *The Astrophysical Journal* **569**, 157
- Wu, H., Chen, C., Cai-Na, H., Feng-Shan, L., Jian-Ling, W., Xiao-Yang, X., Zu-Gan, D., y Young, C.-S.: 2005, *The Astrophysical Journal* **632**, L79
- Yorke, H. W. y Bodenheimer, P.: 1999, *The Astrophysical Journal* **525**, 330
- Zinnecker, H. y Yorke, H. W.: 2007, *The Annual Review of Astronomy & Astrophysics* **45**, 481