



INSTITUTO POLITÉCNICO NACIONAL
ESCUELA SUPERIOR DE FÍSICA Y MATEMÁTICAS



“Estudio de la turbulencia del gas en nebulosas ionizadas gigantes y su interpretación.”

Tesis
para obtener el grado de
Maestro en Ciencias Fisicomatemáticas

Presenta
Ing. Javier García Vázquez

Directores:
Dr. Héctor Osvaldo Castañeda Fernández
Dr. Janos Zsargo

CDMX, Junio 2016

Resumen

Se presenta un estudio cinemático de regiones HII gigantes extragalácticas (GEHRs) por medio de espectros obtenidos para NGC 604 y NGC 595 en la galaxia M33. Las observaciones cubren los rangos entre 6470 Å a 6790 Å y de 4820 Å a 5040 Å, lo que nos permite observar las líneas H_α , H_β , $[NII]\lambda\lambda$ 6548, 6584, $[SII]\lambda\lambda$ 6717, 6731 y $[OIII]\lambda\lambda$ 4959, 5007. Estas observaciones confirman la existencia de gas a velocidad supersónica y permiten obtener mapas de emisión en las diferentes líneas, mapas de velocidad radial y diagramas de diagnóstico de sigma de dispersión vs intensidad (σ vs I). Los resultados son utilizados para estudiar las propiedades físicas de las nebulosas y sus estructuras, como los vientos estelares, cascarones y frentes de ionización. Estudiamos en particular el ancho de la línea de emisión, separando las componentes que lo integran para obtener el ancho debido a turbulencia. Mostramos que por medio de los diagramas de σ vs I es posible detectar diferencias en los estados evolutivos de las regiones. Para analizar la turbulencia utilizamos el ancho de línea y análisis de dispersión.

Abstract

We present a study of kinematic properties to two giant extragalactic HII regions (GEHRs) by means of spectra for NGC 604 and NGC 595 in spiral galaxy M33. They cover the nebula emission lines between 6470 Å to 6790 Å and 4820 Å to 5040 Å: H_α , H_β , $[NII]\lambda\lambda$ 6548, 6584, $[SII]\lambda\lambda$ 6717, 6731, and $[OIII]\lambda\lambda$ 4959, 5007. We use these spectrograms to indentify the supersonic motions of the gas. They allow us to obtain line emission and radial velocity plots, along diagnostic diagrams of velocity dispersion *versus* intensity (σ vs I). They are used to study physical conditions, like stellar winds, shells and ionization fronts. We focus on the separation of the main components in order to obtain the broadening created by turbulent motions. Also we show that the σ vs I diagrams allow us to place the regions at some point of their evolution chain. We analyzed the presence of turbulence by line broadening with dispersion analysis.

Índice

1. Procesos físicos en nebulosas gaseosas	8
1.1. Medio interestelar y regiones HII	8
1.2. Descripción de procesos en regiones HII	9
1.3. Contenido y clasificación de las regiones HII	15
2. Dinámica de las regiones HII	19
2.1. Ecuaciones que describen la dinámica de las regiones HII	20
2.1.1. Ecuaciones de Euler	20
2.1.2. Ecuación de transferencia de radiación	21
2.2. Conceptos físicos	21
2.2.1. Equilibrio de fotoionización estático	21
2.2.2. Frentes de ionización	22
2.3. Expansión de una región HII	23
2.4. Regiones HI y nubes moleculares	26
3. Efectos de los vientos estelares	29
3.1. Viento de estrellas calientes: burbujas calientes estelares	29
3.1.1. Pérdida de masa y velocidad terminal para vientos de estrellas calientes	31
3.2. Vientos isotérmicos y no isotérmicos	32
3.3. Interacción del viento estelar con el medio interestelar	33
3.3.1. Estructura de la interacción viento estelar-ISM	33
3.3.2. Evolución burbuja estelar	35
3.4. Depósito de masa y energía en el medio interestelar	37
4. Turbulencia en regiones HII	40
4.1. Turbulencia en el medio interestelar	40
4.2. Descripción estadística de la turbulencia	43
4.2.1. Función de probabilidad y varianza (<i>Probability distribution function</i> , PDF)	43
5. Objetos de estudio	48
5.1. NGC 604	49
5.2. NGC 595	52
6. Observaciones y tratamiento de datos	55
6.1. Espectroscopía de rendija larga y datos observacionales	55
6.2. Reducción, calibración de datos y método de interpolación	56
7. Mapas bidimensionales e interpretación	59
7.1. NGC 604	60
7.1.1. Morfología (líneas de emisión)	60
7.1.2. Cinemática (velocidad radial)	70
7.1.3. Turbulencia (σ)	83
7.2. NGC 595	89
7.2.1. Morfología (líneas de emisión)	89

7.2.2. Cinemática (velocidad radial)	96
7.2.3. Turbulencia (σ)	102
8. Análisis de resultados	106
8.1. Diagramas de sigma de dispersión vs intensidad (σ vs I)	106
8.2. Diagramas de diagnóstico de NGC 604	108
8.2.1. Aplicación de los diagramas σ vs I para 604	110
8.3. Diagramas de diagnóstico de NGC 595	114
8.3.1. Aplicación de los diagramas de σ vs I para NGC 595	116
8.4. Comparación entre NGC 604 y NGC 595	119
9. Discusión e interpretación física	123
10. Conclusiones y resumen	125
Appendices	133
Appendix A. Dinámica de gases	133
Appendix B. Vientos estelares	137
Appendix C. Corrección velocidad	141
Appendix D. Deconvolución del ancho de línea (σ)	143
Appendix E. Descripción cuantitativa: burbujas de viento estelar	145

1. Procesos físicos en nebulosas gaseosas

1.1. Medio interestelar y regiones HII

El medio interestelar (*Interstellar Medium*, ISM) en el campo de la Astrofísica se define como el material existente entre las estrellas de una galaxia. Algunos componentes de este medio son: el gas interestelar (en estado neutro e ionizado), el polvo interestelar (materia sólida que absorbe fotones), rayos cósmicos, radiación electromagnética de múltiples fuentes (estrellas, procesos radiativos de recombinación, explosiones de supernova, etc.) y campos electromagnéticos. Este trabajo se concentrará en la interacción del gas con la radiación electromagnética y las consecuencias de esta interacción. Las zonas de interés, donde el gas se encuentra ionizado indican que en los últimos millones de años (10^6 a) han ocurrido procesos de formación estelar. Estrellas de tipo O y B ($T_{eff} > 20\,000\text{K}$) de la secuencia principal ionizan el medio circundante formando regiones HII. Estas regiones llegan a estar formadas por diferentes tipos de estructuras (cascarones, burbujas y superburbujas, frentes de choque, etc.) consecuencia de la interacción gas-radiación. La energía liberada por este tipo de estrellas, tanto de forma mecánica como radiativa y los procesos de interacción con el medio son una de las fuentes principales de energía que afectan al medio interestelar a una escala mayor. El cuadro 1.1 muestra las diferentes fases en que comunmente se divide el gas interestelar para su estudio:

Fase	Temp. (K)	n_H (cm^{-3})
Medio ionizado caliente	$> 10^{5,5}$	$\sim 0,004$
Regiones HII	10^4	$0,3 - 10^4$
Medio neutro caliente	~ 5000	0,6
Medio neutro frio	~ 100	30
Gas difuso H_2	~ 50	~ 100
Gas denso H_2	$10 - 50$	$10^3 - 10^6$

Cuadro 1.1: Fases del medio interestelar. [19] Se divide al medio interestelar por sus propiedades físicas como temperatura y densidad. De esta manera se facilita su estudio en base a condiciones comunes como ionización, calentamiento, enfriamiento, etc.

Este medio está sometido a diferentes tipos de perturbaciones. Un ejemplo son las densas nubes moleculares que autogravitán y colapsan dando nacimiento a estrellas, y nebulosas ionizadas que tienden a expandirse en el medio que las rodea. Fenómenos de interacción como fotoionización, vientos estelares, cascarones y acreción de material transfieren energía al medio de diferentes formas: energía cinética, energía térmica y energía de ionización.

Es importante tener un entendimiento del comportamiento y evolución las regiones HII, que como propiedad particular presentan un espectro de líneas de emisión característico de un gas ionizado caliente a semejanza de nebulosas planetarias y remanentes de supernovas. Las regiones HII también pueden absorber o emitir radiación por transiciones rotacionales y por vibración. Este gas ionizado también emite radiación por efecto bremsstrahlung, procesos de recombinación y procesos de excitación colisional. Como resultado de equilibrio entre los procesos de ionización y

recombinación, el espectro de las regiones HII es intenso en las líneas de recombinación del hidrógeno (elemento más abundante en el Universo), en particular las líneas de Balmer (H_α especialmente) en la parte visible del espectro. El espectro de emisión también presenta líneas de excitación colisional como $[OIII]\lambda\lambda$ 4959, 5007, $[NII]\lambda\lambda$ 6548, 6584 y $[SII]\lambda\lambda$ 6717, 6731. El perfil de las líneas de emisión y su ancho proveen información sobre la cinemática del gas. El desarrollo y formalismo matemático sobre regiones HII que se presentará en la siguiente sección es obtenido del libro de [50].

1.2. Descripción de procesos en regiones HII

La región de gas fotoionizado alrededor de una estrella caliente y masiva recibe el nombre de región HII. Este tipo de nebulosas será el objeto estudiado en el presente trabajo, por lo que a continuación se presenta el desarrollo matemático utilizado para estudiar estos objetos astronómicos así como los diferentes tipos de regiones HII que han sido observados. La descripción de los procesos físicos está fundamentada desde una perspectiva mecánica, estadística, termodinámica y cuántica. La distribución inicial de velocidad de los electrones producidos por fotoionización refleja la distribución de energía de los fotones ionizantes, pero los choques coulombianos entre ellos hacen que su energía inicial se distribuya rápidamente. Después de producida la distribución de energía entre los electrones, estos transfieren energía a los protones, logrando la equipartición de energía que establece una distribución Maxwelliana en las velocidades, permitiendo la definición de una temperatura electrónica.

A mayor distancia de la fuente que ioniza se tiene un menor número de fotones ionizantes por unidad de volumen. La forma de la distribución final del gas depende de la distribución inicial de este alrededor del cúmulo de estrellas, mientras que el tamaño de la región ionizada depende de la energía suministrada. La forma más sencilla de análisis es considerar un medio homogéneo de hidrógeno. La región será ionizada por una estrella emitiendo de manera constante y formando una esfera de gas ionizado de radio R_S alrededor llamada esfera de Strömgen. El tamaño de esta esfera está relacionada con el número de fotones ionizantes y la densidad del medio a través de la ecuación (1.1):

$$Q(H^0) = \frac{4}{3}\pi R_s^3 n_H^2 \alpha_\beta \quad (1.1)$$

En la ecuación anterior $Q(H^0)$ es el número de fotones ionizantes por unidad de tiempo arriba del umbral de ionización para el hidrógeno ($E > 13,6 \text{ eV}$), n_H está relacionado con la densidad de hidrógeno y α_β es el coeficiente de recombinación al nivel dos o superior del hidrógeno.

Si cada punto de la región HII mantiene un balance entre fotoionizaciones y recombinaciones de electrones por unidad de volumen y de tiempo, se alcanza el equilibrio de fotoionización, inicialmente propuesto por Strömgen [62] [63]. Con base en esta hipótesis es posible demostrar y calcular el espesor de una zona de transición entre gas ionizado y gas neutro (con base en el camino libre medio del gas) obteniendo que es de dimensiones pequeñas a comparación de la región, por lo cual es posible asumir una esfera ionizada, donde su volumen está dado por $\frac{4}{3}\pi R_s^3$, dentro de un volumen uniforme de gas neutro, donde existe una discontinuidad entre ambas que las separa físicamente. A pesar de lo simple del modelo es posible obtener el tamaño de esta región HII en base a las propiedades de las estrellas (ver cuadro 1.2).

Tipo Espectral	T_{eff} (K)	M_v	$\log Q(H^0)$ (fotones/s)	Radio Strömgen (pc)
O3 V	51,200	-5.78	49.87	119
O4 V	48,700	-5.55	49.7	105
O4.5 V	47,400	-5.44	49.61	98
O5 V	46,100	-5.33	49.53	92
O5.5 V	44,800	-5.22	49.43	85
O6 V	43,600	-5.11	49.34	79
O6.5 V	42,300	-4.99	49.23	73
O7 V	41,000	-4.88	49.12	67
O7.5 V	39,700	-4.77	49	61
O8 V	38,400	-4.66	48.87	55
O8.5 V	37,200	-4.55	48.72	49
O9 V	35,900	-4.43	48.56	44
O9.5 V	34,600	-4.32	48.38	38
B0 V	33,300	-4.21	48.16	32
B0.5 V	32,000	-4.1	47.9	26
O3 III	50,960	-6.09	49.99	131
B0.5 III	30,200	-5.31	48.27	35
O3 Ia	50,700	-6.4	50.11	144
O9.5 Ia	31,200	-6.5	49.17	70

Cuadro 1.2: La ultima columna de esta tabla fue calculada con la ecuación 1.1 en base a las propiedades de una estrella en particular, columna 1. Es posible comparar diferentes R_S para diferentes temperaturas efectivas, columna 2. Este formalismo es presentado por [50] considerando α_β a $T = 7500K$ y $n_e = n_p = 1(cm^{-3})$.

La emisión de las regiones HII es resultado de la fotoionización del gas debido a la radiación ultravioleta de la estrella o cúmulo de estrellas. El equilibrio de ionización en cada punto de la región HII está dado por el equilibrio entre fotoionizaciones y recombinaciones de electrones con iones. Considerando hidrógeno como elemento único, podemos obtener una aproximación a la estructura de ionización considerando una estrella solamente. La ecuación de equilibrio es:

$$n(H^0) \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{4\pi J_\nu}{h\nu} a_\nu(H^0) d\nu = n(H^0) \int_{\nu_0}^{\infty} \Phi_\nu a_\nu(H^0) d\nu = n(H^0) \Gamma(H^0) = n_e n_p \alpha(H^0, T) \quad (1.2)$$

Donde J_ν es la intensidad media de radiación (unidades de energía por unidad de área por unidad de tiempo por ángulo sólido por intervalo de frecuencia) en el punto específico, $\Phi_\nu = 4\pi J_\nu / h\nu$ es el número de fotones incidentes por unidad de área por intervalo de frecuencia, $a_\nu(H^0)$ es la sección eficaz de ionización para hidrógeno con energía arriba del umbral de ionización y h es la constante de Planck con un valor de $4,136 \times 10^{-15} eV s$. La integral $\Gamma(H^0)$ representa el número de fotoionizaciones. La densidad de átomos neutros, electrones y protones por unidad de volumen

son $n(H^0)$, n_e y n_p , y $\alpha(H^0, T)$ es el coeficiente de recombinación. El lado derecho de la ecuación representa el número de recombinaciones por unidad de volumen por unidad de tiempo.

En una región HII típica, cualquier punto dentro del campo de radiación recibe suficiente energía para mantener el hidrógeno completamente ionizado. Considerando los siguientes valores de ejemplo, para una región HII de densidad igual a 10 átomos de hidrógeno por cm^3 , a 5 pc de distancia de una estrella tipo O7.5 con $T_* = 39,700 K$, podemos estimar:

$$Q(H^0) = \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{L_\nu}{h\nu} d\nu \approx 1 \times 10^{49} \quad [fotones s^{-1}] \quad (1.3)$$

$$a_\nu(H^0) \approx 6 \times 10^{-18} \quad [cm^2] \quad (1.4)$$

$$\int_{\nu_0}^{\infty} \frac{4\pi J_\nu}{h\nu} a_\nu(H^0) d\nu \approx 1 \times 10^{-8} = \tau_{ph}^{-1} \quad [s^{-1}] \quad (1.5)$$

$$\alpha(H^0, T) \approx 4 \times 10^{-4} \quad [cm^3 s^{-1}] \quad (1.6)$$

Donde τ_{ph}^{-1} es el tiempo de vida del átomo antes de la fotoionización. Utilizando estos valores y considerando ξ como la fracción neutra de hidrógeno, $n_e = n_p = (1 - \xi)n(H)$ y $n(H^0) = \xi n(H)$, recordando $n(H) = 10 cm^{-3}$ es la densidad de hidrógeno, encontramos que $\xi = 4 \times 10^{-4}$; esto quiere decir que el hidrógeno está completamente ionizado. Por otro lado una estrella no puede ionizar un volumen infinito por lo que la nube de gas ionizado debe de tener una frontera. Esta frontera con cierto espesor define la zona de transición entre gas neutro e ionizado, y se obtiene con el camino libre medio de un fotón ionizante $\{l \approx 1/(n(H^0)a_\nu [cm])\}$. Usando los parámetros anteriores y tomando $\xi = 0,5$ obtenemos un espesor de $d \approx 1/(n(H^0)a_\nu \approx 0,1 pc$, valor mucho más pequeño que el radio de la región HII. La imagen que se tiene es una esfera de Strömgen completamente ionizada que es separada de una región de hidrógeno neutro por una capa de transición delgada. Este procedimiento es presentado por [50].

Para entender a detalle cómo se da este proceso hay que considerar la física de la fotoionización y recombinación del hidrógeno. La Figura 1.1 es un diagrama de niveles de energía para el hidrógeno. Los niveles están marcados para los números cuánticos principales, n y su momento angular L con la convención espectroscópica S, P, D, F,... para $L = 0, 1, 2, 3 \dots$. Las transiciones permitidas están marcadas y tienen probabilidades $A(nL, n' L')$ del orden de 10^4 a $10^8 s^{-1}$.

La frecuencia de estos fotones se calcula por medio de:

$$\nu_{n+\Delta n, n} = RcZ^2 \left[\frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n + \Delta n)^2} \right] \quad (1.7)$$

Donde R es la constante de Rydberg ($1,097 \times 10^7 m^{-1}$), que se multiplica por la velocidad de la luz, c , para obtener unidades de frecuencias y Z es el número atómico. Con esto podemos obtener la frecuencia de emisión de un fotón cuando cae un electrón de nivel. Obteniendo como ejemplo para el hidrógeno las siguientes frecuencias y longitudes de onda.:

$$n=1, \nu = 2,46 \times 10^{15} Hz \lambda = 1215 \text{ \AA} \text{ (UV, serie Lyman)}$$

$n=2, \nu = 4,57 \times 10^{14} \text{ Hz} \lambda = 6535 \text{ \AA}$ (Visible, serie Balmer)

$n=3, \nu = 1,6 \times 10^{14} \text{ Hz} \lambda = 18756 \text{ \AA}$ (IR, serie Paschen)

$n=10, \nu = 5,71 \times 10^{12} \text{ Hz} \lambda = 52,5 \text{ \mu m}$ (FIR)

$n=100, \nu = 6,48 \times 10^9 \text{ Hz} \lambda = 4,62 \text{ cm}$ (Radio)

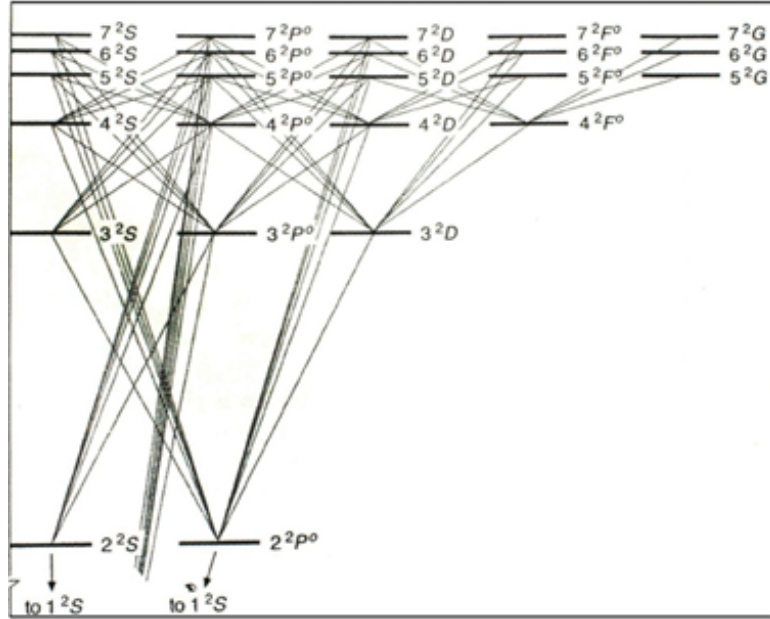


Figura 1.1: Niveles energía del hidrógeno neutro [50]. La aplicación de la mecánica cuántica al átomo de hidrógeno y los resultados obtenidos son indispensable para la teoría de las regiones III.

Como aproximación correcta podemos considerar que todo el hidrógeno neutro se encuentra en el nivel 1^2S . La fotoionización de este nivel es balanceada por recombinación a todos los niveles, y la recombinación de cualquier nivel excitado es seguido por transiciones que decaen hasta el nivel fundamental.

La sección eficaz de fotoionización para el hidrógeno o cualquier átomo hidrogenoide de número atómico Z es:

$$a_\nu(Z) = \frac{A_0}{Z^2} \left(\frac{\nu_1}{\nu} \right) \frac{\exp\{4 - [(4 - \tan^{-1}\epsilon)/\epsilon]\}}{1 - \exp(-2\pi/\epsilon)} \quad [cm^2] \quad \text{para } \nu \geq \nu_1 \quad (1.8)$$

Donde

$$A_0 = \frac{2^9 \pi}{3e^4} \left(\frac{1}{137} \right) \pi a_0^2 = 6,3 \times 10^{-18} \quad [cm^2] \quad (1.9)$$

$$\epsilon = \sqrt{\frac{\nu}{\nu_1} - 1}$$

y

$$h\nu_1 = Z^2 h\nu_0 = 13,6Z^2 \quad [eV]$$

es la energía umbral. Los electrones producidos por fotoionización tienen una distribución de energías dependiente de $J_\nu/h\nu$, pero la sección eficaz de colisiones elásticas entre electrones es del orden de 10^{-13} cm^2 , este tipo de colisiones son las que definen la distribución Maxwelliana. Podemos establecer que el coeficiente de recombinación a un nivel n^2L está dado por:

$$a_{n^2L}(H^0, T) = \int_{\nu_0}^{\infty} u \sigma_{n^2L}(H^0, u) f(u) du \quad [cm^3 s^{-1}] \quad (1.10)$$

Donde $f(u)$ es la función maxwelliana para electrones y $\sigma_{n^2L}(H^0, u)$ es la sección eficaz de recombinación para electrones con velocidad u .

Si la nube de hidrógeno es lo suficientemente densa como para absorber todos los fotones emitidos por la estrella se dice que está limitada en radiación, este es el caso que aplica a la mayoría de regiones HII. A pesar de que se tiene observaciones donde físicamente los fotones escapan de algunas regiones HII, no se tiene una teoría desarrollada en base a ese modelo. El caso contrario, donde los fotones escapan de la nebulosa se considera limitado en densidad. Otra aproximación utilizada para desarrollar la teoría de regiones HII es lo que se llama: “on the spot”. Que considera que los fotones emitidos por recombinación son absorbidos muy cerca de dónde fueron emitidos. Utilizando estas aproximaciones es posible demostrar que físicamente para una región HII que absorbe todos los fotones producidos por la estrella, todos los procesos de ionización serán balanceados por recombinaciones a niveles excitados, mientras que las recombinaciones a nivel fundamental generan fotones ionizantes. Este es el resultado que conduce al concepto de esfera de Strömgren.

Es posible considerar en el análisis al segundo elemento más abundante, el helio. Su nivel fundamental tiene dos electrones, por lo que los estados están separados por singletes y tripletes. La energía de ionización corresponde a $24,6 \text{ eV}$, el doble que para hidrógeno y para helio ionizado de $54,4 \text{ eV}$. Este factor determina la estructura de ionización que tiene la nebulosa. Por lo que el análisis al considerar helio es el mismo que para hidrógeno, pero el rango de energía de ionización se considera de $13,6 \text{ eV} < h\nu < 24,6 \text{ eV}$. En este caso el helio está ionizado en una la región más cercana a la estrella, teniendo dos escenarios: una zona de helio ionizado y helio neutro dentro de la zona de hidrógeno ionizado ($T_* = 30,000 \text{ K}$), o bien las zonas ionizadas de ambos elementos coincidentes ($T_* = 40,000 \text{ K}$).

Elementos con número atómico mayor que dos se consideran metales y, aunque poco abundantes en estas regiones, juegan un papel importante en su enfriamiento. Para entender el origen de sus líneas de emisión hay que tener en cuenta lo siguiente.

Considerando un átomo con solo dos niveles y con población en el nivel fundamental (N_1) y estado excitado (N_2) e igual número de transiciones entre los niveles, se tiene la ecuación de

equilibrio estadístico:

$$N_2 n_e q_{21}^e + N_2 A_{21} = N_1 n_e q_{12}^e \quad (1.11)$$

Donde n_e es la densidad de electrones y q_{12}^e son coeficientes de tasa de excitaciones y desexcitaciones. La cantidad A_{21} es el coeficiente de Einstein de emisión espontánea (s^{-1}), que es una medida del tiempo que tarda un átomo en el nivel N_2 para regresar a su estado N_1 . Las transiciones permitidas se deben a interacciones dipolares eléctricas que poseen altos valores de A (10^4 – $10^9 s^{-1}$) y tiempos característicos muy cortos. Algunas transiciones no se realizan de esta forma y son transiciones dipolares magnéticas o cuadrupolares eléctricas. Los valores del coeficiente de Einstein son mucho más pequeños (10^{-4} – 1), por lo que sus tiempos característicos son entre segundos y horas. Estas transiciones se denominan prohibidas debido a que en términos de selecciones cuánticas están prohibidas. El átomo o ión puede también regresar a su estado fundamental si colisiona con otro electrón pero la desexcitación colisional es tan baja (densidades de $1 - 10^4 cm^{-3}$) que se emite un fotón que sigue una transición prohibida.

Reacomodando la ecuación anterior,

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{q_{12}^e}{q_{12}^e + \frac{A_{21}}{n_e}} \quad (1.12)$$

El número de fotones emitidos por unidad de tiempo y volumen es:

$$S_{21} = N_2 A_{21} = \frac{N_1 A_{21} q_{12}^e}{q_{12}^e + \frac{A_{21}}{n_e}} \quad (1.13)$$

Estando S_{21} en $cm^{-3}s^{-1}$.

Relacionando lo anterior con la ecuación de Boltzmann para altas densidades,

$$\frac{N_2}{N_1} \rightarrow \frac{q_{12}^e}{q_{21}^e} = \frac{g_2}{g_1} \exp(-\Delta E_{21}/kT) \quad (1.14)$$

Donde g_1 y g_2 son los pesos estadísticos de cada nivel, ΔE_{21} es la diferencia de energía entre niveles, k la constante de Boltzmann con un valor de $8,617 \times 10^{-5}$ y T la temperatura efectiva. El caso para bajas densidades $n_e \rightarrow 0$, es:

$$S_{21} \rightarrow N_1 n_e q_{12}^e \quad (1.15)$$

Para altas densidad, el número de fotones es proporcional a A_{21} , por ejemplo en las atmósferas estelares; pero a bajas densidades S_{21} es independiente de A_{21} , es esta la condición que define la importancia de las líneas prohibidas que observamos en las nebulosas. El mecanismo principal para el enfriamiento es la emisión por excitaciones colisionales entre electrones y átomo metálicos. Como la probabilidad de transición es tan baja, los fotones emitidos son raramente absorbidos y escapan libremente de la nebulosa, enfriando el gas. Las líneas más brillantes que se han medido son $[OIII]\lambda\lambda$ 4959, 5007, $[SII]\lambda\lambda$ 6717, 6731, y $[NII]\lambda\lambda$ 6548, 6584. Los factores determinantes de la presencia de estas líneas son la temperatura de la estrella y la metalicidad del gas. A su vez, la temperatura electrónica y densidad de la región HII serán determinadas por la cantidad de elementos metálicos presentes.

1.3. Contenido y clasificación de las regiones HII

Una de las propiedades particulares de las regiones HII y algo que define su morfología, evolución y cinemática es la población estelar. También se presenta la posibilidad de explosiones de supernova (SN) que es uno de los procesos más energéticos que se ha detectado. En la siguiente discusión nos concentraremos en las estrellas masivas. Para las regiones HII, los tipos espectrales de estrellas en secuencia principal (*Main sequence*, MS) O y B son los más importantes junto con estrellas evolucionadas Wolf-Rayet (WR); supergigantes rojas (*Red supergiant*, RSG) y las variables luminosas azules (*Luminous Blue Variable*, LBV) son menos frecuentes.

Las estrellas masivas se caracterizan por tener masas arriba de $8 M_{\odot}$ y ser capaces de generar reacciones nucleares de carbón en un núcleo no degenerado. Para $M > 15 M_{\odot}$ la pérdida de masa por vientos estelares llega a ser importante incluso en etapas estables como la secuencia principal. Para masas arriba de $30 M_{\odot}$ la pérdida de masa interesa en una etapa evolutiva avanzada de la estrella. Los mecanismos involucrados en el viento estelar se estudiarán en un capítulo posterior. A pesar de que esta teoría no está completamente desarrollada, es posible plantear algunos principios básicos para su entendimiento, pero la idea principal es que la estrella se despoja de las capas superficiales del material, dejando en ciertos casos un núcleo totalmente expuesto. El camino evolutivo de la estrella está determinado principalmente por su masa. Para una composición química de población estelar I se resumen los caminos en el cuadro 1.3

$M \leq 15 M_{\odot}$	$MS(OB) \rightarrow RSG \rightarrow SNII$ Pérdida de masa no es importante
$15 M_{\odot} \leq M \leq 25 M_{\odot}$	$MS(O) \rightarrow BSG \rightarrow RSG \rightarrow SNII$ Pérdida de masa importante en RSG pero no lo suficiente para perder la envoltura de H.
$25 M_{\odot} \leq M \leq 40 M_{\odot}$	$MS(O) \rightarrow BSG \rightarrow RSG \rightarrow WNL \rightarrow$ $WNE \rightarrow WC \rightarrow SNIb$ Se pierde la envoltura de H en RSG y se convierte en estrella WR
$M \geq 40 M_{\odot}$	$MS(O) \rightarrow BSG \rightarrow LBV \rightarrow WNL \rightarrow WNE \rightarrow WC$ En la fase de LBV se pierde la envoltura de H antes de alcanzar la fase RSG

Cuadro 1.3: Diferentes escenarios evolutivos que se consideran para las estrellas masivas [52].

Después de $3.5 Ma$, mientras la estrella ($M > 8 M_{\odot}$) se encuentra en la secuencia principal, la pérdida de masa expone capas que formaban parte del núcleo convectivo, mostrando productos (nitrógeno) del ciclo CNO y las abundancias superficiales de He se incrementan. Durante la primera etapa de quema de helio en el núcleo ($3.7-3.9 Ma$) vemos la estrella como una WNL (tardía, *Wolf-Late*) para después verla como una WNE (temprana $3.9-4.1 Ma$, *Wolf-Early*) cuando la pérdida de masa ha despojado a la estrella de su capa más superficial de H. Después de $4.1 Ma$ el material del núcleo en la quema de He es expuesto: desaparece el N y aparecen productos como C y O. Los últimos $0.2 Ma$ la estrella pasa su vida como WC (WR con alto contenido en C pero sin H).

Después de esta etapa de quema de H y He, la estrella empieza a quemar carbono y otros elementos más pesados en una secuencia de núcleo-cascarón dando a la estrella una estructura de cebolla caracterizada por la composición química y reacciones nucleares (ver figura 1.2).

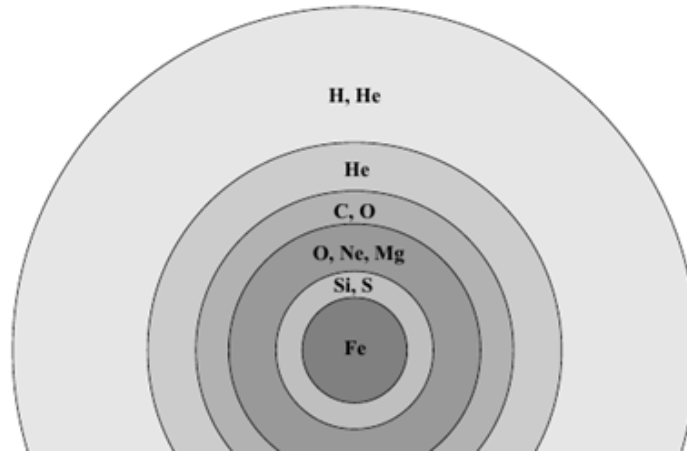


Figura 1.2: Estructura interna de la composición química de una estrella masiva antes de explotar como supernova [52] .

A continuación se presentan las propiedades principales de las estrellas mencionadas anteriormente.

Tipo O: son estrellas luminosas, calientes y azules cuyo espectro es dominado por líneas de hidrógeno, helio atómico e ionizado. Muestran líneas de Balmer débiles debido a la cantidad de H ionizado. Son estrellas jóvenes con temperaturas efectivas entre 30,000 y 50,000 K, luminosidades de $5 \times 10^4 - 10^6 L_{\odot}$ y masas de 20 a $100 M_{\odot}$.

Tipo B: son estrellas jóvenes con líneas de absorción de hidrógeno más fuertes y helio neutro, la temperatura efectiva de 10 000 a 30 000 K y masas de 3 a $20 M_{\odot}$.

Tipo WR: son estrellas muy calientes, muy luminosas con líneas brillantes en su espectro de emisión. Están en la última etapa de vida y tienen pérdidas de masa de $\dot{M} \sim 10^{-5} - 10^{-4} M_{\odot}/a$. La intensa pérdida de material asociada a fuertes vientos estelares llega a exponer el núcleo estelar mostrando un incremento de abundancia de C, N y O. Tienen una temperatura superficial de 30 000 a 200 000 K, elevadas luminosidades y su pico de emisión está situado en el UV. Son del tipo WNE si carecen de H y contienen N y WNL (Late) si contiene H y N. WC si abunda Carbono y WO si tienen una abundancia de O.

Tipo RSG: son estrellas con tipos espectrales K o M. Constituyen el tipo de estrella más grande en el universo conocido, pero no necesariamente las más masivas. Betelgeuse y Antares son los ejemplos más conocidos de súper gigantes rojas. Son estrellas frías con temperaturas efectivas en un rango de 3450 K a 4 100K, con masas de $10 M_{\odot}$ a $25 M_{\odot}$ y luminosidades de 20,000 a 30,000 L_{\odot} .

Las explosiones de supernova en general presentan las siguientes propiedades:

Tipo Ia: La característica principal es la falta de líneas en su espectro de H y fuerte presencia de Si II de máxima intensidad. Después de algunos meses, líneas de Fe y Co aparecen en el espectro. Este tipo de supernovas ocurren en galaxias de todos los tipos, incluyendo galaxias elípticas que no han tenido formación estelar reciente, indicando que las SN Ia pueden ser de estrellas de baja masa que han vivido mucho tiempo. Son causadas por la explosión termonuclear de una enana blanca de CO cuando alcanza el límite de Chandrasekhar por acreción de un sistema binario. La estrella queda totalmente destruida.

Tipo Ib y Ic: Las tipo Ib contiene fuertes líneas de He en su espectro, que no se encuentran en las Ic. Ambas carecen de hidrógeno y están presentes líneas de O, C y Mg. Se encuentran en regiones de formación estelar. Se asocian al colapso de estrellas masivas que han perdido H en sus envoltentes.

Tipo II: este espectro está dominado por líneas de H, mientras Ca, O y Mg están también presentes. Ocurren en los brazos espirales de las galaxias, en regiones de formación estelar y corresponden a estrellas de poca edad. Estas explosiones se asocian con colapso de núcleos de estrellas masivas que tienen atmósferas de H.

Una de las clasificaciones para las regiones HII basada en la población estelar y tamaño es la presentada en el cuadro 1.4 por [21]:

Tipo de región	Tamaño (pc)	N_e (cm^3)	Masa Ionizada (M_\odot)	N_*
SUCHII	$\approx 0,005$	$\geq 10^5$	$\approx 10^{-3}$	1
UCHII	$\leq 0,1$	$\geq 10^4$	$\approx 10^{-2}$	1
Compacta	$\leq 0,5$	$\geq 5 \times 10^3$	≈ 1	1
Clásica	≈ 10	≈ 100	$\approx 10^5$	Pocas
Gigante	≈ 100	≈ 30	$\approx 10^3 - \approx 10^6$	$\approx 10^5$
Supergigante	≥ 100	≈ 10	$\approx 10^6 - \approx 10^8$	$\approx 10^6$

Cuadro 1.4: Tipos de regiones HII. La primera columna indica el nombre con el que se conoce a la region HII en base a sus propiedades físicas. La segunda columna indica los límites espaciales de cada una. La tercera columna indica la densidad, mostrando que mientras más compactas las regiones, más densas. La cuarta columna indica la masa ionizada en unidades de masa solares que presenta cada región. La quinta columna es un estimado del número de estrellas presentes.

En esta situación obtenemos un orden creciente de tamaño y el número de estrellas que alberga, estas propiedades se relacionan con la masa ionizada y densidad de electrones. Regiones HII Superultracompactas (SUCHII), regiones HII Ultracompactas (UCHII), regiones HII Compactas, regiones HII clásicas, regiones HII gigantes y regiones HII supergigantes. Las regiones HII gigantes y supergigantes se estudian en otras galaxias, mientras que en la Vía láctea, las regiones HII clásicas son las más estudiadas. Las regiones gigantes y supergigantes son conglomerados de zonas de formación estelar.

En el caso de galaxias espirales, las regiones HII están situadas preferentemente en los brazos. Para las galaxias irregulares, la distribución que se encuentra no es preferencial y típicamente para galaxias elípticas y SO no hay un número considerable de regiones. Las regiones HII gigantes extragalácticas (GEHRs) están constituidas por un grupo heterogéneo de objetos en término de tamaño, brillo y metalicidad. La gran cantidad de gas ionizado en las GEHRs ($10^4 - 10^6 M_{\odot}$) se encuentra asociado a la nube molecular que la formó. Los cúmulos de estrellas generan fotones ionizantes en el gas circundante de baja densidad proveniente de la nube que les dio vida. Factores como la distribución inicial del gas, de estrellas y la homogeneidad de la nube determinarán la morfología y evolución de la región.

En los siguientes capítulos se presentarán los conceptos físicos y matemáticos para un análisis más realista de las regiones HII. En el capítulo 2 se mostrarán algunos fenómenos y consecuencias de la interacción entre las zonas de diferentes propiedades físicas dentro de las regiones HII. El capítulo 3 presenta un análisis detallado de la teoría de vientoa estelares. En el capítulo 4 se habla de como sea ha estudiado la turbulencia en el medio interestelar y se explica la teoría para analizar las regiones HII desde un punto de vista de la turbulencia.

2. Dinámica de las regiones HII

Las regiones HII son volúmenes de gas rodeando estrellas masivas que son ionizadas debido al continuo de radiación ultravioleta emitida. Esta ionización y aumento de energía aumenta la presión del gas que es el mecanismo principal que conduce la dinámica a pequeñas y grandes escalas espaciales. La dinámica de una región HII está sometida a la naturaleza transitoria de la fuente de energía.

Para ampliar el estudio de las regiones HII utilizamos la teoría hasta ahora desarrollada con las ecuaciones de la dinámica de fluidos. Esto será válido siempre y cuando la condición de medio continuo se cumpla. Esto es que las longitudes de la región HII sean mayores al camino libre medio de las partículas. Este camino libre medio en el gas interestelar es siempre mucho más pequeño, del orden de 10^{-4} a 10^{-7} , a comparación de las regiones que ocupan (apéndice A). Átomos, moléculas o iones sufren un elevado número de colisiones antes de recorrer distancias significativas. Podemos describir el estado del gas por sus propiedades macroscópicas: temperatura, presión, densidad y velocidad, que son promediadas sobre gran número de partículas que están contenidas en una región más grande. Normalmente el gas interestelar se encuentra en movimiento dependiente de espacio y tiempo por lo que para entender su comportamiento usamos las ecuaciones clásicas de movimiento para gases.

La discusión de la esfera de Strömgen asume una frontera separando el gas ionizado del neutro. Esta frontera se conoce como frente de ionización. En general este frente, llamado frente-I (*I-front*) en la literatura (figura 2.1), no es estático y tiene una velocidad relativa al gas de la región HII que en este análisis se considera el sistema de referencia.



Figura 2.1: Centro de la nebulosa de Orión (Barra de Orión), donde se tiene un ejemplo de un frente de ionización separando los diferentes estados del gas [19].

Es posible resumir la idea del fenómeno físico de una región HII de la siguiente manera: estrellas se forman por colapso gravitacional de una nube molecular densa y fría. Las estrellas masivas alcanzan la secuencia principal y emiten radiación UV al medio frío y denso. Esto ocasiona que empiecen procesos de fotodisociación y de fotoionización y como consecuencia aumenta el número de partículas libres;



La temperatura se incrementa a 10^4 K y la presión en un factor de 10^2 . En algunas circunstancias, la alta presión genera ondas de choque (frentes de choque) en el medio circundante, las cuales viajan más rápido que los frentes de ionización. El gas neutro que se encuentra delante del frente de ionización sufre un aumento de densidad, consecuencia de la onda de choque, y el frente de ionización encuentra un gas perturbado y en movimiento. Otra situación es cuando el frente de ionización se encuentra con gas neutro sin perturbar.

2.1. Ecuaciones que describen la dinámica de las regiones HII

A continuación se presentan un modelo simplificado de las ecuaciones dinámicas de los fluidos (apéndice A) y así como algunas simplificaciones usadas para estudiar las regiones HII. El formalismo presentado a continuación es obtenido de [28].

2.1.1. Ecuaciones de Euler

A continuación se presentan las ecuaciones que describen a un flujo no viscoso, no relativista de densidad ρ , razón de calores específicos $5/3$ (se supone gas monoatómico), presión P y velocidad \vec{u} , siendo estas funciones de la posición \vec{r} y tiempo t se escriben de la siguiente manera. se sigue el formalismo presentado por [28].

Conservación de la masa:

$$\frac{d\rho}{dt} + \nabla \cdot (\rho\vec{u}) = 0 \quad (2.2)$$

Conservación de momento:

$$\frac{d}{dt}(\rho\vec{u}) + \nabla(P + \rho u^2) = \vec{g}\rho \quad (2.3)$$

donde hemos considerado considera la fuerza gravitacional \vec{g} .

Conservación de la energía:

$$\frac{d}{dt} \left(\frac{3}{2}P + \frac{1}{2}\rho u^2 \right) + \nabla \left[\vec{u} \left(\frac{5}{2}P + \frac{1}{2}\rho u^2 \right) \right] = \vec{u} \cdot \vec{g}\rho + H - C \quad (2.4)$$

para la ecuación anterior los términos H y C corresponde a fuentes de calor (*heat*) o enfriamiento (*cooling*).

Y la ecuación de estado del gas:

$$P = \frac{\rho k_B T}{\mu m_H} \quad (2.5)$$

donde k_B es la constante de Boltzmann, m_H es la masa del núcleo del hidrógeno y μ es un parámetro adimensional de la masa promedio por partícula (para abundancias solares $\mu \simeq 1,3$ y gas ionizado $\mu \simeq 0,6 - 0,7$).

2.1.2. Ecuación de transferencia de radiación

La ecuación fundamental de transferencia de energía en función de la frecuencia ν , posición \vec{r} y dirección \vec{n} se escribe como:

$$\frac{1}{c} \frac{dI_\nu}{dt} + \vec{n} \cdot \nabla I_\nu = \eta_\nu - \chi_\nu I_\nu \quad (2.6)$$

donde c es la velocidad de la luz, η_ν y χ_ν son la emisividad y el coeficiente de absorción respectivamente.

Las ecuaciones anteriores se pueden modificar para casos específicos. Para esto consideramos la cantidades X que representará según la ecuación: $\rho, \rho u, \rho u^2$. En el *caso estático* donde $dX/dt = 0$ para todas las cantidades, es el caso más drástico. La siguiente aproximación es el *caso estacionario* donde se tiene un término aditivo de la forma $\nabla \cdot (X)$, que representa un flujo material de la cantidad X de un punto a otro. Este caso es importante a considerar donde X tiene gradientes importantes. El caso más realista es el *caso no estacionario* donde es necesario resolver las ecuaciones dependientes del tiempo.

2.2. Conceptos físicos

2.2.1. Equilibrio de fotoionización estático

Considerando un caso estático antes de introducir los parámetros dinámicos. El álgebra más simple es suponer geometría uniforme plano-paralela, densidad n , con una cara iluminada perpendicularmente por un flujo ionizante f_0 .

La *fracción de ionización* se define como $x = n_o/n$ y es cercana a la unidad en la cara iluminada: $1 - x_0 \simeq \alpha n / (\sigma f_0) \simeq 3 \times 10^{-6} \Upsilon^{-1}$ donde $\Upsilon = f_0 / cn$ es el parámetro de ionización, o la razón de la densidad de fotones a densidad de partículas. La fracción cae de $x \simeq 0$ a $x \simeq 1$ en una distancia $dz \simeq 1/n\sigma$, que es la profundidad del frente de ionización. A una distancia z_0 , referida como distancia de Strömgren esta es delgada, $dz/z_0 \simeq (1 - x_0)$, a comparación de otras longitudes del sistema. Debido a eso Υ es un parámetro importante en las regiones HII ya que determina el grado de ionización y el espesor del frente de ionización, además es proporcional a la columna de densidad a través del gas ionizado: $nz_0 = f_0 / (\alpha n) \simeq 10^{23} \Upsilon [cm^{-2}]$.

Este último resultado muestra como una región en equilibrio de fotoionización debe de responder al cambio de densidad. Si la densidad aumenta, debido a una compresión por una onda de choque, el parámetro de ionización decrece sugiriendo que cierta cantidad de gas debe de recombinarse. Contrariamente, si tenemos una disminución de densidad debida a una expansión, aumentará el

parámetro de ionización y por ende el frente de ionización tendrá un crecimiento con respecto al gas neutro [28].

2.2.2. Frentes de ionización

Continuando con la suposición de geometría plano paralela y de la ecuación de continuidad utilizamos las condiciones Rankine-Hugoniot; consideramos un frente estático que divide una zona de gas ionizado y una zona de gas neutro:

$$\rho_1 u_1 = \rho_2 u_2 \quad (2.7)$$

donde ρ y u don la densidad y velocidad respectivamente y los subíndices indican zona ionizada antes del frente (2) y zona neutra después (1). Trabajando la ecuación de momento y asumiendo que conocemos los valores de la zona (1) y queremos resolver para la zona ionizada a u_2 . Asumimos valores típicos de velocidad del sonido del medio (c) $c_2 = 10 \text{ km s}^{-1}$ y $c_2^2 \gg c_1^2$ y obtenemos:

$$u_1 > u_R \approx 2c_2 \approx 20 \text{ km s}^{-1} \quad (2.8)$$

$$u_1 < u_D \approx \frac{c_1^2}{2c_2^2} \approx 0,05 \text{ km s}^{-1} \quad (2.9)$$

Si la solución corresponda a $u_1 > u_R$ se llama tipo enrarecido (Tipo-R, *R-Type*) y el frente se mueve de manera supersónica hacia el gas neutro. Si $u_1 < u_D$ se llama tipo denso (Tipo D, *D-Type*) y se mueve de manera subsónica hacia el medio neutro. Si u_1 tiene un valor intermedio tenderá a la solución u_R .

Las soluciones con $u_1 = u_R$ son llamadas R-crítico y con $u_1 = u_D$ D-crítico.

Frentes Tipo-R

Matemáticamente es posible tener dos valores para u_R al reoslver la ecuación de momento. Al considerar el valor positivo obtenemos la solución tipo-R fuerte, donde se tiene un cambio pequeño de densidad a través del frente de ionización, con el cambio de densidad aproximándose a cero en el límite de un frente muy rápido. La velocidad de ambos lados es supersónica y las ondas de choque no se pueden propagar en la zona neutra. Para la solución negativa obtenemos la solución tipo-R débil dónde el gas ionizado es más denso que el neutro y existe la posibilidad que el gas ionizado actúe como pistón hacia el gas neutro, pero esta solución no se da en fenómenos astrofísicos (figura 2.2).

Frentes tipo D

Para este tipo de frente tenemos una situación similar a la anterior. La solución nombrada tipo D débil, el gas ionizado está a una densidad menor que el gas neutro y se mueve alejándose del frente a una velocidad cercana a c_2 . Se tiene un gradiente que es responsable del incremento de presión cuando se pasa de la zona ionizada a la neutra (este gradiente no aparece al tratar el frente de ionización como una discontinuidad). Es este gradiente el que mueve el gas ionizado lejos del frente y es la solucipon física que nos interesa. La solución tipo-D fuerte corresponde a gas neutro

moviéndose a velocidad lenta, casi en equilibrio con el gas ionizado. Esta solución corresponde a un estado avanzado en la evolución de la región HII, dónde el gas ionizado está en equilibrio con el gas neutro (figura 2.2).

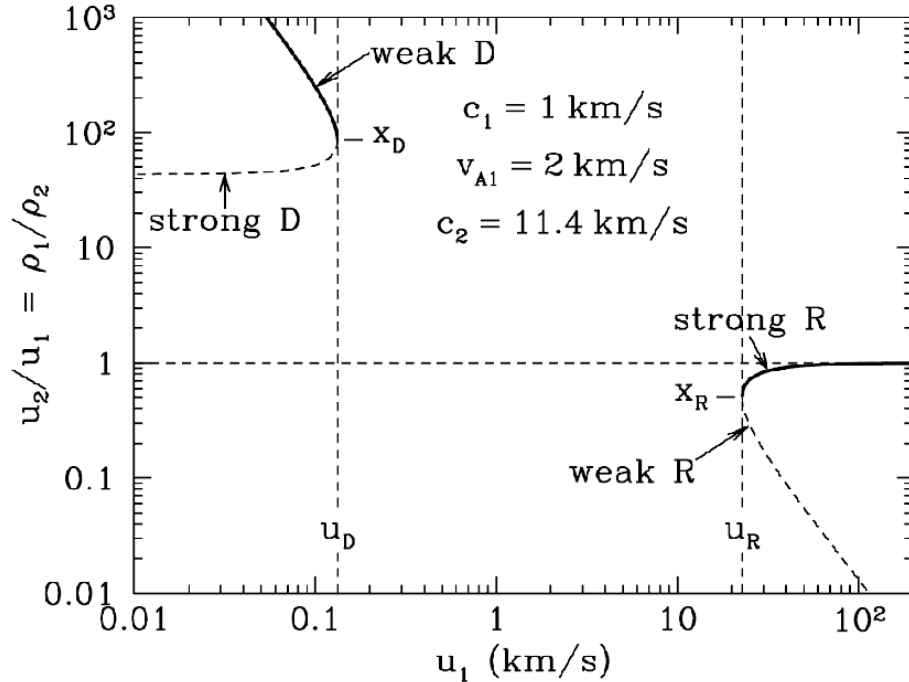


Figura 2.2: Se muestra el cociente $\frac{u_2}{u_1}$ en función de la velocidad u_1 del frente de ionización relativo al gas neutro. De los cuatro términos que se obtienen al resolver las ecuaciones solo dos son astrofísicamente prácticos. Estos son tipo-D débil y tipo-R fuerte. [19].

Cuando un volumen de gas es inicialmente expuesto a radiación ionizante, el flujo de radiación es lo suficientemente alto como para generar un frente tipo R. Mientras el frente se propaga, una cantidad de flujo se usa para balancear las recombinaciones en el gas ionizado. A una distancia aproximada al Radio de Strömngren, el frente de choque y el de ionización se desacoplan. Después de este punto el frente de choque viaja de manera subsónica influyendo en gran medida en la evolución de la región HII y las fronteras de ionización. Si el gas ionizado es libre de fluir, el frente se mantiene Critico-D, en cambio si el frente está confinado o sometido a grandes presiones (viento estelar) se formará un frente tipo-D débil.

2.3. Expansión de una región HII

Un modelo simple para una nebulosa fotoionizada consiste en una estrella masiva que nace en un medio homogéneo e infinito sin perturbación, este desarrollo es presentado por [19]. Después de un tiempo relativamente corto ($< 10^5 a$) alcanza una configuración estable que llega a durar unos $3 \times 10^6 a$. Se considera una radiación continua proveniente de una estrella que forma la esfera de gas ionizado y la frontera entre gas neutro y ionizado se mueve hacia la región neutra. Consideramos lo anterior para discutir la expansión de una región HII. Tenemos un medio uniforme de hidrógeno

de densidad $(n_H)_0 = n_0$ y una estrella emitiendo fotones ionizantes Q_0 . En las primeras etapas el frente de ionización será tipo-R fuerte, propagándose a una velocidad $u > u_R \approx 2c_2$. Consideramos $R_i(t)$ como el radio del frente de ionización. Al considerar el gas en reposo la propagación del frente queda como:

$$n_0 4\pi R_i^2 dR_i = \left[Q_0 - \frac{4\pi}{3} R_i^3 \alpha_\beta n_0^2 \right] dt \quad (2.10)$$

$$\frac{dR_i}{dt} = \frac{Q_0}{4\pi n_0 R_i^2} - \frac{n_0 \alpha_\beta R_i}{3} \quad (2.11)$$

Integrando podemos obtener $R_i(t)$ y la velocidad $V_i(t)$:

$$R_1^3 = R_{SO}^3 \left[1 - \exp^{-\frac{t}{\tau}} \right] ; R_{SO} \equiv \left(\frac{3Q_0}{4\pi R_i^3 \alpha_\beta n_0^2} \right)^{\frac{1}{3}}, \tau \equiv (n_0 \alpha_\beta)^{-1} \quad (2.12)$$

$$V_i \equiv \frac{dR_i}{dt} = \left(\frac{3Q_0 n_0 \alpha_\beta^2}{36\pi} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{\exp^{-\frac{t}{\tau}}}{\left(1 - \exp^{-\frac{t}{\tau}} \right)} \quad (2.13)$$

$$V_i = 842 \left(\frac{Q_0}{10^{48} s^{-1}} \right)^{\frac{1}{3}} \left(\frac{n_0}{10^3 cm^{-3}} \right)^{\frac{1}{3}} \frac{\exp^{-\frac{t}{\tau}}}{\left(1 - \exp^{-\frac{t}{\tau}} \right)} [km s^{-1}] \quad (2.14)$$

La velocidad V_i del frente decrece con el tiempo hasta que alcanza una velocidad del orden de $u_R \approx 2c_2 \approx 23 km s^{-1}$ [19]. De la ecuación 2.14 y de valores nominales para $Q_0 = 10^{48} s^{-1}$ y $n_0 = 10^3 cm^{-3}$ se obtiene que el frente se mantiene tipo-R hasta $\exp^{-t/\tau} \approx 3,6$, cuando el frente de ionización, R_i , ha alcanzado un valor de $0,99R_s$. Hasta este instante el gas neutro se ha mantenido en reposo mientras avanza el frente-I. Cuando V_i cae debajo de u_R cambia el carácter de la expansión. Se presenta una onda de choque que se mueve adelante del frente de ionización que comprime y acelera el gas neutro, donde el frente de ionización se mueve donde el gas ya ha sido puesto en movimiento y perturbado. El frente de ionización se vuelve ahora un frente tipo-D débil avanzando en gas que se mueve radialmente hacia afuera de la región (figura 2.3).

R_i es el radio del frente de ionización que se mueve con respecto a la estrella a $V_i = dR_i/dt$. Al convertirse el frente de ionización en tipo-D se vuelve subsónico y se encuentra en equilibrio con densidad uniforme en el interior del frente. Hacemos $v_i(r_i)$ la velocidad (relativa a la estrella) del gas ionizado a r_i . Como la densidad es uniforme sigue la constante para un elemento de fluido de $\rho_i r^3$ y obtenemos:

$$\frac{1}{\rho_i} \frac{d\rho_i}{dt} = -\frac{3}{r_i} \frac{dr_i}{dt} = -3 \frac{v_i(r_i)}{r_i} \quad (2.15)$$

Mientras la densidad del gas ionizado decrece, la radiación estelar ioniza más material, y el frente de ionización avanza hacia el gas neutro. Sin considerar absorción del polvo y un tiempo de recombinación $1/(n_e \alpha_\beta)$, que es corto comparado con el tiempo de expansión R_i/V_i , la recombinación balancea la fotoionización,

$$\rho_i^2 R_i^3 \approx const \quad (2.16)$$

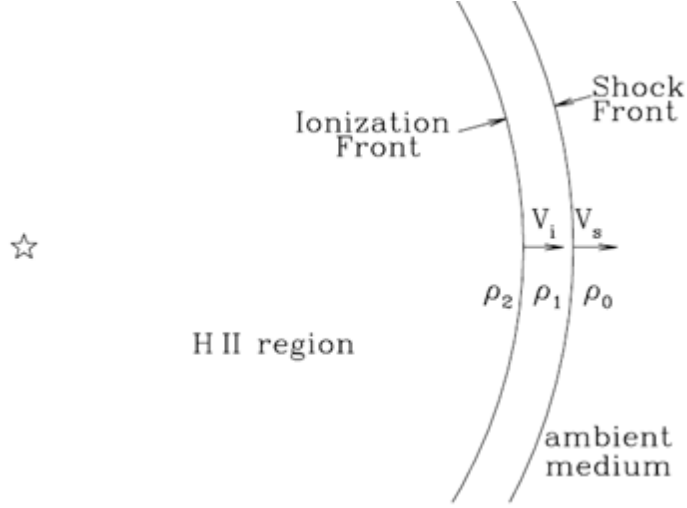


Figura 2.3: Frente tipo-D precedido por onda de choque.[19]

y

$$\frac{3}{R_i} \frac{dR_i}{dt} \approx -\frac{2}{\rho_i} \frac{d\rho_i}{dt} \quad (2.17)$$

$$V_i \equiv \frac{dR_i}{dt} \approx -\frac{2}{3} \frac{R_i}{\rho_i} \frac{d\rho_i}{dt} = 2v_i(R_i) \quad (2.18)$$

Como $V_i = v_i + u_{i2}$, la velocidad del gas ionizado relativa al frente de ionización es:

$$u_{i2} = \frac{1}{2} V_i \quad (2.19)$$

La densidad del gas neutro donde avanza el frente de ionización está determinada por la compresión atrás de la onda de choque que se mueve delante del frente de ionización. La onda de choque se moverá a v_s que será próxima a V_i . Después de que el frente de ionización se convierta en tipo-D, la región HII estará rodeada de una cascarón de gas comprimido. Lo anterior lleva al resultado presentado por [60]):

$$R_i = R_D \left[1 + \frac{7}{4} \frac{c_{s2}(t - t_D)}{R_D} \right]^{4/7} \quad (2.20)$$

donde $R_D \approx R_S$ y t_D es el radio y el tiempo donde el frente de ionización se vuelve tipo D.

Como ejemplo de la evolución de una región Hii, se muestra en la figura 2.4. El radio R_i y la velocidad V_i en función del tiempo para una estrella que se prende y emite $Q_0 = 10^{49} \text{ s}^{-1}$ en una densidad de 10^3 cm^{-3} . La fase de tipo-R dura solo 540 a. Se convierte en tipo-D e inmediatamente después la velocidad del frente de ionización es de 10 km s^{-1} , pero decae hasta 2 km s^{-1} en 10^6 a .

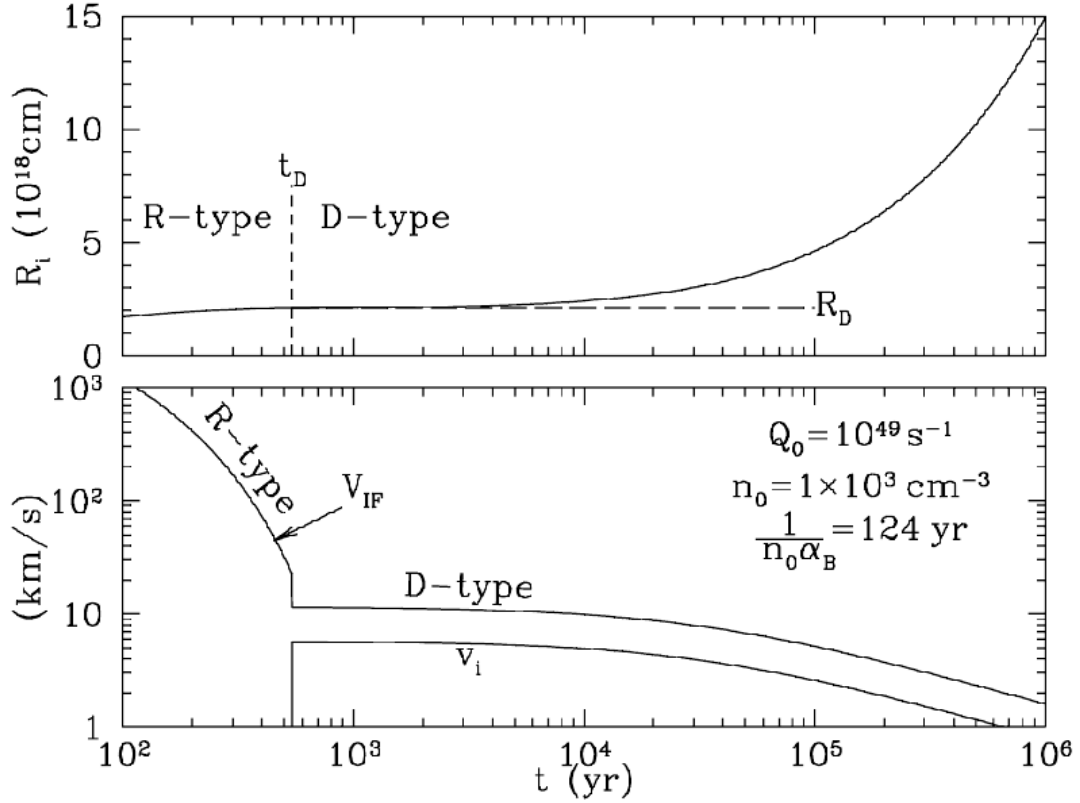


Figura 2.4: Panel superior: Radio R_i versus el tiempo de expansión de una región HIII en un medio uniforme. Panel inferior: Velocidad V_i del frente de ionización versus el tiempo de expansión de una región HIII. Para este ejemplo el frente cambia de tipo-R a tipo-D en 540 a . [19]

2.4. Regiones HI y nubes moleculares

Una gran parte del gas de una galaxia se encuentra en regiones neutras HI o nubes moleculares. Este gas puede observarse en la línea de 21 cm y prácticamente envuelve a la región HIII. El mecanismo principal que encontramos en las galaxias y sobre todo en las regiones HIII para disminuir la cantidad de hidrógeno molecular es:



donde el término H_2 corresponde al hidrógeno molecular, $h\nu$ es la energía del fotón, H es hidrógeno y KE es la energía cinética liberada en la reacción.

Para un análisis más realista de la región HIII (figura 2.5) es necesario considerar estas nubes que rodean a la región. En situaciones reales esta nube no es homogénea, por lo que su distribución de densidad marcará en gran parte la evolución de la región HIII. El hecho de tener fuertes gradientes de densidad lleva a proponer que la nube contiene cavidades y túneles, lo que tendrá como resultado efectos de tipo blowout [67] y/o el efecto champaña [66]) que consideran estos cambios de densidad

en el flujo ionizado.

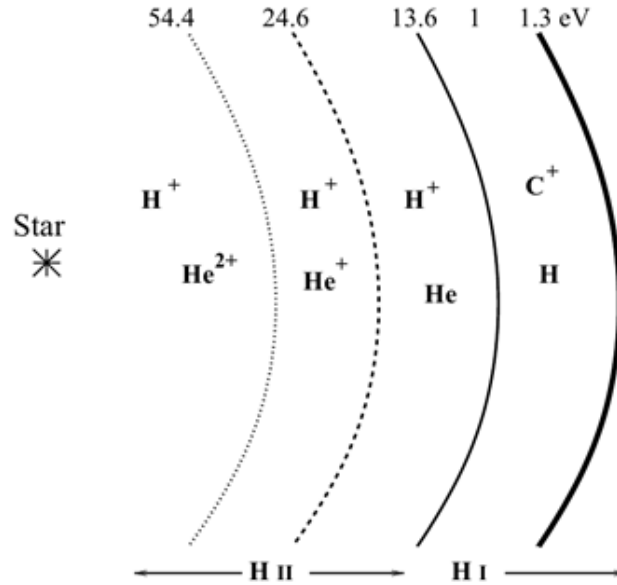


Figura 2.5: Estructura completa de una región HI que rodea una región HII. Con esta figura es posible ampliar la la imagen obtenida por el planteamiento de Strömgen en base a las regiones HII. Se consideran diferentes elementos y la distancia de la estrella dónde es capaz de ionizar a cada uno. [19]

Las estrellas masivas se forman por el colapso de la nube molecular. Empiezan a emitir radiación ultravioleta que tiene como consecuencia fotoionización y fotodisociación del medio circundante. Este gas fotoionizado y caliente producirá una onda de compresión (una onda de choque) hacia la nube molecular y generará un gradiente de presión que empujará material ionizado hacia el exterior. La interface entre la región HII y la nube molecular recibe el nombre de región de fotodisociación (*Photodissociation region, PDR*). Esta interfase está limitada por el frente de ionización (superficie donde se tiene 50 % gas molecular y 50 % gas atómico). Si en este análisis adoptamos el marco de referencia del frente PDR, el gas molecular fluirá hacia el frente de ionización y se tendrá una estructura como lo muestra la figura 2.6. Si las velocidades son suficientemente bajas, la ionización, el calentamiento y enfriamiento se podrán considerar en una situación estacionaria.

Al discutir los procesos de calentamiento, enfriamiento y su equilibrio entre regiones es posible demostrar que tenemos más de una solución para mantener el equilibrio. Esto lleva a un modelo donde el medio interestelar HI se encuentra en dos fases. Para bajas presiones, el calentamiento equilibra el enfriamiento a una $T=6000$ K, lo que se conoce como condiciones de warm neutral medium (WNM). Para altas presiones este equilibrio se da a $T=100$ K y tenemos cold neutral medium (CNM). Estas soluciones son estables. Sin embargo se conoce una solución intermedia inestable que al ser perturbada tiende a algunas de las soluciones anteriores. Al considerar la PDR también es posible hablar de un frente-PD (frente de foto disociación) que precede al frente-I. El análisis de este frente lleva a la conclusión de que durante las etapas tempranas de propagación

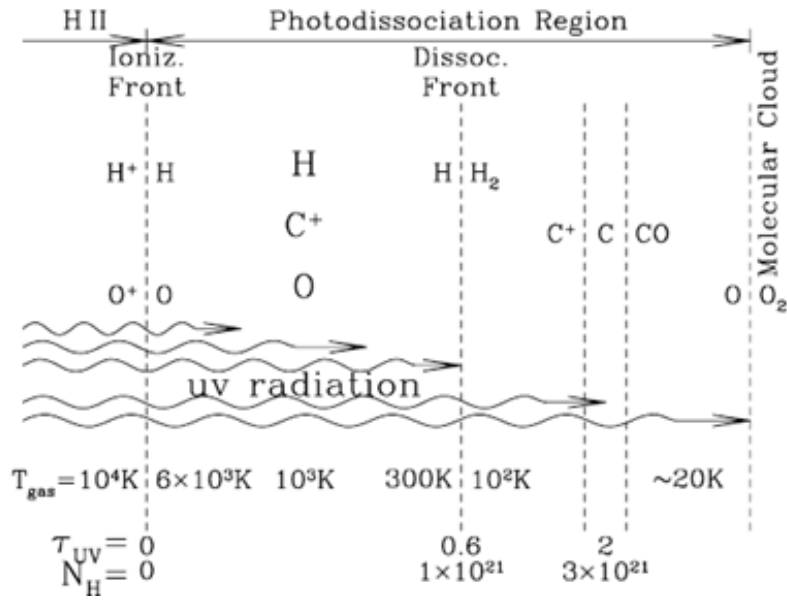


Figura 2.6: Estructura de la interfase PDR a detalle. La idea principal es considerar los diferentes elementos que se encuentran en la nube y considerar la capacidad de ionización y opacidad hacia los fotones de esta. [19]

del frente-I, mientras es tipo R, el frente-I y el frente-PD están juntos. Es hasta que el frente-I se vuelve tipo-D cuando se desacoplan.

3. Efectos de los vientos estelares

Las estrellas masivas juegan un papel importante en la evolución de las galaxias. Son la primera fuente de metales y mantienen la entrada de energía mecánica y radiativa al ISM. Primero el campo de radiación disocia la nube molecular y después el continuo de radiación ioniza el material disociado. Una burbuja de viento estelar llena de gas a alta temperatura ($10^6 K$) se forma de manera rápida para expandirse dentro de la región HII. Es importante analizar los efectos combinados de la energía mecánica y radiativa introducidas en el medio, la manera en que interactúan estas regiones de propiedades diferentes y también considerar la transferencia de energía al medio.

Las estrellas O y B tienen fuertes vientos estelares y presentan perfiles tipo P-Cygni. El ancho de estos perfiles nos dice la velocidad terminal del gas en expansión, y la absorción basada en la profundidad óptica nos dice qué tan densa es la materia que absorbe energía. Basado en esto es posible establecer un modelo y deducir la masa de gas que rodea la estrella.

Se considera al viento estelar como un flujo continuo de material, siendo esta eyección de masa un factor determinante en la evolución de la estrella. El término fue acuñado por [51], aunque el estudio de este es mucho anterior. La estrella de nombre P-Cygni se caracterizaba por su brillo, siendo ahora clasificada como una variable azul luminosa. Al ser de las primeras estudiadas dejó ese nombre a perfiles espectroscópicos característicos consistentes en una zona desplazada de absorción y otra zona desplazada de emisión, ambas respecto una línea central. Este perfil se encontró en otros tipos de estrellas conocidos como Wolf-Rayet, teniendo estas un comportamiento distinto a P-Cygni pero presentando un perfil “P-Cygni” característico (apéndice B). Los aspectos más característicos de este viento son la pérdida de masa, \dot{M} , y la velocidad terminal, v_∞ . \dot{M} describe la cantidad de masa depositada en el medio por unidad de tiempo. El gas que escapa de la estrella posee energía cinética que es depositada en el medio interestelar. La cantidad de esta energía cinética por unidad de tiempo es $0,5 \dot{M} v_\infty^2$.

La distribución de velocidad del viento a una distancia radial de la estrella se llama ley de velocidad, $v(r)$ o *ley* $-\beta$, que es un modelo aproximado de la forma:

$$v(r) \cong v_0 + (B_\infty) \left(1 - \frac{R_*}{r}\right)^\beta \quad (3.1)$$

Esta ecuación describe el incremento de v con la distancia r a partir de una v_0 en la fotosfera de la estrella ($r = R_*$) hacia una velocidad v_∞ a cierta distancia alejada de ella. El parámetro β describe que tan pronunciado es el cambio de velocidad. La ecuación anterior y el formalismo que se desarrolla a continuación es presentado por [40].

3.1. Viento de estrellas calientes: burbujas calientes estelares

Los vientos de estrellas calientes y luminosas son impulsados por la presión de radiación. Una rápida estimación de la pérdida de masa se puede calcular considerando el momento que entrega un fotón a una partícula de viento $h\nu/c$. En los vientos impulsados por presión de radiación, la tasa a la que el viento se lleva el momento es de $\dot{M}_{est} v_\infty = h\nu/c$. Estos vientos llegan a alcanzar velocidades terminales v_∞ después de algunos radios estelares. Para estrellas O esta velocidad está en valores de 1500 a 2000 $km s^{-1}$ con una pérdida de masa de $10^{-5} M_\odot a^{-1}$. Las estrellas tipo B

tiene igual vientos rápidos de un rango de 300 hasta 1500 $km s^{-1}$ con pérdidas de masa del orden de $10^{-6,5} M_{\odot} a^{-1}$.

En la figura 3.1 se presenta la estructura que forma una estrella emitiendo y creando la burbuja de viento esférica así como la región estática HII de densidad ρ_0 . Debido a que la velocidad del viento, V_w , excede la velocidad del sonido en la región HII, se producirá una onda de choque (de radio R_s y velocidad V_s). El medio se acumula en un cascarón detrás de la onda. Se presenta una segunda onda de choque donde el viento desacelera y retrocede por contacto con el cascarón formado anteriormente.



Figura 3.1: Estructura de burbuja del viento estelar. [25]. Se presenta una imagen donde consideramos las partículas que escapan de la estrella, no solo los fotones, y los fenómenos de interacción que generan. Lo que buscamos es tener una descripción a detalle de lo que en verdad le sucede a una estrella y el medio que la rodea. Primero consideramos la estrella que se .enciende.en un medio uniforme y en base a balance de fotoionizaciones y recombinaciones alcanza un equilibrio. Ampliamos esa visión considerando frentes de ionización dinámicos que evolucionan con la región. Ahora agregamos el fenómeno de viento estelar a la concepción ideal que se tenía sobre una esfera de Strömgen.

Suponiendo que el viento empieza a $t=0$ con una pérdida de masa constante, \dot{M} , y una velocidad terminal, v_{∞} , el aporte de energía mecánico será de $E = \frac{\dot{M}v_{\infty}}{2}$. Al principio se asume una expansión libre, $R_s \approx v_{\infty}t$, hasta que la masa del viento y la masa barrida son comparables.

$\dot{M}t \approx (4\pi/3)\rho_0(v_\infty t)^3$. Esta fase de expansión termina en el tiempo:

$$t_0 \approx \left(\frac{\dot{M}}{4\pi\rho_0 v_\infty^3} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.2)$$

En estas situaciones la energía mecánica del viento es considerable y no puede ser despreciada. Se concluye que la fase de expansión es de corto tiempo por lo que no se observa directamente. Las pérdidas radiativas de la región que sufrió el choque pueden despreciarse, lo que se conoce como fase de conservación de energía, por lo que toda la energía se divide entre la energía térmica y cinética.

La estrella seguirá ionizando el interior del cascarón a $10^4 K$ y la zona de gas ionizado en contacto con el gas neutro se enfría y colapsará en un cascarón delgado. La expansión cesará unos instantes pero se iniciará de nuevo por la presión interior. Mientras se expande y su velocidad disminuye, la onda se vuelve más débil y su razón de compresión decae. Cuando V_S cae a la velocidad del sonido ($10 \sim 15 km s^{-1}$) en la región III, la onda externa desaparece propagándose de manera mecánica. La burbuja de viento y el material caliente comprimido quedan como fuentes de rayos-X en una cavidad dentro de la región III, ambas en equilibrio.

3.1.1. Pérdida de masa y velocidad terminal para vientos de estrellas calientes

La teoría de vientos conducidos por radiación predice que la pérdida de masa depende de parámetros estelares como:

$$\dot{M} \sim L_*^{1/\alpha} M_{eff}^{\frac{\alpha-1}{\alpha}} \quad (3.3)$$

$$v_\infty \sim v_{esc} \sim \left(\frac{M_{eff}}{R_*} \right)^{0,5} \quad (3.4)$$

Donde α es un parámetro de fuerza multiplicadora, siendo de 0.6 para estrellas OB. La masa efectiva es la masa corregida por la fuerza radiativa generada por la dispersión de electrones, $M_{eff} = M_*(1 - \Gamma_e)$ con

$$\Gamma_e = \frac{\sigma_e L_*}{4\pi c G M_*} \quad (3.5)$$

Aquí σ_e es coeficiente de dispersión del electrón donde su valor depende del grado de ionización.

La velocidad terminal de vientos de estrellas tipo O y B dependen de la velocidad de escape de su superficie y de la temperatura efectiva.

$$v_{esc} = \sqrt{\frac{2(1 - \Gamma)GM_*}{R_*}} \quad (3.6)$$

3.2. Vientos isotérmicos y no isotérmicos

En esta sección se describen y explican las propiedades fundamentales de los modelos de vientos estelares. Se presentan soluciones de las ecuaciones de movimiento para conocer la estructura de la velocidad y densidad a través del viento. El primer modelo que se explica es el más sencillo de vientos isotérmicos en el que están sujetos a dos fuerzas solamente: la gravedad hacia la estrella y la fuerza hacia afuera generada por el gradiente de presión. En este, caso por, definición tenemos $T(r) = T = \text{constante}$ como ecuación de la energía y como ecuación del momento:

$$\frac{1}{v} \frac{dv}{dr} = \frac{\frac{2a^2}{r} - \frac{GM_*}{r^2}}{c^2 - a^2} \quad (3.7)$$

donde $a = (RT/\mu)^{1/2}$ es la velocidad del sonido isoterma, R es las constantes de los gases, $R = 8,3144 \frac{J}{K \text{ mol}}$, y μ el peso atómico promedio.

Esta ecuación tiene una singularidad en $v(r) = a$, que es importante porque implica una pérdida de masa fija a un radio fijo.

Otro aspecto importante es que el numerador se hace cero en la distancia $r = r_c \equiv GM_*/2a^2$, llamado radio crítico, o la distancia al punto crítico. La única solución que nos interesa, la solución crítica, se caracteriza por:

$$u(r_c) = a \text{ en } r_c = \frac{GM_*}{2a^2} \therefore v(r_c) = \frac{v_{esc}(r_c)}{2} \quad (3.8)$$

donde $v_{esc} = \sqrt{(2GM_*/r_c)}$ es la velocidad de escape del punto crítico. El punto donde $v(r)=a$ se llama punto sónico, y $v(r_c) = v_{esc}(r_c)$ es llamada punto de escape. El punto donde el numerador de la ecuación de momento se hace cero se refiere al punto de Parker. En un viento isotérmico, el punto crítico coincide con el punto sónico, pero esto no es necesario en otros tipos de viento. Esta solución crítica es transónica, donde el numero de *Mach* es igual a 1 (ver figura 3.2).

La ecuación total de la energía por unidad de masa para vientos isotérmicos es de la siguiente manera:

$$e(r) = \frac{v^2}{2} - \frac{GM_*}{r} + \frac{5}{2} \frac{RT}{\mu} \quad (3.9)$$

Con el primer término referido a la energía cinética, el segundo a la energía potencial y el tercero la entalpía. La pérdida de masa está dada por:

$$\dot{M} = 4\pi\rho_0 ar_0^2 \left(\frac{r_c}{r_0}\right)^2 \exp\left[-\frac{r_c - r_0}{H_0} \cdot \frac{r_0}{r_c}\right] \quad (3.10)$$

En la ecuación anterior ρ_0 es la densidad en la corona de la estrella, r_0 es el radio de la fotosfera o llega a ser una distancia mayor al considerar la corona y $H_0 = \frac{RT}{\mu g_0}$ con $g_0 = \frac{GM_*}{r_0^2}$. T es la temperatura de la fotosfera y G la constante de gravitación universal, $G = 6,674 \times 10^{-11} \frac{Nm^2}{kg^2}$

Modelos isotérmicos aparte del que solo considera presión por radiación integran fuerzas del tipo $f \sim r^{-2}$, $f \sim u(du/dr)$ y del tipo $f(r, v) + g(r, v) \times vdv/dr$.

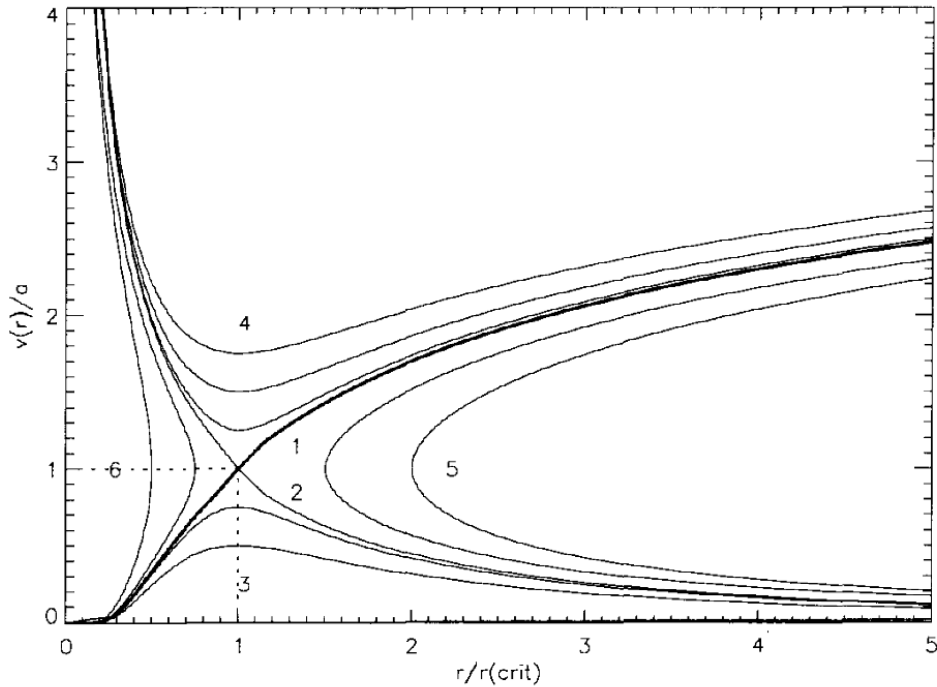


Figura 3.2: Solución de la ecuación de 3.7. [40] Se presentan las soluciones de la ecuación de momento aplicada a vientos estelares impulsados por presión de radiación. Se grafica $\frac{v}{a}$ vs $\frac{r}{r_c}$. Solo la curva gruesa (1) es una solución que describe las observaciones. Muestra que a un radio particular, crítico, se alcanza la velocidad del sonido a . Antes de ese punto, parte de un velocidad inicial subsónica y aumenta hasta a . Después de ese punto la velocidad continua aumentando a valores supersónicos tendiendo un valor máximo $>a$. Las demás soluciones, líneas delgadas marcadas de 2 al 6 no muestran un comportamiento físico aplicable.

En el caso de vientos no isotérmicos, la estructura del viento difiere por la presencia de un gradiente de temperatura que afecta la ecuación de momento con términos extras de fuerzas. Las variaciones de la temperatura hacen que el número de Mach varíe, haciendo que el punto crítico varíe y por ende la pérdida de masa. La energía del viento por unidad de masa en $r = \infty$ es igual a la energía inicial en r_0 más la energía añadida por unidad de masa. Si no hay energía de entrada en el viento, se supone el gradiente de T , el viento no puede abandonar la atmósfera y está gravitacionalmente ligado.

3.3. Interacción del viento estelar con el medio interestelar

3.3.1. Estructura de la interacción viento estelar-ISM

El viento estelar de estrellas masivas contiene masa y esta lleva energía cinética. Los efectos que produce el viento en el medio interestelar son diferentes a los que produce un campo radiativo, principalmente debido a la existencia de ondas de choque que se desarrollan en el medio como consecuencia de la interacción viento-medio y el aumento de temperatura, generado por la

mismas ondas de choque. Cuando el viento choca con el gas ionizado crea dos capas de material denso como consecuencia de la onda de choque, una de gas ionizado y una de viento. Esta región separa el viento de alta velocidad proveniente de la estrella y el gas ionizado no perturbado. Estas capas se expanden en direcciones diferentes, la primera hacia el gas no perturbado y la segunda hacia la estrella. En una gran parte de la región interna del viento, la energía cinética alcanza temperaturas de 10^7 K. La teoría que se presenta aquí es la desarrollada por [7] [75]. La figura 3.3 muestra la estructura que se forma por la interacción viento-ISM.

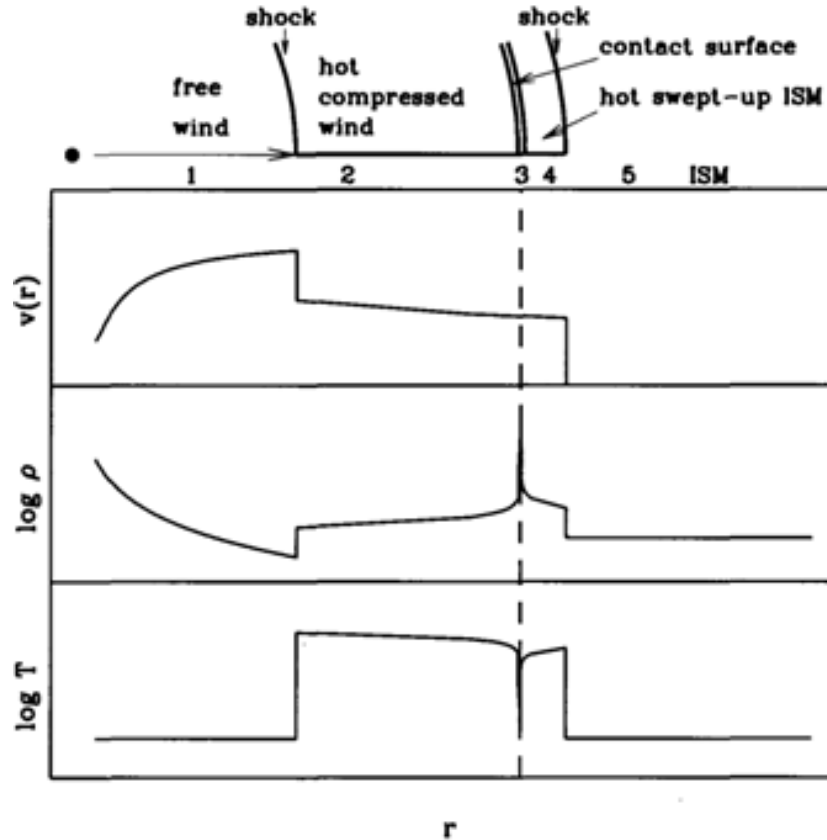


Figura 3.3: Diagrama de la estructura de interacción viento-ISM [40]. La parte superior muestra un esquema donde el círculo representa la estrella. La flecha inmediata representa la zona 1 que se llama de viento libre o supersónico. El material acumulado que ha sido atravesado por una onda de choque forma la región 2. La región 3 es la superficie de contacto entre la onda de choque que regresa hacia la estrella y la que se expande hacia el gas neutro. La región 4 esta formada por material que ha sido barrido inicialmente por el viento estelar y la región 5 corresponde al medio interestelar no perturbado. Los diagramas inferiores muestran el comportamiento de la velocidad, $v(r)$, la densidad ρ , y temperatura T , en función del radio que se aleja de la estrella y que coincide con las regiones presentadas.

Es posible analizar esto en regiones diferentes:

- I Región 1 es viento supersónico estelar que fluye libremente. Este inicialmente barre el medio que se encuentra en su camino.
- II La parte interna de la onda, región 2, es una zona donde el gas del viento que se ha calentado porque ha pasado por una onda de choque que viaja hacia dentro.
- III La región 3 es una zona delgada y densa, separando material del viento y el medio interestelar. Usualmente la mayoría de este material es medio interestelar que ha sido barrido por una onda externa, comprimido y se ha enfriado radiativamente.
- IV La zona más externa de interacción es la región 4. Que es material del medio barrido comprimido. Es región que se extiende del cascarón delgado hacia el medio no perturbado.
- V Medio interestelar que no se ha visto afectado.

3.3.2. Evolución burbuja estelar

Para entender la evolución del viento-ISM emplearemos un método ya conocido de suponer que la estrella empieza su quema de hidrógeno en un medio uniforme. Para este análisis consideramos los siguientes valores; $\dot{M} = 10^{-6} M_{\odot} a^{-1}$, a $u_{\infty} = 2000 \text{ km s}^{-1}$ y energía cinética de $10^{36} \text{ ergs}^{-1}$, y un medio interestelar homogéneo con $\rho_0 \cong 2 \times 10^{-24} \text{ [g cm}^{-3}\text{]}$ correspondiendo a $n_0 \cong 1 \text{ cm}^{-3}$ (valores y formalismo tomados de [40]).

I) Expansión libre del viento: El viento se expande libremente en el medio interestelar. Este ofrece casi resistencia (ver en la figura 3.4 el panel superior). Para esta expansión libre se muestran el inicio de la onda de choque (ver en la figura 3.4 el panel inferior). La onda de choque débil interna (lado izquierdo) no muestra una disminución considerable de velocidad. Sin embargo, la onda de choque fuerte externa (lado derecho) que originalmente se movía a la velocidad del viento, junta material que aumenta el momento de esa onda de choque y ese aglomeramiento de medio interestelar forma un cascarón que disminuye su velocidad con la expansión. La onda de choque interna es la frontera entre la región 1 y la región 2 de la figura 3.3.

Esta fase se da por terminada en un tiempo:

$$\tau_1 = \sqrt{\frac{3}{4\pi} \frac{\dot{M}}{\rho_0 v_{\infty}^3}} \quad (3.11)$$

Que es de 100 años para valores los asumidos, alcanzando un radio de 0.2 pc.

II) Expansión adiabática de la burbuja

En esta fase se presenta la siguiente estructura del interior hacia el exterior (ver figura 3.3):

- I El viento en expansión libre a un radio R_1 encuentra un frente de onda que se dirige hacia la estrella.
- II Se tiene una zona que contiene material atravesado por el viento estelar con radio R_2 . La energía cinética es depositada en esta región en forma de calor debido a la onda de choque fuerte. Esto genera temperaturas de 10^7 K . Esta región se expande a $u_2 = (dR_2)/dt$.

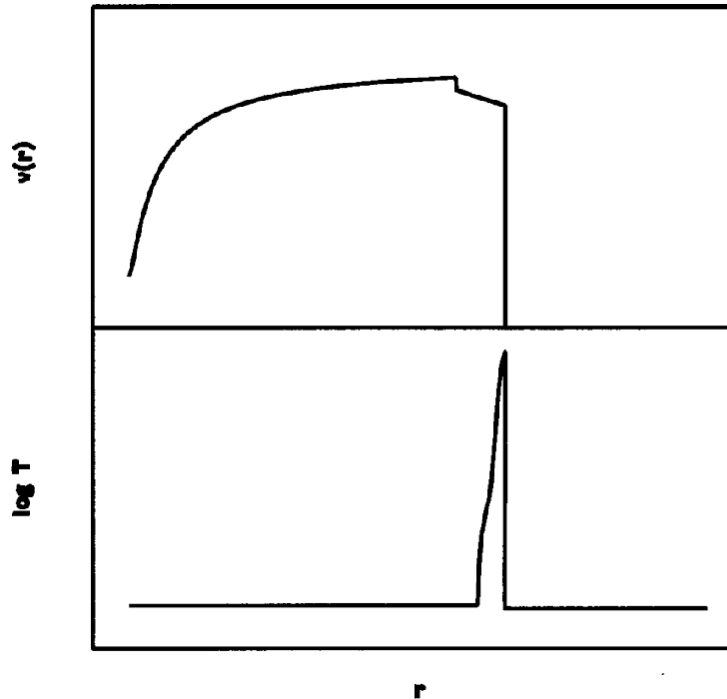


Figura 3.4: Esquema de la libre expansión del viento estelar. [40] Panel superior: $v(r)$ vs r . Panel inferior: $\log T$ vs r . Se aprecia el comportamiento de la expansión libre del viento y su aumento de velocidad, así como la onda de choque que se genera.

III y iv la región que rodea la zona 2 es un cascarón del material barrido del medio interestelar que se extiende hasta R_4 . La frontera exterior es la onda viajando hacia afuera.

Durante esta fase, el material que ha pasado a través de regiones de choque está tan caliente que no se considera enfriamiento por radiación, por lo que se considera una fase adiabática. La temperatura es muy alta entre las fronteras externa e interna y su emisividad es muy baja.

III) Fase de barredora de la burbuja caliente y cascarón frío

El material del medio interestelar que entra a la onda es calentado a 10^6 K, y se enfría a 10^4 K y se mantiene a esa temperatura por la radiación estelar. La masa del material barrido es mayor que la de la burbuja y como es frío sufre de una compresión, volviéndose material denso empujado por el viento estelar. Ahora esta frontera entre el cascarón externo y el medio interestelar es una onda de choque isotérmica. Esto genera que la compresión sea alta, teniendo densidades de 100 cm^{-3} y como consecuencia será delgado a comparación de la región y muy denso. Esta fase se mantiene por todo lo que dure el viento, llegando a ser de $3 - 10 \times 10^6$ a para estrellas masivas y es la fase donde es más posible observar las burbujas de viento estelar.

Esta fase tipo barredora a su vez se divide en dos categorías dependiendo la naturaleza del viento, ya sea de conservación de energía o conservación de momento. En la primera la región 2 se encuentra muy caliente y no tiene pérdida significativa de energía por radiación. Esta región es

extensa por que contiene gas caliente a muy baja densidad. En la segunda el material de la región 2 se a enfriado radiativamente y esta zona es geoméricamente delgada.

Las condiciones del gas en ambas fases se obtiene de la siguiente manera. Consideramos el caso donde la masa barrida es mayor que la masa del propio viento; $M_s(t) \gg \dot{M}t$, donde $M_s(t)$ es la masa del material barrido, dado por:

$$M_s = \frac{4}{3}\pi R^3(t)\rho_0 \quad (3.12)$$

donde $R(t)$ es el radio externo de la burbuja de viento estelar a un tiempo t y $v(t) = dr(t)/dt$ es la velocidad de expansión de la burbuja.

Como la burbuja se expande debido a la a la diferencia de presión que presenta con el medio que al rodea tenemos usando la ecuación de momento:

$$\frac{d}{dt}\{M_S(t)v(t)\} = 4\pi R^2 p_B \quad (3.13)$$

p_B es la presión interna de la burbuja causada por el viento. Dos suposiciones en base a p_B nos llevan a los modelos siguientes: A) Para el modelo donde se conserva la energía p_B esta determinado por la alta temperatura de la zona 2, lo que implica temepaturas arriba de $10^6 K$. B) Para el modelo donde se conserva el momento p_B se ha perdido y es el impacto directo del viento con el cascarón lo que impulsa la expansión.

3.4. Depósito de masa y energía en el medio interestelar

Los vientos estelares son de los principales contribuidores de energía y elementos químicos al medio interestelar. Es posible hacer estimaciones de estas deposiciones por medio de observaciones o modelos teóricos. Para esto se utiliza la razón de cambio de la pérdida de masa y energía:

$$\left(\frac{dM(t)}{dt}\right)_{ISM} = \sum_j N_j(t)\dot{M}_j(t) \quad (3.14)$$

Donde se suma para todas las estrellas, j . El cambio de energía es posible obtenerlo como:

$$\left(\frac{dE(t)}{dt}\right)_{ISM} = \sum_j N_j(t)\dot{M}_j(t)\frac{u_\infty^2}{2} \quad (3.15)$$

Estas ecuaciones serán ampliadas en el apendice E para las regiones HII que se estudian en el presente trabajo. Debido a las complejidades que representa este tipo de estructura y fenómenos, una manera práctica de confirmar teorías y de validar las ecuaciones es por medio de comparaciones numéricas. La manera de hacer esto es acoplar las ecuaciones hidrodinámicas y radiativas, como las presentadas en el capítulo 2, y usar modelos de estrellas que evolucionan con el tiempo para tener una gama completa de la evolución de la región. Con esto es posible realizar simulaciones donde podemos tener una visualización de la estructura de interacción viento-ISM, así como obtener valores cuantitativos de los valores de energía depositados al medio o transferidos de alguna manera. Un ejemplo de este tipo estudios es el presentado por [25] y [70].

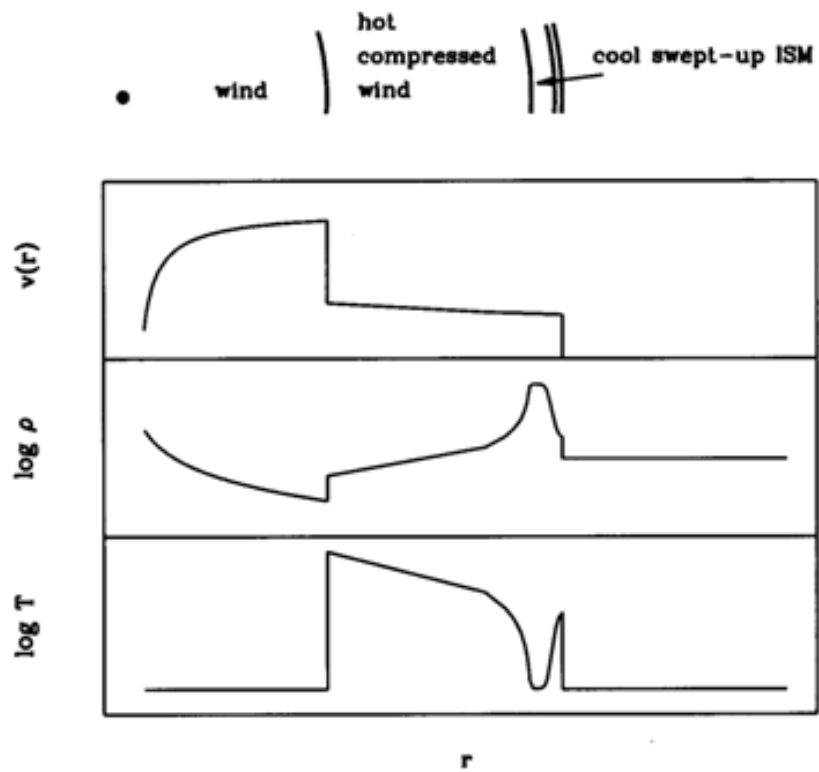


Figura 3.5: Modelo A: Conservación de energía. La región 2, figura 3.3, es extensa y está llena de gas caliente que impulsa la expansión del cascarón hacia el medio interestelar. [40]

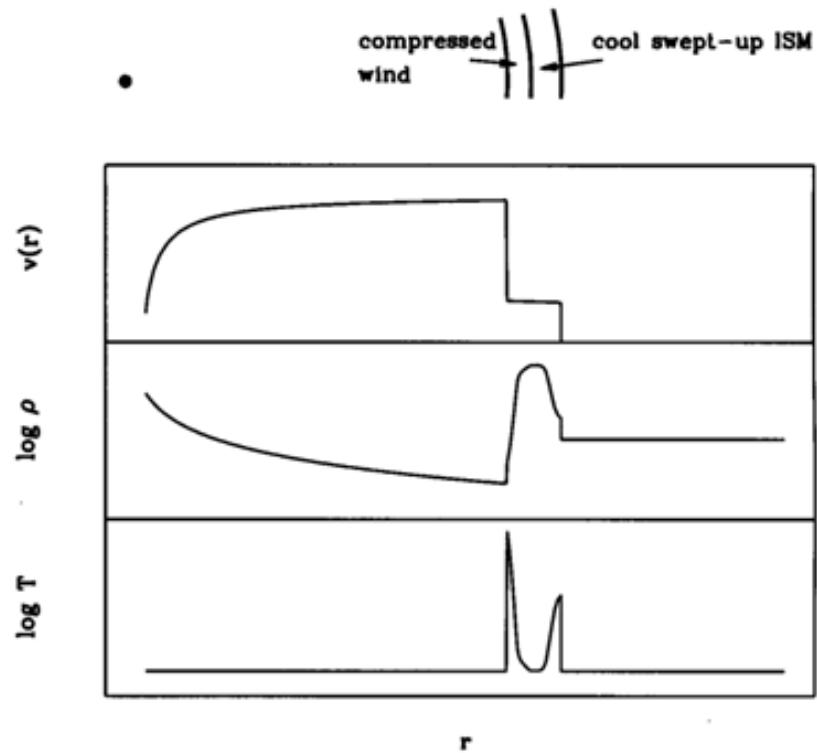


Figura 3.6: Modelo B. Conservación de momento. No se tiene una región 2 (figura 3.3) que tenga gas con energía para la expansión de la región. La transferencia de momento de las partículas del viento al cascarón formado por el material barrido es lo que expande la región. [40]

4. Turbulencia en regiones HII

Observable en una amplia gama de escalas, la turbulencia ha sido utilizada para las descripciones dinámicas usadas en la física para estudiar flujos complejos, en especial en Astrofísica al estudiar los movimientos de un gas ionizado. Los trabajos pioneros de [38] [8] trazaron el camino para al uso de los modelos y las interpretaciones que son usadas en Astrofísica [1]. El modelo de Kolmogorov [36] [37] trata flujos incompresibles (subsónicos). En este modelo, flujos con números de Reynolds altos ($10^2 - 10^4$) se volverán turbulentos y por medio de vórtices se hará una transferencia de energía (cascada de energía). Esta cascada de energía se mantiene y la tasa de transferencia de energía es constante. Esto se mantiene hasta cierta escala (viscosa en los fluidos comunes) y la transferencia de energía por medio de vórtices se detiene y como consecuencia, la energía se empieza a transferir al medio en forma de calor.

Existe una clara distinción entre la turbulencia homogénea y fluctuaciones que son aleatorias. Esta reside en la tasa de transferencia de energía entre las grandes y pequeñas escalas, resultado de la interacción entre vórtices (apéndice A). En esta sección se presenta la turbulencia desde su perspectiva estadística y nos ocupamos más de las propiedades y las tendencias colectivas del flujo turbulento. Se presenta la manera de realizar el análisis estadístico individual por cada punto del campo fluido.

Hay que considerar que los procesos físicos en los que la energía cinética es convertida en turbulencia en el medio interestelar no son comprendidos del todo. Las fuentes principales de movimiento a gran escala son: a) protoestrellas, estrellas tipo O y vientos de estrellas WR, regiones HII en expansión, supernovas y combinaciones de super burbujas de viento estelar; b) rotación galáctica debido a la barra o los brazos espirales y gravitación de las nubes moleculares; c) inestabilidades relacionadas con fluidos y d) gravedad galáctica y efectos de colisión.

El estudio estadístico de los movimientos del medio interestelar no es algo trivial y exige un grado de conocimiento en la dinámica de gases así como la fase evolutiva y contenido estelar del objeto que se pretende estudiar. Las regiones HII se caracterizan por tener números de Reynolds muy altos ($10^5 - 10^9$) por eso son candidatos ideales para estudiar turbulencia, aunque intentos para interpretarla y estudiarla son escasos en la literatura [6] [47] [43] [39].

4.1. Turbulencia en el medio interestelar

Desde las primeras imágenes de las nebulosas gaseosas galácticas era posible apreciar una morfología particular y caótica que inmediatamente llevó a relacionar estas nubes ionizadas como fenómenos violentos y de altas velocidades. Gracias a las velocidades radiales obtenidas por medio de los primeros espectrógrafos fue posible realizar los primeros mapas de velocidad de estos objetos. La dispersión de las velocidades radiales obtenidas fue asociada a diferentes fenómenos: turbulencia, expansión y movimientos internos de la nube.

Las líneas espectrales se presentan más anchas que su componente térmica, lo que se interpreta como un movimiento caótico a lo largo de la línea de visión con un amplio rango de velocidades [47]. Las regiones HII gigantes extragalácticas presentan velocidades de dispersión del gas ionizado del orden de 25 km s^{-1} [59]. Estos valores se incrementan con el diámetro [44] y la luminosidad

[68]. En un intento de explicar la correlación entre la dispersión de velocidades-luminosidad, [44] interpretó las nebulosas como si estuvieran en un equilibrio virial. [21] propuso como modelo un conjunto de cascarones que se expanden o numerosos cascarones en superposición provenientes de asociaciones de estrellas OB y estrellas WR, modelo apoyado por [55].

Cuando se considera un modelo no clásico de evolución de una región HII, como el de flujo de champagne presentado por [66], el cual consiste en una expansión del gas ionizado en un medio no homogéneo y discontinuo, se pueden explicar algunos aspectos del movimiento de flujos supersónicos, pero aun así ninguno de los modelos anteriores por sí mismos son suficientes para explicar completamente el movimiento del gas que se observa. [30] separan las diferentes componentes de ensanchamiento de línea con el fin de separar las expansión de cascarones, turbulencia a pequeña escala, etc., para deducir un comportamiento cinemático de la emisión en H_α .

En Astrofísica debido a las dimensiones involucradas se tienen números de Reynolds grandes [8] por lo que se espera que las regiones de gas ionizado se comporten con características turbulentas desde un punto de vista de la mecánica de fluidos. En una aproximación de primer orden es posible describir estos movimientos con modelos de turbulencia en el caso ideal de un medio fluido incompresible e isotrópico, con la turbulencia homogénea y totalmente desarrollada.

A pesar de que la turbulencia en regiones HII se ha llegado a estudiar de manera subsónica [23], existe una clara distinción entre el ancho de líneas de las regiones HII galácticas y el de las grandes regiones extragalácticas [49]. En las GEHRs, donde grandes cúmulos de estrellas ionizantes nacen y producen violentos vientos estelares, se genera una mezcla de energía que potencia la turbulencia.

El número de Reynolds de un flujo nos da la medida de la relación entre las fuerzas inerciales y viscosas de un flujo y presenta la característica de que existe un número crítico donde las condiciones cambian de un régimen laminar a régimen turbulento

$$Re = \frac{UL\rho}{\mu} = \frac{UL}{\nu} = \frac{UL}{c\lambda} \quad (4.1)$$

donde U -velocidad de referencia, L -longitud característica, ρ densidad del medio, μ , la viscosidad dinámica, ν , la viscosidad cinemática, c , rapidez del sonido en el medio y λ es el camino libre medio.

En pequeñas escalas o en flujos lentos se encuentra un comportamiento estable del fluido, de lo contrario encontramos que se vuelve inestable y aparecen fluctuaciones, siguiente figura:

Un estado de movimiento caótico y aleatorio se desarrolla donde la velocidad y la presión cambian continuamente en una región particular del flujo.

Es posible resumir las características principales de un flujo turbulento de la siguiente manera:

- Presenta un comportamiento irregular en el espacio y tiempo.
- Se le relaciona con altas velocidades. y altos números de Reynolds, Re , (grandes longitudes > 100 pc), ocasionando inestabilidades que resultan en movimientos de mayor complejidad.

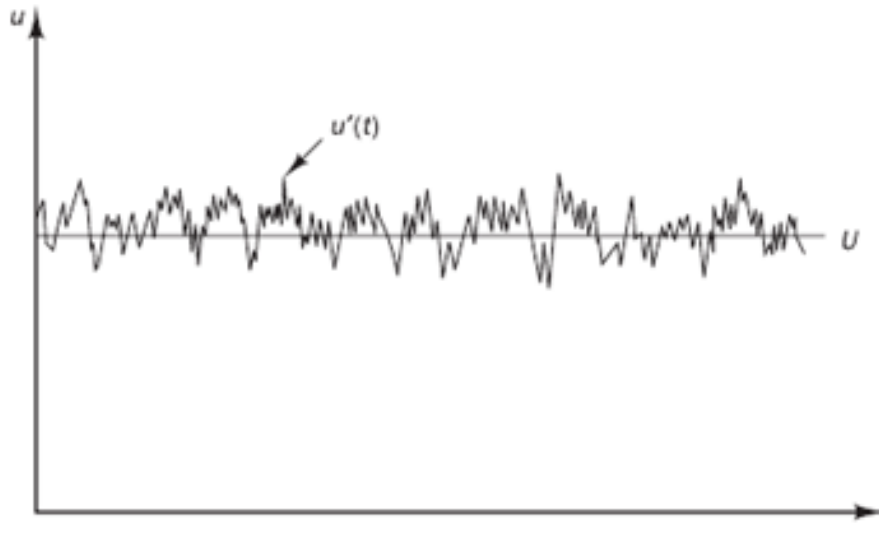


Figura 4.1: Medición de velocidades en un flujo turbulento en función del tiempo. Este tipo de resultados son comunes en corrientes fluidas típicas e.g., vientos y fenómenos de desprendimiento de aire en cuerpos, tuberías de uso doméstico e industrial, ríos, cascadas y otros flujos naturales, etc. Se muestra un valor medio U que usamos para describir el flujo por medio de una teoría estadística. Ver figura 4.2. Existen situaciones donde la variable tiempo se cambia por una coordenada espacial. [71]

- La turbulencia implica disipación de energía a diferentes escalas.
- El flujo está formado por torbellinos o vórtices de diferente escala, donde los vórtices más grandes son del orden del tamaño de la región y los más pequeños se relacionan con la escala de disipación más pequeña (viscosidad en fluidos).
- Altas fluctuaciones de propiedades físicas pertenecientes al campo fluido.
- Alta difusividad generando un intercambio continuo de momento y energía.
- Inestabilidades.

Otra manera de definir el número de Reynolds es en escalas de tiempo,

$$Re = \frac{T_\nu}{T_t} \quad (4.2)$$

Esta relación (tiempo disipación viscoso / tiempo disipación turbulento) implica que las fluctuaciones macroscópicas de velocidad son más eficientes que las viscosas para números de Reynolds altos. Esto significa que en una situación turbulenta la viscosidad no tiene tiempo de actuar, aunque no es despreciable. Es posible encontrar una definición de turbulencia como movimiento irregular del fluido o ausencia de un flujo laminar. Matemáticamente podemos relacionarla con el rotacional,

$\nabla \times \vec{u} \neq 0$. En el campo de velocidades $\vec{u}(\vec{x}, t)$ para una posición fija \vec{x} , la velocidad varía y/o la velocidad a un determinado tiempo varía con la posición.

Es posible dividir las componentes de un flujo en laminar y turbulenta. Con esto estamos separando la velocidad media del gas \vec{u} en dos partes (ver figura 4.1):

$$\vec{u}(t) = U(t) + u'(t) \quad (4.3)$$

Siendo la componente laminar $\vec{U} = \langle \vec{u} \rangle$ y la componente turbulenta $\vec{u}' = \vec{u} - \langle \vec{u} \rangle$. El símbolo $\langle \vec{u} \rangle$ se refiere al promedio de \vec{u} .

Para estudiar la turbulencia existen dos aproximaciones principales. La primera llamada dinámica de vórtices (apéndice A), donde aparecen leyes exponenciales que implican fenómenos de autosimilitud como de un fractal geométrico que da paso a la teoría planteada por Kolmogorov. La segunda consiste en usar una aproximación estadística por medio de una función de densidad de probabilidad, con esto se puede hacer un análisis de cómo es la variación del campo fluido, siendo esta última en la que se concentrará la presente investigación. A pesar de ser aproximaciones totalmente diferentes a un mismo fenómeno es posible demostrar que los flujos turbulentos contienen vorticidad, y esta sólo es posible en un flujo con rotacional. En ambas aproximaciones se pueden usar transformaciones de Fourier para estudiar la cascada del espectro de energía.

La teoría turbulenta considera jerarquías de vórtices o remolinos (cascada de energía), grande a pequeña en el caso clásico, pequeña a grande en el caso de cascada inversa, que disipan la energía en forma de calor. Estos mecanismos tienden a una relación entre la velocidad de dos puntos y su distancia, esto demostrada en la teoría de Kolmogorov. [74] sugirió que usando la velocidad radial media de una manera estadística del gas es posible relacionar las fluctuaciones con la teoría de Kolmogorov para números de Reynolds altos y un medio isotrópico. Los aspectos más importantes caracterizables de la turbulencia son: a) la cascada de energía en un determinado rango, b) el tamaño de los vórtices y c) la disipación de energía a pequeñas escalas.

Las regiones HII fueron uno de los primeros objetos astronómicos en que las variaciones de brillo y velocidad medidas se atribuyeron a movimientos turbulentos ([73], [15]). El estudio de la turbulencia en regiones HII fue retomado por [57] y [49]. Este descubrimiento no debería ser en realidad una sorpresa dado que estos objetos poseen grandes gradientes de velocidad.

4.2. Descripción estadística de la turbulencia

4.2.1. Función de probabilidad y varianza (*Probability distribution function, PDF*)

El siguiente desarrollo sobre estadística es presentada por [64]. La discusión se centra en una función donde los valores medios, U , son constantes o estacionarios. La variación $\tilde{u}(t)$, que puede ser la corriente de aire medida con un anemómetro en un túnel de viento, varía con respecto al tiempo donde pasa intervalos pequeños en diferentes niveles. Definimos la función $B(u)$ como:

$$B(\tilde{u})\Delta\tilde{u} \equiv \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \sum (\Delta t) \quad (4.4)$$

siendo la densidad de probabilidad, es decir, la probabilidad de encontrar $\tilde{u}(t)$ entre \tilde{u} y $\tilde{u} + \Delta u$ y que es proporcional al tiempo que se pasa en ese intervalo. Como $B(\tilde{u})$ representa una fracción del tiempo, es siempre positiva y la suma de valores tiene que ser igual a 1.

$$B(\tilde{u}) \geq 0, \int_{-\infty}^{\infty} B(\tilde{u}) \Delta d\tilde{u} = 1 \quad (4.5)$$

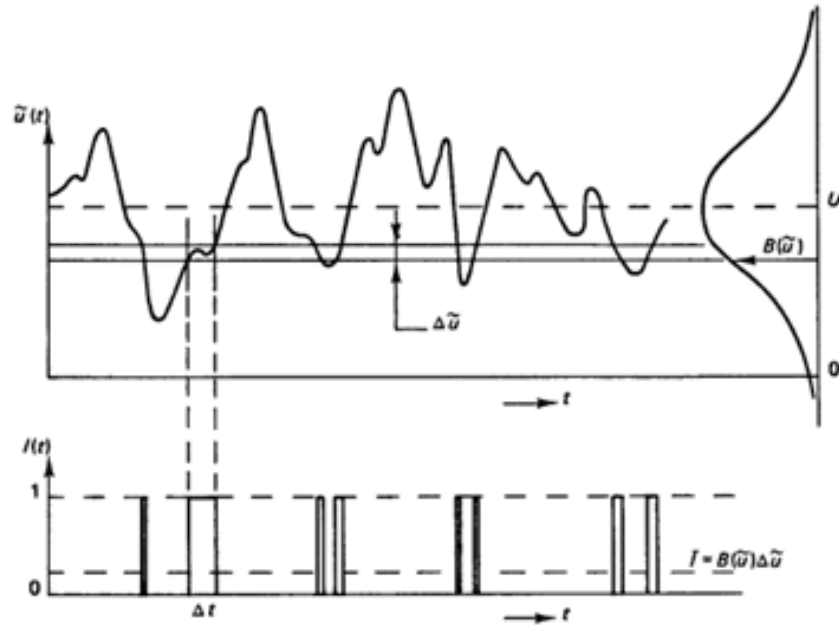


Figura 4.2: Medida de una densidad de probabilidad de una función estacionaria. [64] Se grafica la velocidad medida en una corriente fluida en función del tiempo. Los valores $\tilde{u}(t)$ se miden respecto al tiempo y obtenemos una gráfica con una función no lineal que asemeja ruido. Es posible aplicar una campana Gaussiana y obtener una PDF, $B(\tilde{u})$, para describir la medición registrada.

La figura 4.2 muestra una probabilidad típica medida en turbulencia. Existen más posibilidades como obtener una distribución sinusoidal, figura 4.3. Esta función reflejaría intermitencia como en el fenómeno natural de nombre calle de vórtices de Von Kármán”.

Al querer relacionar lo anterior con el promedio temporal de una función, $f(\tilde{u})$, el promedio sería:

$$\bar{f} = \lim_{T \rightarrow \infty} \int_{t_0}^{t_0+T} f(\tilde{u}) dt \quad (4.6)$$

que puede ser calculado por la adición de los intervalos de t_0 y $t_0 + T$ de cuando $\tilde{u}(dt)$ está entre \tilde{u} y $\tilde{u} + \Delta u$, multiplicado esto por $f(\tilde{u})$ y sumando todos los intervalos. Esta relación es igual a la

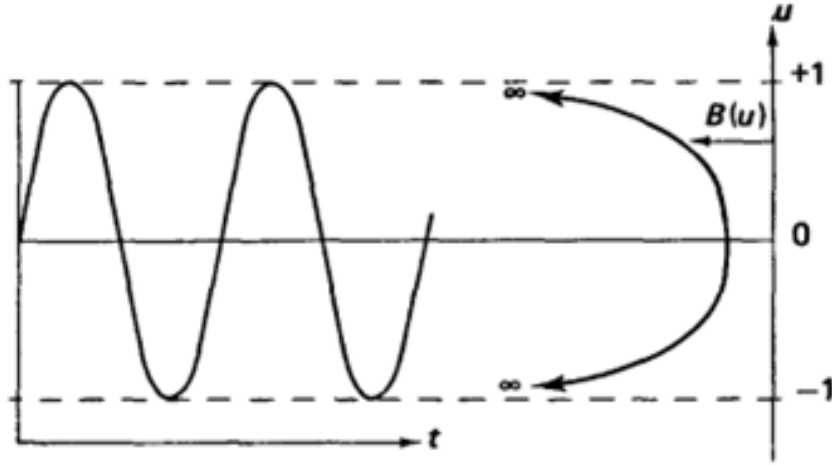


Figura 4.3: Densidad de probabilidad de una distribución sinusoidal [64]. Este distribución corresponde a fenómenos de intermitencia.

PDF y podemos escribirla como:

$$\bar{f} = \lim_{T \rightarrow \infty} \frac{1}{T} \int_{t_0}^{t_0+T} f(\tilde{u}) dt = \int_{-\infty}^{\infty} f(\tilde{u}) B(\tilde{u}) d\tilde{u} \quad (4.7)$$

Los valores medios de las diferentes potencias de \tilde{u} se llaman momentos. El primer momento es la media o el valor promedio:

$$U \equiv \int_{-\infty}^{\infty} \tilde{u} B(\tilde{u}) d\tilde{u} \quad (4.8)$$

La varianza ó segundo momento se define como:

$$\sigma^2 \equiv \overline{u^2} = \int_{-\infty}^{\infty} u^2 B(\tilde{u}) d\tilde{u} = \int_{-\infty}^{\infty} u^2 B(u) du \quad (4.9)$$

La raíz cuadrada de la varianza es la desviación estándar (amplitud, *rms*); medida más usada de una distribución $B(u)$.

4.2.1.1. Ancho de línea (Sigma de dispersión, σ)

La herramienta estadística de σ presentada en la sección anterior es la clave para el estudio de la turbulencia del gas en regiones HII. La posibilidad de relacionar la curva gaussiana asociada a una dispersión de velocidades y una curva gaussiana a la emisión del espectro de una región HII es una herramienta que se explota para la interpretación de las observaciones. Las líneas de emisión de un espectro de una región HII presentan un exceso en el ancho de línea debido al movimiento

térmico del gas. El ancho turbulento es un diagnóstico de un campo turbulento de velocidades, donde ese ancho corresponde a la dispersión de velocidades que tenemos a lo largo de la línea de visión. Mientras más ancho es nuestro perfil interpretamos un mayor rango de velocidades y mayor desorden. Para obtener este ancho hay que realizar una deconvolución del perfil observado lo que permite separar las componentes que lo integran, figura 4.4).

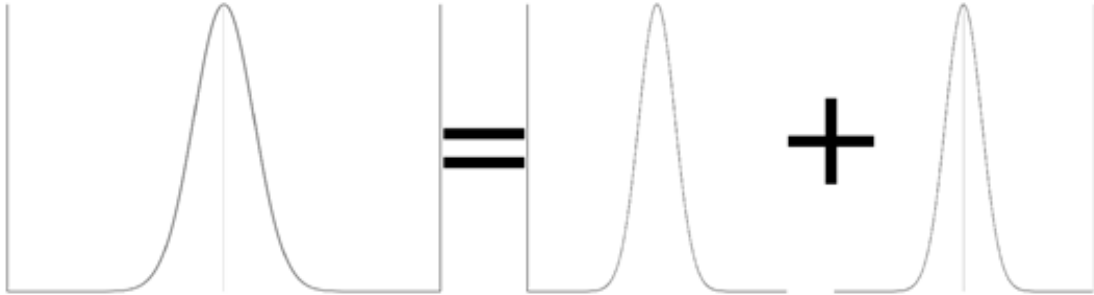


Figura 4.4: Convolución matemática de dos gaussianas donde sus anchos afectan el ancho total de la gaussiana obtenida. En este trabajo se trabaja con el proceso inverso, deconvolución (ver apéndice D), para obtener propiedades de la región observada.

La incertidumbre en el cálculo está en el error de la estimación de la temperatura y que para lo que resta del ancho turbulento no se consideran otros fenómenos físicos. En el capítulo 8 se desarrollarán modelos relacionados con el ancho de línea y se explicará de qué manera se interpreta este resultado de σ . La principal herramienta en este tipo de estudio serán los diagramas de diagnóstico, sigma de dispersión vs emisión, nombrados σ vs I , relacionados con las regiones HII. Estas aproximaciones deben realizarse con cuidado ya que el ajuste realizado es por medio de una gaussiana que solo es una aproximación.

Existen otras aplicaciones de esta herramienta estadística σ en la Astrofísica. Como se mencionó antes, [44] mostró las correlaciones en el tamaño de las regiones HII, R , y emisión $H\alpha$. [68] encontraron, con base en un modelo gravitacional, un modelo que refleja equilibrio dinámico como el de las galaxias elípticas:

$$L(H\beta) \propto \sigma^4 \quad (4.10)$$

$$R \propto \sigma^2 \quad (4.11)$$

donde $L(H\beta)$ es la luminosidad en $H\beta$.

[21] propone que los perfiles de línea consisten en dos componentes: una ancha de la región que ha sufrido una onda de choque y una componente más delgada que se genera en las cercanías de los fotones ionizantes UV. La línea ancha presenta posibilidades de verse cerca de un cascarón caliente (10^6 K) altamente ionizado, siguiendo la teoría de burbujas estelares. [68] proponen su modelo gravitacional basado en un ajuste con componentes gaussianas. Este modelo auto gravitatorio

tendría la definición de:

$$\sigma \sim \sqrt{\frac{GM}{R}} \quad (4.12)$$

donde la dispersión de velocidades medida en la región, obtenida de la deconvolución del perfil, tiene relación con su masa M y tamaño R . G es la constante de gravitación universal.

Propuesto por [47] el “Cometary Stirring Model” (CSM) considera que un grupo de estrellas de baja masa de pre-secuencia principal se mueve bajo un potencial gravitacional generando una velocidad σ_{star} . Estas estrellas conducen vientos que aceleran el medio que las rodea generando $\sigma_{star} \sim \sigma_{gas}$. Con base en este modelo se predice la energía mecánica producida por las ondas de choque y la forma de la línea. Las predicciones coincidieron con el modelo $L \sim \sigma^4$.

[10] mostraron un escenario alternativo para 30 Doradus en la Nube Mayor de Magallanes (*Large Magellanic Cloud*, LMC) donde un perfil de velocidad puede ser generado por campos de velocidad complejos, demostrando el cuidado que se debe de tener al deducir propiedades cinemáticas de una nube de gas ionizado con base en su perfil. Ellos mencionan que la principal fuente de ensanchamiento de la línea es la superposición de cascarones internos, como consecuencia el mecanismo físico más importante son las estrellas y su interacción con el medio.

A pesar de que en este trabajo se usa una PDF gaussiana, numerosos trabajos han encontrado comportamientos no gaussianos asociado a vortici dad y disipación de energía para turbulencia incompresible. Normalmente las PDFs tienen exceso de cola que tiende hacia los exponentes de pequeña escala [9]. Las diferencias de las fluctuaciones de velocidad exhiben este comportamiento que en muchas ocasiones se interpreta como intermitencia (figura 4.3).

5. Objetos de estudio

Las regiones denominadas regiones HII gigantes extragalácticas (GEHRs) presentan masa ionizada de $10^3 - 10^6 M_{\odot}$. Los fotones se generan a una razón de $10^{51} - 10^{52} s^{-1}$, ionizando el gas de baja densidad ($n_e \approx 10-100 cm^{-3}$) generando complejas estructuras del orden de $100 - 1000$ pc, con temperaturas electrónicas típicas de 10^4 K. Las GEHRs presentan alta emisión en H_{α} y líneas prohibidas debidas al enfriamiento. Se vuelve a mencionar el alto número de estrellas OB, algunas tipo WR y RSG. La observación y el estudio de este tipo de nebulosas permiten entender los procesos físicos asociados a estrellas masivas en diferentes etapas evolutivas y su interacción con el medio gaseoso que las ve nacer y morir, además de ser objetos ideales para el estudio de formación y evolución estelar.

La figura 5.1 presenta la llamada Galaxia del Triángulo ó M33 (NGC 598, UGC 117). Es la tercera galaxia espiral más grande en el Grupo Local y es de tipo morfológico Sc. Presenta 20 veces menor luminosidad que la Vía Láctea y se encuentra a 840 kpc de la misma. Su radio aproximado es de 9 kpc [14] y contiene más de medio millar de regiones HII siendo las estudiadas aquí las dos más grandes. Su proximidad y poca inclinación ha fomentado que sea una de las galaxias de mayor estudio, teniendo trabajo detallados de su metalicidad, tasa de formación estelar y población estelar.



Figura 5.1: M33. Tamaño de la imagen: 43.3 x 43.3 arcsec [33]

5.1. NGC 604

NGC 604, figura 5.2, es una región de formación estelar al noreste de M33 con una luminosidad de $L_{H\alpha} = 2,6 \times 10^{39} \text{ ergs}^{-1}$ [4]. Es la segunda región HII más luminosa del grupo local después de 30 Dorados en la LMC. NGC 604 es cuarenta veces más grande y 6 000 veces más luminosa que nebulosas cercanas a nosotros como la de Orión. Presenta en su centro un cúmulo con alrededor de 200 estrellas de entre 15 y 60 masas solares, principalmente tipo O y algunas tipo WR y RSG confirmadas (ver figura 5.3).



Figura 5.2: NGC 604. Norte apunta hacia arriba y Este hacia la izquierda (Space Telescope Science Institute imagen: PR96-27B).

La población estelar fue identificada y clasificada por primera vez por [13], y ampliada por [18] [55]. [20] identifica 14 estrellas WR por medio del Hubble Space Telescope. [42] señala a NGC 604 como el prototipo de asociaciones OB a gran escala (Scales OB associations, SOBA), figura 5.4. [22] estudiaron la población estelar evolucionada conocida en la región por medio de su distribución espectral de energía y fotometría mediante NICMOS y filtros F110W, F160W y F205, instrumentos del telescopio espacial Hubble. Su contenido estelar ha sido estudiado por medio de fotometría ultravioleta por [31] sugiriendo la existencia de estrellas masivas candidatas a Supergigantes rojas.

La edad de la población estelar principal ha sido estimada por autores como [31] por medio de análisis de los diagramas HR (Hertzsprung-Russell) obteniendo edades en un rango de 3 a 5 Ma y se encuentra en un área proyectada de $10,000 \text{ pc}^2$. [27] analizaron líneas de resonancia de los

vientos estelares junto con otras líneas nebulares de emisión concluyendo que el cúmulo ionizante principal tiene una edad de 3×10^6 años. Observaciones confirman la existencia de CO y nubes moleculares [72] [76].

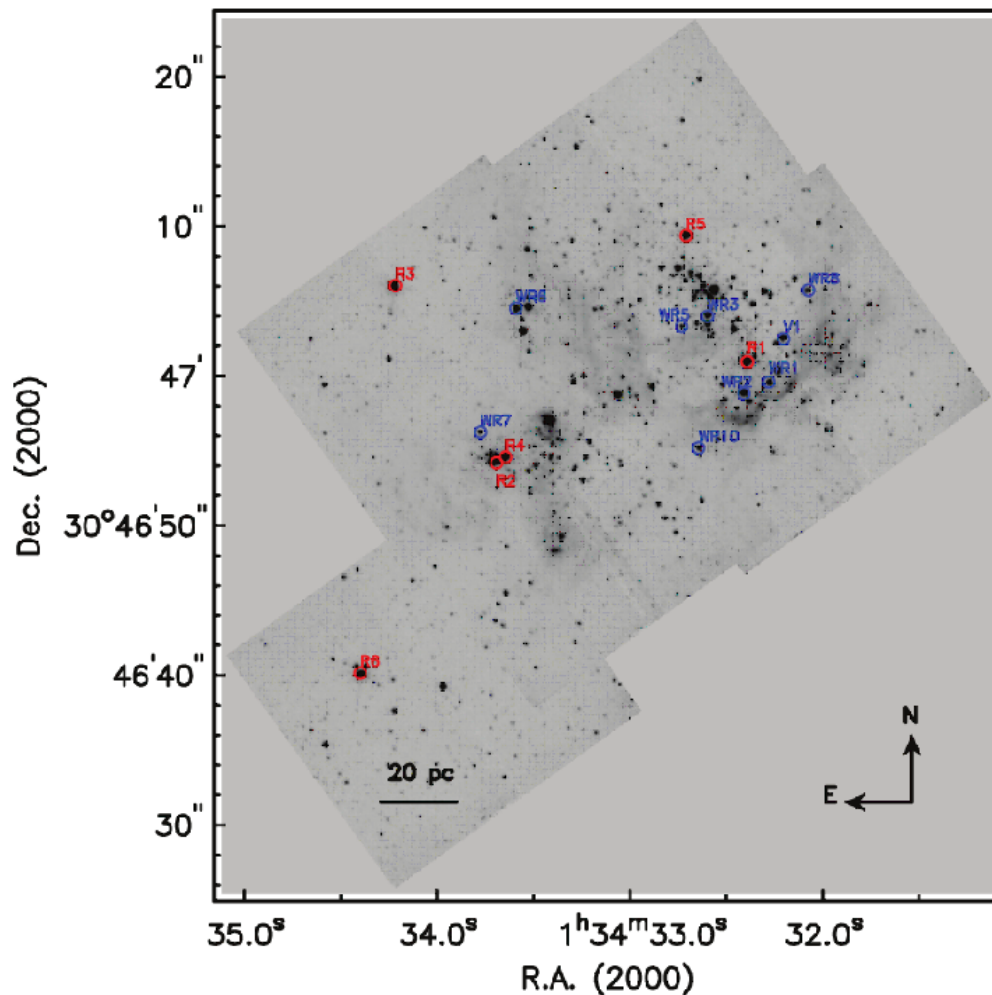


Figura 5.3: Mosaico F110W de NGC 604. Población WR (círculos azules) tomada de Hunter et al. (1996) y Supergigantes rojas (círculos rojos) identificados por NICMOS y confirmadas en la literatura. [22] Estrellas WR indicadas: 1,2,3,5,6,7,8,10 y 12. Estrellas R indicadas: 1,2,3,4,5 y 6.

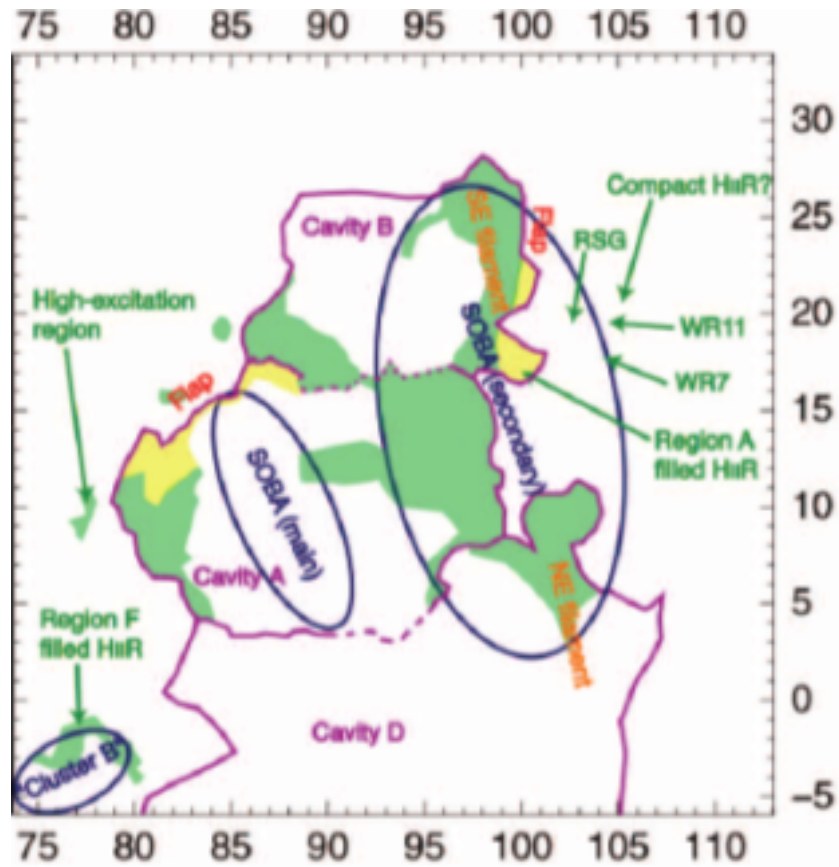


Figura 5.4: Diagrama donde muestran las asociaciones de estrellas OB (SOBA) y esquema de la region presentado por [42]. El norte apunta hacia abajo y el Este hacia la derecha. Se usa el violeta para explicar las cavidades y el amarillo y verde marcan las intensidades de la región, siendo el amarillo el que muestra la mayor intensidad en emisión. Escala: 39" x 39".

5.2. NGC 595

NGC 595, figura 5.5, es la segunda región más luminosa de la galaxia M33. Tiene un diámetro de 425 pc [26] estando ubicada al noroeste de M33. La temperatura electrónica es de $7670 \pm 116K$ [54]. [72] realizaron una estimación de las masas totales de HI y HII en la nebulosa obteniendo valores de $M_{HI} = 1,2 \times 10^6 M_{\odot}$ y $M_{HII} = 4,6 \times 10^5 M_{\odot}$. [20] estiman una edad de 4-6 Ma , consistentes con otros trabajos ([41], 4.5 Ma).

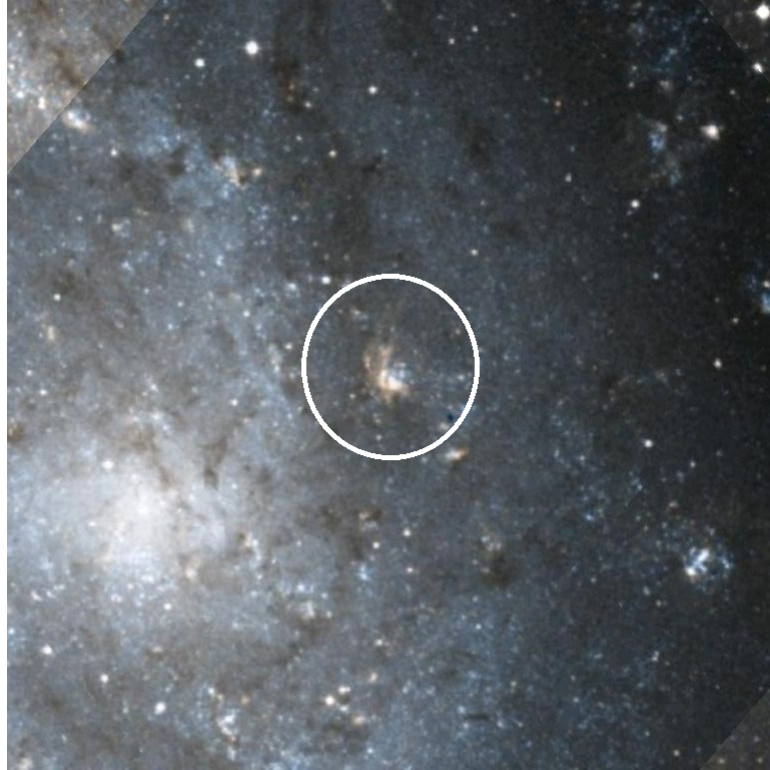


Figura 5.5: Se indica NGC 595 con el círculo blanco. Norte apunta hacia arriba y Este hacia la izquierda. Tamaño de la imagen: $14.1' \times 14.1'$ [16]

Tiene aproximadamente de 250 estrellas del tipo OB, 13 Supergigantes y 9 WR [41], diez WR confirmadas con espectroscopía [20], nueve del tipo WN y una WC, localizadas cerca del núcleo brillante de la región (ver figura 5.6). Integrando la función inicial de masa, [41] obtienen una masa estelar de $7,35 \times 10^3 M_{\odot}$, un resultado similar al de [35] de $7 \times 10^3 M_{\odot}$. La luminosidad ionizante del cúmulo estelar está estimada en $5 \times 10^{50} \text{ ergs}^{-1}$ [72] y el estudio de [41] presenta datos fotométricos de 600 candidatos a estrellas de la región con filtros F170W, F336W, F439W y F547M. [17] realizan un estudio en la línea de 21 cm de M33 con una resolución de $12'' \times 24'' \times 8.2 \text{ km s}^{-1}$. En tal estudio se ubica la presencia de un cascarón de HI parcialmente abierto rodeando NGC 595, con una velocidad de expansión entre los -202 y -164 km s^{-1} .

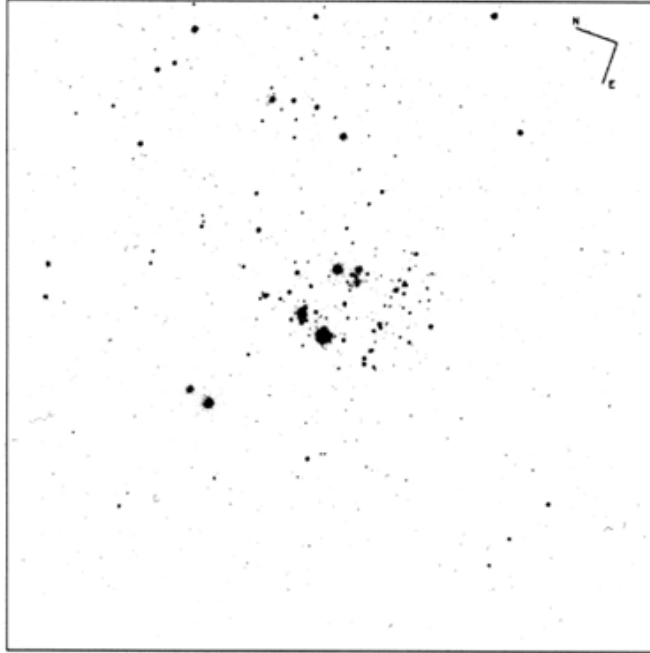


Figura 5.6: Fotometría de la población estelar en la banda V de NGV 595. Se pueden distinguir las estrellas principales ubicadas en la región en el centro de la imagen y catalogadas por [41]. Tamaño de la imagen: $36'' \times 36''$.

Los mapas estelares servirán de apoyo junto con los mapas bidimensionales de ambas regiones para ubicar como se sobreponen las estrellas a las estructuras principales de la región. Además los datos de la población estelar y energía entregada al medio ayuda a determinar información cuantitativa de la región HII. En el cuadro 5.1 se muestran y resumen las propiedades físicas principales que han sido observadas de NGC 604 y NGC 595.

	NGC 604	NGC 595					
Distancia	$\approx 840 \text{ kpc}$	$\approx 840 \text{ kpc}$					[24]
Diametro	$\approx 490 \text{ kpc}$	$\approx 425 \text{ kpc}$					[77] [39]
Población Estelar	$\approx 200 \text{ OB}, 6 \text{ RSG}, 10 \text{ WR}$	$\approx 250 \text{ OB}, 13 \text{ RSG}, 9 \text{ WR}$	[42]	[31]	[20]	[41]	[54]
Temperatura	$8350 \pm 330 \text{ K}$	$7670 \pm 116 \text{ K}$					[41] [54]
Edad	$3,2 \pm 1 \text{ Ma}$	$3,5 \pm 0,5 \text{ Ma}$					[20] [41] [54]

Cuadro 5.1: Propiedades principales de NGC 604 y NGC 595. Tomado ya daptado de [53].

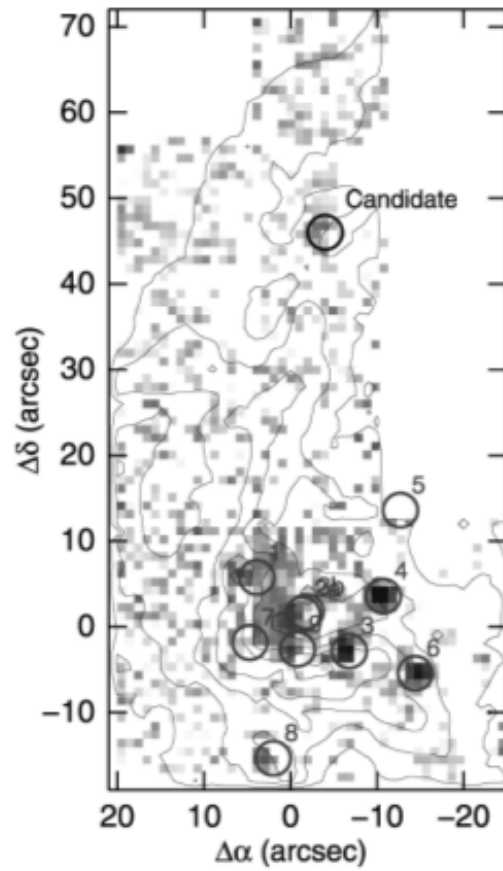


Figura 5.7: Estrellas WR confirmadas = 1,2a,2b,3,4,5,6,7 y 8 [54]. Norte apunta hacia arriba y Este hacia la izquierda.

6. Observaciones y tratamiento de datos

Para estudiar la cinemática de las regiones HII utilizamos datos provenientes de la espectroscopía de rendija larga. La siguiente figura muestra un montaje común de un espectrógrafo de rendija. La luz que atraviesa las rendijas es colimada por el lente 1 tras la cual los rayos atraviesan el elemento dispersor y, una vez dispersados, son enfocados por una lente 2 sobre el detector donde se registra el espectro. Este elemento dispersor puede ser un prisma, rejilla o grisma.

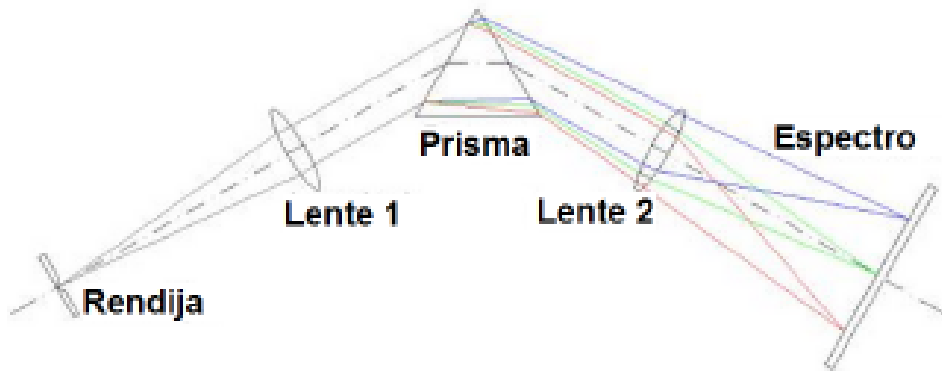


Figura 6.1: Esquema del espectrógrafo de rendija. [53]

6.1. Espectroscopía de rendija larga y datos observacionales

Los datos utilizados en esta tesis fueron obtenidos tomando sucesivas exposiciones para diferentes posiciones de la rendija sobre un objeto astronómico. De esta manera es posible abarcar un amplio rango espacial con buena resolución. Además permite realizar mediciones en distintas longitudes de onda, diferentes líneas de emisión, permitiendo reconstruir mapas de emisión y velocidades.

Los datos fueron obtenidos del Centro de Datos adscrito al *Cambridge Astronomical Survey Unit* (CASU , <http://www.ast.cam.ac.uk/mike/casu/>) en el Instituto de Astronomía de la Universidad de Cambridge. Este catálogo contiene los datos observacionales realizados por el grupo de telescopios Isaac Newton en el observatorio de Roque de los Muchachos (La Palma, Islas Canarias, España). Está constituido por el Telescopio William Herschel (ver la figura 6.2) de 4.2 m de diseño Cassegrain clásico con espejo primario parabólico de vitrocerámica Cervit , el Telescopio Isaac Newton de 2.5 y el telescopio Jacobus Kapteyn de 1m. El instrumento utilizado para las observaciones fue el espectrógrafo ISIS (ver la figura 6.2 en el panel derecho.). Las observaciones fueron realizadas el 19 y 20 de Agosto de 1992 por los astrónomos D. Carter, H. Castaneda y A. Aparicio; la operación de telescopio corresponde a A. Vazdekis.

Los espectros se obtuvieron todos con un mismo ángulo de posición (ángulo con respecto al norte galáctico) de 90° . El ancho efectivo de rendija para ambas regiones fue de $1''$. Los espacios entre posiciones de rendija variaron para cada región. Para NGC 604 fue de $2''$, con excepción de un salto de $3''$ entre la rejilla 6 y 7. Para NGC 595, la distancia fue de $3''$, excepto para las rendijas 5 y 6 que fue de $2''$.

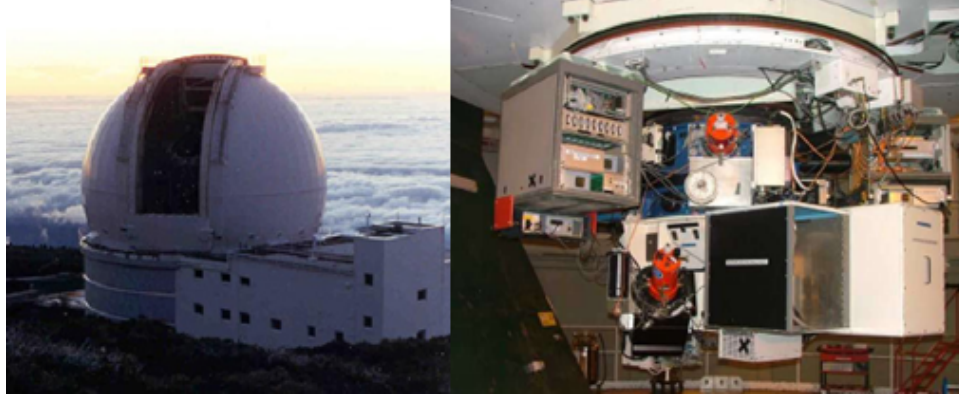


Figura 6.2: Izquierda-Telescopio Herschel del observatorio del Roque de los Muchachos. Derecha-Instrumento Cassegrain con el espectrógrafo ISIS.

Se tomaron dos espectros de forma simultánea para cada posición, una para el brazo rojo, comprendido entre 6390 y 6849 Å y otra en el brazo azul entre 4665 y 5065 Å, ambas con una dispersión de 0.4 Å por pixel. La rendija tiene una longitud de 200" de largo, con un muestreo espacial a lo largo de la rendija de 0.3325"/pix en el brazo rojo y 0.3576"/pix en el brazo azul. Para NGC 604 fueron 10 posiciones con tiempo de exposición de 1000 s para cada una (ver figura 6.3), mientras para NGC 595 fueron 9 posiciones de 1200 s. Algunos trabajos que realizadas con los mismos datos observacionales corresponden a [42], [67], [5] y [53]. El aporte presentado en este trabajo corresponde a la obtención y análisis amplio de σ en las regiones HII presentadas en el capítulo 5; así como las causas, consecuencias y la interpretación de este σ con ayuda de mapas de las propiedades físicas de la región y su contenido estelar.

6.2. Reducción, calibración de datos y método de interpolación

Los datos obtenidos presentan incertidumbres debido a las técnicas observacionales, por esto es necesario realizar correcciones y considerar fenómenos como la extinción atmosférica, brillo del cielo, y rayos cósmicos. Este proceso es conocido como reducción de datos. Los datos son archivos FITS y se usan softwares como IRAF para reducción (bias, flat-field, etc.) y corrección de las imágenes obtenidas. Los datos reducidos utilizados en este trabajo fueron obtenidos de la tesis de maestría de la M en C. Jennifer Pérez Oregón. El proceso de reducción y aplicación de datos se resumen en lo siguiente:

Bias: Corrección que se hace ya que el detector agrega un valor adicional a las cuentas registradas de la observación. Al realizar las observaciones se toman lecturas del CCD con tiempo de exposición 0, se promedian y se sustraen de las imágenes obtenidas.

Flat-Field: Cada pixel presenta una sensibilidad a luz distinta por lo que hay que corregir estas variaciones. Se realizan distintas observaciones en una parte homogénea iluminada del cielo o se utilizan lámparas particulares como una de luz blanca en el espectrógrafo. De esta manera podemos conocer la variación de sensibilidad en nuestras imágenes para su debida corrección.

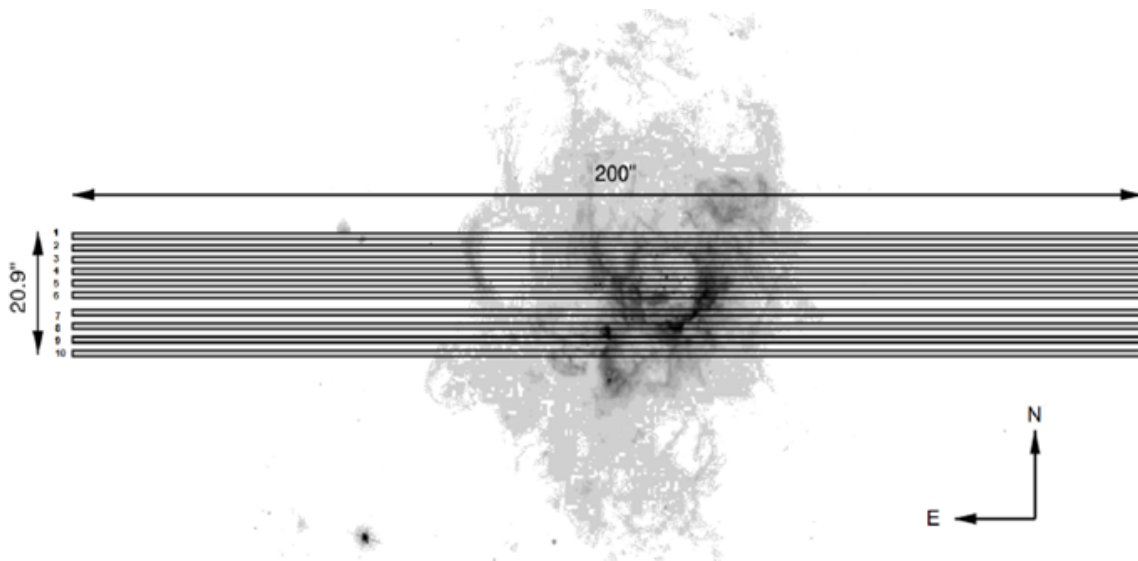


Figura 6.3: Imagen de NGC 604 con un diagrama de las rendijas sobrepuestas usadas para la observación. Este tipo de exposición deja espacios donde carecemos de datos pero se usan métodos numéricos de interpolación para trabajar con las observaciones. [42]

Extinción atmosférica: Al pasar la noche y mover el telescopio la masa de aire sobre la cual se hace la observación cambia continuamente, siendo menor en el cenit, y aumentando en el inicio y final de la noche de observación. La luz sufre extinción dependiente de esta masa de aire que tiene que ser corregida para mantener un valor constante intrínseco del objeto de observación.

Líneas del cielo y rayos cósmicos: Fenómenos como rayos cósmicos, partículas de altas energías que chocan en la atmósfera terrestre, y líneas emitidas por el propio cielo contaminan las imágenes, por lo que es necesaria su sustracción de las imágenes a trabajar. Para esto tomamos diferentes imágenes de una misma zona del cielo. Se utilizan diferentes exposiciones ya que los rayos cósmicos y las líneas dependen del tiempo y es posible usar diferentes imágenes para obtener las diferencias y sustraerlas de la imagen original que interesa.

Al trabajar con espectros hay que calibrar las líneas. Se identifican espectros de referencia de los cuales se tiene bien medida su línea de emisión. En este caso se usan lámparas de CuNe u CuAr. Se obtiene de la bitácora de observación la longitud central de 660 nm para el brazo rojo y 485 nm para el brazo azul. Otro tipo de calibración que se considera es la del flujo, que tiene como objetivo hacer una conversión de unidades de intensidad. Originalmente, éstas se encuentran en unidades A.D.U. (número de cuentas), que habrá que transformar en $erg\ cm^{-2}\ \text{\AA}^{-1}$. Esta calibración se realiza a través de observación de estrellas estándar pero para este trabajo se carece de esta por lo que las unidades se muestran en A.D.U.

Para trabajar se mide el flujo, longitud de onda central y el ancho a media altura de cada una de las líneas de emisión observadas. El ajuste llevado para determinar las propiedades de la línea está restringido por:

- El doblete $[OIII]\lambda\lambda 4959, 5007$ se ajustó fijando la diferencia de longitud de onda de 48.63 \AA entre las líneas, imponiendo adicionalmente que las dos líneas tengan el mismo ancho y una razón de flujos de $[OIII]\lambda\lambda 5007/[OIII]\lambda\lambda 4959 = 3$.
- El doblete $[SII]\lambda\lambda 6717, 6731$ se ajustó fijando la diferencia de longitud de onda de 14.38 \AA entre las líneas, imponiendo que las dos líneas tengan el mismo ancho y dejando libre la razón de los flujos, ya que dicha razón es un indicador de la densidad electrónica presente en el medio.
- El complejo $H_\alpha + [NII]\lambda\lambda 6548, 6584$ se ajustó fijando la separación de 35.5 \AA entre $[NII] \lambda 6583$ y $[NII] \lambda 6548$, imponiendo el mismo ancho para las líneas de este doblete, así como una razón de flujos entre ellas igual a 3.
- Las líneas de H_β se ajusto independientemente y sin ninguna restricción.

Para esto se utilizó el paquete DIPSO dentro del software STARLINK. Realizando los ajustes, el programa nos entrega una serie de archivos de texto con el resultado de ajuste, el contiene información sobre la longitud de onda central, el ancho a media altura (FWHM) y el flujo de línea, con sus respectivos errores, además de archivos gráficos.

Para este trabajo se utilizarán y se realizarán mapas bidimensionales de las propiedades físicas de las regiones. Utilizando la información creada a partir de los ajustes de línea, se producen tablas con los valores de las distintas propiedades físicas. Estas se grafican creando las matrices correspondientes. Como no hay información acerca de las regiones HII entre las rendijas se utiliza el método de interpolación Renka-Cline [12] que consiste en lo siguiente:

1. Se realiza una partición triangular de la envolvente de los nodos utilizando la región más pequeña que los contiene. Esto se realiza mediante la conexión de los nodos con segmentos de línea sobre coordenadas espaciales. Se construyen triángulos utilizando los puntos de información como vértices, procurando que no haya intersección entre estos y sean lo más parecido en ángulos (mallado).
2. Se estiman las derivadas parciales de la función de interpolación f con respecto a x e y en cada uno de los nodos.
3. Para un punto arbitrario $(X, Y,)$ en la envoltura convexa del conjuntos de nodos, se determina cual triángulo contiene el punto y se calcula un valor interpolado $f(x,y)$ usando los valores de los datos y las derivadas parciales estimadas en los vértices.

Este método de interpolación fue desarrollado siguiendo las rutinas E01SAF y E01SBF que se encuentra disponibles para su libre uso en el archivo *NAG Fortran Library Routine Document*.

7. Mapas bidimensionales e interpretación

En esta sección se presentan los resultados obtenidos en forma de mapas bidimensionales donde se grafica el flujo emitido (valor máximo del ajuste de una gaussiana) del gas para diferentes líneas de emisión mostrando la morfología de la región. Este análisis morfológico sirve como base para estudiar el comportamiento cinemático y turbulento. Para las siguientes figuras el Norte apunta hacia arriba, el Este hacia la izquierda y a la distancia de .87 Mpc, $10''$ corresponden a 40 pc. Los ejes horizontal y vertical muestran la escala espacial en arcsec y la escala de colores tiene unidades de A.D.U. (Analog to Digital Units).

7.1. NGC 604

7.1.1. Morfología (líneas de emisión)

El mapa bidimensional de NGC 604 en la línea de emisión $H\alpha$, ver figura 7.1, muestra como características principales cuatro nodos brillantes: N1 (105, 2), N2 (105,8), N3 (112,3) y el de mayor emisión N4 (120, 9). Se encuentran en la mitad inferior central, rodeados de un halo con valores de emisión media abarcando un área de $30'' \times 20''$. Esta zona, A1, concentra el rango más amplio de emisión (5500-17250 A.D.U.) y esta interrumpida por tres cavidades de baja emisión: C1 (114, 12), C2 (104, 16) y C3 (105,1). Esta última cavidad es en realidad el hemisferio superior de una cavidad más grande que cae fuera de nuestras observaciones. Esta región a su vez está rodeada de una zona difusa (A2) de baja emisión (250 – 5000 A.D.U.) que se extiende una distancia de ~ 300 pc o $75''$. Esta zona extendida muestra una cavidad en la parte izquierda superior (CE) rodeada de baja emisión (250 A. D. U.) y en el mismo rango de emisión muestra un corto filamento (F1) del lado derecho de longitud $\sim 8''$.

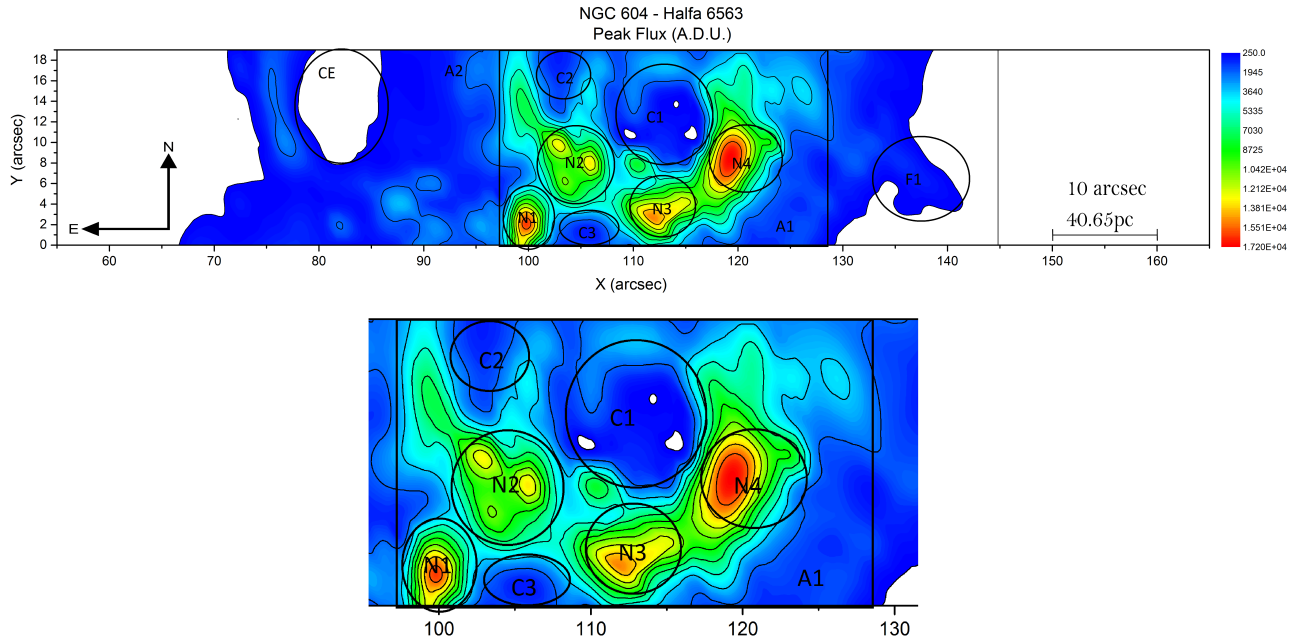


Figura 7.1: Zonas principales identificadas y nombradas en este trabajo. Acercamiento subregión A1.

Si consideramos el número de cuentas, al comparar otras líneas, en particular $[OIII]\lambda\lambda 4959, 5007$ y $[SII]\lambda\lambda 6717, 6731$ (ver figuras 7.4 y 7.5), es apreciable la concentración de $[OIII]\lambda\lambda 4959, 5007$ en N1, N3 y N4 y su ausencia en el halo y N2. Mientras $[SII]\lambda\lambda 6717, 6731$ se muestra con una componente difusa en el halo y menos concentrada en los nodos. La diferencia de ionización entre el núcleo y el halo se explica debido a la distribución de estrellas ionizantes, estando estas últimas situadas principalmente en el centro de la región. En los mapas estelares se aprecia más la concentración de estrellas en el centro de la región que una población extendida [77]. También mencionan que la alta emisión en $[SII]\lambda\lambda 6717, 6731$ puede ser debido al remanente de supernova, SNR M33-16, presentado por [18].

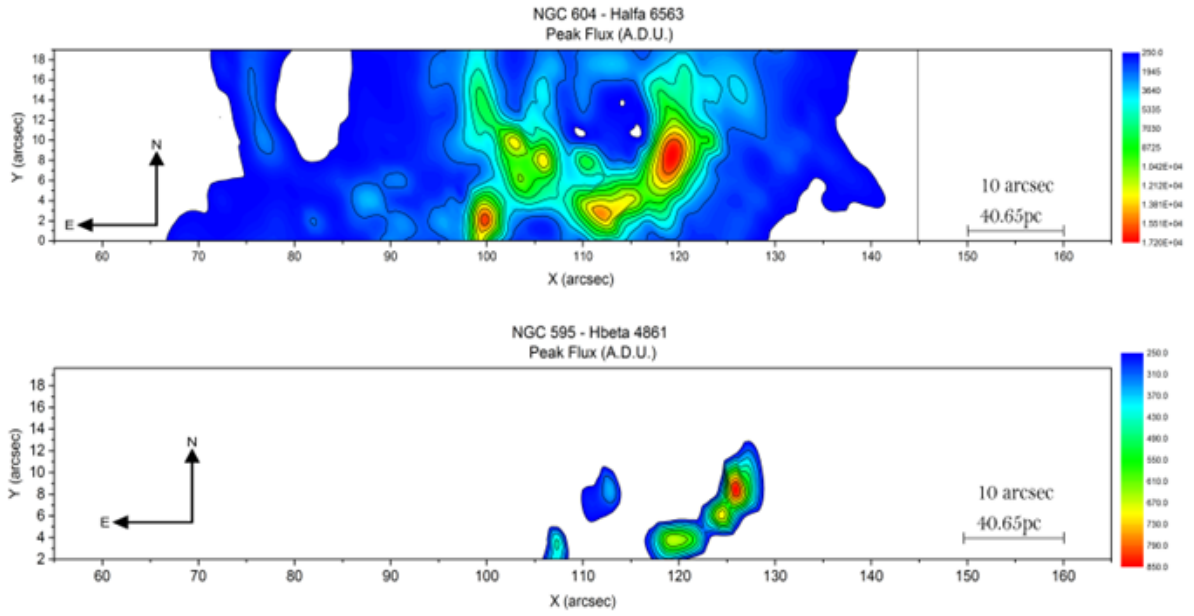


Figura 7.2: Mapa bidimensional de NGC 604 (H_{α} y H_{β}). En esta figura se aprecia la diferencia en emisión debida a la diferencia en intensidad de cada línea. El tiempo de exposición fue igual para ambas líneas.

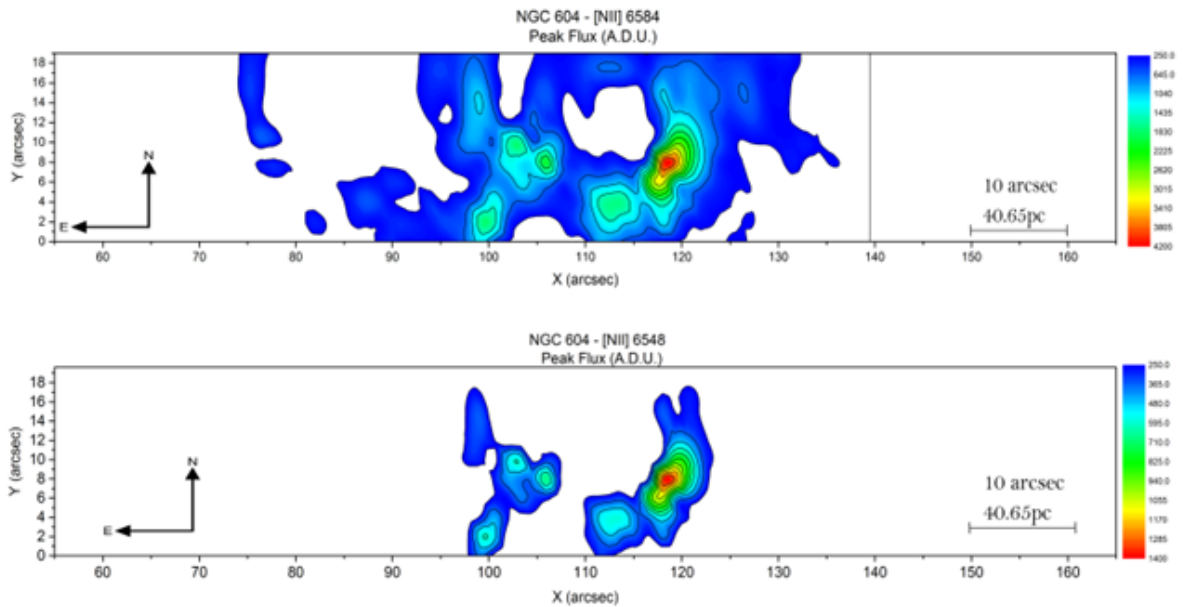


Figura 7.3: Mapa bidimensional de NGC 604 ($[NII]\lambda\lambda$ 6548, 6584).

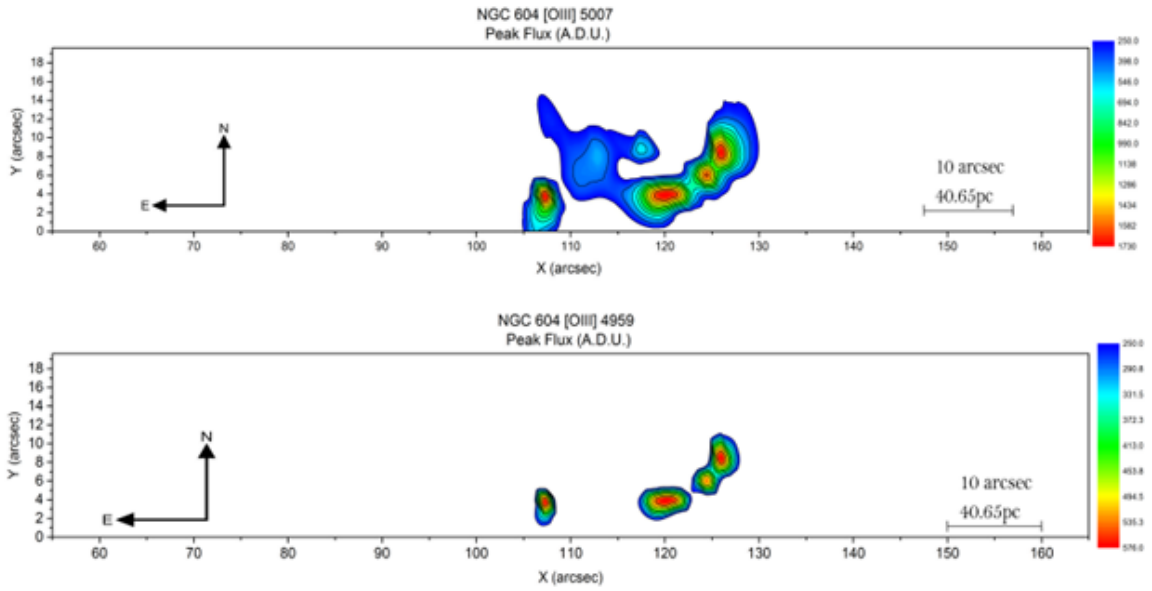


Figura 7.4: Mapa bidimensional de NGC 604 ($[OIII]\lambda\lambda$ 4959, 5007). Las zonas de mayor emi-
 sión de esta línea coinciden con las estrellas más jóvenes de la región debido a la cantidad de
 energía necesaria para la ionización del $[OIII]\lambda\lambda$ 4959, 5007. Las zonas de mayor emisión de
 $[OIII]\lambda\lambda$ 4959, 5007 coinciden con las de $H\alpha$.

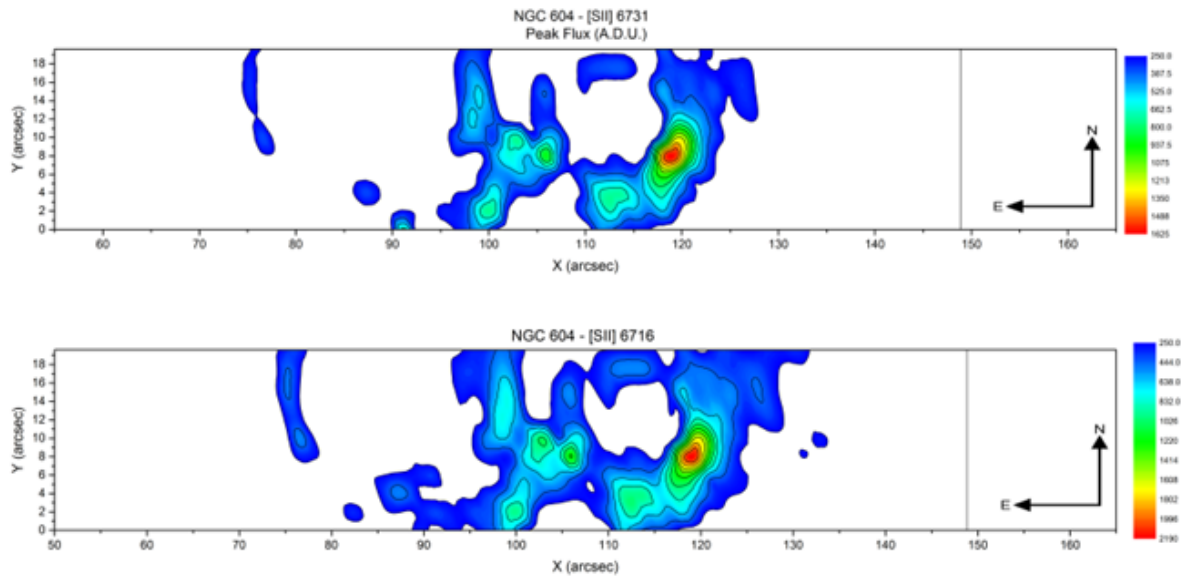


Figura 7.5: Mapa bidimensional de NGC 604 ($[SII]\lambda\lambda$ 6717, 6731). esta línea sirve para trazar las
 partes más externas de la zona de ionización.

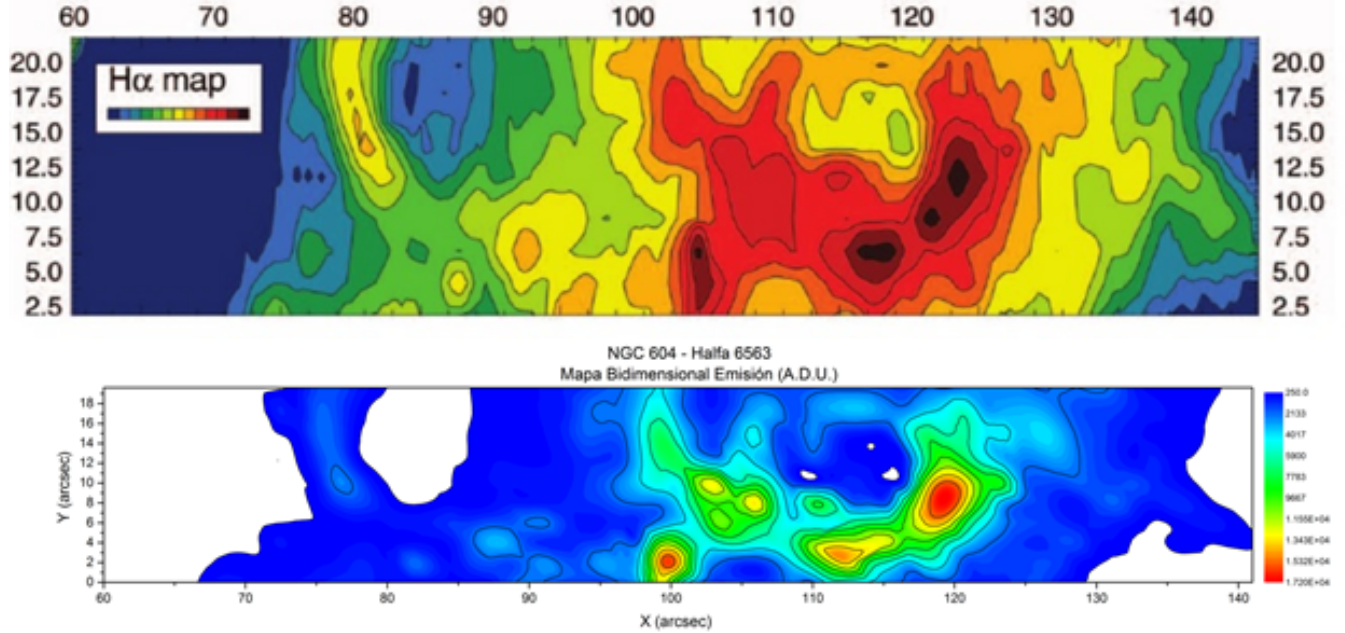


Figura 7.6: Comparación mapas de emisión en H_{α} . Arriba: Presentado por [42]. Abajo: Trabajo actual. Esta comparación es importante ya que diferentes trabajos muestran mismos resultados, con mismas observaciones. Esto es una validación para los mapas presentados en este trabajo.

La diferencia morfológica en los mapas de emisión de las regiones HII se atribuye a la distribución de la población estelar (figuras 7.7, 7.8 y 7.9) y las zonas de baja y alta densidad. Morfológicamente NGC 604 en emisión H_{α} (figuras 7.1 y 7.6) muestra un núcleo amorfo de alta emisión (70% de emisión) con nodos de máxima emisión rodeados de una zona difusa que presenta un gran “loop” y forma filamentaria. [77] menciona 5 estructuras tipo cascarrones, de los que dos de ellos no están presentes en nuestra zona de observación, pero los tres restantes muestran coincidencia. Otra propuesta es de [42], figura 7.10, que presenta 3 estructuras tipo cascarrón, en este caso todas son coincidentes entre sí.

Nombre Trabajo Actual	Nombre [77]	Nombre [42]	Nombre [69]	Tamaño [pc]	V_{exp} [$km s^{-1}$]	Edad expansión [$10^6 a$]	Ek $10^{50} [erg]$
C1	3	A	B1	40	50	0.35	0.7
C2	-	D	-	-	-	-	-
C3	4	B	B2	35	40	0.23	0.2
CE	2	C	B3	100	-	-	-

Cuadro 7.1: Propiedades de los cascarrones principales de NGC 604 [77] y nombres de estos en diferentes artículos y trabajo actual. V_{exp} es la velocidad de expansión del cascarrón y Ek la energía cinética que se estima del cascarrón.

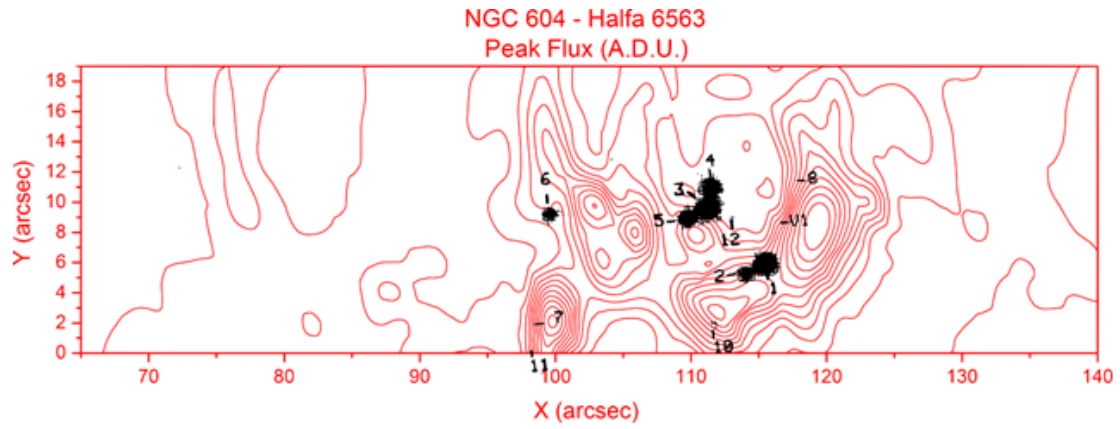


Figura 7.7: Superposición contornos emisión en H_α de NGC 604 con imagen de NGC 604 tomada por la WFPC (*Wide Field/Planetary Camera*) del telescopio espacial Hubble usadas por [20].

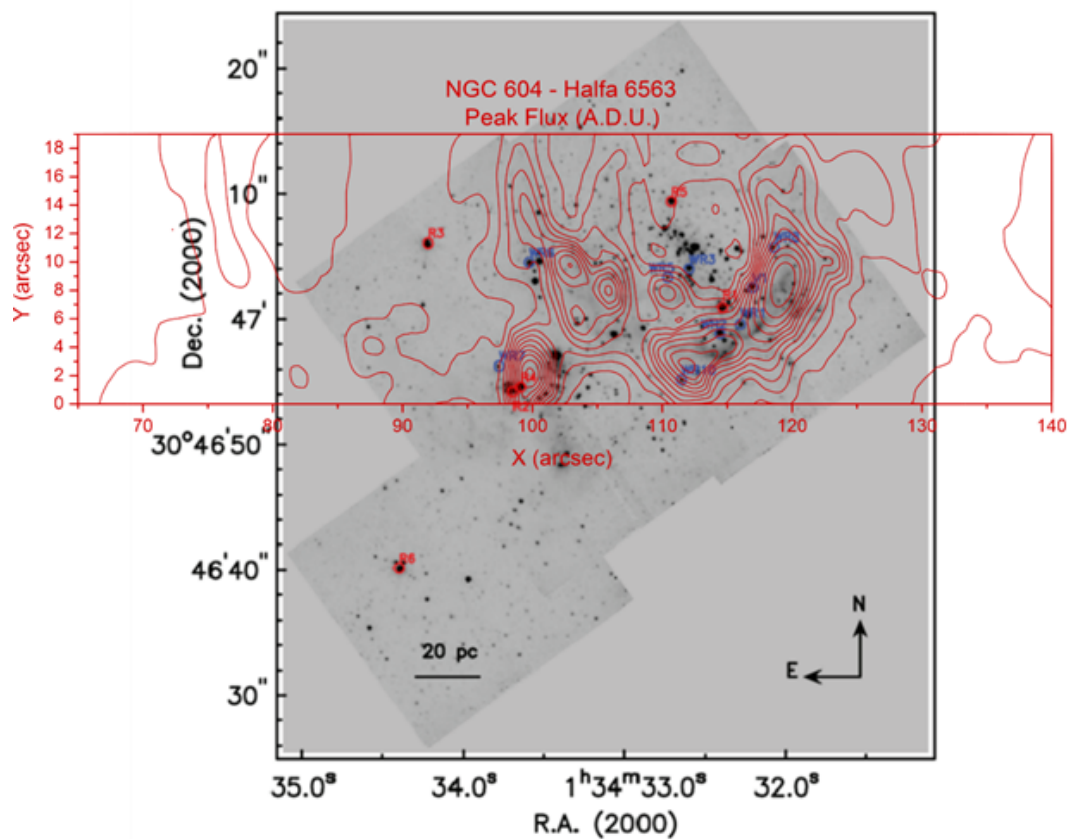


Figura 7.8: Superposición contornos emisión en H_α de NGC 604 con el mosaico final en F205W obtenido con la cámara NICMOS-NIC2 del telescopio espacial Hubble presentado por [22].

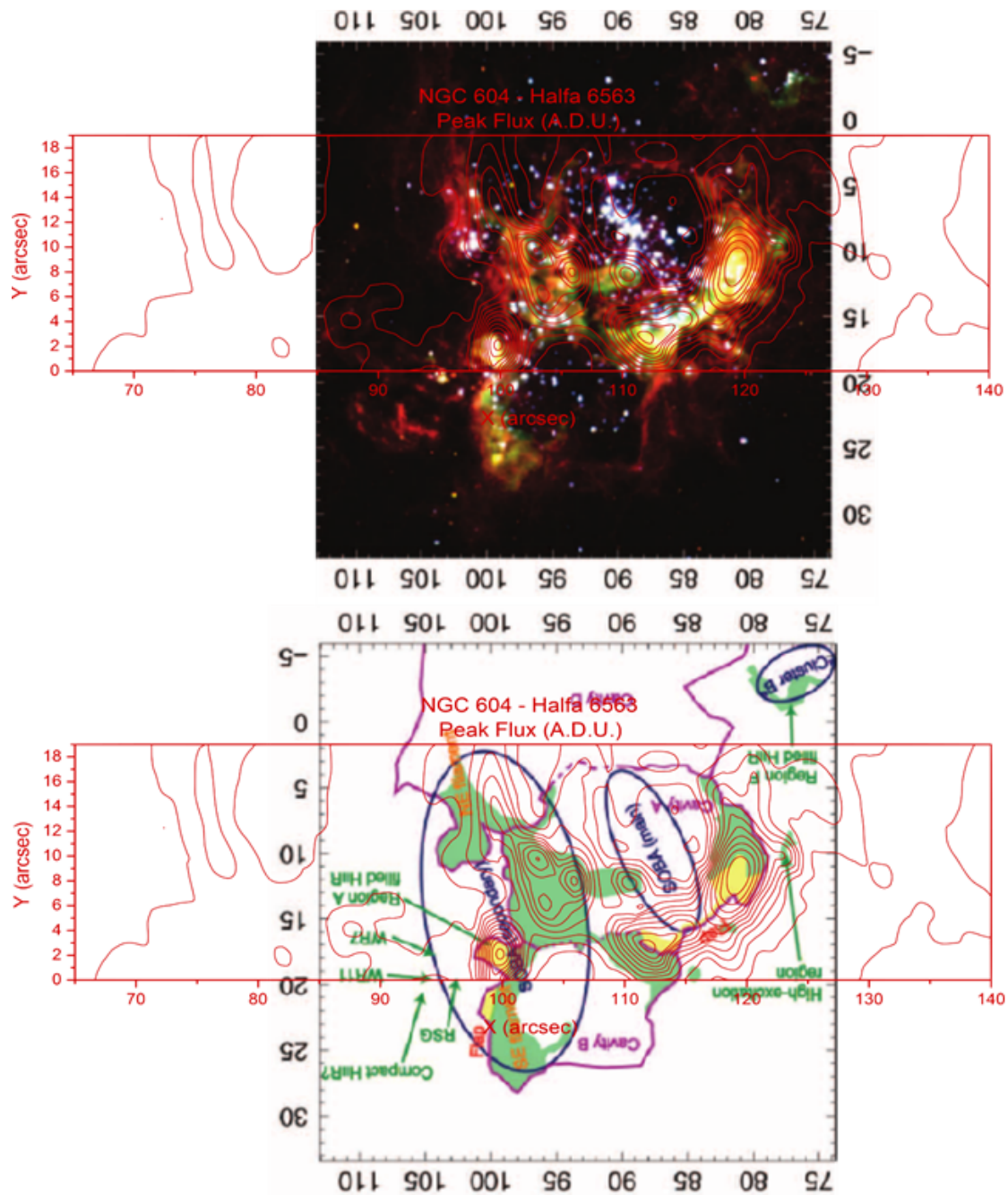


Figura 7.9: Superposición contornos emisión en H_α de NGC 604 con mapas presentados por [42]. Arriba: Mosaico a color de la parte central de NGC 604 compuesta asignando los filtros F6713N al canal rojo, F555W y F656N al verde y F336W para el azul. Ambos mapas se han girado 180° respecto a sus publicaciones orinales para hacerlos coincidir con el Norte apuntando hacia arriba.

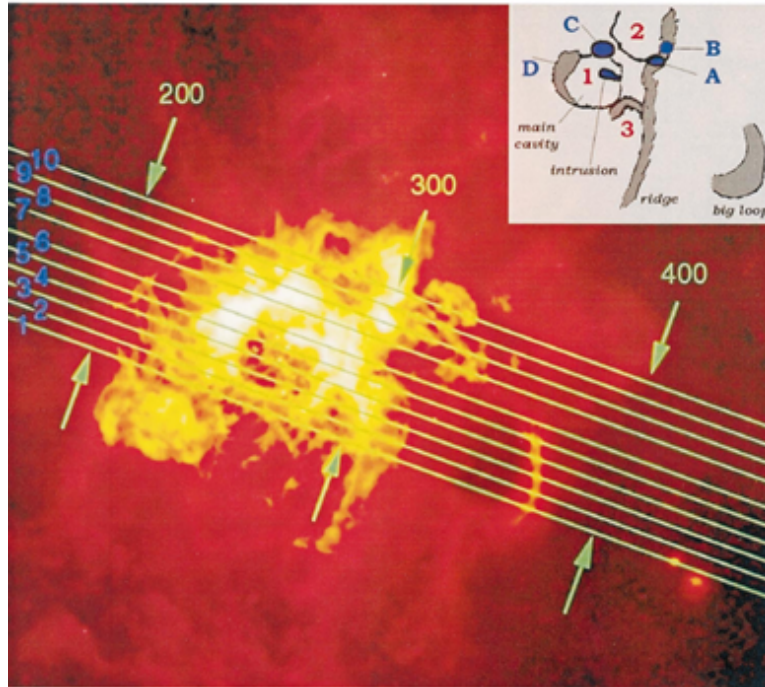


Figura 7.10: NGC 604 HST H_{α} mostrando las rendijas usadas en el trabajo y un diagrama esquemático propuesto por [67] con las zonas principales. Además de las estructuras descritas presenta un "ridge", frontera entre zona activa de información estelar y zona en relativa calma y el "big loop" componente de CE.

Para determinar un origen físico de estas estructuras es necesario comparar la emisión con la población estelar. En los mapas de las figuras 7.1 y 7.8, C1 muestra dos estrellas WR (3 y 5), aunque estas no se encuentran exactamente en el centro del cascarón. Esto es contradictorio con la imagen que proponen [55] donde los cascarones principales son impulsados principalmente por vientos estelares de una estrella WR. El hecho de que estas estrellas no estén en el centro es una consideración a modificar el modelo que se tenía de un simple cascarón expandiéndose con sus interfaces. La mayoría de las estrellas WR (~ 9) están distribuidas en los bordes de la zona de mayor emisión y no hay evidencia de que estas produzcan los cascarones observados. Las estrellas WR 6, 7, 10, 2, 1, V1, y 8 (figuras 7.7 y 7.8) que se encuentran en los bordes probablemente pertenezcan a una generación reciente de estrellas formadas por el acumulamiento y colapso de gas en las zonas de mayor emisión, que en este caso interpretamos como de mayor densidad. Esta concentración de gas se propone que fue barrida por la estructura C1 principalmente. El hecho de que las estrellas WR sean más jóvenes que las OB, y se aprecie un cascarón difuso en expansión fomenta esta hipótesis.

En esta situación consideramos a las estrellas OB como fuente principal de vientos, en especial la SOBA principal presentada por [42] (figura 5.4 y 7.9). El cascarón C1 muestra una alta concentración de estrellas OB y este número se reduce conforme avanza en dirección Sur. Además C1 muestra desdoblamiento en H_{α} y $[SII]\lambda\lambda 6717, 6731$, lo que confirma que es un cascarón en expansión. El resto de estrellas OB se muestran distribuidas en los bordes del núcleo.

C2 que parece ser solo una parte de un cascarón, muestra desdoblamientos sólo en [SII] en nuestras observaciones. Esta estructura es asociada a una cavidad grande en dirección norte que no aparece en nuestras observaciones, pero se aprecia en los diferentes mapas de NGC 604 de [77] y la nombra zona 1. Esta zona contiene un número pequeño de estrellas.

C3 forma parte de un cascarón en expansión (norte del mismo), muestra desdoblamientos H_α y en [SII] $\lambda\lambda$ 6717, 6731 y tiene un numero bajo de estrellas OB. [77] asocia este cascarón con uno ubicado en dirección sur (nombrado zona 5 por ellos). Estos cascarones contiguos muestran una diferencia en expansión, siendo el cascarón 5 el de mayor velocidad de expansión. Esta diferencia de expansión entre cascarones contiguos indica gradientes fuertes de densidad en el medio interestelar. Esta idea lleva a asociar a los cascarones superpuestos en las nubes moleculares, en especial en las superficies de la nube molecular. A este tipo de estructura superficial en la nube ionizada se le llama *blister*.

El cascarón CE es el que menos estrellas contiene y no muestra desdoblamientos en su espectro. No hay evidencia de que su estructura sea en realidad la de un cascarón, pero de ser así su velocidad de expansión sería subsónica. Al no coincidir completamente la predicción teórica con las observaciones es necesario considerar otros factores como lo pueden ser las variaciones y distribución de densidad en diferentes zonas de la región HII y la historia de formación estelar que ha tenido la region [77]. En este caso lo que se quiere decir es que con base en las observaciones del gas y de las estrellas formamos modelos que traten de coincidir con la teoría. En muchas situaciones son obvias las dificultades de esto, en particular al no conocer a detalle la población estelar de la región HII, su ubicación y en verdad cuantas generaciones o procesos de formación estelar se han tenido.

Tambien es posible usar los mapas de la literatura presentados en otras líneas para ampliar la descripción de la región. De las características principales en rayos X presentada por [69], figura 7.13, es una región en forma de “U” de gas caliente que rodea el borde de alta emisión de H_α . [69] destaca que las estructuras principales (C1, C2, C3 y CE nomenclatura en el trabajo actual) son independientes, y constituyen parte de regiones no esféricas de mayores dimensiones (C1x y C2x en nomenclatura [69]). Los cúmulos A y B (ver figura 7.13 panel superior derecho) propuestos por [31] ayudan a explicar de manera más clara la emisión de rayos X.

El cúmulo A cubre la región C1 y C3 mientras que el cúmulo B (SOBA principal) cubre la zona C1x, rodeando el Norte y Noroeste de C1. Destacamos las zonas C2x y C3x presentadas por primera vez por [69] como las zonas de mayor extensión de NGC 604. C3x de [69] no se aprecia en nuestras observaciones. La cavidad C1x es la zona de formación estelar que almacena el cascaron C1 potenciado por combinación de vientos estelares del cúmulo A (figura 7.1 y 7.13). Esta zona contiene fenomenos energéticos que indican la existencia de plasma a altas temperaturas. La cavidad C2x del lado Este de la región presenta una cantidad baja de estrellas y alta emisión de rayos X medios. Los cascarones C1 y C3 han expulsado material a C1x. Se espera que estas fugas de material entre estructuras alcancen velocidades supersónicas.

Al considerar la estructura de NGC 604 a la par de las nubes que la rodean, ver figuras 7.11 y 7.13, es posible complementar la cinemática. El HI atómico mapeado por [17] muestra una

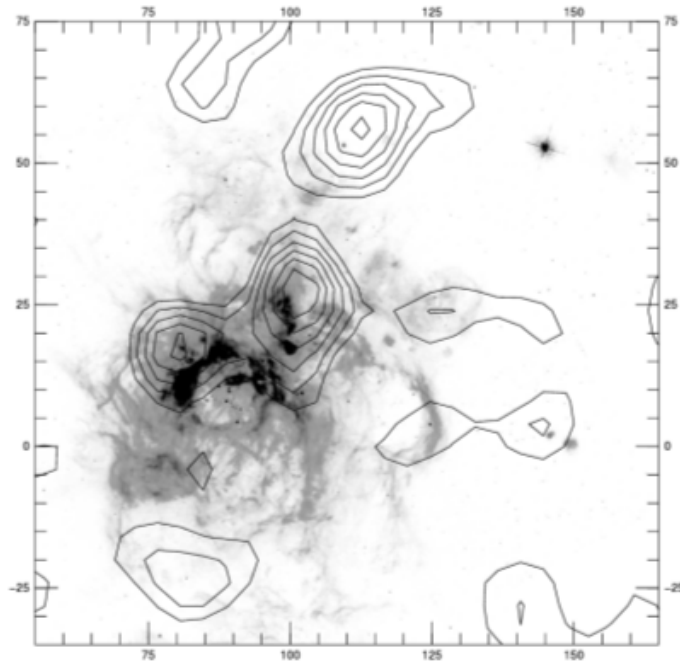


Figura 7.11: Imagen emisi3n CO sobrepuesta en emisi3n H_α [42]. Norte apunta hacia abajo y Este hacia la derecha.

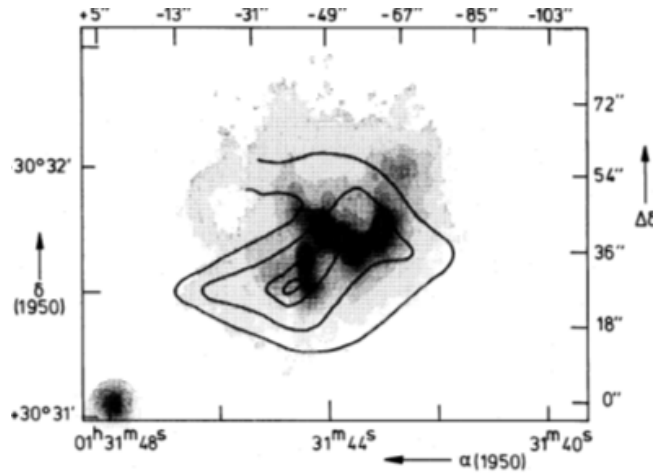


Figura 7.12: Imagen tomada de [32]. Contornos H_2 sobre emisi3n H_α . Norte apunta hacia arriba y Este hacia la izquierda.

velocidad radial de -240 a -250 km s^{-1} , coincidiendo con NGC 604. Ellos proponen la hip3tesis de que est3n f3sicamente asociadas por esa semejanza cinem3tica. El gas molecular en NGC 604 ha sido mapeado por [32] con emisi3n de H_2 y muestra una nube molecular al Sureste de la regi3n. Por medio de observaciones en CO por [72] y los espectros asim3tricos obtenidos, [77] sugiere que los cascarones, que ellos nombran 4 y 5, se encuentran en la superficie de la nube molecular y

no son cascarones en el interior, si no estructuras tipo “blíster”. Los cascarones restantes para ellos 1, 2 y 3 (CE y C1 en nuestro trabajo) no se encuentran superpuestos en la nube.

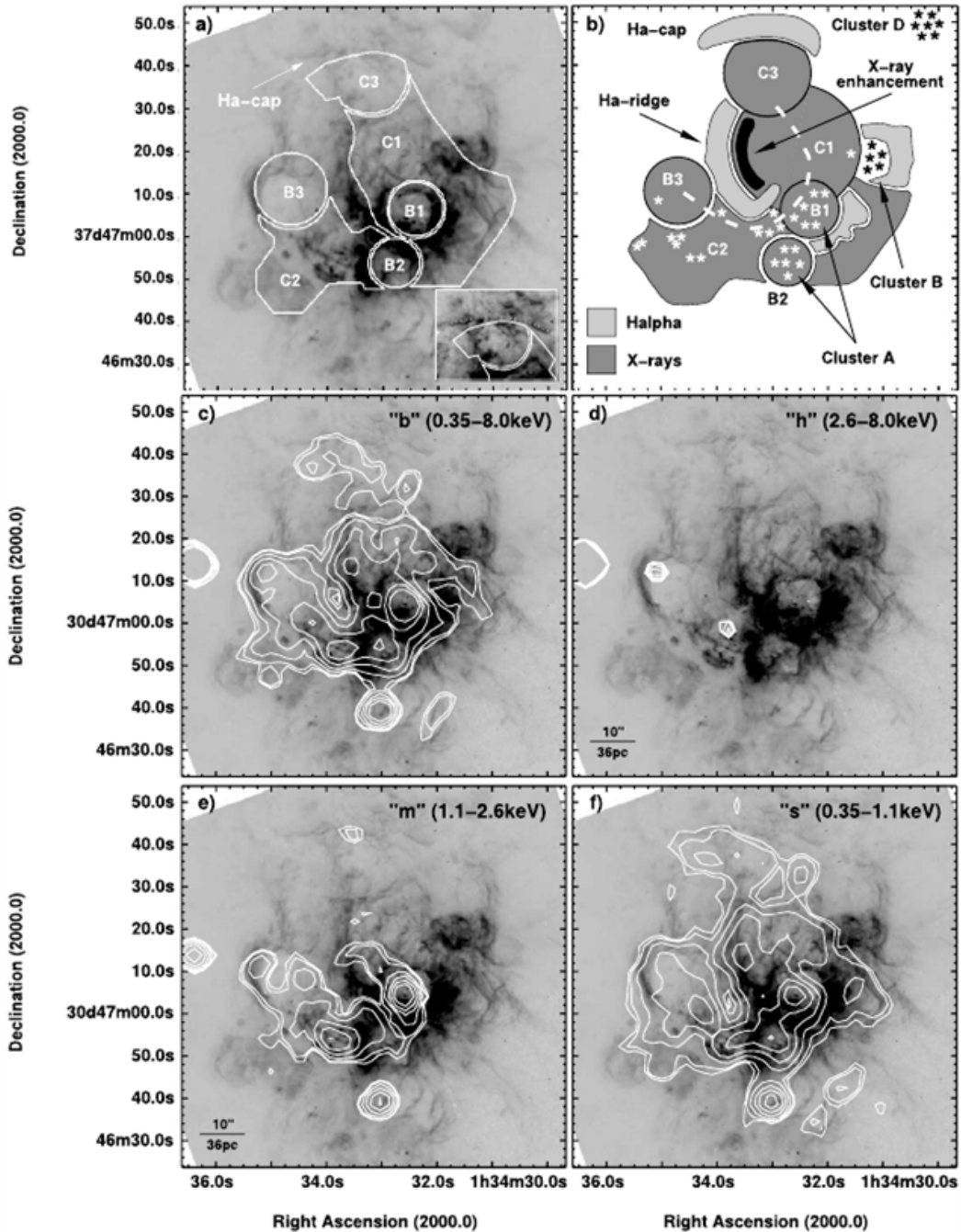


Figura 7.13: Imagen tomada de [69] que muestra algunos contornos de emisión en rayos X (b, h, m y s) con la zonas principales marcadas con un diagrama esquemático superpuestas en emisión H_{α} . El panel superior derecho muestra un esquema con las estructuras principales y sus interacciones propuestas por los autores y los cúmulos estelares principales.

7.1.2. Cinemática (velocidad radial)

En esta sección se presentan los mapas bidimensionales de velocidad radial medida. Los mapas bidimensionales mantienen la escala espacial en los ejes pero la escala de colores se muestra en unidades de $km s^{-1}$.

El rango de velocidades observado para H_{α} va desde $-300 km s^{-1}$ con una variación de $55,56 km s^{-1}$ hasta $-244,4 km s^{-1}$ y una zona central que llama la atención nombrada E1, ver figura 7.14, de aproximadamente $7''$ de diámetro y con su centro en (110,11). Se aprecia un gradiente (G) de Oeste a Este, interrumpido por la región E1. Se divide el mapa en tres secciones para sus estudio(A1-A3), con dos gradientes totalmente distintos (G1, G2). La sección A1 de $125'' \times 20''$ muestra una distribución de velocidades homogénea con la mitad del rango de velocidades total que presenta laa región ($-280 km s^{-1}$ hasta $-260 km s^{-1}$). La sección 3 de $15'' \times 20''$ muestra una distribución más estable con una diferencia de velocidad de unos $5 km s^{-1}$ ($-300 km s^{-1}$ hasta $-288 km s^{-1}$).

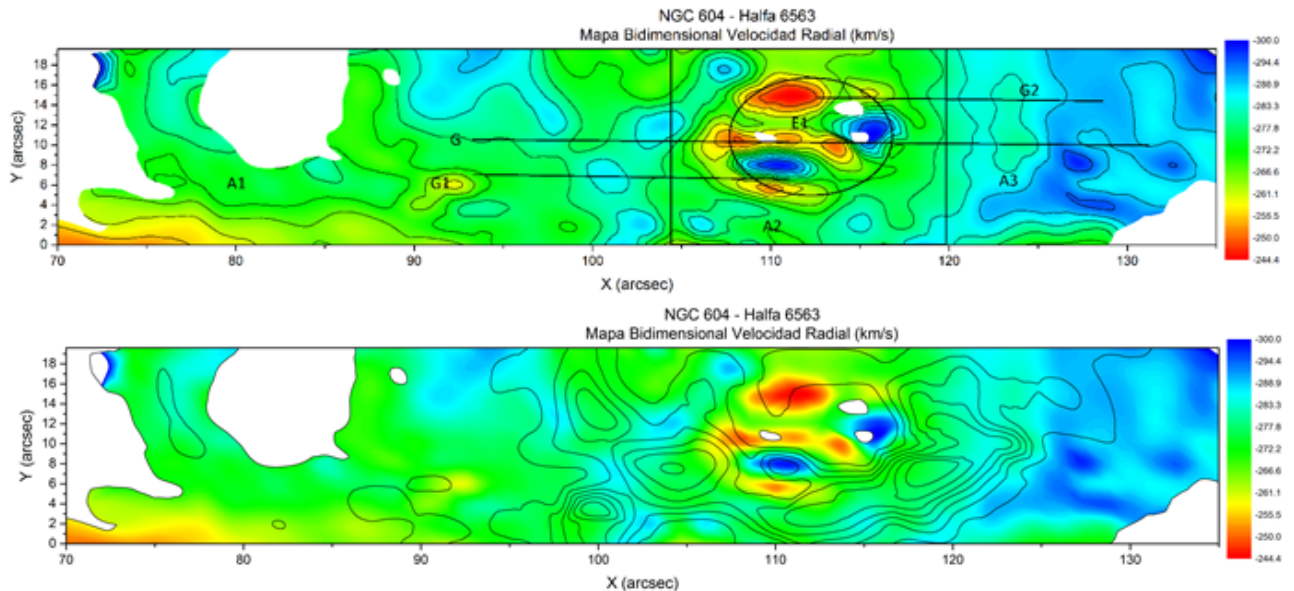


Figura 7.14: Arriba: Zonas principales ubicadas y descritas en la sección 7.1.2. Abajo: Superposición contornos emisión de flujo en H_{α} y mapa bidimensional de la velocidad radial de NGC 604. Este tipo de mapas facilita la ubicación de estructuras principales cuando se analizan las distintas propiedades de la región III.

Se presentan los mapas bidimensionales de velocidad radial para las diferentes líneas (figuras 7.15-7.18).

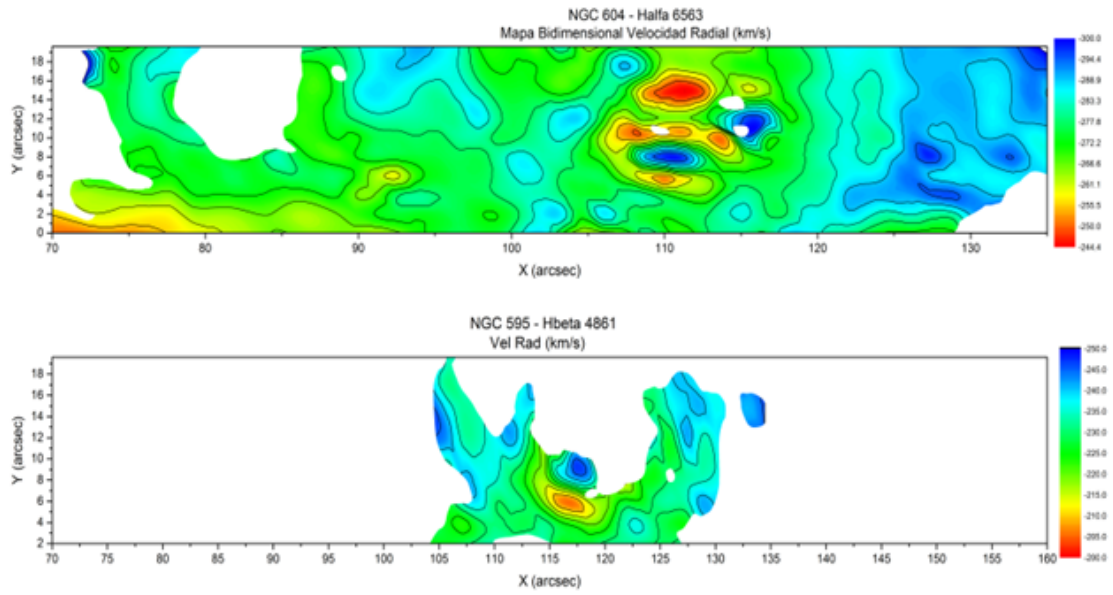


Figura 7.15: Mapas de velocidad radial de NGC 604 (H_α y H_β).

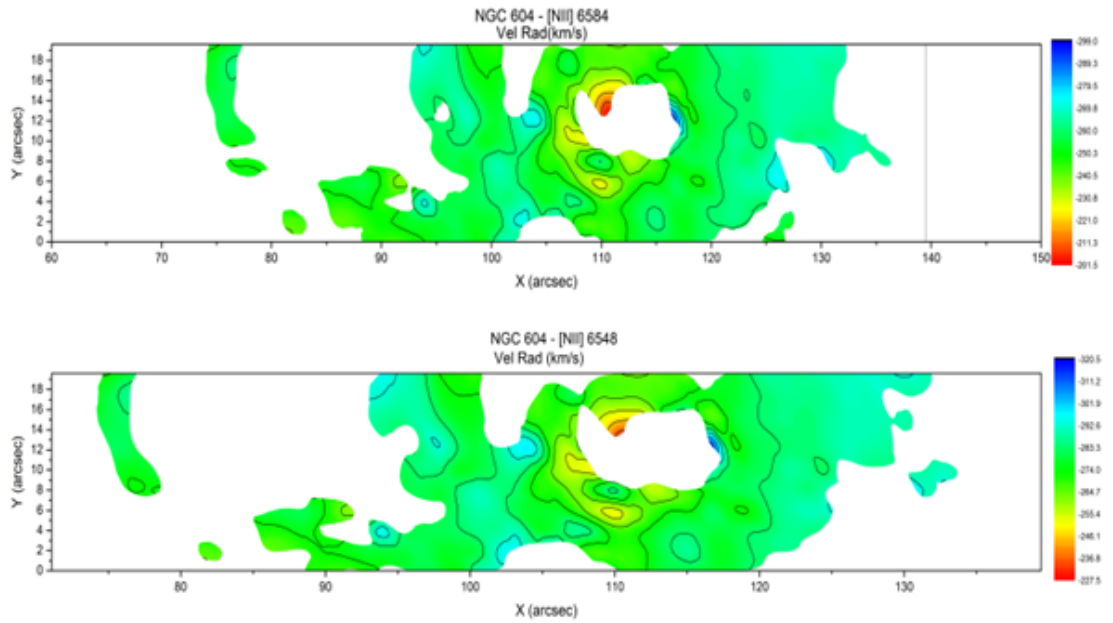


Figura 7.16: Mapas de velocidad radial de NGC 604 ($[NII]\lambda\lambda$ 6548, 6584).

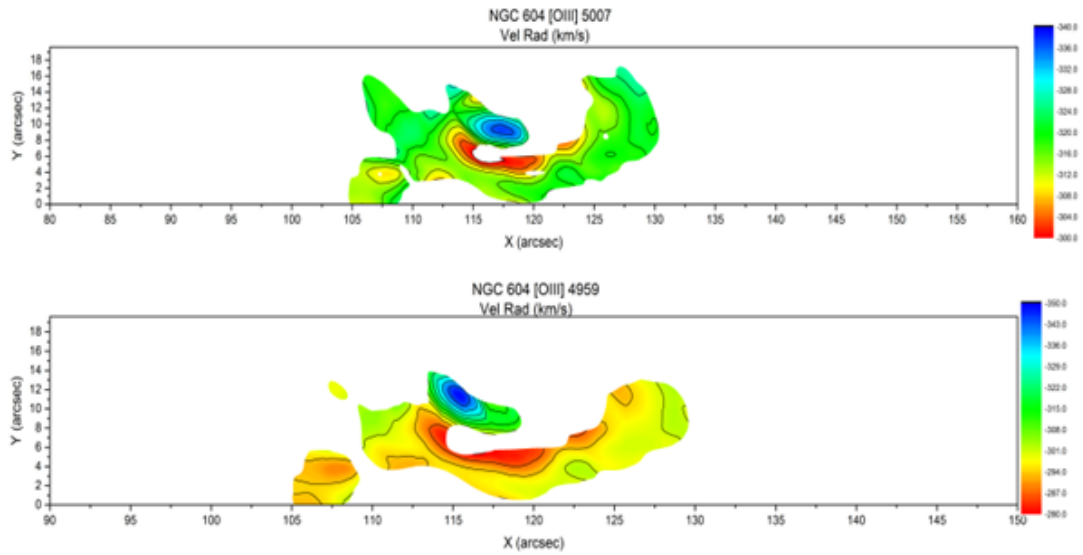


Figura 7.17: Mapas de velocidad radial de NGC 604 ($[OIII]\lambda\lambda$ 4959, 5007).

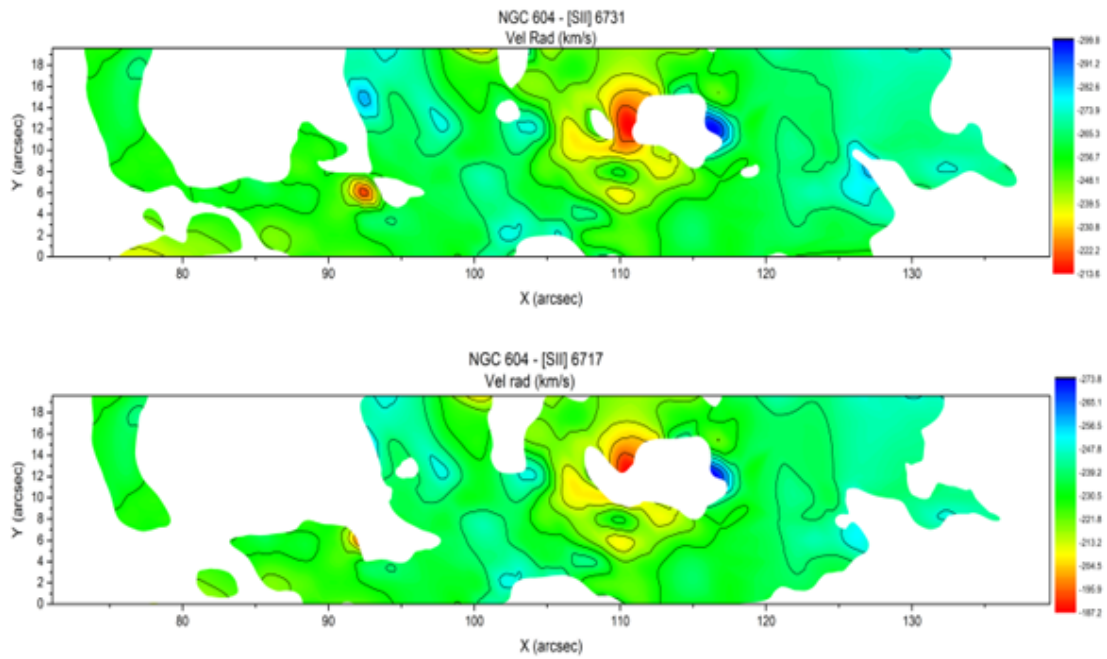


Figura 7.18: Mapas de velocidad radial de NGC 604 ($[SII]\lambda\lambda$ 6717, 6731).

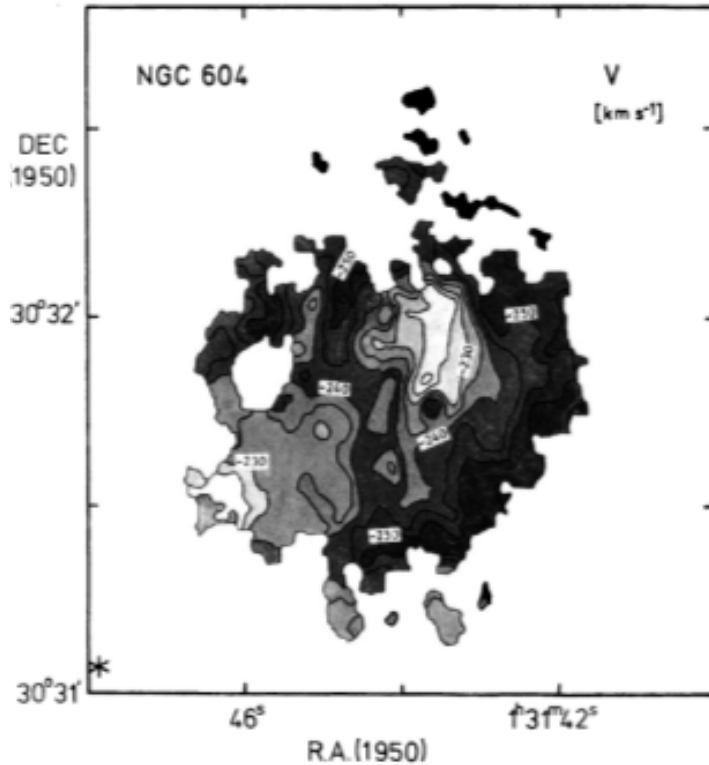


Figura 7.19: Mapas de velocidad radial de NGC 604 [30]. Este mapa sirve de comparación hacia nuestros resultados, figura 7.14. Se aprecia principalmente el gradiente principal de E-O y una zona intermedia que interrumpe la continuidad del gradiente mencionado, coincidente con la zona E1.

La morfología de NGC 604 está compuesta de filamentos, bordes brillantes y cascarones y está estrechamente ligada a su comportamiento cinemático. Para un estudio completo cinemático de NGC 604 emplearemos perfiles espaciales (diagramas velocidad radial-posición presentados en la figura 7.20) junto con con los mapas bidimensionales. Los perfiles espaciales, considerandos de Este a Oeste, muestran cierta distribución similar para todas las líneas y un comportamiento complejo. Una de las características principales es el cambio de velocidad drástico que se tiene en $100''$ y que se presenta para todas las líneas.

Otro cambio de velocidad coincide con la región E1 y la escala a la que actúa es de ~ 15 pc. Es de destacar la coincidencia de la zona E1 con su contraparte morfológica el cascarón C1 (ver figuras 7.1 y 7.14). La estrella WR 5 es coincidente con la parte que muestra el mayor corrimiento al azul. La descripción es ampliada al considerar el trabajo de [56] donde su análisis se concentra en perfiles espaciales perpendiculares a los usados en nuestras observaciones. Ellos encuentran que para el núcleo, considerando dirección Norte a Sur, los perfiles muestran gas a poca velocidad en las orillas observadas. Es hasta las partes centrales donde muestran cambios de velocidad en una escala de 10 pc y desdoblamiento de las líneas. Destacan que la parte Este de la región se muestra con gas menos a mucho menor velocidad que la parte Oeste.

El hecho de sólo encontrar desdoblamientos en la parte Oeste de la región apoya la idea de que esa zona está afectada principalmente por la inyección de energía mecánica de las estrellas masivas. Esta idea lleva a concluir que la parte Este y en especial CE es una estructura antigua, debido a su baja velocidad de expansión en el borde de la nube molecular [67]. Continuando con la comparación morfológica, las estructuras C2 y C3, figura 7.1, (3 y 2 en el trabajo de [67] 7.10) se encuentran pegadas a un borde grueso brillante, ubicado a $100''$, y en nuestros datos solo C3 muestra desdoblamientos en $[SII]\lambda\lambda 6717, 6731$ aunque hay autores que confirman desdoblamientos en las tres estructuras [67].

Este borde brillante, llamado *ridge*, al Este de C2 y C3 ha aparecido sutilmente en los diferentes tipos de mapas presentados hasta ahora. Autores como [67], [42] y [69] consideran este borde como una división de NGC 604. Del lado Oeste de la región tenemos una zona activa y dinámica de formación estelar y del lado Este del borde una región en relativa calma; con esto nos referimos a una inyecciones y dinamica del gas menos violenta y a menor velocidad que su contraparte. Esta imagen coincide con los mapas estelares (figuras 7.7,7.8 y 7.9), donde el único cuerpo identificado del lado Este del borde es una RSG. Este borde esta sobrepuesto con la SOBA secundaria presentada por [42], figura 7.9.

La idea anterior y la ubicación de C2 y C3 lleva a concluir que son estructuras tipo cascarón que presentan fuga de material ionizado generando un efecto de tipo *blowout*. Este efecto considera inhomogeneidades en el medio en la formación estelar más reciente. Esto genera que la expansión del gas no sea ideal como se consideró en los modelos desarrollados y que a la hora de que las estrellas entregan energía al medio existen ya burbujas y estructuras primitivas conectadas. Como consecuencia se tiene una nueva distribución de presión y fugas de material. El gas en lugar de energizar la zona y potenciar la estructura de donde viene, se expande libre en el medio internebular (*Intercloud medium*, ICM) y puede generar una estructura nueva y lejana de la fuente principal puso ese gas en movimiento. Como las observaciones cubren una zona limitada de toda la región hay que recordar que C2 y C3 no son estructuras completas. Estas zonas se extienden o estén asociadas a estructuras de mayores dimensiones y de cinemática diferente.

De las características principales del mapa bidimensional encontramos:nuevamente el gradiente de O-E de $\sim 25 \text{ km s}^{-1}$ a lo largo de 200 pc. Este gradiente de velocidad G es el que es interrumpido por la zona E1 y también es presentado por [11] y [30]. Ellos mencionan que el gradiente G no sólo es posible interpretarlo como una rotación de la nube y en realidad no refleja un comportamiento interno cinemático de la nube. Proponen un brazo masivo de HI extendido en la parte Este de NGC 604 de N-S. Este brazo se encuentra detrás de la zona observada induciendo efectos gravitacionales y un movimiento donde pareciera “girar” la nube. Respecto a los núcleos de alta emisión (figura 7.1) comparten una velocidad de $\pm 10 \text{ km s}^{-1}$, mientras que la zona difusa es la que presenta el cambio de velocidad más pronunciado, indicando estructura mayor complejidad.

Se destaca que el cascarón C1 y su contraparte E1 son las zonas donde se concentra la mayor variación de velocidades. En esta caso lo que observamos son capas de material con dirección al observador pero con una diferencia de velocidad entre ellas. Una interpretación física de esta zona podría ser a una burbuja de viento estelar expandiéndose en zonas de diferente densidad y en la

superficie de la nube. En este caso WR 5 (figuras 7.7,7.8 y 7.9) genera vientos que al expandirse en un medio no homogéneo deforman la burbuja. Podemos visualizar una burbuja que ha sido jalada de un polo. Bajo dicha deformación observaríamos un área proyectada de dimensiones menores a las del cascarón no deformado con componente con corrimiento hacia el azul. La parte no deformada de la burbuja sería observada como un anillo con componente corrida al rojo. Esta idea reflejaría esta burbuja como tipo *blíster* sobre la nube molecular expandiéndose rápidamente. En general las velocidades presentadas coinciden con los resultados derivados por [56], [30] y [67].

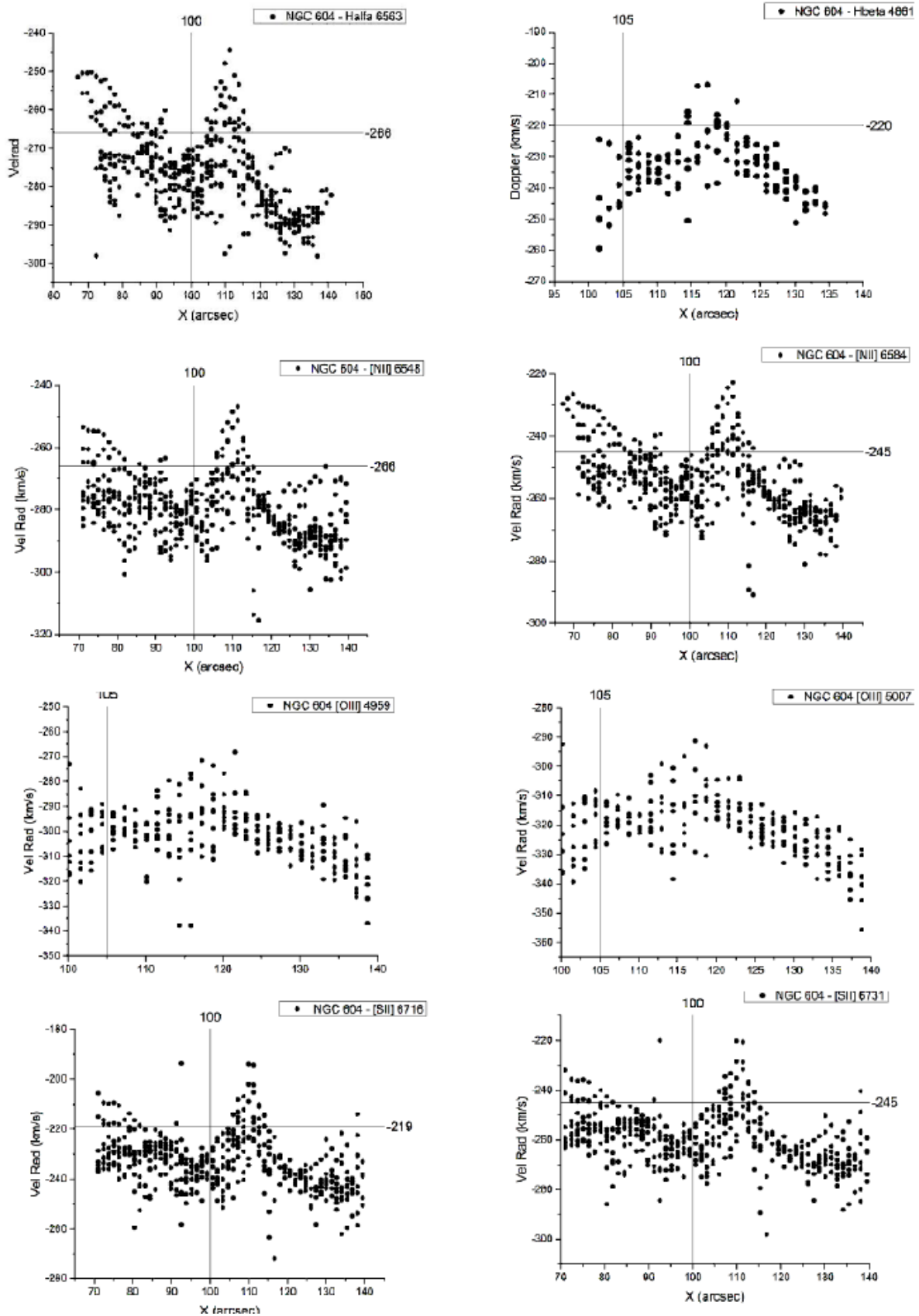


Figura 7.20: Perfiles Espaciales NGC 604 para las diferentes líneas de emisión. Los ejes indican velocidad radial vs escala espacial. La línea horizontal ubica la estructura *ridge* y la línea horizontal al ajuste de corrección de velocidad presentado en el apéndice C.

7.1.2.1. Desdoblamientos

Hay condiciones en las que el exceso de ancho de la línea ajustado corresponde a una línea desdoblada, llamada desdoblamiento, y no a una línea gaussiana ancha. Estos puntos han sido marcados en los mapas bidimensionales 7.23 y 7.24. Estas zonas se encuentran e identifican por su espectro desdoblado. Los desdoblamientos son evidencia de estructuras tipo cascarón, obtenidos de un mismo elemento: donde se esperaba encontrar una línea de emisión se tienen dos separadas con diferentes intensidades, ver figura 7.21, indicando un movimiento del gas ionizado en dirección al observador y otro en dirección opuesta. Con base en estas mediciones del espectro es posible calcular la velocidad de expansión de los cascarones, cuadros 7.2 y 7.3, además con base en la composición de las formas de las líneas es posible plantear la imagen completa del cascarón. Un ejemplo es la siguiente imagen de una rendija a través de una cascaron en expansión y su espectro ideal, figura 7.26.

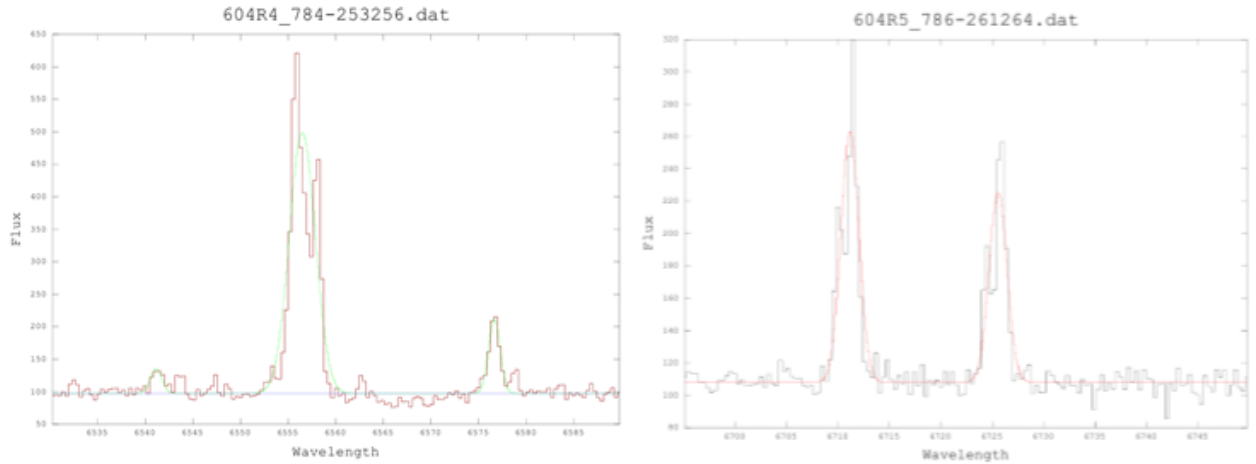


Figura 7.21: Ejemplos de espectros desdoblados para H_α y [SII] [53].

[30], [56] y [11] han estudiado ampliamente el efecto del viento estelar expandiéndose en el medio. Ellos encuentran diversos cascarones con velocidades de expansión de 60 km s^{-1} y nubes de gas que se mueven a más de 100 km s^{-1} respecto al marco de referencia del objeto. La estructura cinemática desarrollada por la región es en realidad una combinación de efectos de presión de radiación, explosiones de supernova, flujos de champaña, efectos gravitatorios y de rotación. No todos estos fenómenos son observables, por lo que el tener evidencia de un cascarón en expansión es una herramienta fuerte para el estudio de la nube.

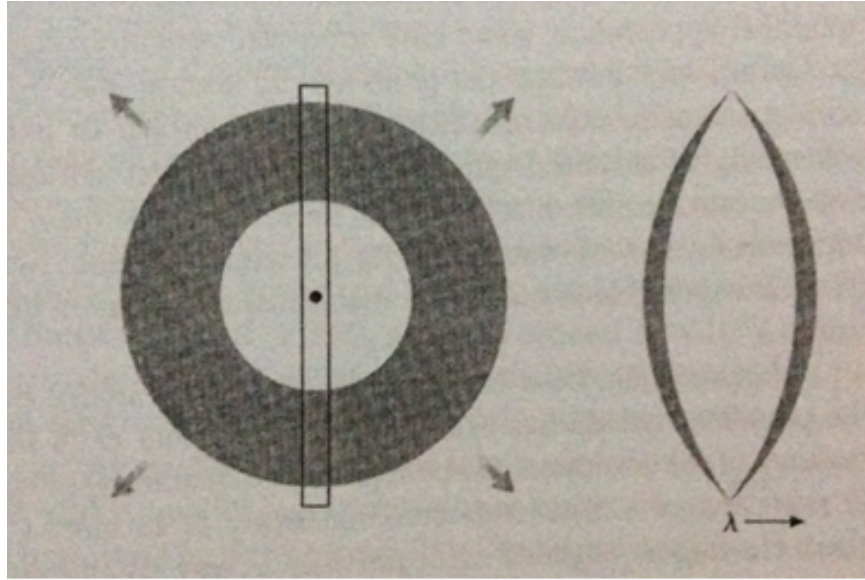


Figura 7.22: Esquema ideal de un cascarón y su espectro a lo largo de la rendija mostrada. [50]. Una rendija en posición vertical en un cascaron en expansión como se muestra del lado izquierdo daría el espectro mostrado del lado derecho. La distancia entre las líneas indica la posición que vemos del cascarón.

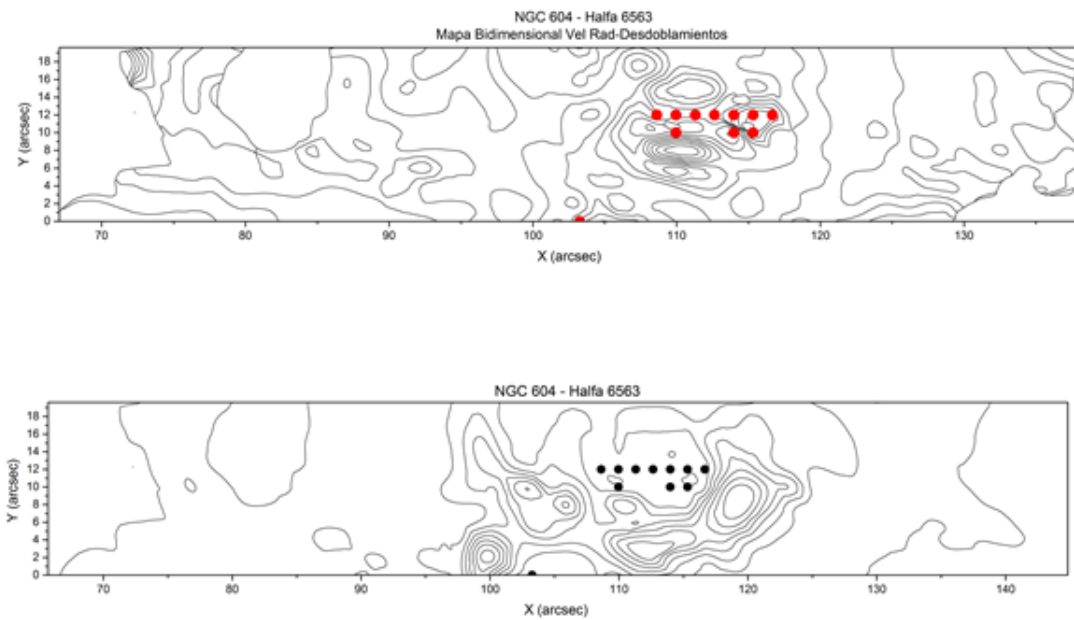


Figura 7.23: Desdoblamientos en H_{α} . Superior: Mapa bidimensional de la velocidad radial. Abajo: Mapa bidimensional emisión de H_{α} . Los puntos corresponden a las ubicaciones espaciales donde los espectros se encuentran desdoblados.

X	Y	Vel exp	Delta Peak
arcsec	arcsec	km/s	A.D.U.
116,667	12	48,592	300
115,326	12	99,0062	-164
113,985	12	91,11	250
112,644	12	75,925	100
111,303	12	86,8582	650
109,962	12	86,8582	950
108,621	12	60,74	200
115,326	10	48,592	20
113,985	10	65,5992	570
109,962	10	103,8654	70
103,257	0	52,8438	100

Cuadro 7.2: Propiedades desdoblamiento H_{α} . Las primeras columnas corresponden a las ubicaciones espaciales de los espectros desdoblados presentados en la figura 7.23. La tercera columna es la velocidad de expansión calculada por la diferencia de longitudes de onda medida y la cuarta columna corresponde a las diferencia de emisión registrada. Los valores negativos corresponden a un pico izquierdo de mayor intensidad.

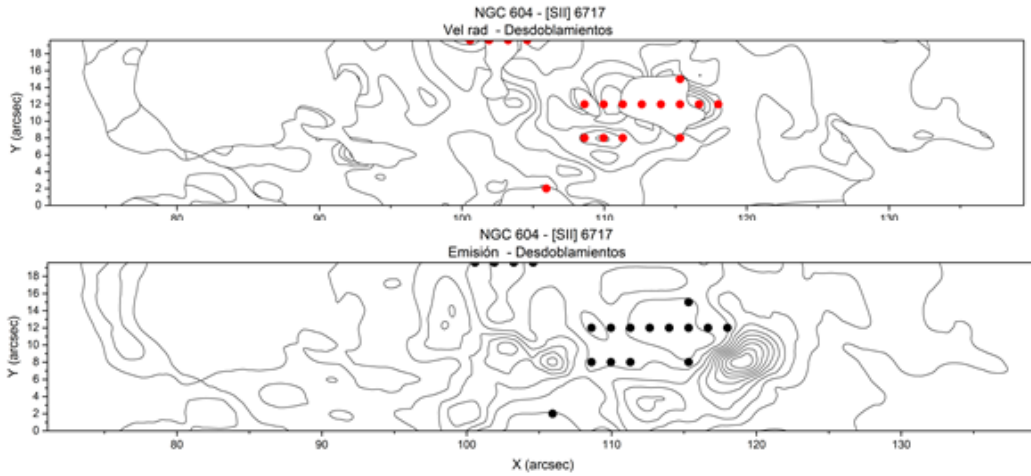


Figura 7.24: Desdoblamiento en [SII]. Superior: Mapa bidimensional de la velocidad radial. Abajo: Mapa bidimensional emisión. Los puntos corresponden a las ubicaciones espaciales donde los espectros se encuentran desdoblados.

X	Y	Vel exp	Delta peak
arcsec	arsec	km/s	A.D.U.
104,598	19,6	65,256	140
103,257	19,6	60,9056	-15
101,916	19,6	65,256	75
100,575	19,6	78,3072	250
115,326	15	32,628	15
118,008	12	38,066	145
115,326	12	92,446	-43
113,985	12	79,3948	-11
112,644	12	66,8874	-8
111,303	12	81,57	78
109,962	12	67,975	106
108,621	12	65,256	22
115,326	8	69,6064	153
111,303	8	48,942	177
109,962	8	43,504	-125
108,621	8	47,8544	140
105,939	2	48,942	32

Cuadro 7.3: Propiedades desdoblamiento [SII]. Las primeras columnas corresponden a las ubicaciones espaciales de los espectros desdoblados presentados en la figura 7.24. La tercera columna es la velocidad de expansión calculada por la diferencia de longitudes de onda medida y la cuarta columna corresponde a la diferencia de emisión registrada. Los valores negativos corresponden a un pico izquierdo de mayor intensidad.

[11], figura 7.25, profundiza en el comportamiento cinemático de los perfiles en regiones específicas de NGC 604. El identifica la estrella CM 12 (WR 12) coincidente con un mapa de [20] aunque ausente en mapas de publicaciones posteriores. Identifica CM 13, que en nuestros mapas corresponde a WR 6, zona en la que carecemos de desdoblamiento. Sin embargo identificamos WR 5. En nuestro mapa coordenado está ubicada en $x: 109$ e $y: 10$, correspondiente a la zona de desdoblamiento con una velocidad de 103.9 km s^{-1} , valor máximo en nuestros datos. Esta observación apoya la característica de vientos fuertes y cascarnes rápidos asociados a estrellas tipo WR.

Aunque no es un desdoblamiento como tal, un fenómeno interesante apreciable en los espectros obtenidos es la emisión de lo que [11] describe como *jet*. Este fenómeno se modela como una base ancha a lado de la línea de emisión, ver figura 7.27. La verdadera naturaleza de la base ancha de los perfiles es complicada de explicar ya que no ha habido característica que haya resaltado en los mapas hasta ahora presentados. De las pocas pistas que tenemos es la coincidencia con N2. Además los mapas estelares no muestran algo en particular en la región indicada ($x: 105$, $y: 12$). El hecho de detectar esta característica en [SII] $\lambda\lambda$ 6717, 6731 sugiere que los procesos radiativos no dominan esa zona y se tiene ionización colisional como mecanismos principal debido a las velocidad supersónicas que alcanza la nube [11]. Esta zona muestra una componente en dirección al observador. Se explica este *jet* creado por la interacción de WR 6 y WR 12 y la SOBA principal, figura 7.26. Debido a la

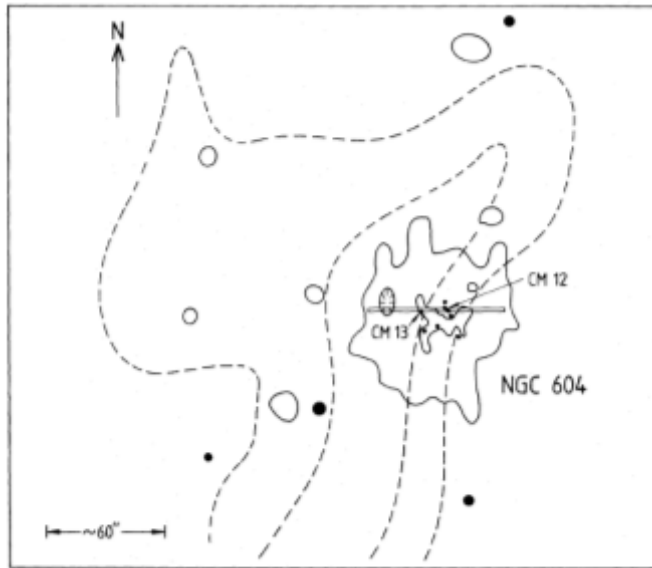


Figura 7.25: Posición de la rendija contra un esquema de emisión H_{α} de NGC 604. Las líneas punteadas reflejan emisión de HI [11]

poca información de este fenómeno es complicado dar una explicación más concluyente.

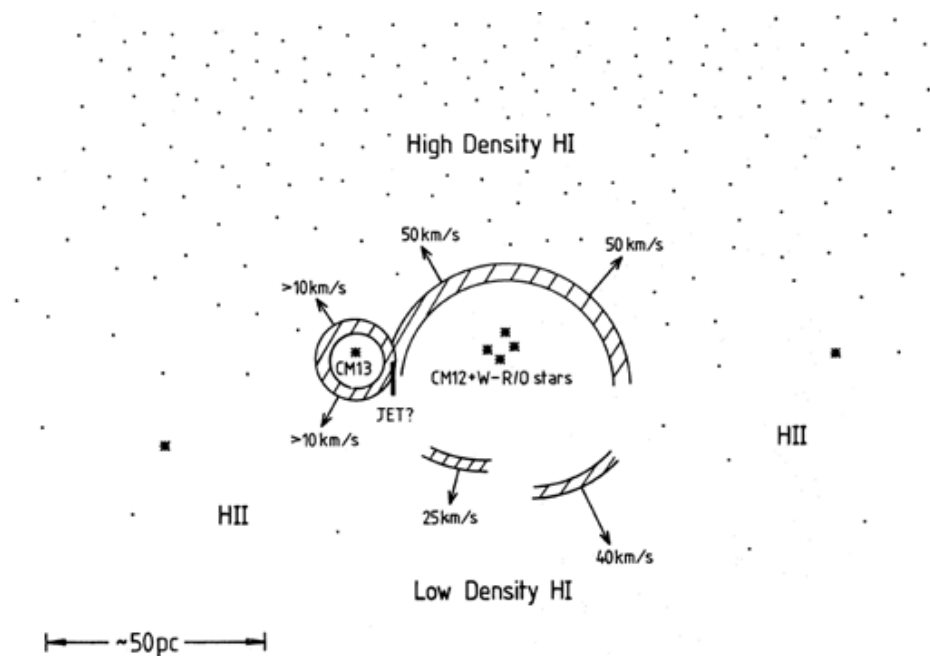


Figura 7.26: Esquema de un corte sagital a lo largo de la región [11]. El diagrama corresponde a la descripción que ellos presentan de su observación a lo largo de la línea de visión de la rendija que utilizaron. Se muestra la diferencia en velocidad de expansión de los cascarones debido a las distintas densidades de HI que rodea la región. El choque de dos cascarones vistos desde arriba, generados por las CM13 y CM12, generarían la base ancha que se muestra en los espectros de la figura 7.27. Este contacto lo interpretan como un flujo a chorro (*jet*) de gas y por la dinámica de las burbujas, este gas es expulsado.

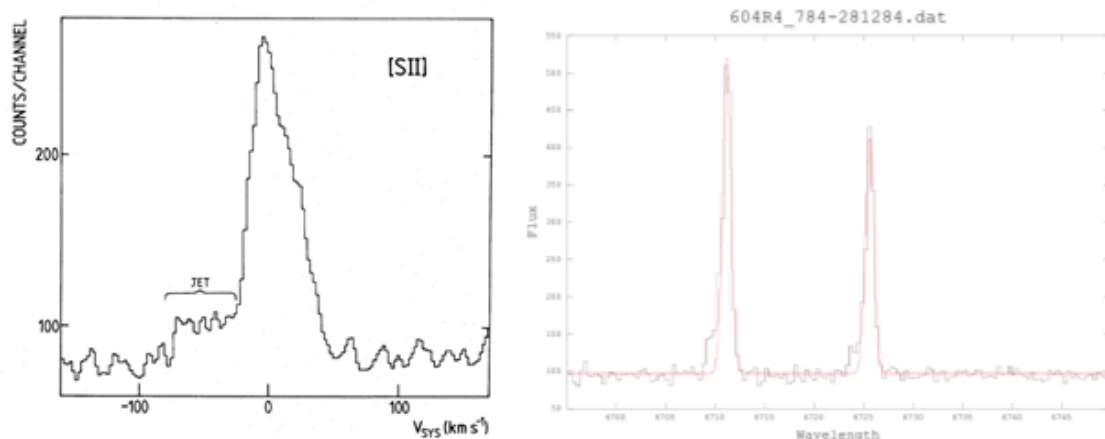


Figura 7.27: Izquierda: Espectro presentado por [11]. Derecha: Espectro obtenido por [53].

7.1.3. Turbulencia (σ)

En esta sección se presentan los mapas bidimensionales de la velocidad de dispersión llamada σ , también interpretado como turbulencia, relacionado con la dispersión de velocidades a lo largo de la línea de visión, proveniente de la deconvolución del ancho observado. De este se sustrae el ancho térmico y el ancho instrumental (apéndice D). Esta medida debe interpretarse con cuidado ya que puede coincidir con un desdoblamiento de línea y tener un significado físico diferente al de una línea ancha. Al realizar un ajuste gaussiano para los espectros obtenidos se calibraron todo los datos de la misma manera y al aproximar una gaussiana a un espectro desdoblado esta abarcaba ambas componentes. En este caso un valor alto de σ no refleja una alta dispersión de velocidades, si no que indica un ajuste de una línea gaussiana ancha a una línea de emisión desdoblada. Físicamente tenemos una estructura en expansión y no una nube con dispersión de velocidades internas.

El movimiento turbulento dentro de la nebulosa ha sido estudiado por diversos autores (e.g., [59]; [44]; [68]; [18]; [55]; [55]; [30]; [31]; [57]. El comportamiento de la turbulencia es diferente a pequeñas escalas (~ 10 pc) que a grandes (≥ 80 pc) [43], con posibles interpretaciones que consideran auto gravitación, vientos estelares, efectos de champaña y blowout, para explicar el comportamiento observado. Sin embargo ningún modelo es capaz de explicar de manera completa la cinemática observada.

El mapa bidimensional en emisión H_α de σ figura 7.28, presenta un nodo (N1 σ) en x: 115", y; 13", del lado este de la región de máxima emisión y de apenas $\sim 3''$ de diámetro. Este nodo está rodeado por una zona extendida (A1 σ) de velocidad irregular a pequeñas escalas y uniforme a lo largo de la región. Del lado Este tiene una zona perturbada (A2 σ) de $10'' \times 20''$ que muestra un rango de velocidad alta (20 km s^{-1} - 50 km s^{-1}) y que es coincidente del lado Oeste con el borde a $100''$ que divide a NGC 604.

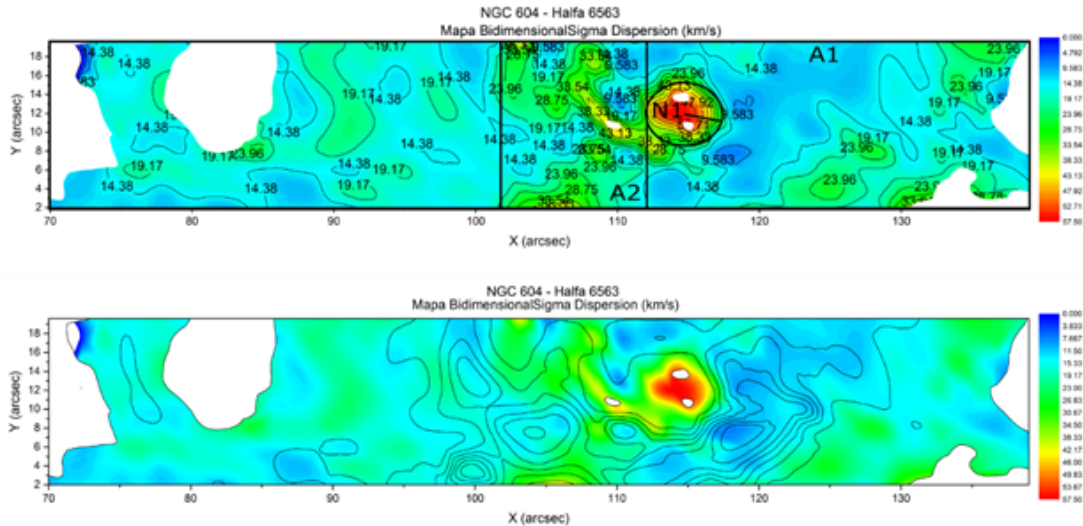


Figura 7.28: Arriba: Zonas principales ubicadas y descritas en la sección 7.1.3. Abajo: Superposición contornos emisión flujo H_α y mapa bidimensional de σ .

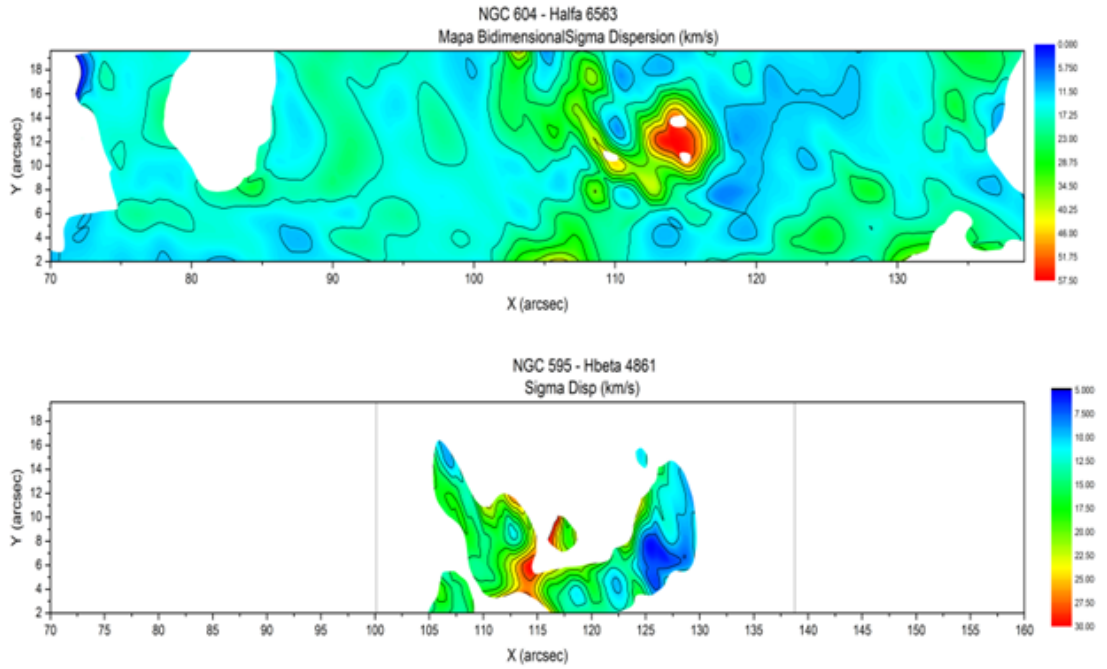


Figura 7.29: Mapas bidimensionales de σ en NGC 604 (H_α y H_β).

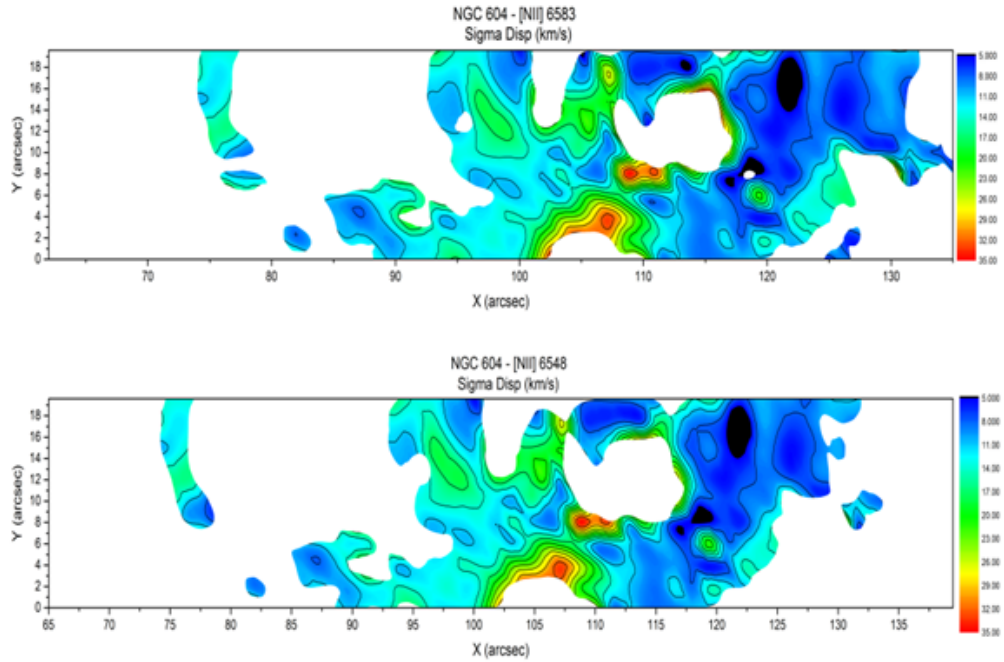


Figura 7.30: Mapas bidimensionales de σ en NGC 604 ($[NII]\lambda\lambda$ 6548, 6584).

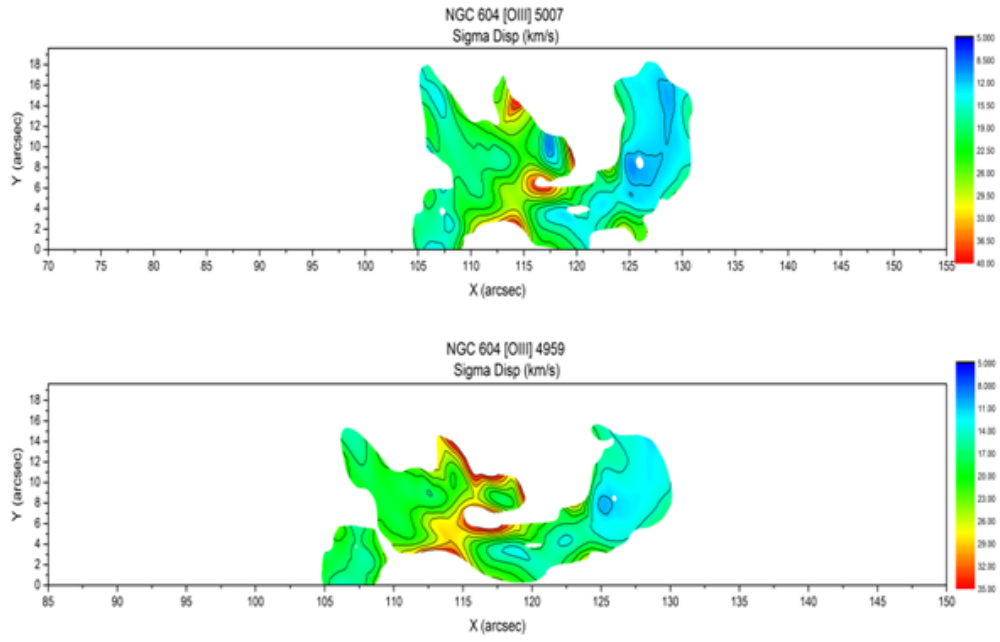


Figura 7.31: Mapas bidimensionales de σ en NGC 604 ($[OIII]\lambda\lambda$ 4959, 5007).

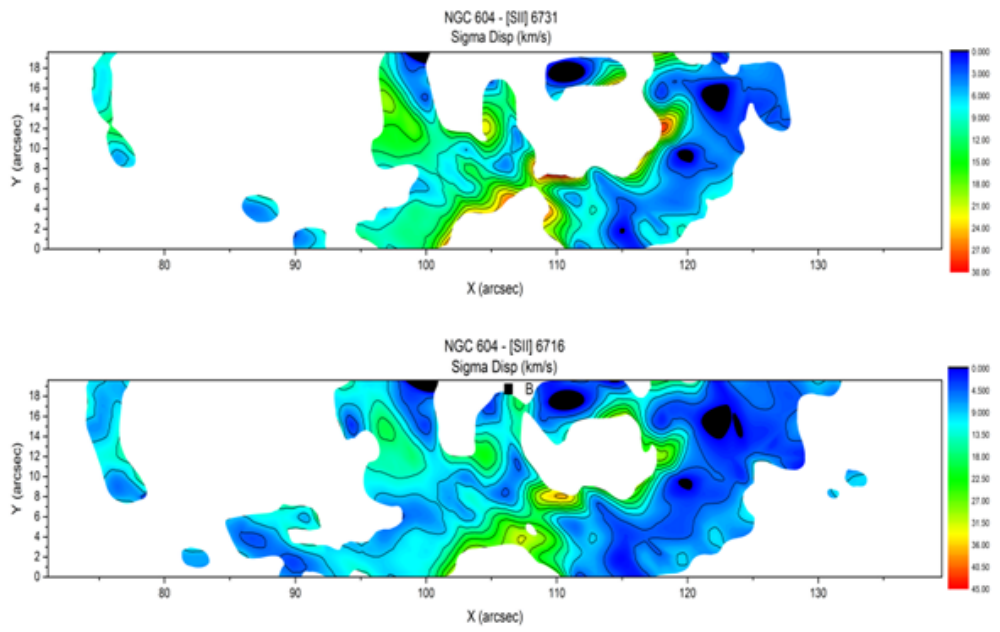


Figura 7.32: Mapas bidimensionales de σ en NGC 604 ($[SII]\lambda\lambda$ 6717, 6731).

A continuación se muestran mapas obtenidos de otros trabajos esto para comparación y comprobación de los datos.

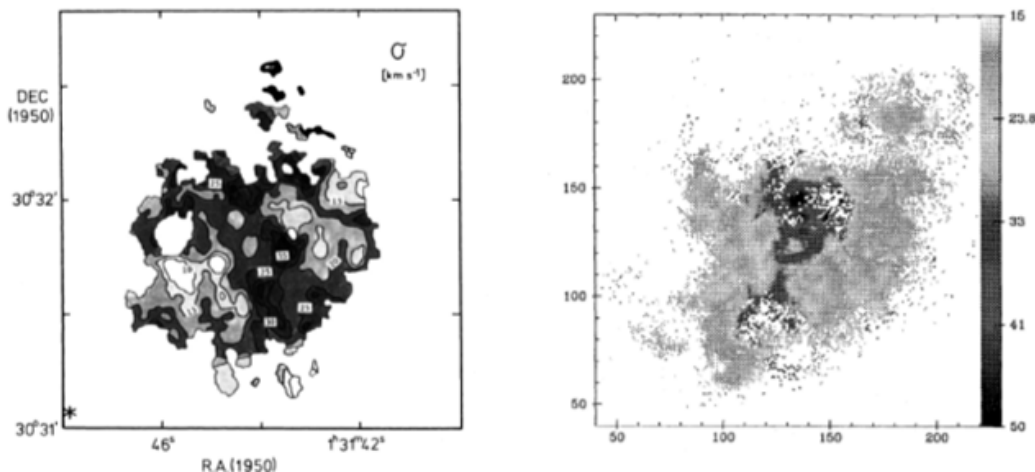


Figura 7.33: Mapas σ Izquierda: [30] Derecha: [47]. Estos mapas sirven de comparación con los obtenidos para comprobar el proceso de deconvolución. La zona de altos valores y que mas interesa se muestra en el centro de la región, comprar con la figura 7.34, adyacente al núcleo amorfo de alta emisión.

La figura 7.34, panel superior, muestra el mapa bidimensional de σ con las zonas de desdoblamiento indicadas con puntos. Debido a la coincidencia de altos valores de σ y desdoblamientos, que no deberían sorprender, se procede a un enmascarado (no se consideran esos valores en el dominio de la matriz de interpolación que realiza el mapa) de datos en esa sección. El resultado se muestra en las imágenes inferiores de la figura 7.34, panel medio e inferior, donde desaparece el núcleo N1 σ . Se procederá con este análisis y se evaluará su resultado a posteriori al considerar el grado de coincidencia y descripción con las zonas importantes en los mapas anteriores de emisión y velocidad radial.

Nuestros mapas coinciden con los mapas de [30] y [47]. La zona de altos valores de σ sin considerar desdoblamientos queda distribuida en los bordes de las estructuras C1, C2 y C3 (ver figura 7.33). Se destaca la ausencia de altos valores del lado Este, además de que es una zona homogénea a comparación del resto de la región. En el caso del lado Este la zona de bajos valores se encuentra en la parte Este del núcleo, carente de estrellas significantes, mientras que inmediatamente después en dirección Oeste se recupera una serie de valores que coinciden con el lado Este. Sin embargo este comportamiento refleja las capas exteriores de la nebulosa.

La zona Este del borde principal ($x: \sim 100''$), figura 7.34, muestra la mayor complejidad de la región. Este puede deberse a la interacción de las SOBA principal con estrellas WR, además de la fuga de material de los cascarones principales. Estos fenómenos a su vez interactúan con el borde que separa la región de formación estelar creando ondas de choque modificando la estructura de cascarones y burbujas que anteriormente se tenía. El hecho de que altos valores de σ rodeen las estructuras principales se atribuye a la fuga de material, identificando las zonas donde el gas se mueve de manera compleja y con valores de hasta tres veces la de velocidad del sonido en el medio.

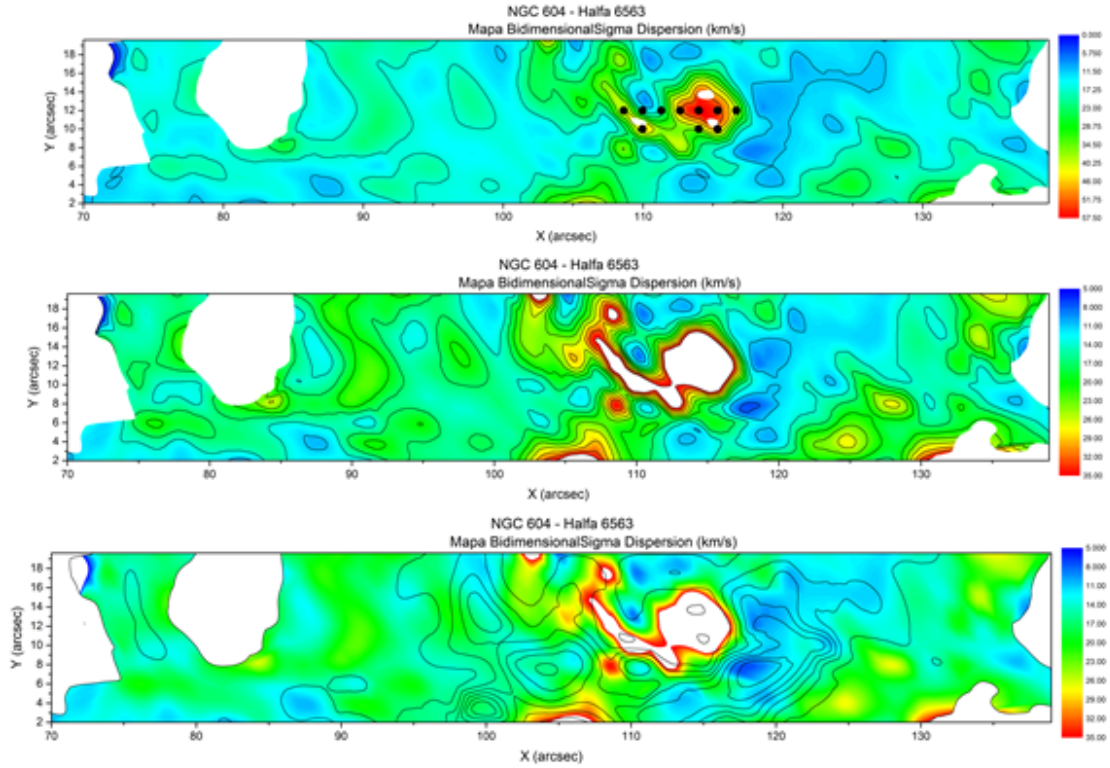


Figura 7.34: Arriba: Mapa σ en H_α con zonas de desdoblamiento. En medio: Mapa bidimensional sigma dispersión H_α asilando la zona de desdoblamientos. Abajo: Superposición contornos emisión H_α y mapa bidimensional σ sin considerar desdoblamientos.

Para C2 y C3 coincide con la idea planteada desde capítulos anteriores donde la fuga del material interior es hacia estructuras de mayor dimensión. C3 llena la zona 5 mostrada por [77] mientras que C1 y C2 llenan de material la zona C1x de [69]. Estas estructuras han sido propuestas como estructuras *blister*.

Cabe destacar que más de 80% del área proyectada de la región presenta un rango de velocidad supersónica ($> 10 km s^{-1}$). La zona con el rango de valores más alto, entre $25 km s^{-1}$ y $35 km s^{-1}$ es la zona A2 σ . Esta zona se considera la de mayor turbulencia y la que cinéticamente se muestra más compleja. Coincide del lado Oeste con los efectos de choque con el borde principal a $100''$. Además es la zona donde se esperaría encontrar el jet propuesto por [11].

La región A1 σ que muestra valores supersónicos de velocidad en el rango de 10 a $20 km s^{-1}$, tiene otro origen físico que no es del todo claro. La coincidencia de los valores de los extremos de la región es algo de particular interés. Si consideramos que efectivamente observamos las capas externas de la región, esta coincidencia de valores podría sugerir un origen común que sería la nube molecular que rodea la región y es interrumpida por el borde con sus efectos de interacción violentos. Estos efectos tendrían la suficiente potencia para modificar las capas más externas al considerar que la formación estelar y origen de los vientos viene de regiones más profundas a las observadas. Sin

embargo es necesaria más información y modelos teóricos para confirmar lo anterior. En este caso nos concentramos en el origen de σ y se quiere encontrar cuáles son los mecanismos que generan y mantienen el gas a velocidad supersónica en la región.

7.2. NGC 595

7.2.1. Morfología (líneas de emisión)

NGC 595, figura 7.35, presenta su parte de mayor emisión o núcleo en forma de “L” rodeada de una zona difusa de baja emisión (400-5000 A.D.U.). Se considera un pilar vertical (P1) ubicado entre 95” y 100” tiene una longitud de 20”. Este presenta un nodo brillante, N1 (98,14), en la parte superior y uno de brillo inferior, N2 (96,75) en la sección media. El otro componente del núcleo, el pilar horizontal (P2) abarca una longitud de 102” a 115” y un ancho de 5” y también cuenta con un nodo de alta emisión deformado, N3 (105,2.5). La región difusa presenta una gran cavidad de ~ 50 pc de diámetro, nombrada C1 y un nodo de emisión media, NE (86,16) en la parte más externa. Esta región abarca una distancia de 165 en nuestras observaciones.

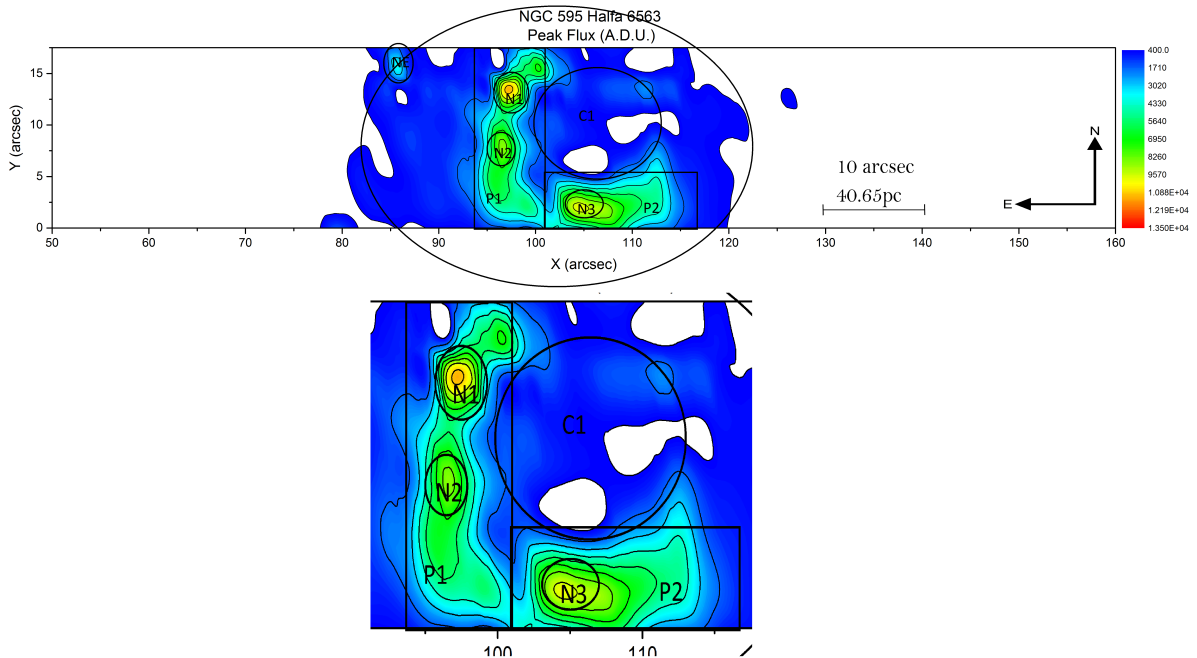


Figura 7.35: Superior: Zonas principales identificadas en NGC 595 y descritas en la sección 7.2.1. Acercamiento de la parte central de estudio de NGC 595.

Morfológicamente NGC 595 comparte algunas características con NGC 604, principalmente el borde brillante de emisión arqueado que alberga algunas estrellas tipo WR cerca de las orillas y forma por los pilares mencionados (figura 7.35, P1 y P2). A diferencia de NGC 604 las estructuras tipo cascarón son menos obvias y como tal solo detectamos C1 en este mapa, que parece estar energizado por las estrellas WR 2A, 2B, 11 y 9 presentadas por [20], ver figura 7.42, con la desventaja, de que no pueden ser confirmadas totalmente como WRs debido a problemas de observación. [39] encuentran 33 estrellas O en C1. Se ha fomentado la formación estelar en sus bordes como lo muestran las estrellas WR 1, 7, 3 y 4 (ver figuras 5.7 y 7.41-7.43).

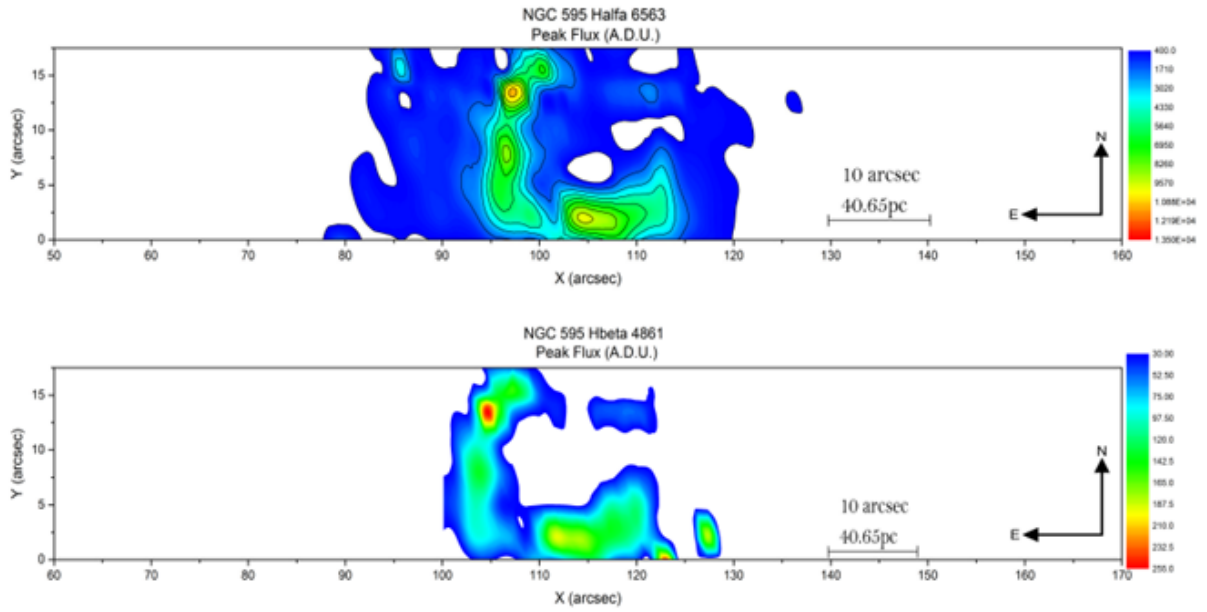


Figura 7.36: Mapa bidimensional de NGC 595 (H_{α} y H_{β}). en este figura apreciamos la diferencia de intensidad de emisión entre las líneas al considerar que en ambas imágenes se usaron mismos tiempos de exposición.

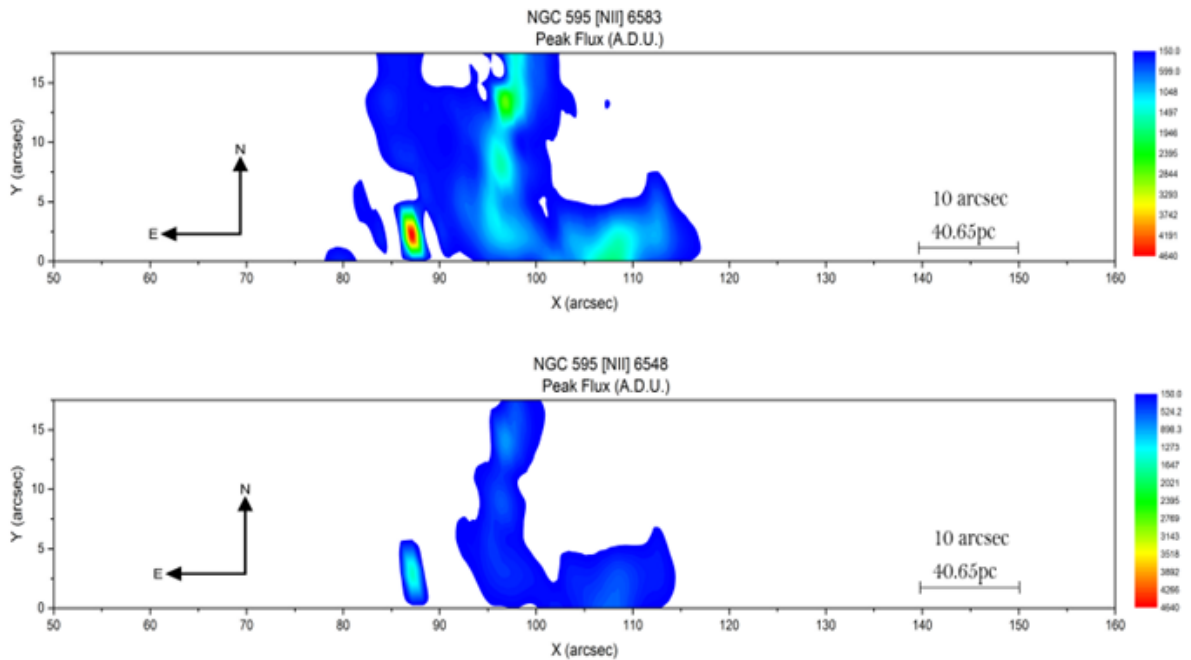


Figura 7.37: Mapa bidimensional de NGC 595 ($[NII]\lambda\lambda$ 6548, 6584).

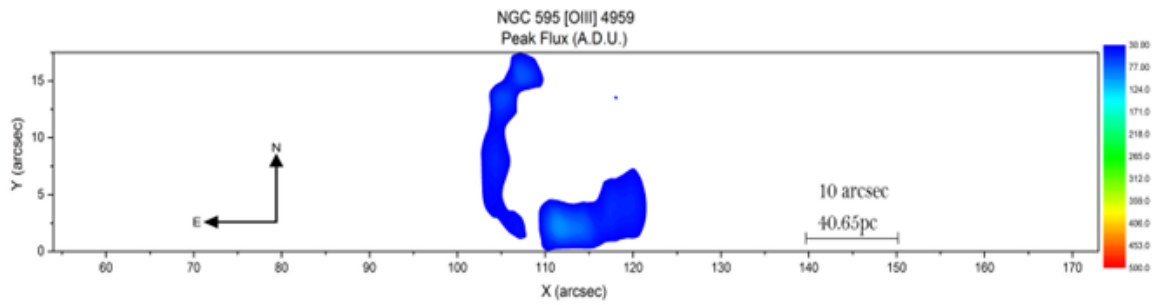
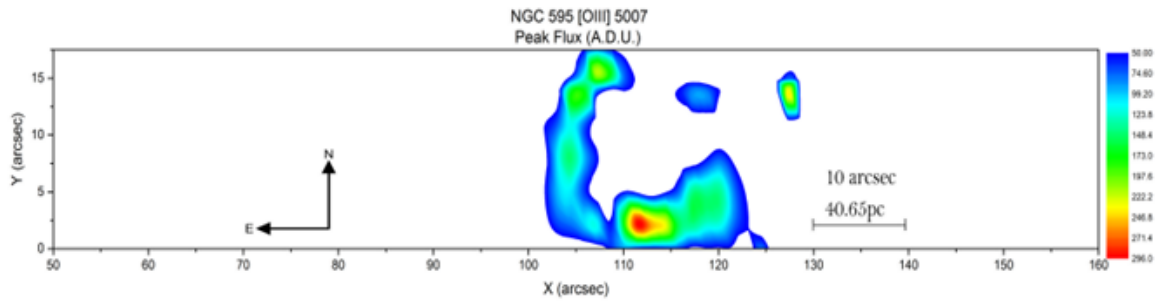


Figura 7.38: Mapa bidimensional de NGC 595 ($[OIII]\lambda\lambda 4959, 5007$). Esta linea se usa para trazar a las estrellas ionizantes y debe de ser coincidente con H_{α} .

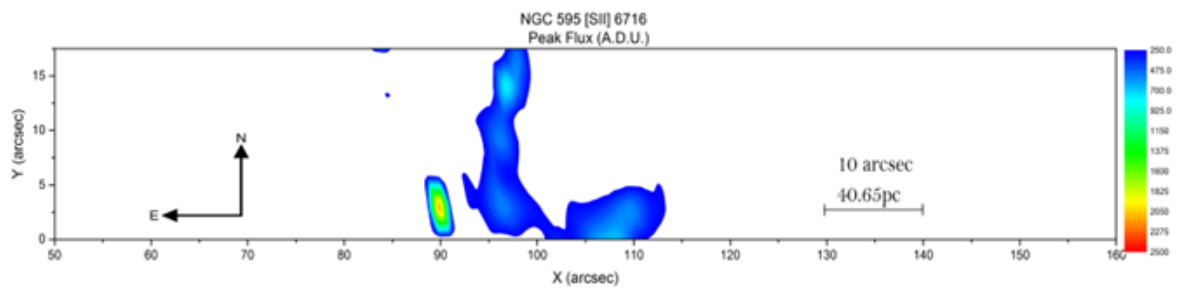
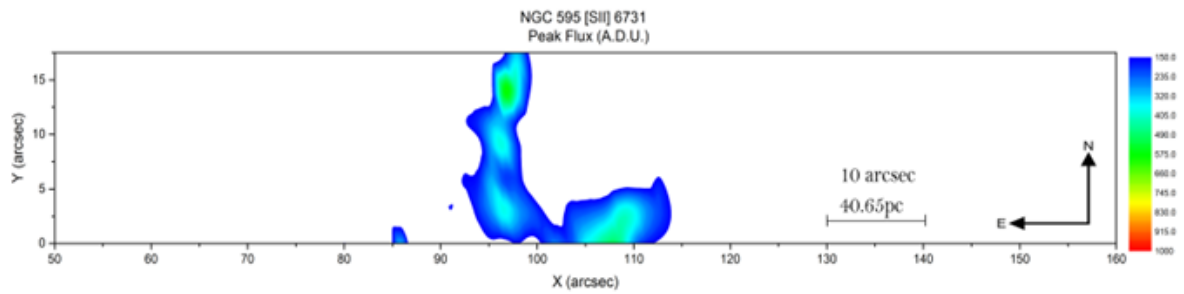


Figura 7.39: Mapa bidimensional de NGC 595 ($[SII]\lambda\lambda 6717, 6731$).

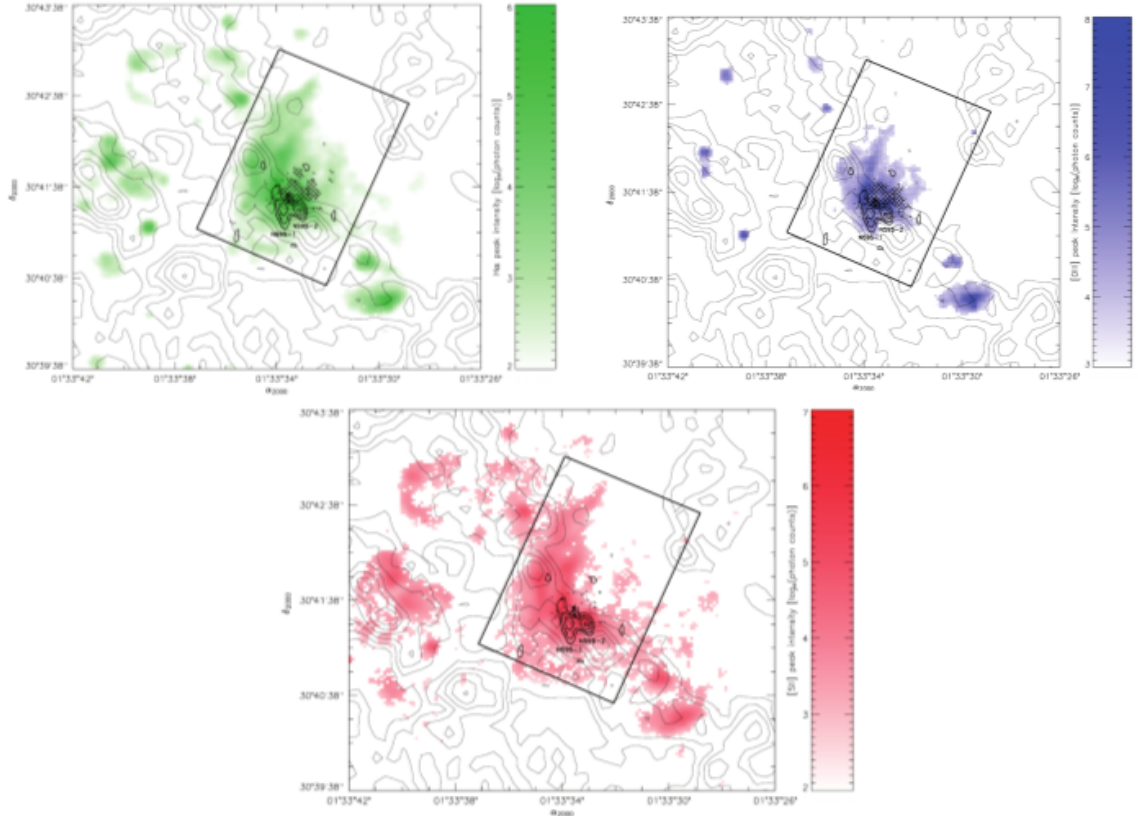


Figura 7.40: Mapas intensidad H_α (verde), [OIII] (azul) y [SII] (rojo). Emisión molecular CO se muestra en los contornos gruesos y la emisión atómica se muestra en contornos regulares [39]. Con mapas de otros autores verificamos los nuestros y complementamos con observaciones en otras longitudes de onda.

[48] menciona que al igual que NGC 604, NGC 595 se encuentra al borde una nube de HI, por lo que proponemos la hipótesis de lo que vemos es una zona de formación estelar dinámica y una parte menos perturbada. El núcleo N1 coincide con la estrella WR1 mientras que los demás carecen de una fuente puntual. La estructura asimétrica que presenta la región puede ser el resultado de inhomogeneidades de densidad en la nube molecular madre y por la fuga preferencial de material ionizado.

Tomando en cuenta otras líneas en NGC 595, el número de cuentas para [OIII] $\lambda\lambda$ 4959, 5007 es mayor cerca de N1 y N3, figura 7.38, confirmando las estrellas ionizantes, WR 1,3 y 7, marcadas en las zonas de alta emisión (ver figuras 5.7 y 7.41). En estos puntos los valores de [SII] $\lambda\lambda$ 6717, 6731, figura 7.38, son menores y se muestra que esta línea tiene emisión más extendida y menos concentrada en los cúmulos estelares. Esta idea concuerda con la presentada por [54], que menciona la falta de evidencia de SNR, pero que los modelos de la función inicial de masa (*Initial mass function*, IMF) muestran que tendrían que estar presentes, probablemente en las partes más internas de la región. La población estelar de acuerdo con [41] es de 100 estrellas en el UV, 272 en U, 345 en B y 561 en V, con un total de 267 para U, B y V y solo 86 para las cuatro bandas, figura 7.43.

Debido a que la estructura de ionización parece atravesar la nube de gas molecular [39] proponen que la fuente de ionización esta frente a las nubes densas. Esta idea los lleva a proponer que el lado Oeste de la nube está limitado por un borde coincidente con la estructura P1. El número de cuentas mayor para $[SII]\lambda\lambda 6717, 6731$ que para $[OIII]\lambda\lambda 4959, 5007$ de P1 lleva a la conclusión de que es una región débil de ionización y es considerado como el borde externo ionizado.

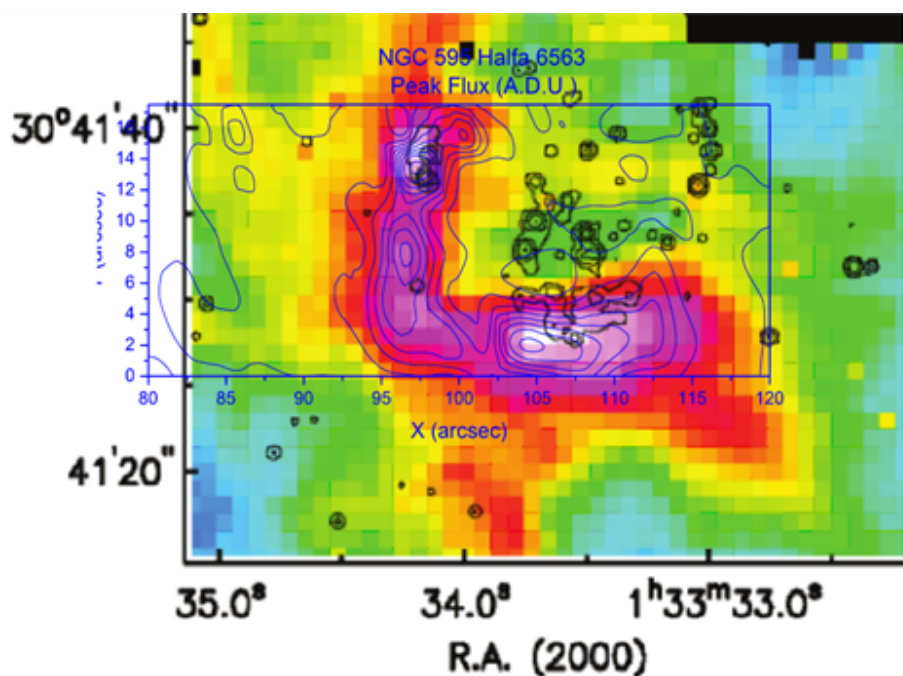


Figura 7.41: Superposición contornos emisión NGC 595 con mapas presentados por [54]. Ellos presentan imagen en H_α de NGC 595 y los contornos corresponden a la posición de los cúmulos ionizantes. La imagen se obtuvo con la cámara y filtro WFPC2/F336W del telescopio espacial Hubble.

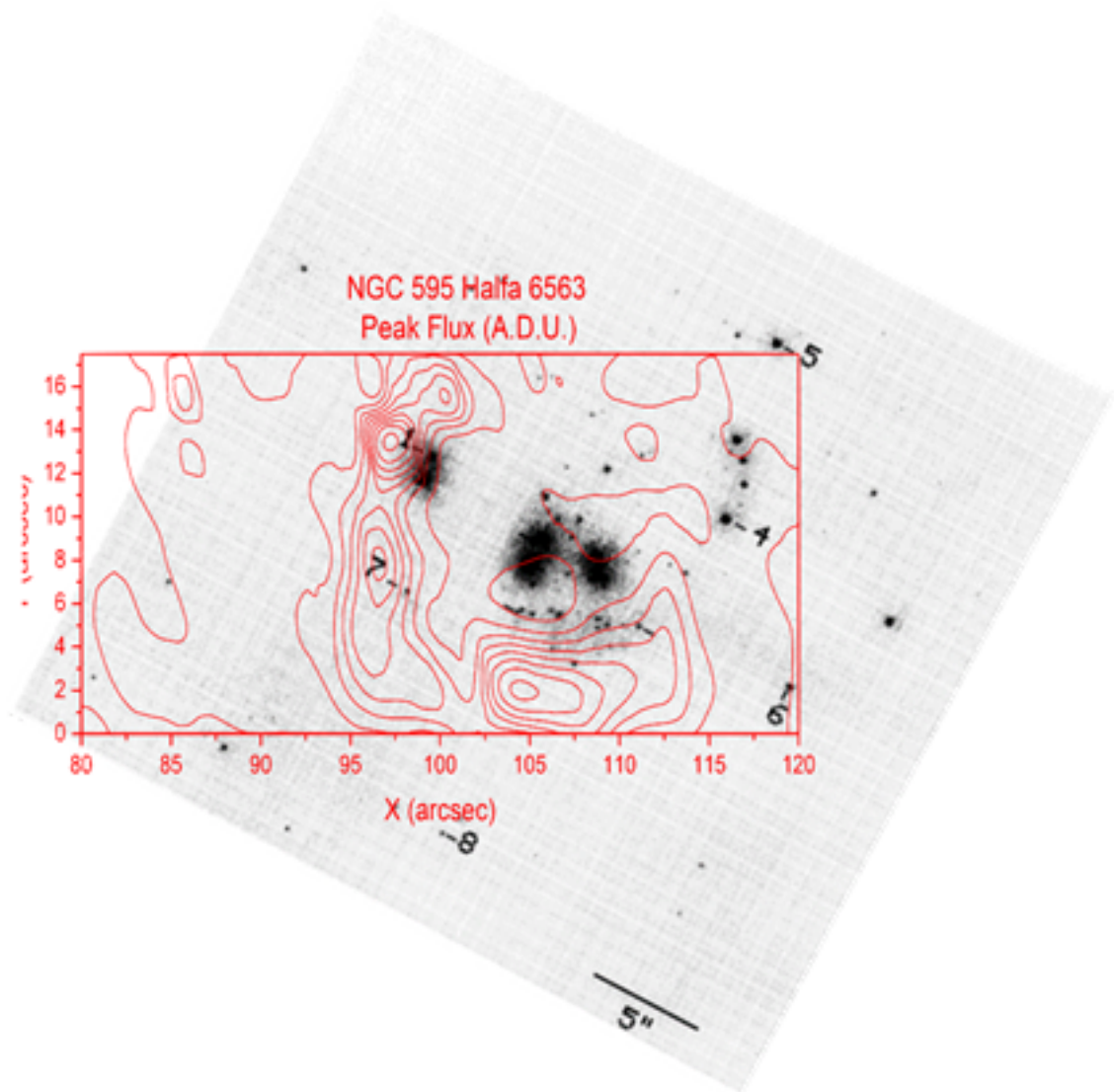


Figura 7.42: Superposición contornos emisión en H_{α} de NGC 595 con imágenes del telescopio espacial Hubble presentadas por [20]. Aparecen marcadas las estrellas WR principales (1,7,3,4,5,6,7 y 8).

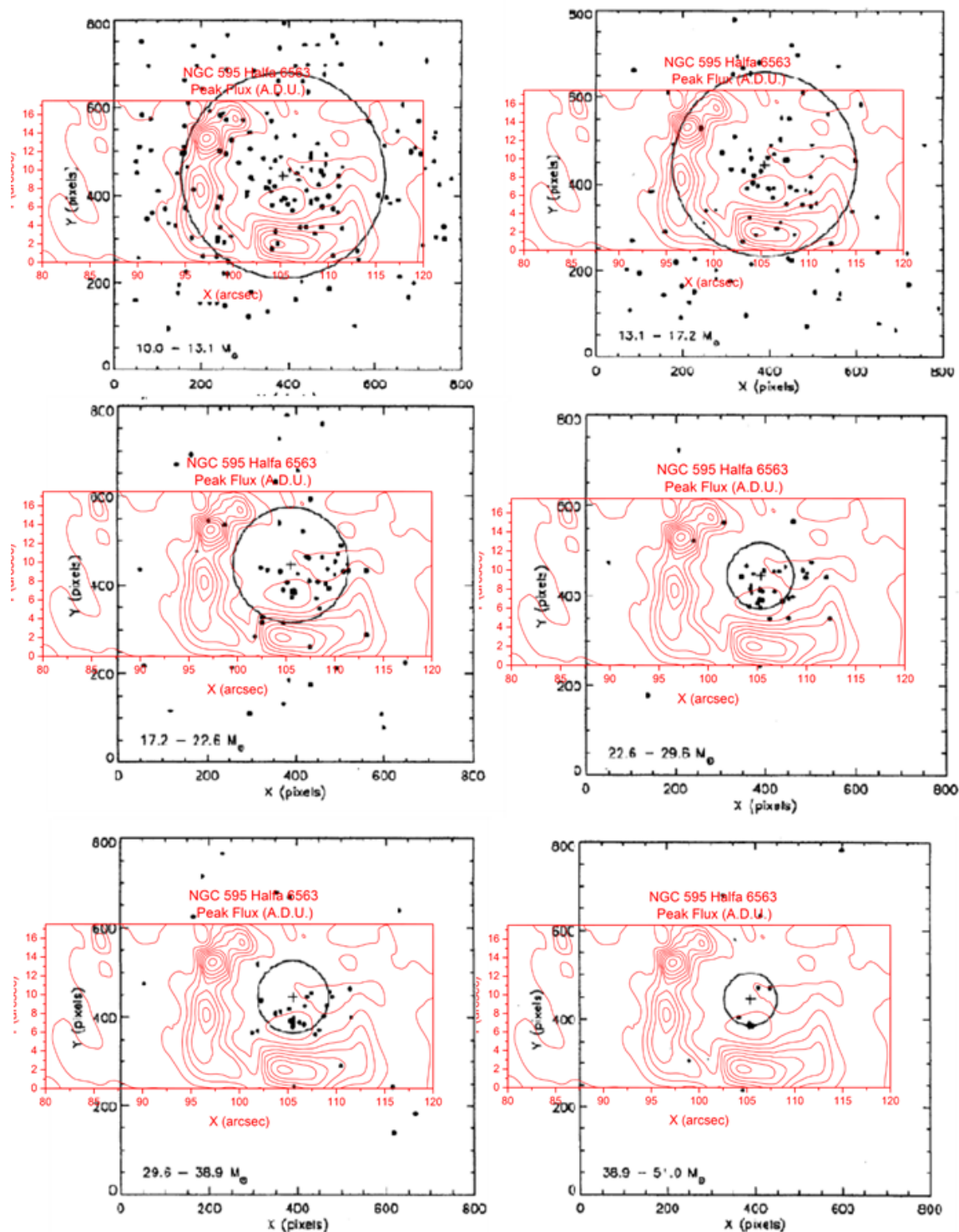


Figura 7.43: Superposición contornos emisión en H_{α} de NGC 595 con imagen de [41]. Se muestran mapas de las distribución estelar. En la esquina inferior izquierda de cada panel se muestra el rango de masas que se grafica.

7.2.2. Cinemática (velocidad radial)

El rango de velocidades radiales observado para NGC 595 en emisión H_α va desde -270 km s^{-1} hasta -208 km s^{-1} , ver figura 7.44. En este caso los gradientes principales seleccionados para el análisis son tres (G1, G2 y G3) ubicados horizontalmente en la parte superior a $20''$, media a $11''$ e inferior a $3''$. Esta región se puede dividir en 2 zonas, A y B, identificables por el rango de velocidad. Estas zonas se relacionan con la morfología (figura 7.44) que corresponde al cuerpo en L y el cascaron adyacente C1. Llega a apreciarse una zona muy limitada de valores altos de velocidad (X1) que no llegan a tener un efecto considerable en el medio circundante.

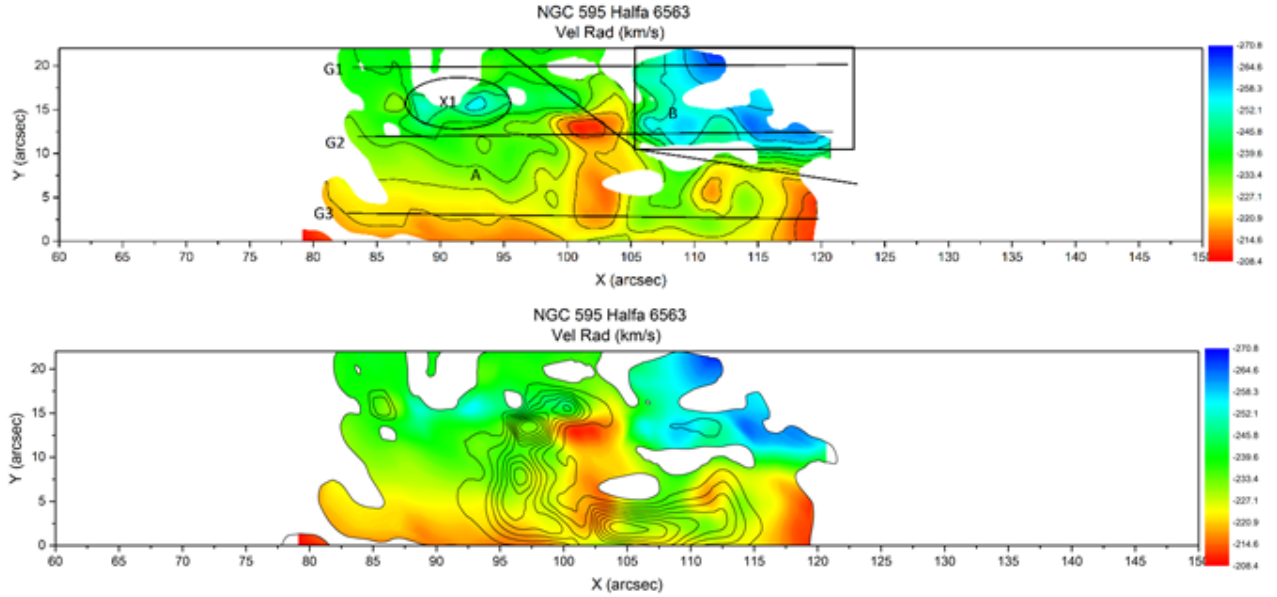


Figura 7.44: Arriba: Zonas principales ubicadas y descritas. Abajo: Superposición contornos emisión flujo H_α y mapa bidimensional de velocidad. El Norte apunta hacia arriba y el Este hacia la izquierda.

A pesar de algunas semejanzas morfológicas entre NGC 604 y NGC, 595 el comportamiento cinemático parece ser bastante distinto. Los gradientes no pueden ser interpretados como evidencia de rotación total de la nube y se considerara que dan información en las zonas locales o un movimiento parcial de la nube. No se tiene una zona de preferencia de velocidad relacionada con los mapas estelares. Esto sugiere que observamos las capas más externas de la región.

En este caso G1 no es un gradiente debido a la rotación superior de la nube. Consideramos que atraviesa una zona no perturbada en la región ubicada entre $x: 85''$, $y: 15''$ y $x: 105''$, $y: 20''$ y una estructura tipo *blister* ubicada en B generada por la combinación de vientos de WR 5 y WR 4, principalmente (figura 7.42). [39] mencionan que la parte superior es un cascarón abierto al medio interestelar y llaman esta estructura como “shell 2” y será nombrada en este trabajo como C2.

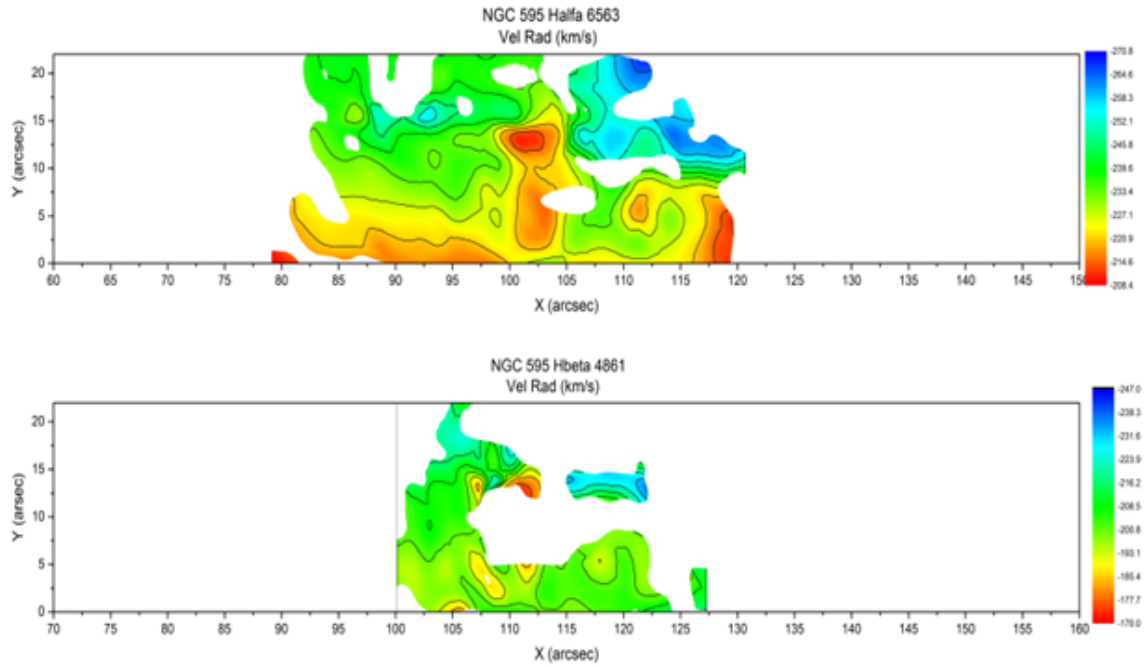


Figura 7.45: Mapas de la velocidad radial de NGC 595 (H_α y H_β).

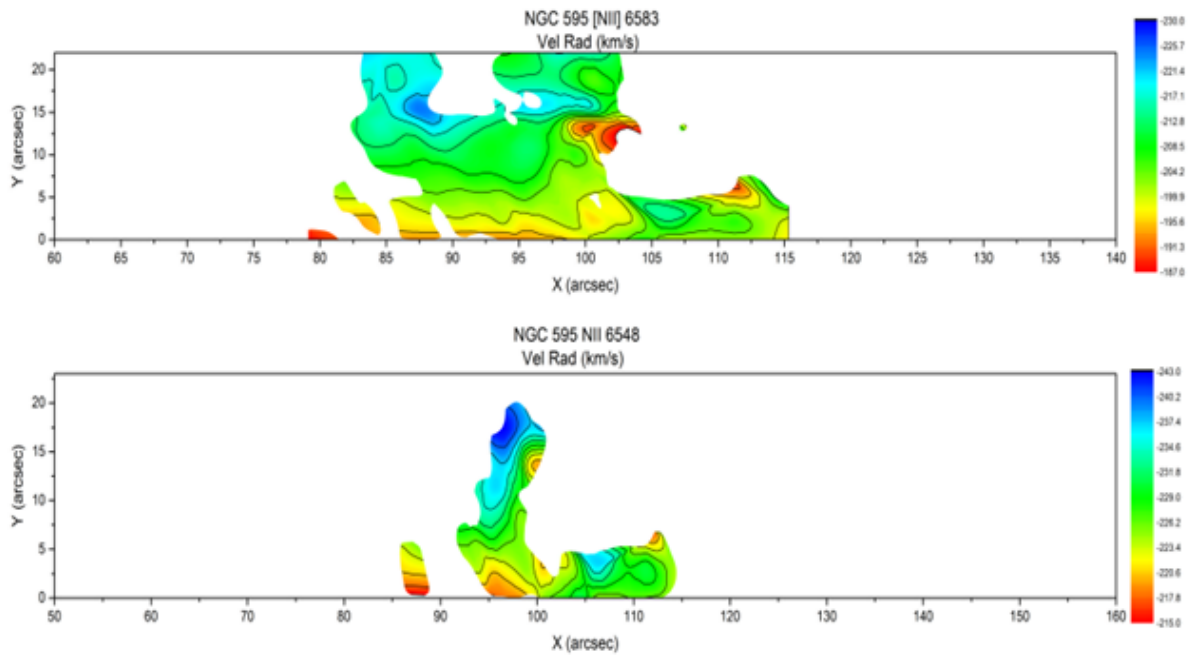


Figura 7.46: Mapas de la velocidad radial de NGC 595 ($[NII]\lambda\lambda$ 6548, 6584).

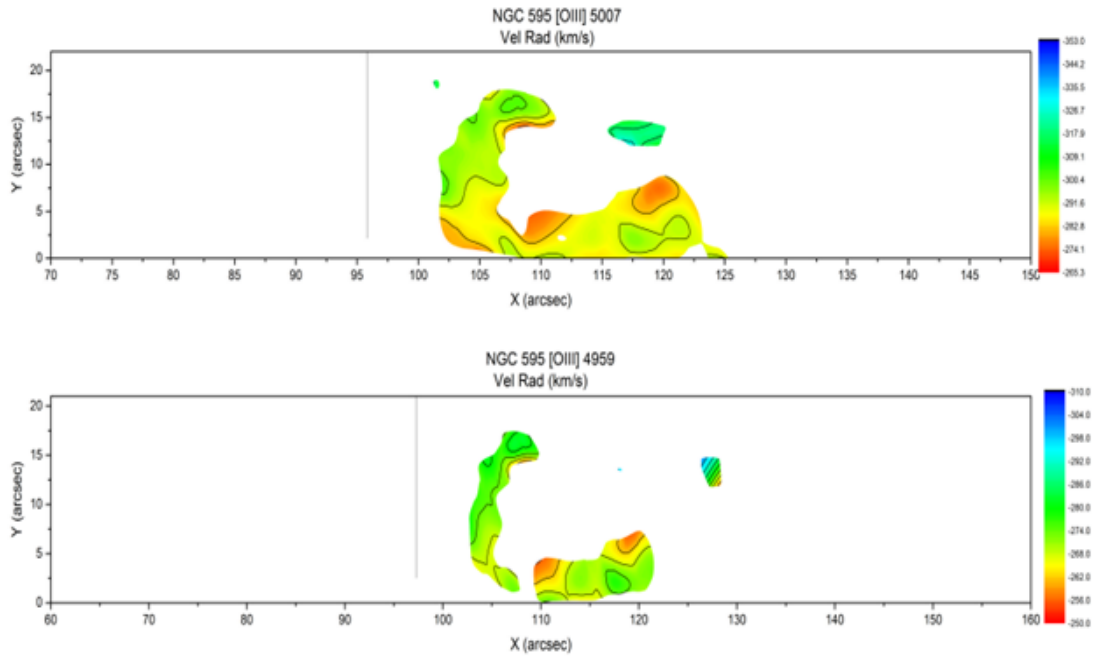


Figura 7.47: Mapas de la velocidad radial de NGC 595 ($[OIII]\lambda\lambda$ 4959, 5007).

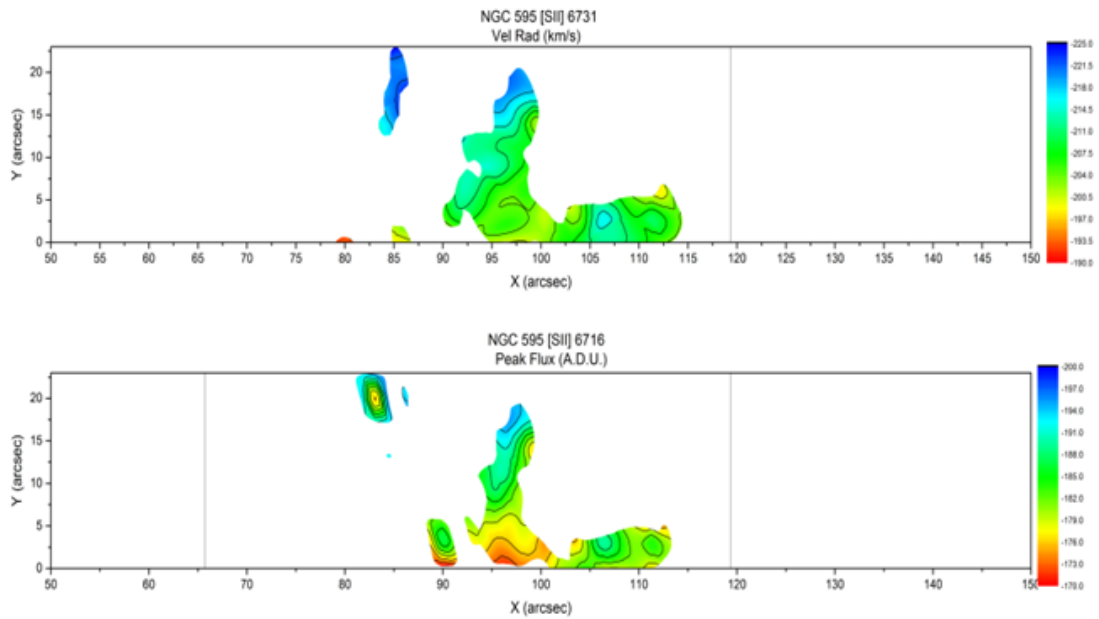


Figura 7.48: Mapas de la velocidad radial de NGC 595 ($[SII]\lambda\lambda$ 6717, 6731).

Al considerar la fuga de material de la estructura C2, coincide la imagen *blíster* que hemos presentamos y está podría ser zona de un flujo de champaña. [39] menciona además el efecto de flujos *blowout* hacia el observador en la región Noroeste. Ellos explican esta fase *blowout* como un paso anterior a lo que mencionan como una chimenea dinámica, sin embargo es solo su hipótesis y el efecto *blowout* será considerado para la zona B.

El gradiente G2 presenta semejanzas con G1 recordando la estructura principal del mapa radial de NGC 604, donde tenemos un gradiente interrumpido en una zona puntual. Este se divide en parte Este y Oeste para su análisis (la división es en $105''$). La parte Este es atribuida a evaporación de la nube molecular por la radiación ionizante de los cúmulos estelares. El lado Oeste de G2, el gradiente más intenso, se atribuye a la estructura potenciada por WR 4, 5, estrellas O y las capas de material atrapadas del lado Oeste del borde de ionización (este gradiente cae dentro de la zona B y apoya la idea de la estructura *blister*). Este gradiente coincide con WR 1. La parte Este coincide con una zona menos violenta y describe otra estructura de la región.

G3 también será analizado por partes. Este cubre la región que atribuimos a la zona, de lado Este, de poca formación estelar. Este tipo de zonas en las regiones HII corresponden a las menos perturbada respecto a otras zonas de la región (principalmente las zonas de formación estelar son de dinámica de gas compleja), en el caso de NGC 595 ($80''$ - $95''$). El resto de gradiente se muestra más complejo debido a la interacción de las estrellas y los bordes de ionización que forman los pilares. Gradientes de N-S son asociados por [39] a las nubes moleculares presentes, orientados respecto a los cúmulos estelares. Sin embargo, debido a falta de información cinemática de la nube molecular no es posible concluir algo preciso.

Existen evidencias de desdoblamiento de las líneas para esta región cerca de estrellas masivas, ya detectado por [39]. Ellos proponen un modelo de vientos estelares para explicar el desdoblamiento. Las regiones estudiadas por ellos no están presentes dentro de nuestros datos, por lo que las comparaciones y semejanzas entre trabajos han sido usadas con precaución. Su trabajo sugiere como mecanismo principal para el desdoblamiento de línea un flujo de champaña. Esta idea del gas ionizado expandiéndose hacia la nube molecular es apoyada por el mapa de velocidad radial, si consideramos que este escape es de Oeste a Este.

Esto apoyaría que lo que observamos son zonas con propiedades diferentes formando una región; una zona activa de formación estelar junto a una zona, si no ausente de estrellas, de poca actividad estelar. Este caso recuerda a NGC 604, pero parece que los fenómenos de interacción viento-ISM son de manera menos violenta y las fugas de material parecen estar más controladas. Al considerar el radio de C1 y en base a los desdoblamientos encontrados por [39] se encuentra su velocidad de expansión en 20 km s^{-1} con una energía cinética de $2,14 \times 10^{50} \text{ [ergs]}$. Para la estructura tipo *blister*, ellos encuentran un radio de 18.5 pc con una V_{exp} de 19.5 km s^{-1} y una energía cinética de $1,19 \times 10^{50} \text{ [ergs]}$.

Los perfiles espaciales de NGC 595 (figuras 7.49 y 7.50) dan una idea de la cinemática de la estructura de ionización. Al considerar H_α y $[OIII]\lambda\lambda 4959, 5007$ se ve que estas líneas muestran una distribución parecida, mientras que $[NII]\lambda\lambda 6548, 6584$ y $[SII]\lambda\lambda 6717, 6731$ son más similares

entre si. A pesar de tener cierta relación entre las líneas consideramos que éstas muestran un acoplamiento reciente. es decir que si consideramos NGC 604 como una región más evolucionada que NGC 595, la primera ha tenido mayor tiempo de expandirse, por lo que un movimiento radial hacia afuera ha empujado las diferentes capas de material haciendo que se muevan conjuntamente. En NGC 595 caso la evolución de la región es menor y aún es apreciable cierta evolución individual de las capas, basada en la ubicación original del material.

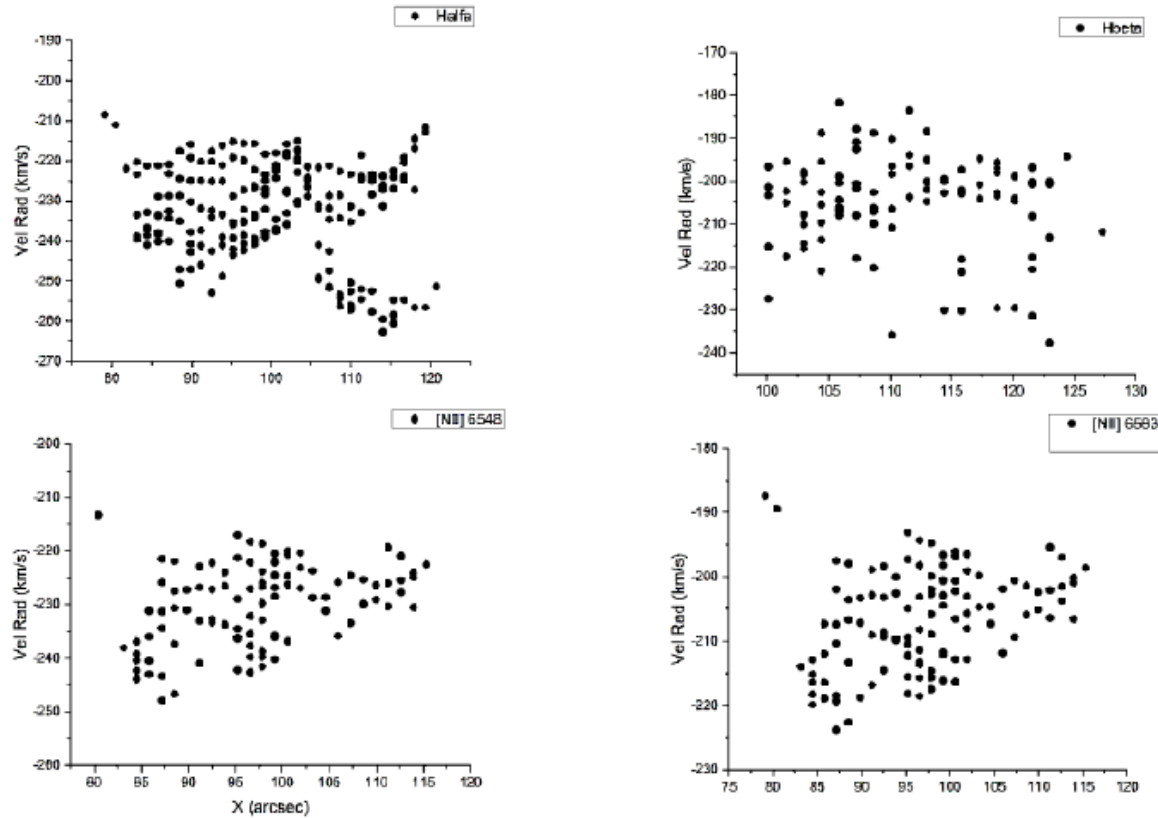


Figura 7.49: Perfiles Espaciales NGC 595. Se muestran las gráficas de velocidad radial vs escala espacial. El panel superior corresponde a H_{α} y H_{β} . Paneles inferiores muestran a $[NII]\lambda\lambda$ 6548, 6584. Destaca en H_{α} estructura propuesta tipo *blister* ubicada en la zona B.

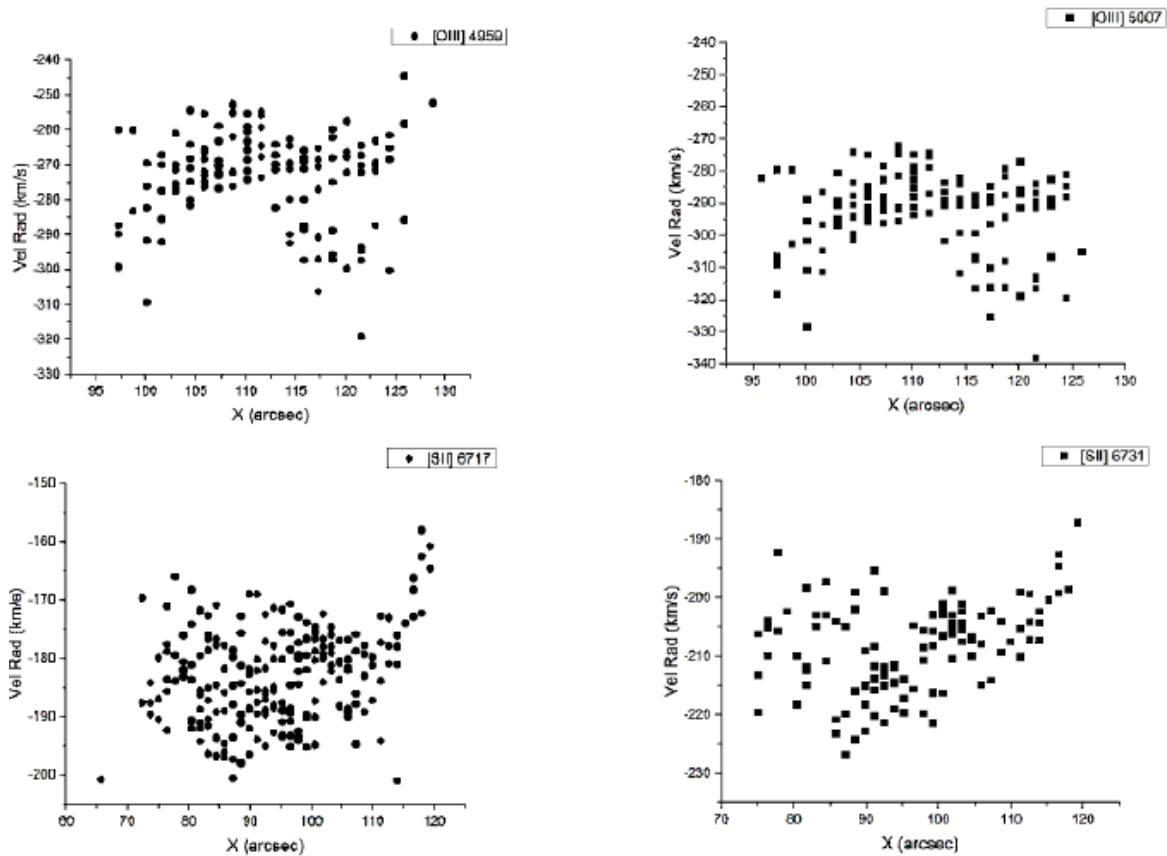


Figura 7.50: Perfiles Espaciales NGC 595. Se muestran las gráficas de velocidad radial vs escala espacial (x). El panel superior corresponde a $[OIII]\lambda\lambda 4959, 5007$. El panel inferior muestra a $[SII]\lambda\lambda 6717, 6731$. Destaca en $[OIII]\lambda\lambda 4959, 5007$ la estructura propuesta tipo *blister* ubicada en la zona B.

7.2.3. Turbulencia (σ)

Los mapas bidimensionales de σ para NGC 595, ver figura 7.51, presentan 3 zonas de altos valores ($>30 \text{ km s}^{-1}$) marcadas como N1 (84,15), N2 (107,15) y N3 (110, 7). N1 parece estar más una zona extendida que un núcleo como tal. Esto quiere decir que la interpretación de esta zona en particular deberá realizarse con precaución. Al considerarlo como una zona puntual podemos concluir que es cierto tipo de estructura y al considerarlo como zona extendida puede ser una estructura distinta. La misma idea aplica a los otros dos zonas. Para su estudio dividimos la zona en A1 y A2 que muestran diferentes rangos de velocidad. En A1 se considera como frontera Oeste la estructura P1. La zona A2 considera una mayor cantidad de estrellas y es la zona más dinámica. Además en esta zona tenemos la estructura C1 y tipo *blíster* de WR 4 y 5, C2. Al combinar la información que presenta este mapa con el de velocidad radial llegamos a formar la imagen de una nube con capas externas menos perturbadas y las capas interiores con movimiento complejo por la interacción viento-ISM.

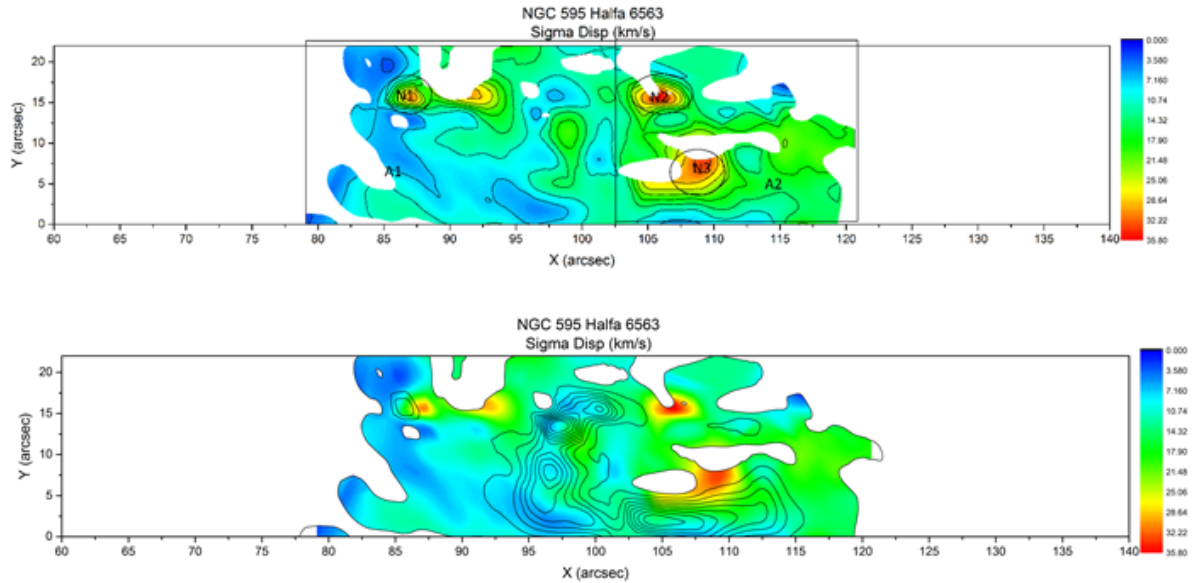


Figura 7.51: Mapas bidimensionales de σ de NGC 595 y superposición de los contornos de emisipon en H_{α} .

Al no enmascarillar los desdoblamientos (debido a su ausencia en nuestras observaciones) las zonas de altos valores aparecen de manera puntuales y menos extendidas que en NGC 604. N2 y N3 se muestran en la parte Norte y Sur del cúmulo de estrellas principal WR 2A, 2B, 11, 9 y 3 (ver figuras 7.41-7.43). Estas zonas se consideran fugas de material y se atribuyen a la estructura C1. Mientras que N2 es una combinación de C1 y la estructura *blíster* de WR 4 nombrada C2. Este flujo de material proveniente del Oeste interactúa con el borde P1 creando los gradientes intensos de velocidad que muestra G2 del lado Oeste.

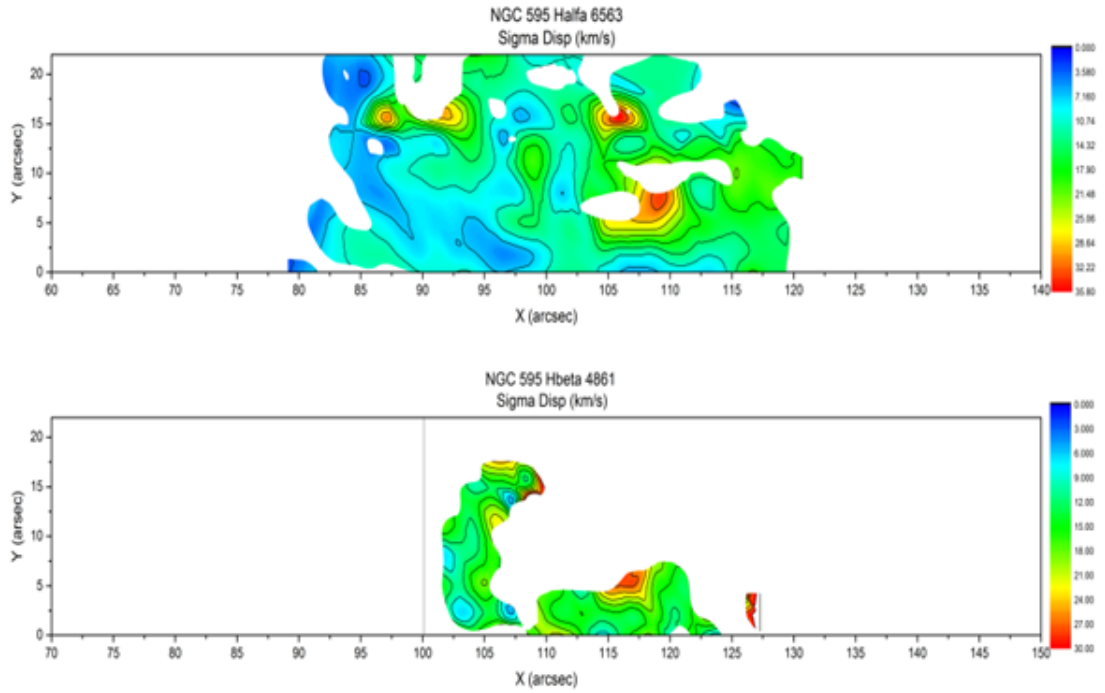


Figura 7.52: Mapas bidimensional de σ de NGC 595 (H_{α} y H_{β}).

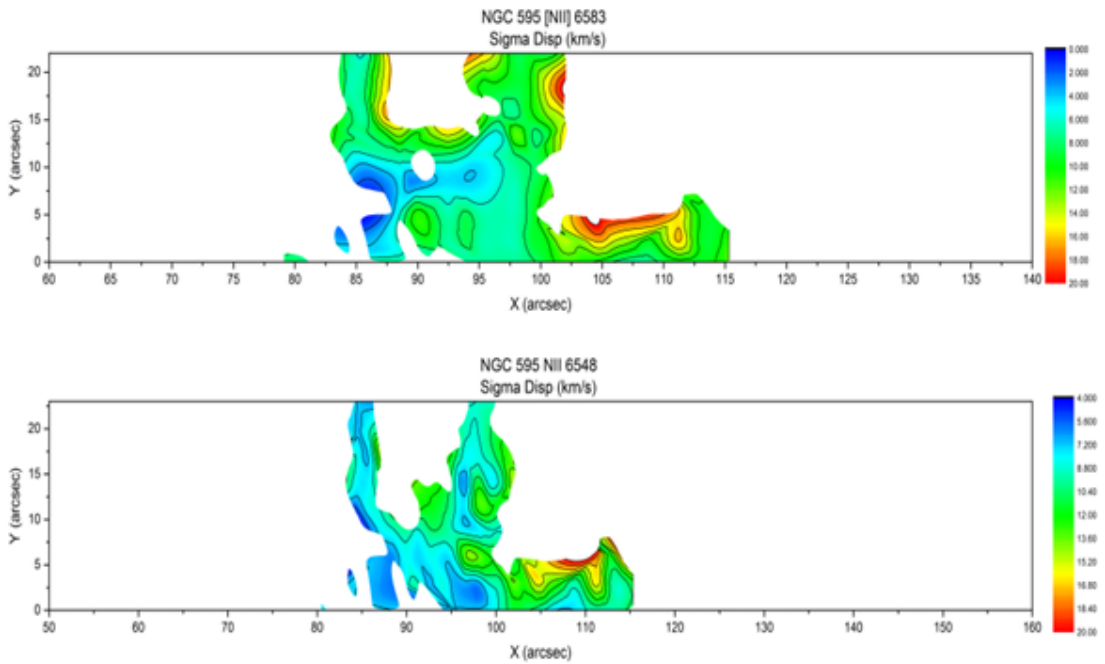


Figura 7.53: Mapas bidimensional de σ de NGC 595 ($[SII]\lambda\lambda$ 6717, 6731).

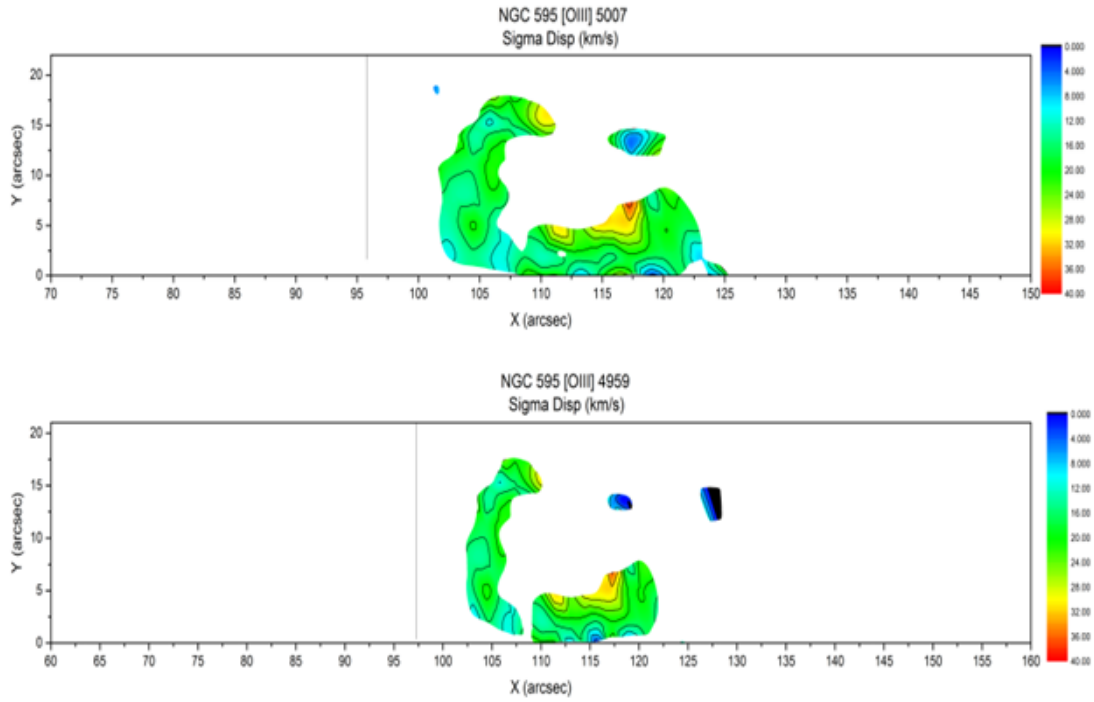


Figura 7.54: Mapas bidimensional de σ de NGC 595 ($[OIII]\lambda\lambda$ 4959, 5007).

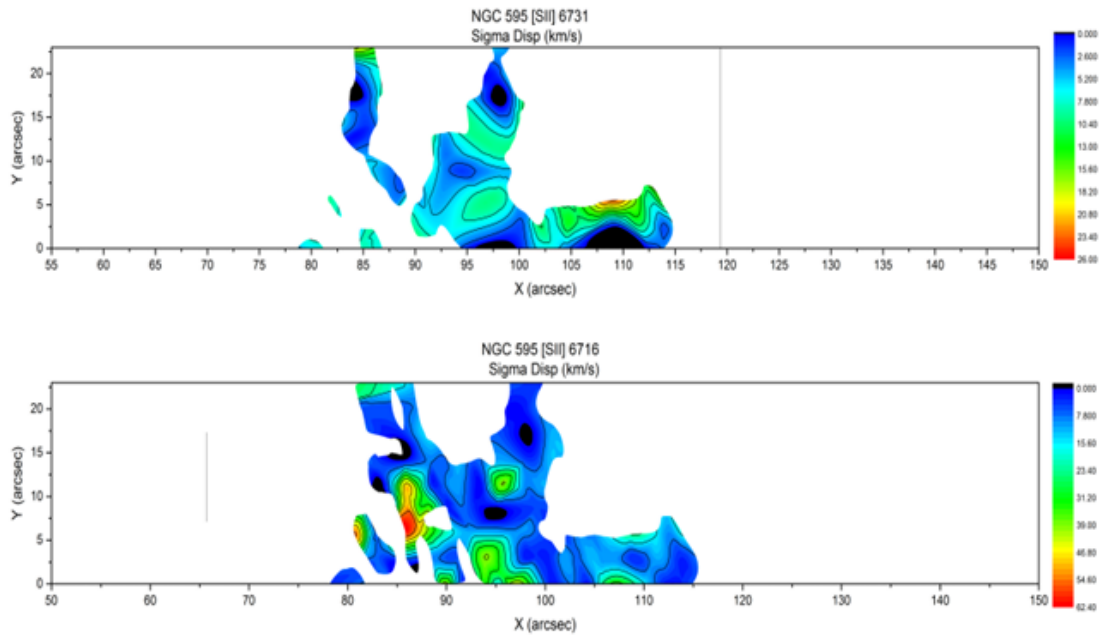


Figura 7.55: Mapas bidimensional de σ de NGC 595 ($[SII]\lambda\lambda$ 6717, 6731).

La zona de interacción entre el borde y el material proveniente de las estrellas se muestra menos compleja que en NGC 604 debido a una cantidad menor de estrellas. Esta interacción se vuelve más compleja entre C1 y N3 al norte de P2. N1 aparece como estructura poco obvia debido a la falta de coincidencia con alguna estrella WR o cúmulo de estrellas OB. Esta zona coincide con X1 del mapa de velocidad radial y es poco clara su naturaleza al no presentar gradientes intensos de velocidad. Consideramos la región como fuga de material hacia el medio interestelar en dirección Este.

En general lo que vemos en la figura 7.51, son zonas de flujo supersónico impulsada por cúmulos estelares y otras zonas de baja actividad estelar que está siendo perturbada por los procesos físicos de la otra. La zona de altos valores de σ se considera puntuales y su origen probable son cavidades internas y túneles, efecto tipo *blowout*, que presenta la nube. Es complicado concluir pero con base en la distribución de densidad, si las estructuras cercanas a estos núcleos son frágiles o presenta gradientes intensos de densidad, estas zonas marcan el nacimiento de flujos de champaña. Al evolucionar la región habrá una disrupción de la nube y estas zonas de flujo caótico se extenderán a las estructuras principales que las rodean. Esta idea es apoyada por la diferencia en los mapas de $[SII]\lambda\lambda 6717, 6731$ (figura 7.55). Si consideramos que el S tiende a trazar los límites externos en la estructura de ionización, es la que se muestra menos perturbada en los mapas. Además parece ser que no ha sido interrumpida por flujos internos complejos.

8. Análisis de resultados

8.1. Diagramas de sigma de dispersión vs intensidad (σ vs I)

Algunos de los perfiles de emisión obtenidos punto a punto de las GEHRs muestran asimetría y presentan múltiples componentes relacionadas con la acción de vientos en el medio interestelar. Cuando estos puntos son mínimos en relación a la región observada, ajustes por medio de una gaussiana a las líneas de emisión son utilizados. Un modelo simple consiste en considerar emisión de un cascarón homogéneo de radio R con un grosor $\Delta R \ll R$ expandiéndose en un medio de densidad homogénea empujado por vientos de energía E_{wind} . La evolución de dicho fenómeno se aprecia en la figura 8.1:

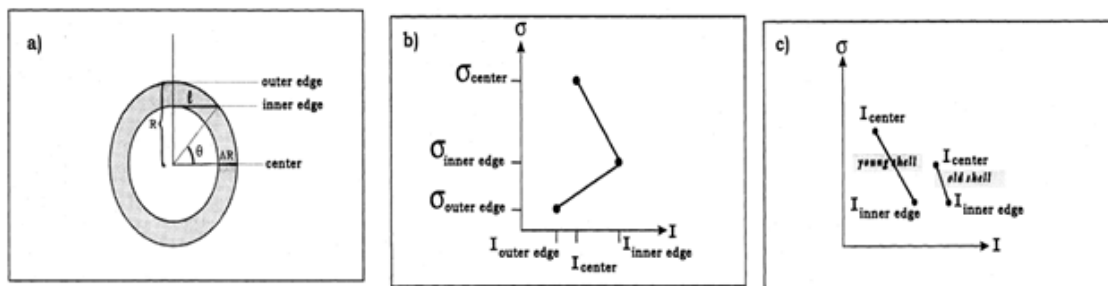


Figura 8.1: Esquema de un diagrama σ vs I . [47]. El panel a muestra la geometría usada para la deducción. El panel b muestra la correspondencia de puntos en el diagrama σ vs I . El panel c indica de que manera se interpreta para ubicar a la región HII en algún punto del modelo evolutivo.

La línea de emisión proveniente del centro tendrá intensidad, $I_{center} = 2\Delta R\beta n_{shell}^2$ considerando ambos lados del cascarón; n_{shell}^2 es la densidad del cascarón y β el coeficiente de recombinación. Esta línea representa los valores más altos de las diferencias de velocidad a través de cascarón. La línea interna del cascarón que representara una diferencia mucho más pequeña de velocidad e intensidad, $I_{inneredge} = 2(2R\Delta R - \Delta R^2)^{0.5}\beta n_{shell}$.

Cuando se realiza un ajuste gaussiano los valores más altos de σ (línea más ancha) corresponden a la sección central (figura 8.1 b) y este valor decrece hasta las orillas del cascarón. El contraste de emisión entre las orillas y el centro cambia drásticamente con la evolución de la región al expandirse y tiende a desacelerarse con el paso de los años: cascarones más jóvenes (rápidos) presentan contrastes de intensidad más largos que los viejos (lentos), cuando la diferencia de intensidad y σ es menor (figura 8.1 c). Este cambio de velocidad es por el material acumulado en el cascarón mientras barre el medio. La materia extra frena el cascarón debido a que la entrada de energía no se altera. Esta idea y el formalismo presentado es propuesta por [47].

Con lo anterior es posible realizar diagramas de diagnóstico y mapas bidimensionales para relacionar zonas morfológicas de la región con fenómenos provenientes de la interacción estrellas-medio. Los mapas mostrados en la siguiente sección se usan para ubicar zonas específicas de interés para su posterior estudio, de igual manera se trata de buscar patrones como bandas inclinadas o demás relaciones en los diagramas de diagnóstico que descubran propiedades interesantes de las

regiones HII.

[3] aplica este método a la galaxia HII de nombre *II Zw 40*, donde se expande el uso de los diagramas y considera la V_{rad} .

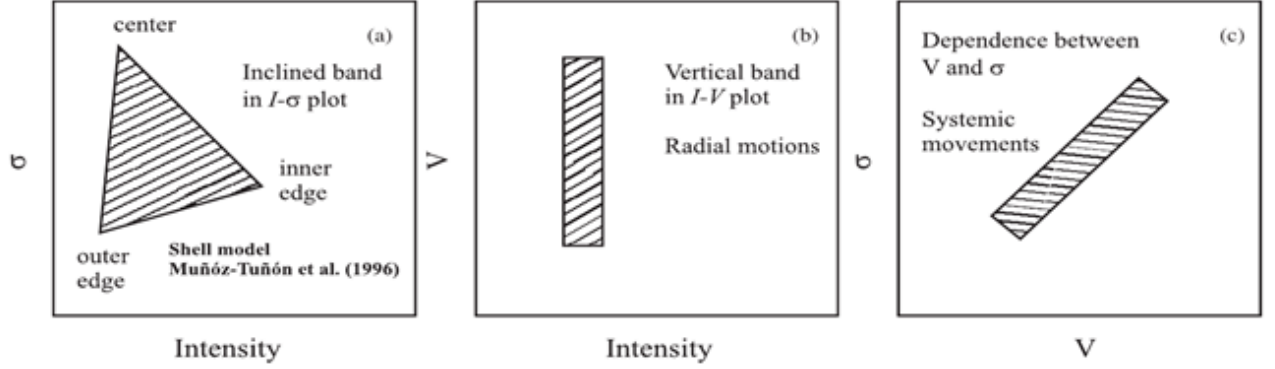


Figura 8.2: Diagramas de diagnóstico con los patrones ideales esquematizados. [3]

La 8.2 de lado izquierda (panel a) muestra el patrón descrito al principio propuesto por [47]. El diagrama (panel b) muestra la banda vertical que se atribuye a movimientos radiales sistemáticos. Variaciones de velocidad abruptas en intervalos cortos de intensidad indican expansión del gas. Esta banda está estrechamente relacionada con las bandas inclinadas del diagrama (panel a). El diagrama (panel c) muestra la correlación entre σ y V_{rad} y resalta movimientos sistemáticos a lo largo de la línea de visión. En el caso presentado el gas con alto σ se aleja del observador, la pendiente de esta banda puede cambiar. Una pendiente negativa se interpretaría como en nubes en expansión con propiedades distintas. Pueden identificarse algunos flujos de champaña con este tipo de patrón.

A continuación se presentan los diagramas de diagnóstico para σ , I y V_{rad} donde se relacionan las variables mostradas en los mapas bidimensionales. Utilizamos modelos simples desarrollados para la interpretación de estos mapas donde el objetivo principal es relacionarlo con fenómenos físicos presentes en la nebulosa. El orden de los diagramas es σ vs I , V_{rad} vs I y σ vs V_{rad} para las columnas izquierda, de en medio y derecha respectivamente. Se menciona que en la literatura la I de los diagramas, σ vs I , se refiere a la intensidad de flujo que emite la región. En este trabajo esa medida corresponde al número de cuentas registradas en A.D.U. que es dada por el *peak flux* registrado de nuestras observaciones, por lo que la I es igual al *Peak*. Formalmente los diagramas *Sigma vs Peak* siguientes corresponden a σ vs I en la literatura.

8.2. Diagramas de diagnóstico de NGC 604

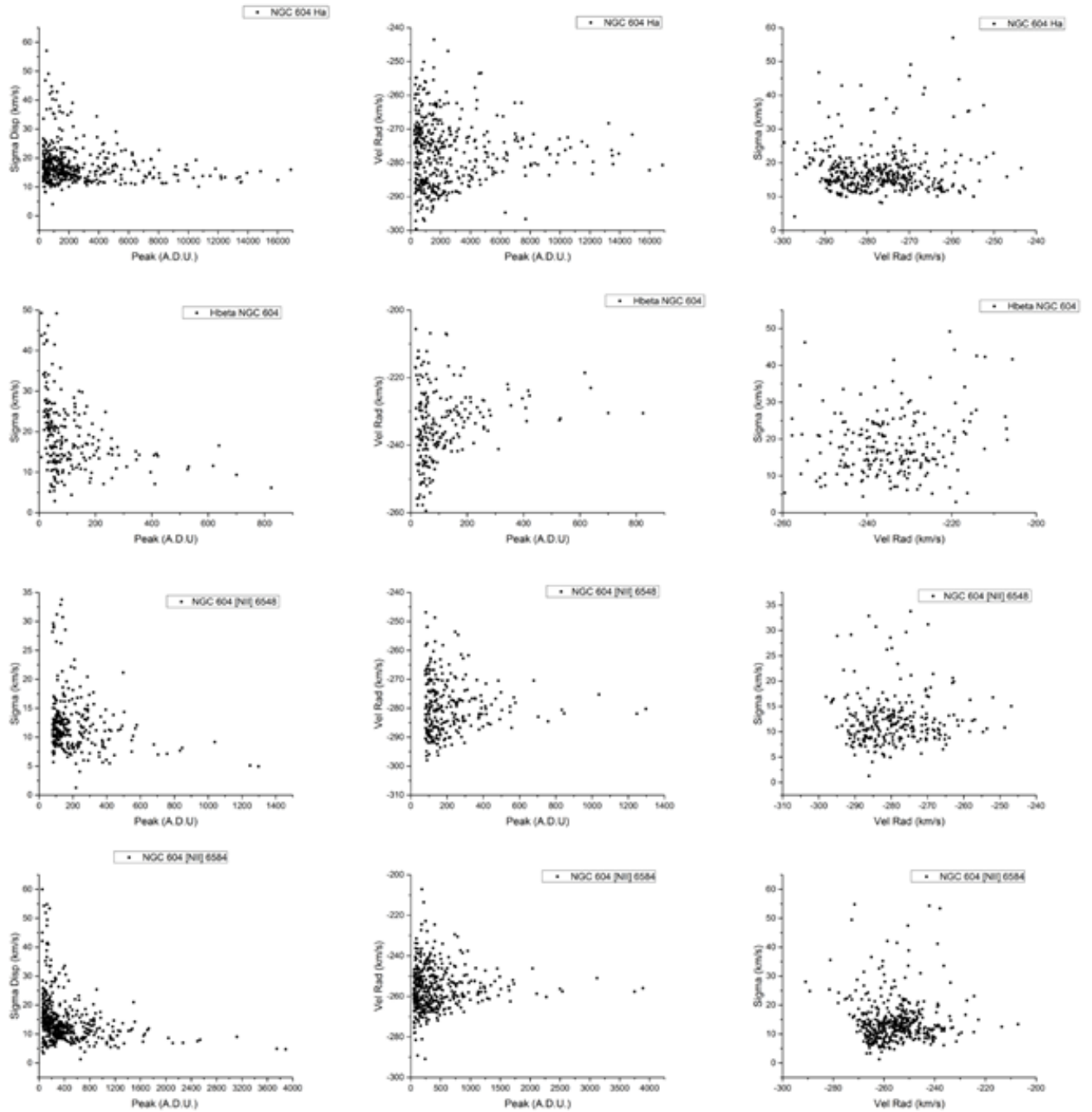


Figura 8.3: Diagramas de diagnóstico para NGC 604 para diferentes líneas. El orden de los diagramas es σ vs I , V_{rad} vs I y σ vs V_{rad} .

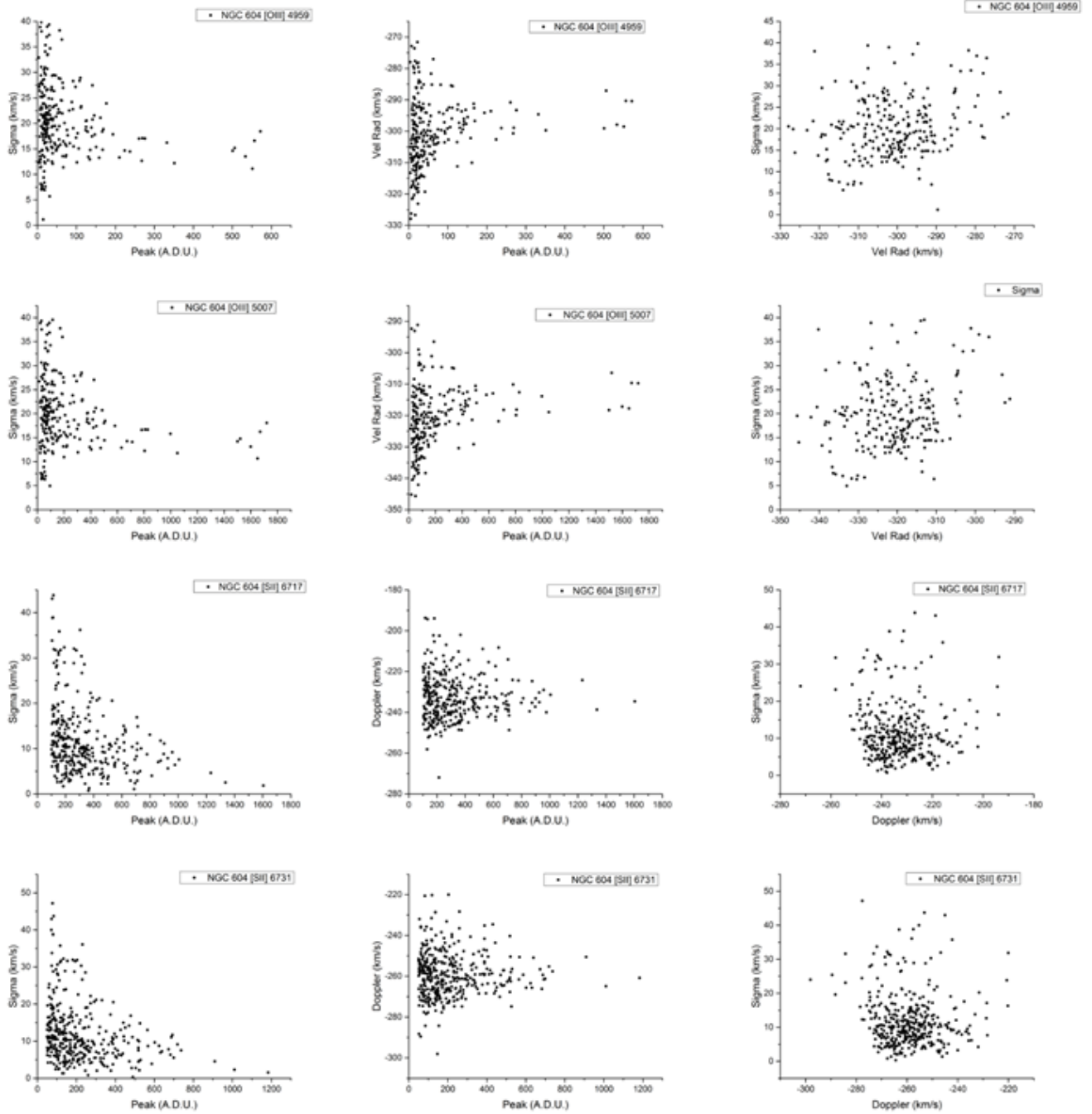


Figura 8.4: Diagramas de diagnostico para NGC 604 para diferentes líneas. El orden de los diagramas es σ vs I , V_{rad} vs I y σ vs V_{rad} .

8.2.1. Aplicación de los diagramas σ vs I para 604

Las siguientes figuras (figuras 8.5-8.9) en H_α son un excelente ejemplo para ilustrar de qué manera se interpretan los diagramas. Estas imágenes muestran mapas bidimensionales en H_α con círculos de diferente diámetro superpuestos. El diámetro corresponde a un valor normalizado al mayor sigma medido. Círculos grandes ($\bigcirc \rightarrow 1$) tienden a ese valor. Círculos pequeños ($\bigcirc \rightarrow 0$) corresponde a un valor bajo medido de σ . Al modificar rangos en el diagrama del diagnóstico se aíslan nubes de puntos en el mapa bidimensional. Con base en los aglomeramientos de puntos en el mapa bidimensional y patrón compuesto en el diagrama de diagnóstico se ubican zona de particular interés, en particular las estructuras propuestas hasta ahora. La figura 8.6 muestra un ejemplo donde se logran aislar dos estructuras para su posterior estudio a detalle.

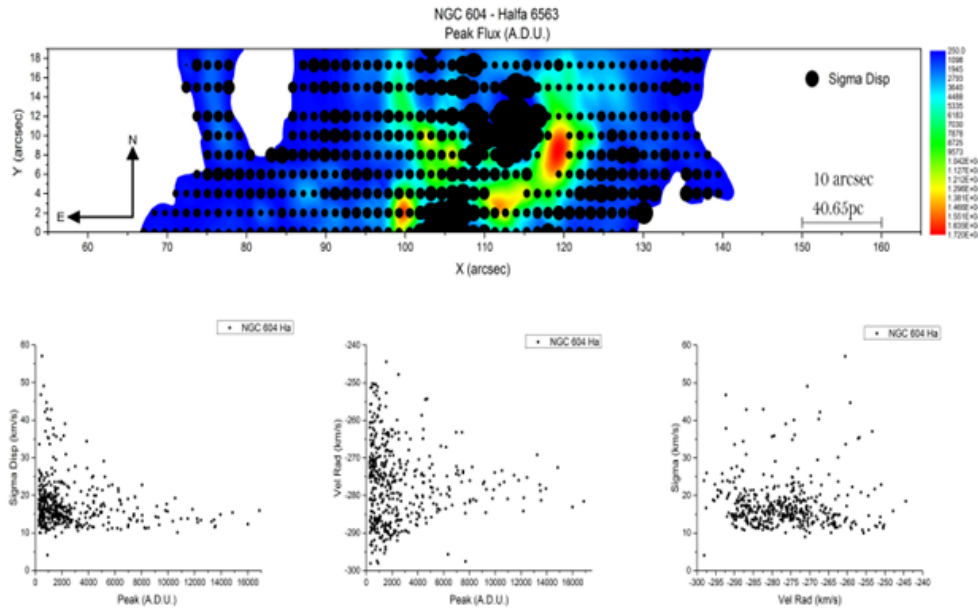


Figura 8.5: Diagramas de diagnóstico de NGC 604 en H_α . Se muestran los círculos normalizados de σ y su ubicación espacial en la región y en los diagramas de diagnóstico. En este caso se muestran los diagramas de diagnóstico completos y la nube de puntos sobre toda la región HII estudiada.

La patrones que confirman que las estructuras encontradas son cascarones en expansión mencionadas por [47] se pueden apreciar en las figuras anteriores (especialmente la figura 8.7) en el panel σ vs I . Se tiene un conjunto de puntos de baja velocidad y emisión que forman el patrón presentado en la figura 8.2, panel a. La figura 8.6 muestra de manera clara las estructuras C1 y C3 y la distribución de puntos en ellas. Como el número de puntos no es igual, las conclusiones que se obtenidas deberán interpretarse con precaución. C1, ver figura 8.7, se ha asociado a una SOBA y se ha determinado que el gas en la misma está propulsado principalmente por estrellas OB. Hay que recordar que posee a WR 5 de lado Sureste, centrándonos en el origen de C1, y WR 3. Si consideramos la posibilidad de que lo que observamos son diferentes bandas inclinadas se puede concluir que C1 es una estructura secundaria. Con esto nos referimos a que está formada por estructuras primarias, burbujas de estrellas OB y WR que interaccionan para crear una estructura de mayores dimensiones y complejidad. Es interesante destacar la coincidencia para que aun así el resultado

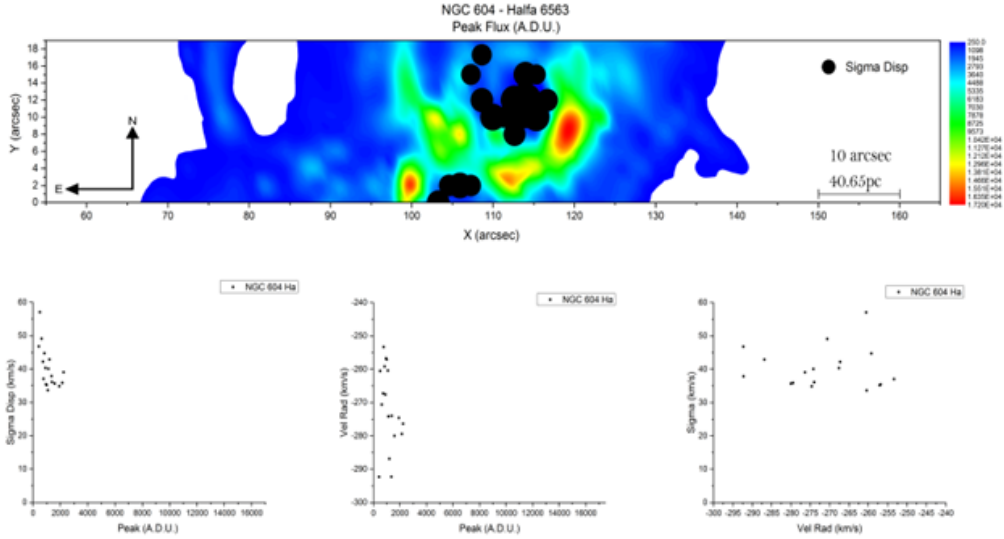


Figura 8.6: Diagramas de diagnóstico de NGC 604 en H_{α} . Se seleccionan zonas de interés de la región. En este caso la estructura C1 y C3, ver figura 7.1, se aíslan con sus valores de sigma respectivos. Este tipo de división de zonas hace más claros los patrones propuestos en la figura 8.2 en los diagramas de diagnóstico.

fuera un cuerpo esférico, sin embargo para las distancias a las que están alejadas las estrellas esto es posible. Los patrones en el diagrama V_{rad} vs I estarían asociados a estos cascarones individuales por medio de bandas verticales.

En el caso de C3, ver figura 8.8, no tiene un número de estrellas importantes, sin embargo se encuentra al Oeste de WR 7, RSG2 y RSG 4 y una parte importante de la SOBA secundaria. En todo caso, esta estructura más simple es solo una burbuja en expansión o pocas burbujas, o simplemente una estructura formada por el material que choca con el borde donde se encuentra WR 7 y llena la cavidad siendo esta una estructura más antigua o perteneciente a la nube molecular. Otra estrella que ayudaría a llenar la cavidad es WR 10 por el oeste.

Esta conclusión apoya la idea de [77] que C3, 4 y 5 por son estructuras *blíster* sobre la nube molecular y que presentan fuga de material. La figura 8.9 coincide con la presentada por [47] que nombra zona 1. La zona 1 que el presenta consta del rango bajo de σ ($10 < \sigma < 20$) $km\ s^{-1}$. La distribución de puntos divide a la región en zona Este y Oeste (figura 8.8). La zona eliminada coincide con los choques e interacciones violentas, resultados de la interacción viento-ISM, estrellas y borde principal (*ridge*). Los diagramas de diagnóstico no muestran algo especial, probablemente debido a la gran área estudiada. No hay indicaciones claras de cascarones, flujos de champaña u otros fenómenos.

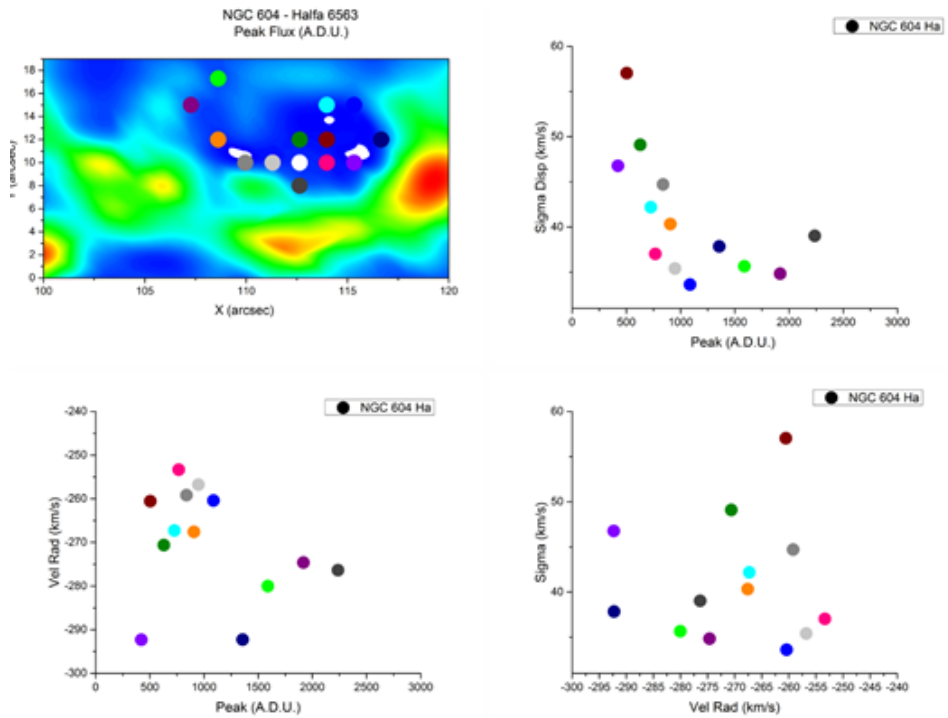


Figura 8.7: Acercamiento en el mapa bidimensional y en el diagrama de diagnóstico estructura C1. La escala de colores indica correspondencia espacial. En este caso no se considera que el diámetro indique algo y se usan los colores en los diagramas de diagnóstico para relacionarlos con sus puntos espaciales en el mapa bidimensional.

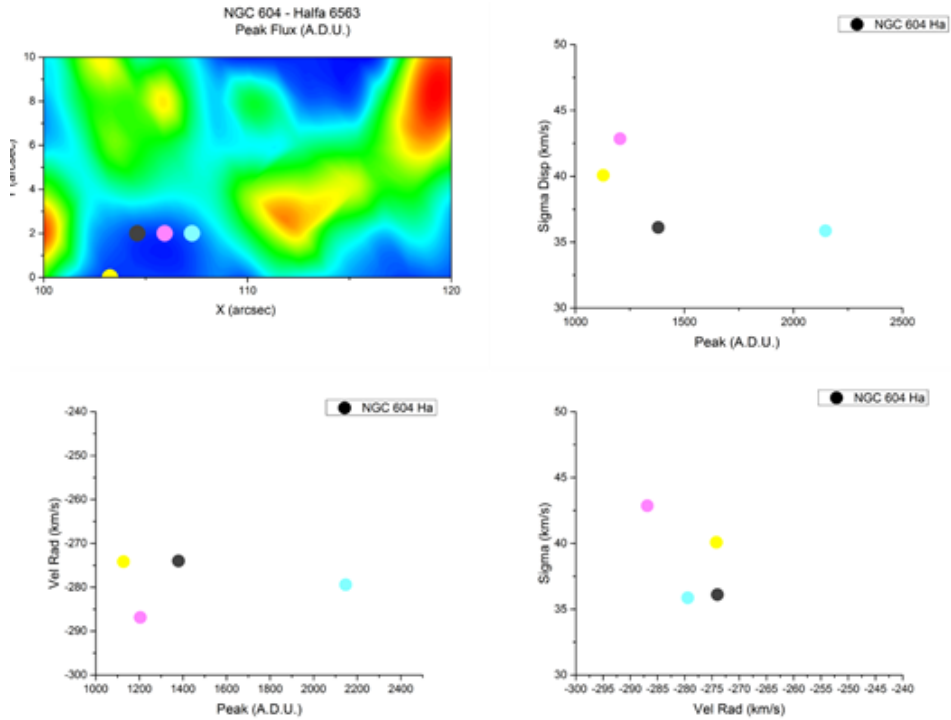


Figura 8.8: Detalle diagrama de diagnóstico estructura C3. La escala de colores indica correspondencia espacial. Ver descripción figura 8.7.

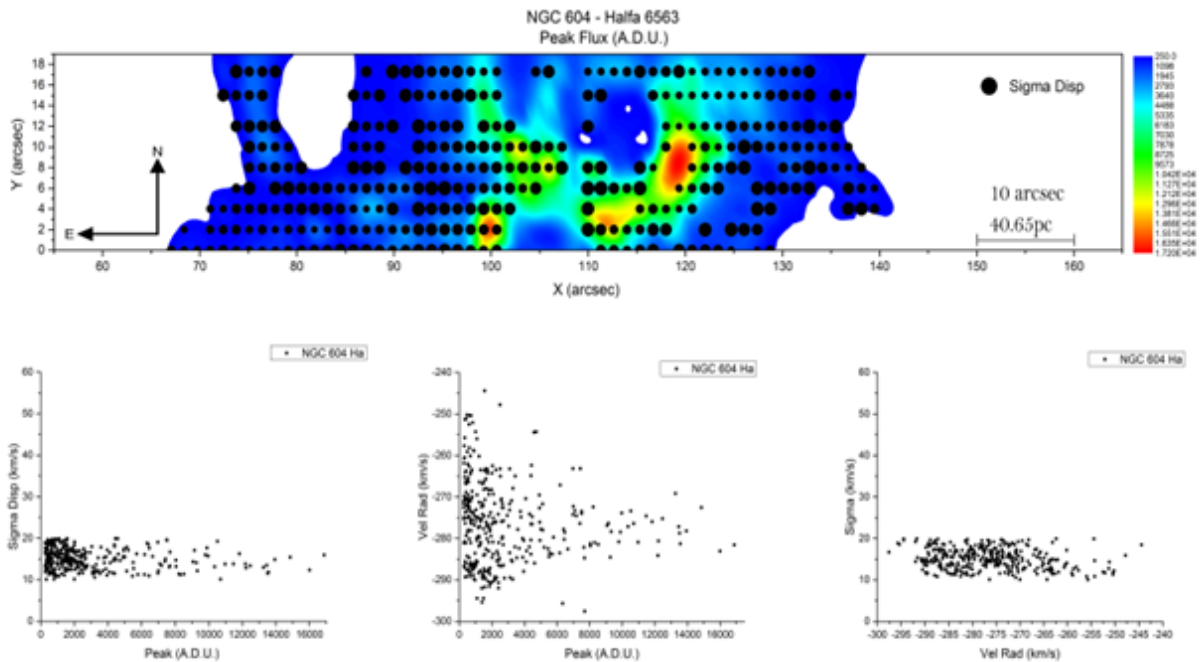


Figura 8.9: Detalle de la zona extendida donde se aíslan los cascarones de la figura 8.6. Se aprecia la agrupación de puntos en el lado Este y Oeste.

8.3. Diagramas de diagnóstico de NGC 595

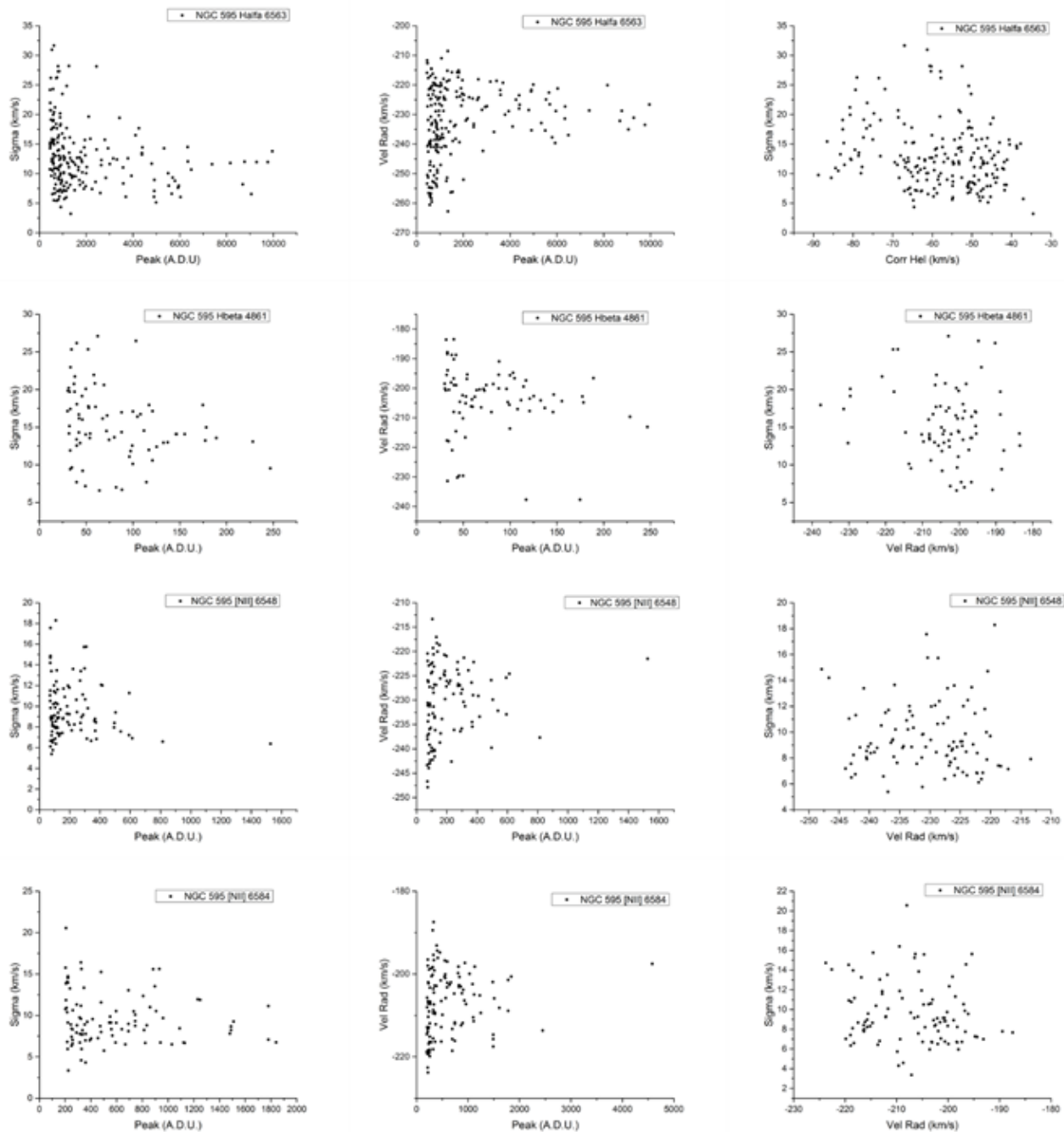


Figura 8.10: Diagramas de diagnóstico de NGC 595 para diferentes líneas. El orden de los diagramas es σ vs I , V_{rad} vs I y σ vs V_{rad} .

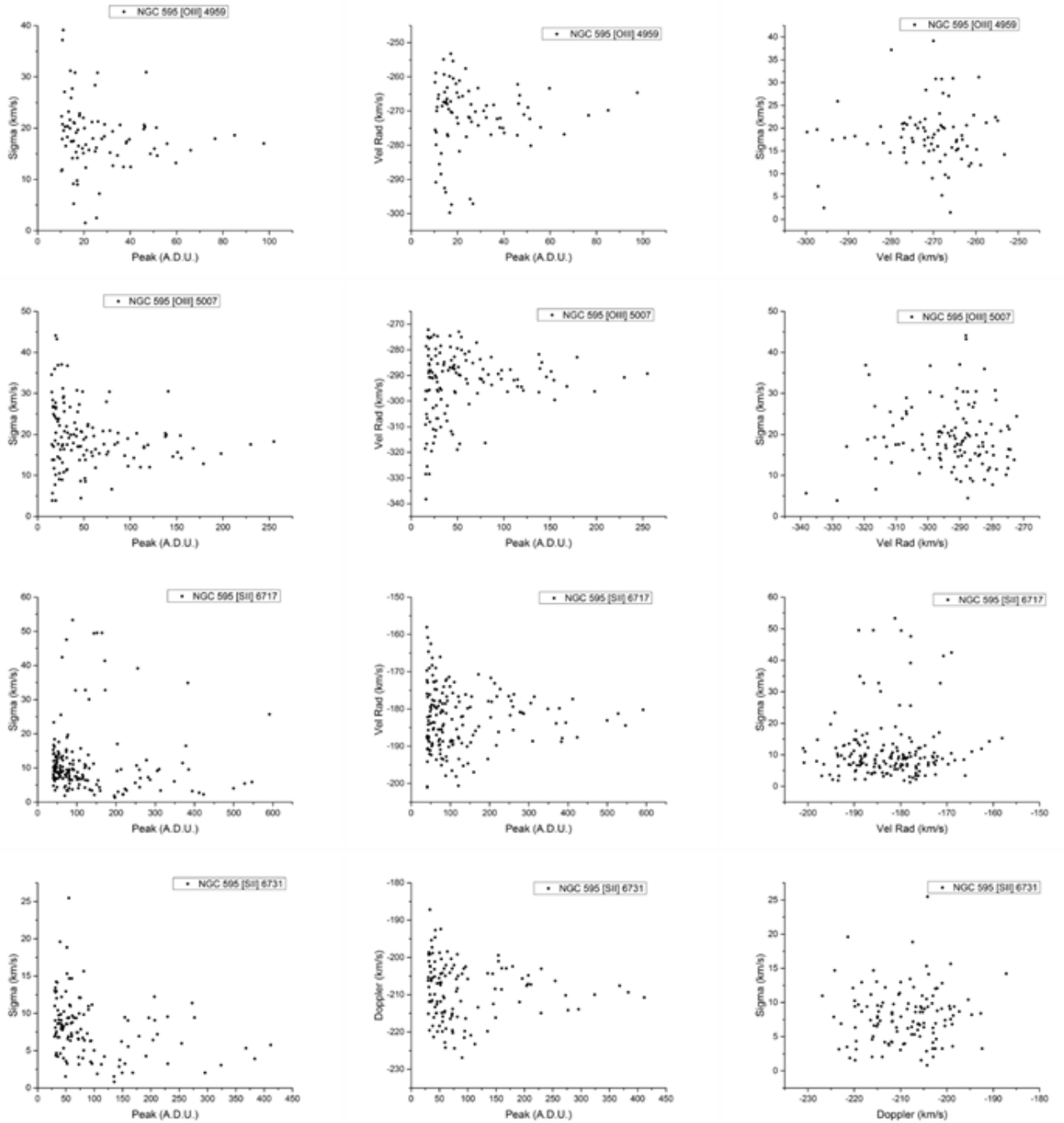


Figura 8.11: Diagramas de diagnostico de NGC 595 para diferentes líneas. El orden de los diagramas es σ vs I , V_{rad} vs I y σ vs V_{rad} .

8.3.1. Aplicación de los diagramas de σ vs I para NGC 595

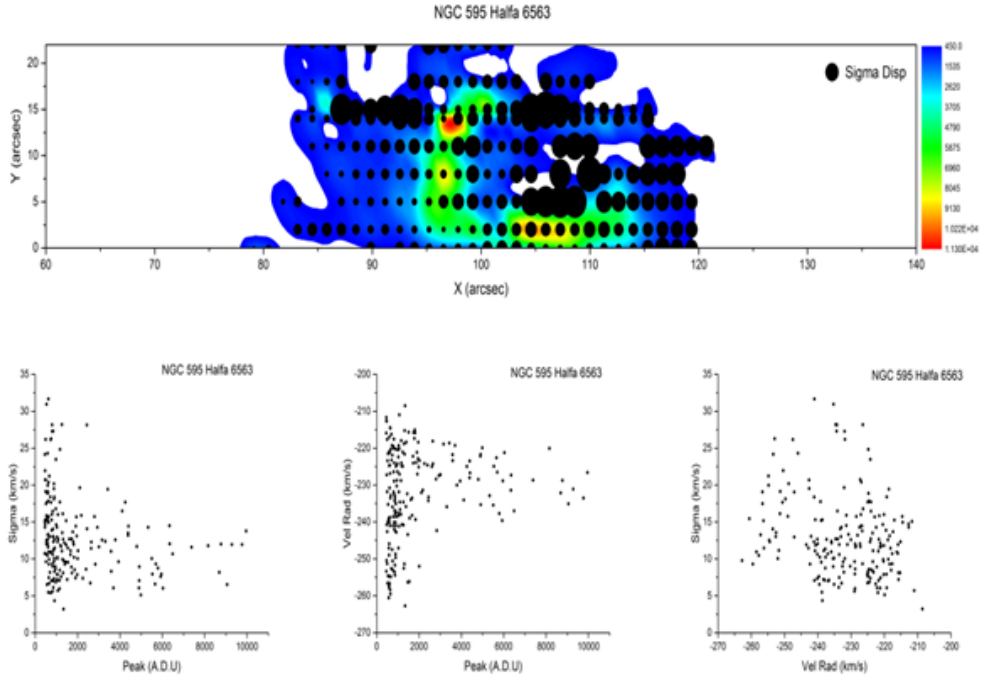


Figura 8.12: Diagramas de diagnóstico de NGC 595 en H_α .

El proceso de análisis del diagrama de NGC 595 (figura 8.12) resulta más complejo y menos obvio que para NGC 604. En este caso la velocidad máxima de dispersión es de 35 km s^{-1} por lo que el ajuste corresponde a una gaussiana de una línea de emisión y no un desdoblamiento. Las zonas de altos valores de σ corresponden a las zonas de flujo complejo, estando cerca las estrellas principales de NGC 595 (figuras 7.41-7.43).

Siguiendo el modelo utilizado hasta ahora, N1 σ representa una estructura joven al igual que N2 σ y siendo N3 σ la más evolucionada. Tanto N1 σ como N2 σ muestran una expansión en el diagrama V_{rad} vs I . Esto coincide con el modelo de CSM dónde en N 1 σ y N2 σ no son zonas lo suficiente evolucionadas para ser dominadas por vientos estelares. Estas zonas se confirman como zonas de fugas o efectos *blowout*, donde se tienen flujos supersónicos de manera caótica provenientes de burbujas de estrellas calientes que rompen la nube y presentan fugas en direcciones no privilegiadas. La idea es que el gas en lugar de energizar una estructura escapa y fluye debido a morfología no homogénea dentro la nube.

Al compararse geoméricamente los núcleos presentados en $[SII]\lambda\lambda 6717, 6731$ con el mapa bidimensional de velocidades (figura 7.44 y 7.51), se puede apreciar al relación entre N1 $[SII]\lambda\lambda 6717, 6731$ y N2 $[SII]\lambda\lambda 6717, 6731$. Estos comparten un rango parecido de velocidad, ambos siendo el más alto de la escala (se acercan con una velocidad a nosotros mayor que el resto de la región) mientras que N3 recede por una diferencia de 60 km s^{-1} , sugiriendo una fuente en común para N1

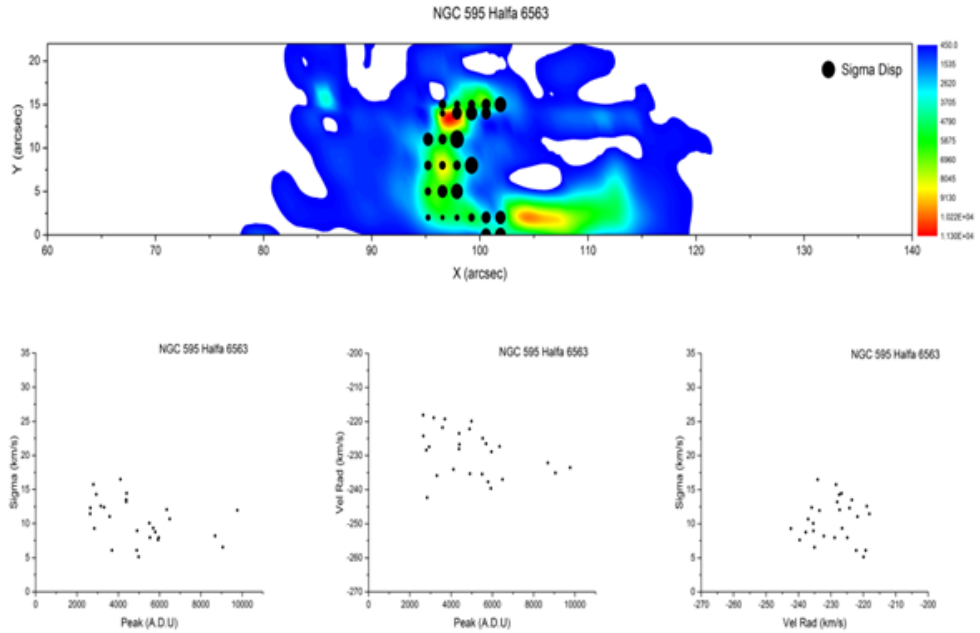


Figura 8.13: Diagramas de diagnóstico de NGC 595 en H_{α} . Este pilar sería análogo al *ridge* de NGC 604 que divide la zona, con la diferencia de que de este borde escapa material.

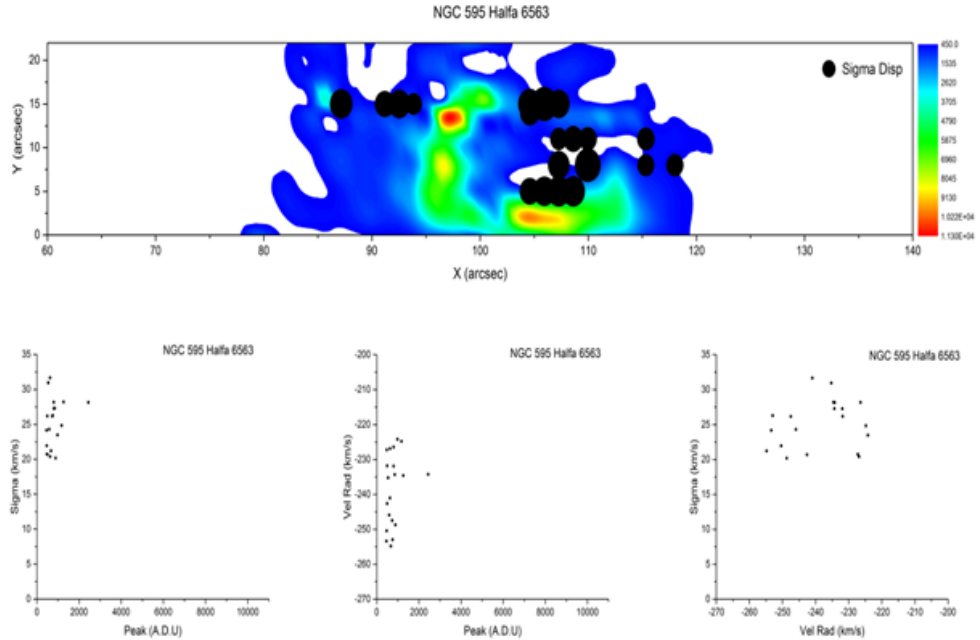


Figura 8.14: Diagramas de diagnóstico de NGC 595 en H_{α} .

$[SII]\lambda\lambda 6717, 6731$ y $N2 [SII]\lambda\lambda 6717, 6731$. Esta energía puede provenir de WR 4 y WR 5, siendo una fuga de material a lo largo de toda la región.

Para NGC 595 las bandas inclinadas en los diagramas σ vs I no son visibles. El diagrama de diagnóstico de σ vs V_{rad} (figura 8.12) se muestra más complejo a interpretar y parece presentar cierta correlación. Esta dependencia es interpretada como movimientos de gas en zonas particulaes que afectan toda la región. Dentro de la nube existen direcciones privilegiada por las cavidades internas que una expansión uniforme. Una interpretación de este comportamiento es que, en realidad a pesar de tener un cúmulo de estrellas en la parte central, existen otras estrellas distribuidas en la zona de mayor emisión distribuyendo la energía en la región. En este caso el cúmulo solo tendría la ventaja de la mayor inyección, más no de determinar en verdad de qué manera se expande la región, sugiriendo que la región a pesar de estar compuesta por estructuras individuales, evoluciona como un todo coincidiendo con la imagen que presenta [3].

8.4. Comparación entre NGC 604 y NGC 595

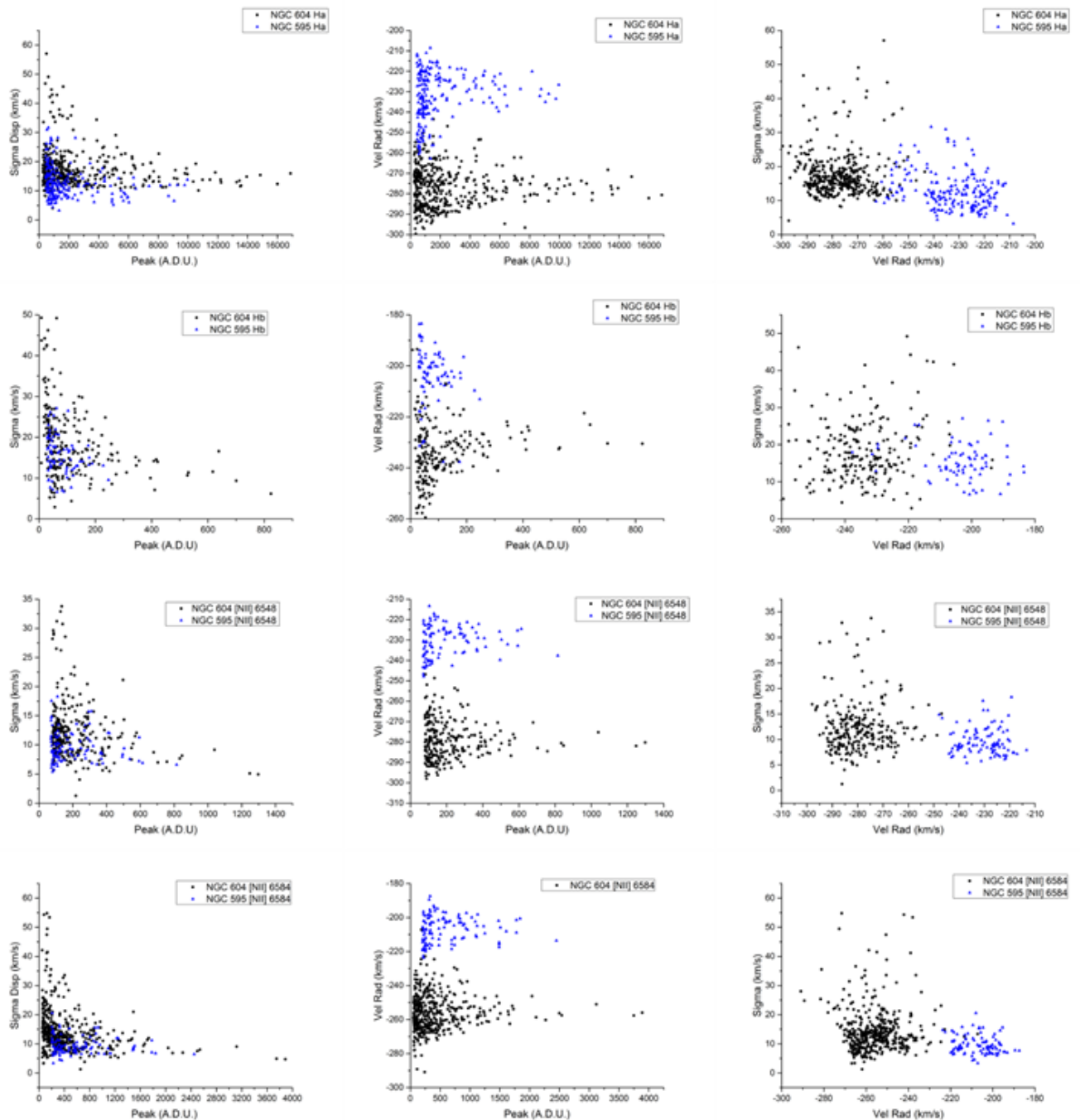


Figura 8.15: Diagramas de diagnostico para comparación regiones. Los puntos negros se refieren a NGC 604 y los puntos azules a NGC 595. Las filas indican una línea diferente mientras que las columnas agrupan propiedades diferentes. Ver detalle figura 8.3

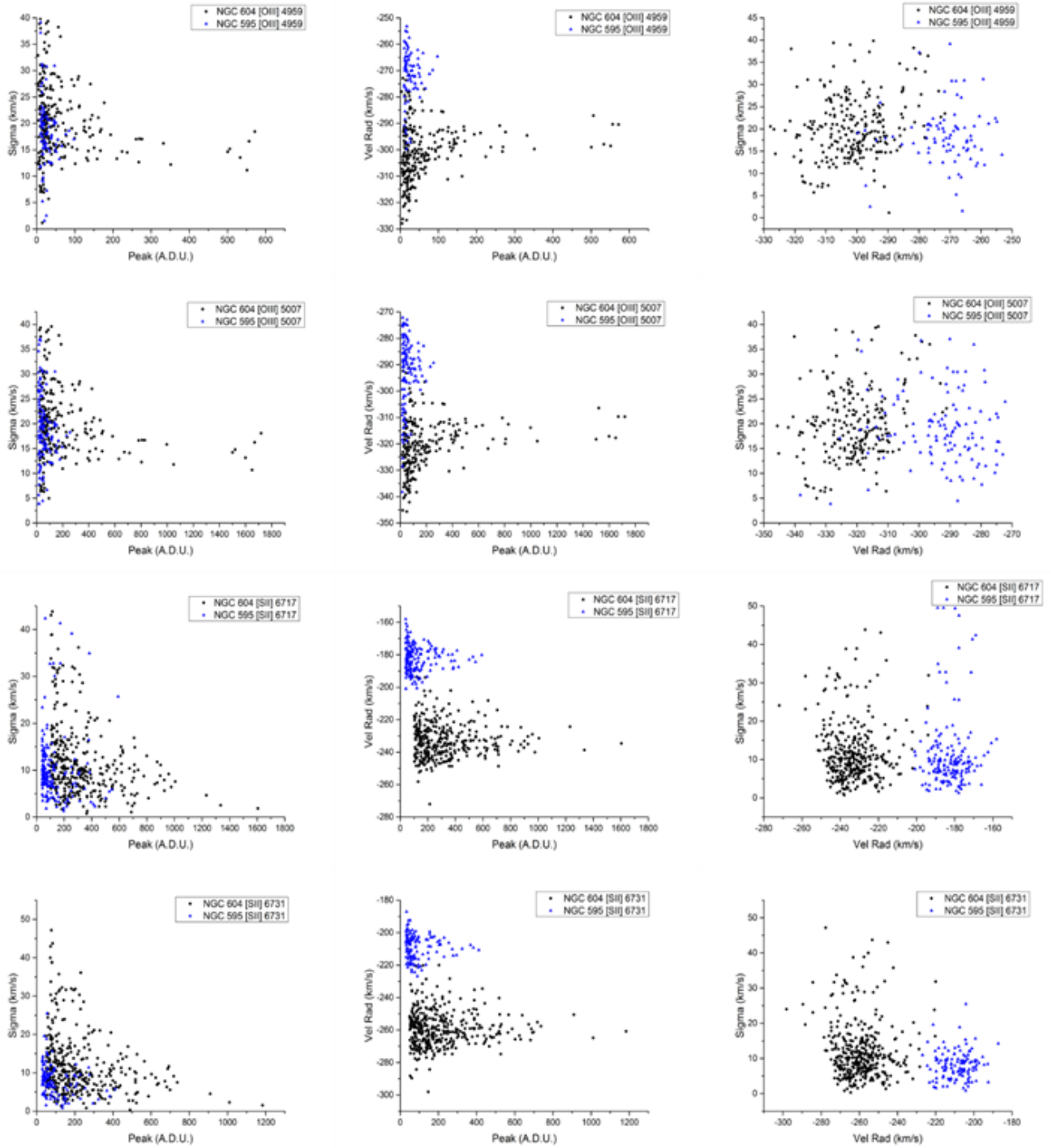


Figura 8.16: Diagramas de diagnostico para comparación regiones. Los puntos negros se refieren a NGC 604 y los puntos azules a NGC 595. Las filas indican una línea diferente mientras que las columnas agrupan propiedades diferentes. Ver detalle figura 8.3

A partir a los diagramas de diagnóstico de las regiones (figuras 8.15 y 8.16) es posible ampliar la comparación entre estas nubes ionizadas. La siguiente discusión se concentra en la línea de emisión de H_α . Al considerar el diagrama σ vs I y su modelo, es claro que NGC 604 es una región más evolucionada. Con base en la expansión que ha tenido la región se muestra la nube de puntos en el diagrama más extensa que para NGC 595 y alcanza valores de emisión (I , *Peak*) y σ mayores. Los mapas estelares para NGC 604 muestran estrellas RSG (figura 7.8) que se sabe son de mayor edad que las OB y WR que sólo se observan en NGC 595. Es de suponer que al pasar el tiempo y que las estructuras se llenen de gas con velocidad supersónica, se rompan y se fomente la expansión de la región como un todo en la región el diagrama de σ vs I de NGC 595 tenderá a verse como el de NGC 604.

Se destaca el límite inferior que presenta NGC 604 en el diagrama σ vs I de $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$. Sin ser muy críticos con respecto a la velocidad del sonido en la región ($\sim 10\text{-}15 \text{ km s}^{-1}$ para regiones HII), podemos asumir que la mayor parte del gas de la región está moviendo de manera supersónica y los puntos parecen tender asintóticamente hacia ese valor de velocidad del sonido en el medio. NGC 595 no presenta este comportamiento. Los valores de la diferencia en V_{rad} se muestran más complicados de analizar. Lo que destaca es el diagrama σ vs V_{rad} dónde la nube de puntos de NGC 595 muestra un patrón claro con base en el modelo ideal (figura 8.15, panel superior izquierdo). La nube de NGC 604 no muestra algo similar. Se consideran estos movimientos sistémicos de NGC 595 como movimientos internos con altos valores de energía.

Este tipo de movimientos es difícil de aclarar pero fomenta la idea de que lo que se tiene es una región en proceso de evolución. Los movimientos internos pueden ser los fenómenos físicos descritos hasta ahora: interacción de los frentes y burbujas, formación estelar, SN, fugas de material entre regiones de diferentes densidad, etc. Esto tendría como consecuencia que en algún momento NGC 595 mostrara estructuras más complejas. Esto pone a NGC 595 en una posición anterior en la línea del tiempo de los modelos de CSM y σ vs I a NGC 604.

Esto es importante por las características, como la población estelar, de NGC 595 no implican que sea una región más reciente que NGC 604. El hecho de no tener gas ionizado fluyendo de manera compleja y supersónica indica que puede ser una región con una entrada de energía menor a la que se esperaría. En este caso esto explicaría la fuga de material de manera controlada y el bajo número de estructuras observables. Pero la población estelar joven y el análisis cinemático en combinación con los diagramas de diagnóstico sugieren una región en proceso de evolución.

Pero las estructuras según los cálculos presentan otra historia. Si hacemos caso a los números presentados por los modelos las estructuras de NGC 595 se muestran de mayor edad que las estructuras de NGC 604 (apéndice E). Esto sin considerar la estructura CE que pertenece a una zona antigua de la región. Una explicación para esta situación es que las estructuras de NGC 604 son recientes en el aspecto que vienen de estructuras anteriores. Durante la vida de NGC 604, consideramos que tiene una mayor población estelar, ha tenido tiempo de formar una cantidad mayor de estructuras y estas de interactuar y crear nuevas, que es lo que estamos observando en NGC 604.

Este no es el caso para NGC 595. Sus pocas estructuras siguen almacenando energía que algún momento formará nuevas estructuras. Otra explicación es que efectivamente las estructuras de

NGC 595 sean más antiguas que las de NGC 604. En este caso implica que en el modelo CSM una región más evolucionada no implica mayor tiempo de vida. Estas ideas deben de interpretarse con precaución ya que en realidad el cálculo de la edad de la estructura sólo depende de su radio y velocidad de expansión y no dicen nada de la historia de la región.

9. Discusión e interpretación física

Una manera de determinar cuál es el mecanismo principal que produce los movimientos supersónicos en las regiones HII es por medio de una relación luminosidad- σ ($L \propto \sigma^n$) o radio- σ ($R \propto \sigma^n$). La complicación surge al tener diferentes mecanismos; movimientos gravitacionales, explosiones de supernova, vientos estelares, súper burbujas y turbulencia son las más estudiadas para estos casos. [29] encuentra para luminosidad- σ , un valor de $n=6.6$ para 43 GHRs. [57] encuentra $n=3.3$ para 26 GHRs por medio de observaciones Fabry-Perot. Ellos mencionan que el valor obtenido apoya el modelo de cascada de energía de Kolmogorov. El problema con este modelo es que los movimientos de los vórtices a gran escala tendrían que ser apreciable en las observaciones y estos no son claros en los mapas presentados. [45] deriva un valor de $n=5$. Ellos también mencionan que técnicas estadísticas pueden resultar en diferentes valores de relación $L \propto \sigma^n$.

Otra herramienta útil para separar mecanismos de ensanchamiento de línea, que indican cierto grado de turbulencia en gas que se observa, es por el diagrama σ vs I. Al considerar que este modelo de cascarón domina para valores bajos y medio de emisión es posible proponer como el mecanismo principal las burbujas y súper burbujas de viento estelar o en su caso las SNR si están presentes. Aunque debido a la distribución no uniforme de la estrellas es necesario verificar que la superposición de cascarones pueda causar el ensanchamiento de línea. [77] determina por medio de masas qué fuerzas gravitacionales dominan el ensanchamiento de línea pero no descarta otras fuentes. Determinar un mecanismos como tal es complicado, sobre todo cuando es la interacción de diferentes mecanismos lo que observamos y medimos. En este caso el CSM propuesto por [65] indica que en regiones jóvenes, el mecanismo que domina es la gravedad mientras que en regiones de mayor edad dominan los vientos y burbujas. Un modelo más reciente propuesto por [46] es al ser ancho instrumental ya sustraído del perfil lo que se obtiene es: $\sigma_{obs} = \sqrt{\sigma_{grav}^2 + \sigma_{shell}^2 + \sigma_{th}^2 + \sigma_{rad}^2}$ donde σ_{rad} son movimientos sistémicos; SN, flujos de champaña, turbulencia y hasta rotación. Una manera más precisa de deconvolucionar el perfil observado.

En nuestro caso la hipótesis es que NGC 604 es una región evolucionada con base en el CSM y su mecanismo principal de ensanchamiento de línea son los mecanismos que energizan la estructura C1 potenciada por la SOBA principal, WR5 y WR3. Proponemos que C1 es una estructura compuesta de diferentes burbujas en superposición. Al considerar esta estructura C1 como evolucionada y el efecto tipo barredora, produciría el borde brillante ubicado al Suroeste y este sería una zona de reciente de formación estelar creada por el material barrido. Esta idea apoya la coincidencia de diferentes WR (10, 21, 1 y 8) en la región. Además, esta zona presenta una componente baja de σ , por lo que la turbulencia o la el movimiento complejo del gas, aún están en las partes más internas de la nube. Podemos establecer que NGC 604 está compuesta por dos zonas principales. Una zona joven de formación estelar (~ 3 Ma) en la parte Oeste, limitada por el borde en H_α a $\sim 100''$. Y una estructura más antigua a la de formación estelar del lado Este. Esta idea está apoyada por la estructura CE (figura 7.1) de expansión lenta con un V_{exp} de unos 10 km s^{-1} y poca población estelar.

Se tiene un movimiento del gas caótico del lado Oeste del borde principal y atribuimos parte de la complejidad del gas a la interacción vientos-borde. Entre esta interacciones encontramos el *jet* de [11] y choques de burbujas entre la SOBA principal y secundaria. Como estructuras

secundarias proponemos C2 y C3. A estos nos referimos con que estas estructuras son consecuencia de la estructura anterior, en este caso C1 y el núcleo. Al tener pocas estrellas las proponemos como estructuras de mayor edad. Al crearse C1 y empujar el gas en el arco principal de H_α fomenta la formación estelar ya descrita en el núcleo. En el interior de la región empiezan los vientos de estrellas jóvenes y masivas a llenar cavidades antiguas y expandirse. En muchos casos hay efecto *blowout*. C2 y C3 eran estructuras de la nube molecular con menores dimensiones. Estas fugas de material empiezan a llenarlas de material generando una expansión y dándole un carácter de cascarón. En algunos casos estas fugas son de manera violenta generando los flujos de champaña y movimientos turbulentos donde se observa la fuga de material ionizado que interpretamos como altos valores de σ . El porqué de la posición preferencial del arco que forma el núcleo de H_α no es clara, pero el gradiente de densidad antes de la formación es un factor determinante. Esta diferencia de densidad no solo genera diferencias morfológicas entre las regiones. También es descrita por [11] como la causante del gradiente (G) observado al no poder confirmar si es este gradiente es solo por rotación de la nube o efectos gravitatorios.

En comparación con NGC 604, NGC 595 muestra una estructura menor en cascarones visibles. Esto se atribuye a que no es una región evolucionada en el modelo de CSM o al menos solo lo sería una pequeña zona de la región la que se comporta como si lo fuera. Esta zona es donde encontramos C1 y la estructura formada por WR 4 de nombre C2. Esta zona interior, del lado Oeste, parece ser la que alberga gas con mayor energía cinética y mecánica proveniente de los cúmulos estelares. Lo que se observa a lo largo de la línea de visión son fugas de este gas de manera violenta debido a la combinación de alta presión de su interior, fuertes gradientes de densidad e homogeneidades en la nube que generan concentraciones de material con flujos en diferentes direcciones. La principal diferencia de esta fuga de material con respecto a NGC 604 sería que es de manera más controlada o limitada.

Proponemos que estos flujos de material ionizado se alejan de los cúmulos estelares y de la nube. La forma más simple de visualizar NGC 595 es una nube de gas ionizada que rodea una zona de formación estelar concéntrica a nubes moleculares, un modelo no muy alejado del modelo ideal. Entre estas nubes se tienen zonas de diferente densidad de material atómico, que al igual que las partes internas y externas, presentan estructuras tipo *blowout* con túneles de material fluyendo en todas direcciones. En este caso encontramos 3 puntos preferenciales de fuga de material del interior hacia el exterior (las zonas de altos valores de σ) apoyando la idea de que C1 y C2 son estructuras en expansión que fomentan el flujo de este gas hacia cavidades internas de la región. es complicado de determinar si esta fuga de material se mantendrá así o se volverá más violenta.

10. Conclusiones y resumen

La teoría presentada por Strömgen ha ayudado a establecer la imagen actual que tenemos de las regiones HII. Al pensar en estas nebulosas ionizadas gigantes no sólo pensamos en la estrella, la región ionizada y la región neutra externa. Consideramos sub regiones internas con diferentes propiedades de densidad, temperatura y velocidad, consecuencia de la interacción de la radiación y material emitido por la estrella y el gas progenitor de esta.

El tener diferentes zonas con propiedades diferentes contiguas involucra frentes de ionización y choque que alteran la cinemática y evolución de la región HII. Además, se presenta una estructura de ionización por los diferentes elementos contenidos donde las fuentes ionizantes son importantes para la un análisis a detalle.

A esta imagen agregamos que, como consecuencia de la evolución, el gas sufre todo tipo de inestabilidades que lo vuelven turbulento y caótico. por lo tanto, esta turbulencia aporta energía a las estructuras internas y vuelve supersónico al gas. Este gas llega a fugarse de de su cascarón progenitor y en ocasiones expande zonas internas y más alejadas de la región. En el caso de regiones extragalácticas tenemos superposición de estos efectos por el alto número de estrellas y la estructura e homogeneidades de la nube molecular juega un papel determinantes en esta situación.

Se demostró como la espectroscopía de rendija larga muestra ser una herramienta útil para estudiar la cinemática de las nebulosas ionizadas. Los datos obtenidos por medio de las observaciones permiten realizar mapas punto a punto de la región, aunque limitados por la resolución espacial y la señal a ruido, de diferentes propiedades del gas obtenidos a través de las líneas de emisión de este.

La reconstrucción de los datos por medio de un ajuste gaussiano permitió localizar y estudiar procesos y fenómenos físicos en dos regiones gigantes extra galácticas, NGC 604 y NGC 595 en M33. Este estudio no considera solo la interacción entre las diferentes zonas de densidad y estados de ionización del gas, sino también los fenómenos y estructuras físicas presentes, característicos de las regiones HII, como lo son cascarones de material y burbujas de viento estelar en expansión. La superposición de mapas de la región en diferentes longitudes de onda y mapas estelares se muestra indispensable para el estudio morfológico y cinemático.

De las observaciones realizadas, reducción y procesamiento de datos, interpolación y construcción de matrices (Método Renka-Cline) se logra realizar el mapeo con el que determinamos las características principales de nuestras regiones, consistiendo en: zonas densas de alta emisión rodeadas de zonas difusas de baja emisión con estructuras visibles a determinar. La distribución estelar no siempre coincide con las zonas de mayor emisión y es apreciable la aparición de cascarones y cavidades en las regiones a pesar de no tener estrellas en el centro. Los mapas de velocidad y turbulencia muestran zonas concentradas de alta variación velocidad y σ mientras en zonas extendidas la variación es menor. Al comparar diagramas de diagnóstico entre regiones es posible plantear una hipótesis sobre el grado de evolución entre estas con respecto a algún modelo específico. Sugerimos que los diagramas de diagnóstico son una herramienta para determinar fenómenos y estructuras dentro de las regiones.

Determinamos que las regiones presentan movimientos supersónicos, velocidades arriba de los 10 km s^{-1} . Los desdoblamientos de las líneas, presentes en H_α y $[SII]\lambda\lambda 6717, 6731$, son evidencia de un cascarón de material expandiéndose con velocidades entre 50 y 100 km s^{-1} en NGC 604 generado por burbujas de viento estelar y en el borde de la nube molecular. Una inspección más rigurosa de las líneas da información de otros fenómenos como el *jet* propuesto por la interacción de dos cascarones principales. La deconvolución del perfil gaussiano ajustado a la línea de emisión del espectro obtenido es una medida de la dispersión de la velocidad gas en ese punto de observación. Es posible interpretar esa dispersión como movimiento turbulento de un gas en zonas donde se fuga el material ionizado a altas velocidades. Estas fugas de material se presentan de manera violenta rompiendo y deformando estructuras primitivas de la nube o de una manera puntual en cavidades y túneles internos determinados de la región como en el caso de NGC 595.

1. Imágenes de NGC 604 muestran una estructura compuesta por cascarones, y un análisis cinemático confirman la existencia y la expansión de estos nombrados: C1, C2 y C3. CE es una estructura antigua que no se acelera y solo está en proceso de combinarse con el medio interestelar. En NGC 595 encontramos una estructura tipo cascarón nombrada C1, y con un análisis cinemático encontramos otra estructura tipo *blíster* de nombre C2, coincidente con la zona B en el mapa de velocidad radial.
2. En NGC 604 se pueden considerar dos regiones: la parte Oeste de formación estelar reciente y probablemente activa y la parte Este que se muestra en calma separadas por un borde de material ionizado.
3. La comparación con mapas estelares pone en duda el modelo clásico de burbuja de viento estelar donde una estrella central potencia la región entera. Esto debido a la falta de coincidencia entre los centros de los cascarones y presencia de estrellas. Modelos que completan la imagen física de las estructuras consideran explosiones de supernova y efectos gravitacionales, aunque estas no siempre estén presentes en las regiones o dependan del grado evolutivo.
4. El perfil gaussiano es simple pero útil para estudiar la cinemática de las regiones. Un ajuste a la línea de emisión es útil para inferir información morfológica y cinemática de la región.
5. Por medio de los diagramas σ vs I es posible ubicar y confirmar cascarones expandiéndose dentro de la región o zonas donde el flujo es turbulento y complejo.
6. Por medio de los altos valores de σ y la coincidencia espacial con los límites entre zonas de baja y alta emisión, concluimos que estas regiones sufren de flujo de champaña. Esta fuga de material a altas velocidad de manera caótica genera ensanchamiento en la línea y se presenta en las fronteras de regiones ionizadas y neutras principalmente.
7. La estructura morfológica diferente de cada línea es evidencia de una estructura de ionización compleja dependiente de la ubicación y población estelar. H_α y $[OIII]\lambda\lambda 4959, 5007$ se presenta cerca de las estrellas ionizantes, mientras que $[SII]\lambda\lambda 6717, 6731$ muestra una estructura más difusa y externa a la región. Los mapas bidimensionales presentados concuerdan con otros presentados en la literatura confirmado un procedimiento correcto para la creación de ellos.
8. El estudio presentado permitió caracterizar morfología, velocidad radial y turbulencia de nubes ionizadas gigantes extra galácticas.

Trabajo a futuro

La presente investigación se presenta como un punto de partida para siguientes temas: el análisis estadístico que será complementado con la función de autocorrelación y estructura. Esto permitirá ampliar el análisis sobre la turbulencia del gas y las escalas en las que este tiene mayor importancia. A su vez por medio de las funciones anteriores es posible relacionar el movimiento del gas en la nube con el modelo teórico presentado por Kolmogorov (1941). Para este tipo análisis, con el fin de comparar diferentes tipos de resultados, y para el estudio de fenómenos complejos se considerarán códigos numéricos, en particular relacionados con hidrodinámica y transferencia de radiación.

La mejor estrategia para estudiar un tema como el medio interestelar es usar combinación de métodos: modelos teóricos, observaciones y simulaciones numéricas. Son múltiples las investigaciones que usan simulaciones numéricas para estudiar regiones HII, turbulencia en regiones HII y la interacción del medio interestelar y estrella. La aplicación de estos métodos aporta información a un tema en particular, que de otra manera, hubiera permanecido desconocida debido a limitación de las observaciones y modelos.

La ventaja de estudiar a detalle y por medio de una línea de tiempo el colapso de una nube, la creación y disrupción de un cascarón, escalas de entrada de energía, interacción dos frentes de choque es indudable, y serán técnicas que se aplicarán para ampliar el estudio de NGC 604 y NGC 595. Esto con el fin de tener un mejor entendimiento, no sólo de la física de estas nubes, si no en general de las regiones gigantes extragalácticas que a pesar de tener cualidades muy particulares todas comparten procesos físicos comunes. El interés principal radica en ampliar el conocimiento de la interacción de cúmulos de estrellas masivas con su medio y las consecuencia que esta interacción tiene mediante modelos cinemáticos del gas.

Referencias

- [1] ALLER, L. *ApJ* 113, 120 (1951).
- [2] AMBROCIO-CRUZ, P., ROSADO, M., LAVAL, A., LE COARER, E., D., R., AND AMRAM, P. Kinematic field of the s-shaped nebula n119 in the lmc. *Revista mexicana de astronomía y astrofísica* 44, 2 (2008), 355–364.
- [3] BORDALO, V., PLANA, I., AND TELLES, E. The internal kinematics of the h ii galaxy ii zw 40. *The Astrophysical Journal* 696, 2 (2009), 1668.
- [4] BOSCH, G., TERLEVICH, E., AND TERLEVICH, R. Narrow-band ccd photometry of giant hii regions. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 329, 3 (2002), 481–496.
- [5] CAICEDO-ORTIZ, H. Estudio de regiones hii gigantes. Master’s thesis, IPN, 2011.
- [6] CASTANEDA, H. O. *The velocity structure and turbulence at the center of the Orion Nebula*. PhD thesis, Rice University, 1987.
- [7] CASTOR, J., MCCRAY, R., AND WEAVER, R. Interstellar bubbles. *ApJl* 200 (Sept. 1975), L107–L110.
- [8] CHANDRASEKHAR, S. Turbulence- a physical theory of astrophysical interest. *The Astrophysical Journal* 110 (1949), 329.
- [9] CHEN, H., HERRING, J., AND KERR, R. Kraichnan, rh 1989 non—gaussian statistics in isotropic turbulence. *Phys. Fluids A* 1 (85), 184471854.
- [10] CHU, Y., AND KENNICUTT, R. Kinematic structure of the 30 doradus giant h ii region. *ApJ* 425 (1994), 720–737.
- [11] CLAYTON, C. Echelle observations of gas motions in ngc 604. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 231, 2 (1988), 191–204.
- [12] CLINE, A., RENKA, R., ET AL. *A storage-efficient method for construction of a Thiessen triangulation*. Computer Science Department, University of Texas at Austin, 1982.
- [13] CONTI, P., AND MASSEY, P. Wolf-rayet stars and giant h ii regions in m33-casual associations or meaningful relationships. *The Astrophysical Journal* 249 (1981), 471–480.
- [14] CORBELLI, E. Dark matter and visible baryons in m33. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 342, 1 (2003), 199–207.
- [15] COURTÉS, G. Turbulent and ordered motions in hii regions. 80–95.
- [16] DEACON, N., GROOT, P., DREW, J., GREIMEL, R., HAMBLY, N., IRWIN, M., AUNGWEROJWIT, A., DRAKE, J., AND STEEGHS, D. Vizier online data catalog: Galactic plane iphas-poss proper motion survey (deacon+, 2009). *VizieR Online Data Catalog* 739 (Sept. 2009).
- [17] DEUL, E., AND VAN DER HULST, J. A survey of the neutral atomic hydrogen in m33. *Astronomy and Astrophysics Supplement Series* 67 (1987), 509–539.

- [18] DODORICO, S., AND ROSA, M. Wolf- γ stars in the giant h ii region ngc 604. *The Astrophysical Journal* 248 (1981), 1015–1020.
- [19] DRAINE, B. *Physics of the Interstellar and Galactic Medium*. Princeton University Press, 2011.
- [20] DRISSEN, L., MOFFAT, A., AND SHARA, M. A hubble space telescope planetary camera view of giant h ii regions—the wolf- γ content of ngc 595 and ngc 604 in m33. *The Astronomical Journal* 105 (1993), 1400–1410.
- [21] DYSON, J., AND FRANCO, J. H ii regions. *Enciclopedia of Astronomy and Astrophysics*, (2000).
- [22] ELDRIDGE, J., AND RELAÑO, M. The red supergiants and wolf- γ stars of ngc 604. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 411, 1 (2011), 235–246.
- [23] ESQUIVEL, A., AND LAZARIAN, A. Velocity centroids as tracers of the turbulent velocity statistics. *The Astrophysical Journal* 631, 1 (2005), 320.
- [24] FREEDMAN, W., WILSON, C., AND MADORE, B. New cepheid distances to nearby galaxies based on bvri ccd photometry. ii—the local group galaxy m33. *The Astrophysical Journal* 372 (1991), 455–470.
- [25] FREYER, T., HENSLER, G., AND YORKE, H. Massive stars and the energy balance of the interstellar medium. i. the impact of an isolated 60 m_{\odot} star. *The Astrophysical Journal* 594, 2 (2003), 888.
- [26] GALLETI, S., BELLAZZINI, M., AND FERRARO, F. The distance of m 33 and the stellar population in its outskirts. *Astronomy & Astrophysics* 423, 3 (2004), 925–934.
- [27] GONZÁLEZ-DELGADO, R., AND PÉREZ, E. The massive stellar content of the h ii region ngc 604 and its evolutionary state. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 317, 1 (2000), 64–78.
- [28] HENNEY, W. *Diffuse Matter from Star Forming Regions to Active Galaxies: A Volume Honouring John Dyson*. Springer Netherlands, Dordrecht, 2007, ch. How to Move Ionized Gas: An Introduction to the Dynamics of HII Regions, pp. 103–127.
- [29] HIPPELEIN, H. Turbulent gas motions in giant h ii regions. ii—the luminosity-velocity dispersion relation. *Astronomy and Astrophysics* 160 (1986), 374–384.
- [30] HIPPELEIN, H., AND FRIED, J. Turbulent gas motions in giant h ii regions. i—the case of ngc 604. *Astronomy and Astrophysics* 141 (1984), 49–55.
- [31] HUNTER, D., AND GALAGHER III, J. Structural similarities among nearby giant h ii regions. *The Astronomical Journal* 90 (1985), 80–87.
- [32] ISRAEL, F., AND KENNICUTT, R. Extinction of h ii regions. *Astrophysical Letters* 21 (1980), 1–9.

- [33] JARRETT, T., CHESTER, T., CUTRI, R., SCHNEIDER, S., AND HUCHRA, J. The 2MASS Large Galaxy Atlas. *The Astronomical Journal* 125 (Feb. 2003), 525–554.
- [34] JIMÉNEZ, J. *An introduction to turbulence*. U. Madrid Stanford., 2002.
- [35] KENNICUTT JR, R. Structural properties of giant h ii regions in nearby galaxies. *The Astrophysical Journal* 287 (1984), 116–130.
- [36] KOLMOGOROV, A. Local turbulent structure in incompressible fluids at very high reynolds number. *Dokl. Akad. Nauk SSSR* (1941).
- [37] KOLMOGOROV, A. On the logarithmical normal particle size distribution caused by particle crushing. *Dokl. Akad. Nauk SSSR* (1941).
- [38] KÁRMÁN, T. Introductory remarks on turbulence. problems of cosmic aerodynamics. *IAU Symp.* (1949).
- [39] LAGROIS, D., AND JONCAS, G. Extraction of homogeneous turbulent motions in the ionized interstellar medium: application to the ngc 595 nebula. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 413, 2 (2011), 721–740.
- [40] LAMERS, H., AND CASSINELLI, J. *Introduction to stellar winds*. Cambridge university press, 1999.
- [41] MALUMUTH, E., WALLER, W., AND PARKER, J. The stellar initial mass function in the giant hii region ngc 595. *The Astronomical Journal* 111 (1996), 1128.
- [42] MAÍZ-APELLÁNIZ, J., PÉREZ, E., AND MAS-HESSE, J. Ngc 604, the scaled ob association (soba) prototype. i. spatial distribution of the different gas phases and attenuation by dust. *The Astronomical Journal* 128, 3 (2004), 1196.
- [43] MEDINA-TANCO, G., SABALISCK, N., JATENCO-PEREIRA, V., AND OPHER, R. Structure, velocity field, and turbulence in ngc 604. *The Astrophysical Journal* 487, 1 (1997), 163.
- [44] MELNICK, J. Velocity dispersions in giant h ii regions-relation with their linear diameters. *The Astrophysical Journal* 213 (1977), 15–17.
- [45] MELNICK, J., MOLES, M., TERLEVICH, R., AND GARCIA-PELAYO, J. Giant h ii regions as distance indicators–i. relations between global parameters for the local calibrators. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 226, 4 (1987), 849–866.
- [46] MELNICK, J., TENORIO-TAGLE, G., AND TERLEVICH, R. Supersonic gas motion in giant extragalactic hii regions. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 302, 4 (1999), 677–683.
- [47] MUNOZ-TUNON, C. TENORIO-TAGLE, G., CASTANEDA, H., AND TERLEVICH, R. Supersonic line broadening and the gas dynamical evolution of giant hii regions. *The Astronomical Journal* 112 (1996), 1636.
- [48] NEWTON, K. Neutral hydrogen and spiral structure in m33. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 190, 4 (1980), 689–709.

- [49] O'DELL, C., AND TOWNSLEY, L. A very high resolution study of emission line widths in galactic and extragalactic h ii regions. *Astronomy and Astrophysics* 198 (1988), 283–286.
- [50] OSTERBROCK, D., AND FERLAND, G. *Astrophysics of Gaseous Nebulae, Active Galactic Nuclei*, 2 ed. University Science Books, 2006.
- [51] PARKER, E. Dynamics of the Interplanetary Gas and Magnetic Fields. *ApJ* 128 (Nov. 1958), 664.
- [52] POLS, O. *Stellar Structure and evolution*. Astronomical Institute Utrecht, September 2011.
- [53] PÉREZ-OREGÓN, J. Propiedades generales de algunas regiones hii. Master's thesis, IPN, 2013.
- [54] RELAÑO, M., MONREAL-IBERO, A., VÍLCHEZ, J., AND KENNICUTT, R. Spatially resolved study of the physical properties of the ionized gas in ngc 595. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 402, 3 (2010), 1635–1648.
- [55] ROSA, M., AND D'ODORICO, S. Wolf-rayet stars in extragalactic h ii regions. ii-ngc604-a giant h ii region dominated by many wolf-rayet stars. *Astronomy and Astrophysics* 108 (1982), 339–343.
- [56] ROSA, M., AND SOLF, J. The internal kinematics of the giant extragalactic h ii complex ngc 604. *Astronomy and Astrophysics* 130 (1984), 29–38.
- [57] ROY, J., ARSENAULT, R., AND JONCAS, G. H-alpha velocity widths of giant extragalactic H II regions. *ApJ* 300 (Jan. 1986), 624–638.
- [58] RYDEN, B. *Radiative Gas Dynamics*. Astronomy 825, 2009.
- [59] SMITH, M., AND WEEDMAN, D. Internal motions in galactic and extragalactic h ii regions. *The Astrophysical Journal* 161 (1970), 33.
- [60] SPITZER, JR., L. Review of Publications: Physical Processes in the Interstellar Medium. *jrasc* 72 (Dec. 1978), 349.
- [61] SPITZER JR, L. The dynamics of the interstellar medium. i. local equilibrium. *The Astrophysical Journal* 93 (1941), 369.
- [62] STRÖMGREN, B. On the Helium and Hydrogen Content of the Interior of the Stars. *ApJ* 87 (June 1938), 520.
- [63] STRÖMGREN, B. The Physical State of Interstellar Hydrogen. *ApJ* 89 (May 1939), 526.
- [64] TENNEKES, H., AND LUMLEY, J. L. *A first course in turbulence*. MIT press, 1972.
- [65] TENORIO-TAGLE, G. AND MUNOZ-TUNON, C., AND COX, D. On the formation of spheroidal stellar systems and the nature of supersonic turbulence in star-forming regions. *The Astrophysical Journal* 418 (1993), 767.
- [66] TENORIO-TAGLE, G. The gas dynamics of H II regions. I - The champagne model. *aap* 71 (Jan. 1979), 59–65.

- [67] TENORIO-TAGLE, G., MUÑOZ-TUÑÓN, C., PÉREZ, E., MAÍZ-APELLÁNIZ, J., AND MEDINA-TANCO, G. On the ongoing multiple blowout in ngc 604. *ApJ* 541, 2 (2000), 720.
- [68] TERLEVICH, R., AND MELNICK, J. The dynamics and chemical composition of giant extragalactic h ii regions. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society* 195, 4 (1981), 839–851.
- [69] TÜLLMANN, R., GAETZ, T., PLUCINSKY, P., LONG, K., HUGHES, J., BLAIR, W., WINKLER, P., PANNUTI, T., AND BREITSCHWERDT, D. AND GHAVAMIAN, P. The chandra acis survey of m33 (chasm33): Investigating the hot ionized medium in ngc 604. *The Astrophysical Journal* 685, 2 (2008), 919.
- [70] TOALÁ, J., AND ARTHUR, S. Radiation-hydrodynamic models of the evolving circumstellar medium around massive stars. *The Astrophysical Journal* 737, 2 (2011), 100.
- [71] VERSTEEG, H. K., AND MALALASEKERA, W. *An introduction to computational fluid dynamics: the finite volume method*. Pearson Education, 2007.
- [72] VIALLEFOND, F., DONAS, J., AND GOSS, W. H ii regions in m33. i-radio and h-alpha observations of the h ii complex ngc595. *Astronomy and Astrophysics* 119 (1983), 185–191.
- [73] VON HOERNER, S. Gas dynamics of cosmic clouds.
- [74] VON WEIZSÄCKER, C. The Evolution of Galaxies and Stars. *ApJ* 114 (Sept. 1951), 165.
- [75] WEAVER, R., MCCRAY, R., CASTOR, J., SHAPIRO, P., AND MOORE, R. Interstellar bubbles. II - Structure and evolution. *ApJ* 218 (Dec. 1977), 377–395.
- [76] WILSON, C., AND SCOVILLE, N. The molecular interstellar medium in two giant h ii regions in m33-ngc 604 and ngc 595. *The Astrophysical Journal* 385 (1992), 512–521.
- [77] YANG, H., CHU, Y., SKILLMAN, E., AND TERLEVICH, R. The violent interstellar medium of ngc 604. *The Astronomical Journal* 112 (1996), 146.

Apéndice A Dinámica de gases

A.1 Camino libre medio

Dinámica de gases es el estudio de un medio continuo compresible en movimiento. En realidad las partículas individuales son átomos, moléculas, iones, etc. Es posible hacer la aproximación de medio continuo si se cumple la condición de:

$$\lambda \ll L \quad (\text{A.1})$$

Donde λ es el camino libre medio de las partículas en el medio y L es una longitud característica del sistema. El camino libre medio se define por:

$$\lambda = \frac{1}{n\sigma} \quad (\text{A.2})$$

Donde n es la densidad de partículas y σ es la sección eficaz.

	$\sigma [cm^2]$	$n [cm^3]$	$\lambda [cm]$
Cuarto con aire a $15^\circ C$	10^{-15}	10^{19}	10^{-4}
ISM	10^{-15}	1000	10^{12}
Warm Neutral Medium	10^{-15}	0.5	2×10^{15}

Cuadro A.1: Valores típicos del camino libre medio calculados con A.2 [58].

A.2 Ecuación de Boltzmann

Una manera de obtener las ecuaciones de conservaciones para un grupo de muchas partículas es un razonamiento probabilístico y utilizando una función de distribución, $f(\vec{x}, \vec{v}, t)$. El formalismo a que se presenta a continuación fue resumido de [58].

Normalizando la función, definiendo una función de distribución de masa (f_m) para partículas con masa diferente, considerando que no se crean ni se destruyen y asumiendo una aceleración (g) que es dependiente de una fuerza gravitacional y un campo electromagnético es posible escribir el espacio de fase en una ecuación de conservación:

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \sum_{i=1}^3 \left(v_i \frac{\partial f}{\partial x_i} + g_i \frac{\partial f}{\partial v_i} \right) = \frac{\partial f}{\partial t} \Big|_c \quad (\text{A.3})$$

Ecuación con el nombre de ecuación de Boltzmann. Para trabajar con esta ecuación consideramos el lado derecho igual a 0, es decir asumimos que no hay colisiones y trabajamos con la ecuaciones de Boltzmann para no colisiones. En este caso en lugar de trabajar con todas las velocidades en todos los puntos trabajamos con la densidad de masa en el espacio de fase, la velocidad media (bulk) y la velocidad de dispersión.

Ahora procedemos a calcular los momentos de la ecuación, utilizando la conservación de la masa (m), conservación momentum ($m \times v$) y conservación energía cinética ($m \times v^2/2$).

La densidad de masa (ρ) en el espacio de posición se encuentra integrando sobre todas las velocidades:

$$\rho(\vec{x}, y) = \int f_m(\vec{x}, \vec{v}, t) d^3v \quad (\text{A.4})$$

Para una cantidad que se puede medir Q , el valor promedio del peso a una posición \vec{x} en un tiempo t es:

$$\langle Q \rangle = \frac{1}{\rho} \int Q f_m d^3v \quad (\text{A.5})$$

Se integra:

$$\frac{\partial}{\partial t} \int f d^3v + \sum_i \frac{\partial}{\partial x_i} \int v_i f d^3v = - \sum_i g_i \int \frac{\partial f}{\partial x_i} d^3v \quad (\text{A.6})$$

Y se obtiene:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \sum_i^3 \frac{\partial}{\partial x_i} (\rho \langle v_i \rangle) = 0 \quad (\text{A.7})$$

ó en forma vectorial:

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u}) = 0 \quad (\text{A.8})$$

que es ecuación de la continuidad. Obteniendo los momentos de la ecuación anterior es posible obtener la ecuación de momento y energía.

$$\frac{\partial(\rho \vec{u})}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{u}^2 + P \vec{I} - \pi_{ij}^{\vec{v}}) = \rho \vec{g} \quad (\text{A.9})$$

donde P es la presión multiplicada por una matriz unidad I , $\pi_{ij}^{\vec{v}}$ es el tensor de esfuerzos viscoso y g es la aceleración debido a la gravedad.

$$\frac{\partial(\rho \epsilon)}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\rho \epsilon \vec{u}) = -P \vec{\nabla} \cdot \vec{u} - \vec{\nabla} \cdot \vec{F} + \Psi \quad (\text{A.10})$$

en la ecuación anterior \vec{u} es el flujo de calor del sistema y Ψ la tasa de disipación viscosa.

A.3 Vorticidad

Entender la vorticidad es crucial para entender la turbulencia. No todos los flujos a altos números de Reynolds son caóticos. Un ejemplo es el caso de flujo potencial:

$$\vec{V} = \nabla \Phi \quad (\text{A.11})$$

$$\nabla^2 \Phi = 0 \quad (\text{A.12})$$

Donde se conocen diferentes soluciones con base en condiciones de frontera, pero en este caso al no tener una dependencia del tiempo se entiende la evolución en forma secuencial, conectando estados evolutivos entre ellos y no se aprecia una verdadera evolución del sistema, por lo que el caos bajo estas circunstancias es imposible.

Una manera de romper con este esquema es considerando que el flujo sea no irrotacional esto nos lleva a efectos turbulentos. Si consideramos:

$$\nabla \times \vec{V} = 2\vec{\omega} = -\nabla^2 \Psi = \zeta \quad (\text{A.13})$$

Para dos dimensiones donde ω es la velocidad angular, ψ la función de corriente y ζ la vorticidad.

La evolución de la vorticidad se encuentra evaluando en la ecuación de momento,

$$\frac{\partial \zeta}{\partial t} + \vec{V} \cdot \nabla \omega = \nu \nabla^2 \omega \quad (\text{A.14})$$

Que en caso no viscoso se reduce a

$$D_t \omega = 0 \quad (\text{A.15})$$

Esta ecuación indica que la vorticidad se conserva en un flujo no viscoso.

El mecanismo general del flujo es que la vorticidad es transportada por la velocidad, mientras que la vorticidad resultante determina la velocidad por medio de la ecuación de Poisson. Evolución del campo de flujo e inestabilidades son posibles gracias a esta retroalimentación, y el flujo no depende solo de condiciones de frontera, si no en su propia historia.

A.4 Viscosidad en Astrofísica

La viscosidad se debe al a la agitación termal de las moléculas. Debido a estos movimientos aleatorios entre las capas de flujo, se transporta un momento adyacente a estas. Considerando λ , como el camino libre medio, y definiendo el esfuerzo tangencial y la viscosidad cinemática [34]:

$$\tau = \mu \frac{\partial U}{\partial y} \quad \nu = c\lambda$$

Se obtiene

$$Re \approx \frac{U L}{c \lambda} \quad (\text{A.16})$$

Al considerar el número de Mach para las regiones HII de ~ 1 y como $\lambda \sim 0,056 U.A.$ [61] obtenemos para regiones HII la relación $Re = 3,68330 \times 10^6 \cdot L$, ver figura A.1. En el cuadro A.2 se muestran los valores obtenidos para NGC 604 y NGC 595.

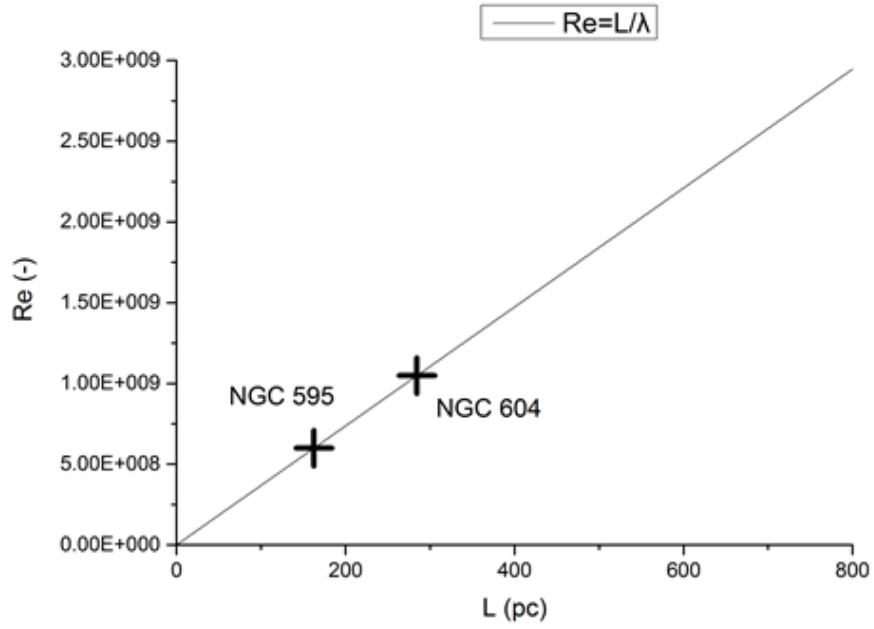


Figura A.1: Comportamiento de Re vs L con la suposiciones anteriores sobre la viscosidad, ecuación A.16, cuando se considera numero de Mach igual a 1 para regiones HII.

	L [pc]	Re
NGC 604	284,55	$1,05 \times 10^9$
NGC 595	162,6	$5,99 \times 10^8$

Cuadro A.2: Numero de Reynolds y longitudes características para las regiones HII estudiadas en el presente trabajo.

Apéndice B Vientos estelares

B.1 Ecuación velocidad del viento

El viento estelar consiste en partículas emitidas por la atmosfera estelar con velocidad suficiente para escapar el campo gravitacional. Las partículas inyectan masa, momento y energía en ISM creando estructuras complejas alrededor de la estrella.

Hay diferentes gradientes que generan la fuerza para mover el viento, generando así diferentes tipos de viento (B.1), estos pueden ser de presión, de radiación o magnéticos.

Se observan 4 tipos principales de vientos:

1. Vientos de estrellas en secuencia principal. Estrella similares al Sol con pérdida de masa de $10 - 14 M_{\odot} a^{-1}$. Gradientes de presión en la corona con los que se creen conducen estos vientos.
2. Vientos de estrellas calientes y luminosas. Pérdida de masa entre 10^{-7} y $10^{-5} M_{\odot} a^{-1}$ su velocidad es mayor que la velocidad de escape y se piensa que son generados por gradiente de presión. Estrellas Wolf Rayet caen en esta categoría.
3. Vientos de estrellas frías y luminosas. Pérdida de masa entre 10^{-8} y $10^{-5} M_{\odot} a^{-1}$ pero la velocidad del viento es demasiado baja.
4. 6 Vientos de estrellas muy jóvenes. Estrellas tipo T Tauri tiene pérdida de masa entre 10^{-9} y $10^{-7} M_{\odot} a^{-1}$ con velocidad de $200 km s^{-1}$. Se cree que un disco de acreción es el que impulsa el viento estelar

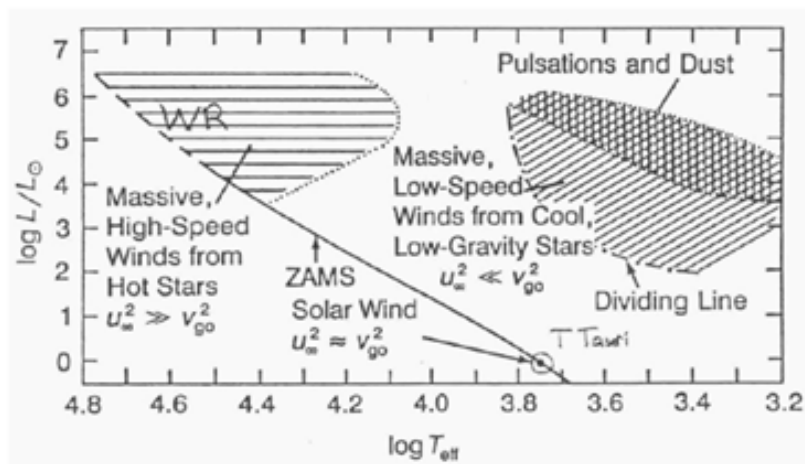


Figura B.1: Diagrama Hertzsprung-Russell mostrando estrellas con viento estelares característicos. [40]

El viento estelar mejor estudiado es el viento solar. Consiste principalmente en hidrógeno ionizado y helio completamente ionizado, con algunos elementos metálicos. En 1 AU del Sol, el viento

es supersónico y super-Alfvenico, sabiendo que además tiene variaciones significativas de densidad y velocidad.

Se tiene un flujo de alta velocidad, 700 km s^{-1} y densidad media de protones de 3.4 cm^{-3} . La presión es de $1,9 \times 10^{-10} \text{ dinas cm}^{-2}$ y la presión magnética de $B^2/8\pi = 1,7 \times 10^{-10} \text{ dinas cm}^{-2}$; ambos valores son menores que la densidad de energía cinética $1,4 \times 10^{-8} \text{ erg cm}^{-3}$. También se tiene un flujo de baja velocidad, 330 km s^{-1} y densidad media de protones de 10.3 cm^{-3} . La presión es de $2,6 \times 10^{-10} \text{ dinas cm}^{-2}$ y la presión magnética de $B^2/8\pi = 1,7 \times 10^{-10} \text{ dinas cm}^{-2}$; ambos valores son menores que la densidad de energía cinética $9,4 \times 10^{-9} \text{ erg cm}^{-3}$.

Es posible demostrar que las atmósferas no se encuentran en equilibrio con el ISM y no pueden ser estáticas, pero es posible tener un flujo estacionario continuo hacia afuera. Asumiendo $\dot{M} > 0$ y $u > 0$, la ecuación de momento para un viento estacionario esférico no magnético es:

$$u \frac{du}{dr} + \frac{a^2}{\rho} \frac{d\rho}{dr} + \frac{GM}{r^2} = 0 \quad (\text{B.1})$$

Usando la ecuación de la continuidad para eliminar ρ obtenemos la ecuación de Bondi

$$\frac{1}{2} \left(1 - \frac{a^2}{u^2} \right) \frac{d}{dr} (u^2) = -\frac{GM}{r^2} \left(1 - \frac{a^2 r}{GM} \right) \quad (\text{B.2})$$

Resolviendo para $u^2 \rightarrow 0$ cuando $r \rightarrow 0$. Obtenemos dos soluciones una subsónica y otra transónica, como las mediciones caen en el rango supersónico se opta por la segunda conocida como “viento de Parker”

Debido a que la temperatura es constante en las regiones interiores de la corona, es posible estudiar los vientos tipo Parker como isotérmicos y obtenemos para vientos isotérmicos la ecuación de Bondi:

$$\frac{1}{2} \left(1 - \frac{a_0^2}{u^2} \right) \frac{d}{dr} \left(\frac{u^2}{a_0^2} \right) = -4 \frac{r_s}{r^2} \left(1 - \frac{r}{r_s} \right) \quad (\text{B.3})$$

Esto puede ser integrado para obtener la integral de Bernoulli para un viento isotérmico:

$$\frac{a_0^2}{u^2} - \ln \left(\frac{a_0^2}{u^2} \right) = 4 \ln \frac{r}{r_s} + 4 \frac{r_s}{r} - 3 \quad (\text{B.4})$$

Está ecuación da la velocidad del viento como función de r (figura B.2).

A grandes radios la velocidad es aproximadamente $u \approx 2a_0[(r/r_s)]^{1/2}$ y a pequeños radios $u \approx a_0 \exp(3/2) \exp[-2r_s/r]$. Para el sol el radio sónico (r_s) es de $2 \times 10^{11} \text{ cm}$ que es tres veces el radio de la base de la corona. A la distancia de 1 AU, el radio es $75 r_s$ y el viento predicho de 740 km s^{-1} , coincidiendo con las observaciones.

B.2 Perfil P Cygni

Las líneas espectrales de los vientos estelares se distinguen fácilmente por el desplazamiento que presentan, ver figura B.3, que se identifica con el movimiento del gas que se aleja de la estrella. Las líneas de este viento son combinación de una parte de emisión y otra de absorción, lo que se llama perfil P Cygni o solo por un proceso de los anteriores. Esto depende de eficiencia de creación y destrucción de las líneas. Procesos que se conocen que generan estas líneas en los vientos son: Dispersión de fotones, línea de recombinación, efectos colisionales y estimulación máser.

Si se tiene una columna muy densa de iones absorbentes que se encuentra entre el observador y la estrella se tendría una componente de absorción, que por efecto Doppler estará a una frecuencia menor porque se mueve hacia el observador. Esto se combina con una parte reflejada de fotones que choca con gas que va hacia donde mira el observador, generando una parte de emisión que se aleja y por ende desplazada al rojo (figura B.4).

Este tipo de perfil y su causa se esquematiza en las figuras B.3 y B.4:

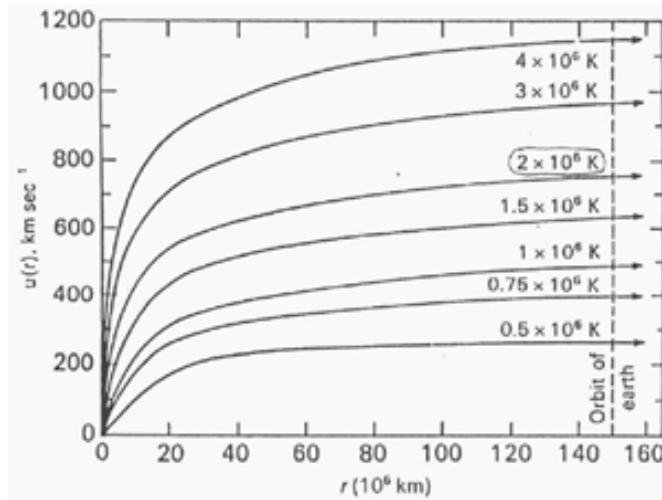


Figura B.2: Velocidad del viento isotérmica para el viento de Parker para diferentes valores de T . [40]

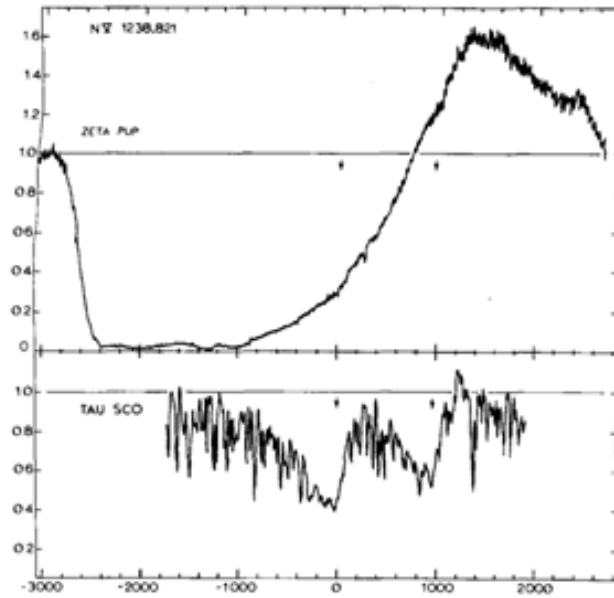


Figura B.3: Perfil P Cygni. [40]

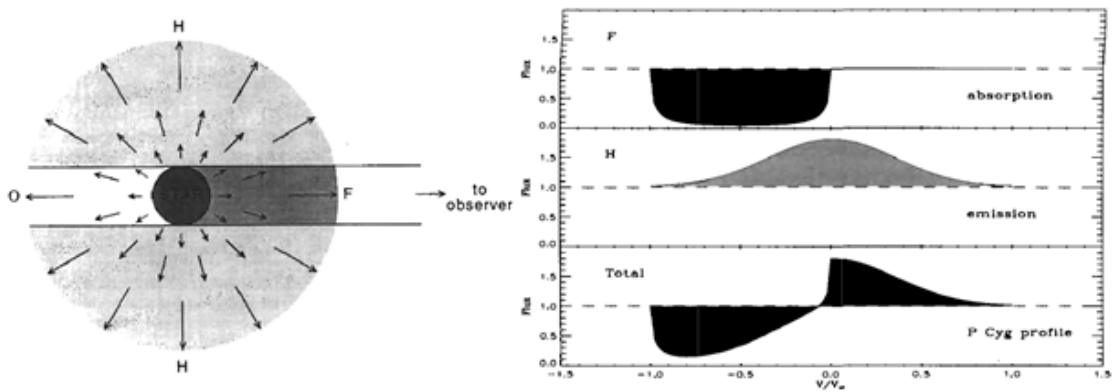


Figura B.4: Descripción de como se genera el perfil P Cygni por el material que se aleja de la estrella [40].

Apéndice C Corrección velocidad

La velocidad radial medida corresponde al lugar y fecha de observación. Para mantener la generalidad de los datos se realizan dos correcciones; 1) corrección heliocéntrica: la velocidad radial observada es corregida por la rotación de la Tierra (velocidad diurna), movimiento Tierra con respecto al baricentro Tierra-Luna (velocidad lunar), movimiento del baricentro y Tierra-Luna respecto al centro del Sol (velocidad anual). Esta velocidad se calcula por medio de una rutina de IRAF: `astroutil/rvcorrect`. La corrección 2), corrección marco referencia, es debido a la velocidad con la que se mueve el objeto con respecto al Sol, cambiando el marco de referencia del Sol al objeto observado. Esta se calcula vectorialmente sumando el término de velocidad del objeto, ver cuadro C.1. Es posible obtener mapas bidimensional con esta nueva referencia de velocidad (figura C.1).

Region HII	Corr. heliocéntrica [$km\ s^{-1}$]	Vel. sistémica [$km\ s^{-1}$]	Corrección total [kms^{-1}]
NGC 604	25,58	-240	-265,58
NGC 595	25,53	-230	-255,53

Cuadro C.1: Correcciones de velocidad realizada para las regiones estudiadas.

Para representar esta corrección de velocidad de manera más clara se presentan perfiles espaciales (capítulo 7) que muestran ventajas sobre los mapas bidimensionales. La distribución de velocidad en los mapas en realidad no cambia ya que el ajuste a todas las velocidades es por una constante, variando sólo la escala de rango. El perfil espacial permite mostrar una combinación de los puntos de todas las rendijas y visualizar el marco de referencia del objeto por medio de una línea recta horizontal que intersecta con la corrección total de velocidad. De esta manera la interpretación queda de la siguiente manera: puntos debajo de la línea horizontal (corrimiento al azul) se alejan del marco de referencia del objeto y puntos por arriba (corrimiento rojo) se alejan del lado contrario. Este marco de referencia se toma conforma al punto de mayor emisión.

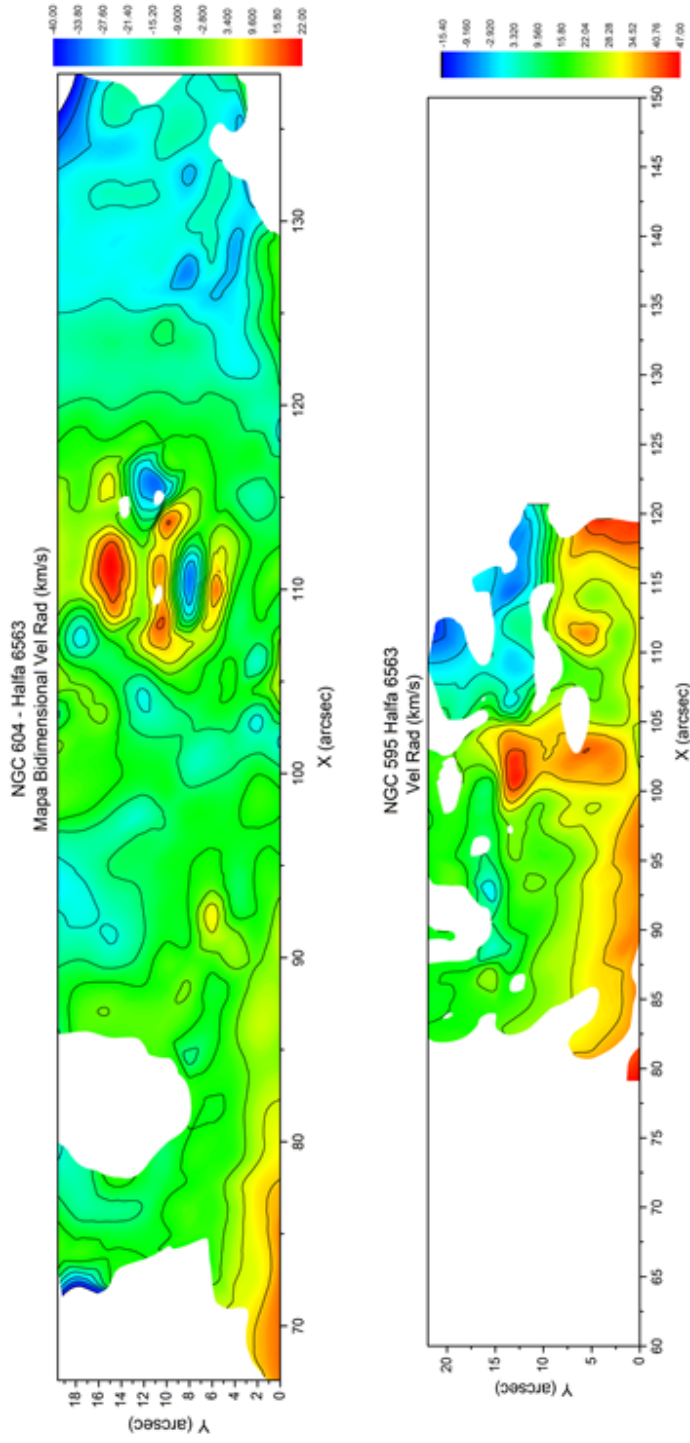


Figura C.1: Mapas bidimensionales corrección de la velocidad radial. NGC 604 arriba y NGC 595 abajo.

Apéndice D Deconvolución del ancho de línea (σ)

El cálculo de la componente turbulenta a lo largo de la línea de visión implica conocer el ancho instrumental, el ancho observado y el ancho térmico. Para determinar el ancho instrumental asociado a cada línea se utiliza el espectro de calibración asociado a cada brazo del espectrógrafo. El ancho instrumental a media altura (FWHM) asociado a cada línea de emisión es el ancho a media altura promedio de las dos líneas de emisión del espectro de calibración que la acotan. Con la notación [49], se tiene la componente de velocidad asociada al ancho instrumental como:

$$\sigma_{inst} = \frac{0,6006 \text{ FWHM } inst}{1,414} \quad (\text{D.1})$$

De forma análoga el ancho observado es,

$$\sigma_{obs} = \frac{0,6006 \text{ FWHM } obs}{1,414} \quad (\text{D.2})$$

La componente térmica es sensible a la temperatura asumida en el gas y a la masa del ion emitida en las líneas de emisión. Su forma es,

$$\sigma_{term} = \frac{166,6 \text{ t}}{m \ 1,414} \quad (\text{D.3})$$

Donde $t = T_e \times 10^{-4}$ donde T_e es la temperatura electrónica, que se considera igual para ambas regiones y m la masa del elemento considerado.

Con estas cantidades es posible expresar la velocidad de dispersión como:

$$\sigma^2 = \sigma_{obs}^2 - \sigma_{inst}^2 - \sigma_{term}^2 \quad (\text{D.4})$$

Con esta ecuación podemos medir cual es la mínima velocidad asociada al ancho de la línea de emisión observada,

$$\sigma_{obs}^2 = \sigma_{inst}^2 + \sigma_{term}^2 \quad (\text{D.5})$$

Se presenta la tabla con los valores utilizados, el $\sigma_{(obs - min)}$ representa el valor mínimo que se puede medir en σ_{obs} tal que la ecuación D.5 sea positiva, cuando esto no se cumple se dice que no se puede resolver el ancho de línea.

Las componentes de las líneas del procesos de deconvolución se muestran en el cuadro D.1.

Linea de emisión	NGC 595			NGC 604	
	σ_{term} [$km s^{-1}$]	σ_{inst} [$km s^{-1}$]	$\sigma_{obs-min}$ [$km s^{-1}$]	σ_{inst} [$km s^{-1}$]	$\sigma_{obs-min}$ [$km s^{-1}$]
H_{β}	10	18	21	20	22
[OIII] λ 4959	2	19	19	19	20
[OIII] λ 5007	2	19	19	19	20
[NII] λ 6548	3	12	12	12	12
[NII] λ 6584	3	12	12	12	12
H_{α}	10	12	15	12	15
[SII] λ 6717	2	15	15	14	14
[SII] λ 6731	2	15	15	14	14

Cuadro D.1: Componente térmica, instrumental y velocidad mínima de dispersión para las diferentes líneas de emisión de NGC 595 y NGC 604. Tomado y adaptado de [5].

Apéndice E Descripción cuantitativa: burbujas de viento estelar

Los modelos presentados a continuación fueron presentados por [7] [75] y han sido utilizados por diversos autores [77] , [2] y [39] por mencionar algunos para la descripción de propiedades físicas de los cascarones encontrados. Para las siguientes ecuaciones se toman valores de la literatura y de las observaciones.

La edad de la estructura se define como:

$$t = \eta \frac{R_{shell}}{V_{exp}} \quad (E.1)$$

Donde R es el radio de la estructura y V_{exp} la velocidad de expansión del cascarón obtenida de los desdoblamientos. La constante η se considera 0.5 ya que siempre es un valor entre 0.4-0.6 para diversos modelos de burbujas [7] [75].

La masa del cascarón se determina por

$$M_{shell}(H^+) = (1 + Y) \times 4\pi R_{shell}^2 \times \Delta R_{shell} \times n_{shell} \times m_p \quad (E.2)$$

Donde Y es la fracción de helio con un valor de 0.25. ΔR_{shell} es el espesor del cascarón al tomar como ($\Delta R_{shell}/R_{shell} = 0,08$ y la densidad n_{shell} se estima de 100 cm^{-3} [39]. Con lo anterior es posible estimar la energía cinética del cascarón con:

$$K_{shell} = \frac{1}{2} \times M_{shell}(H^+) \times V_{exp}^2 \quad (E.3)$$

Al asumir que las estructuras tipo cascarón son burbujas de viento estelar es posible determinar la potencia requerida que tiene que ser aportada por las estrellas.

$$P_{req} = L_{36} = 0,6n_0R_{pc}^2V_{100}^3 \quad (E.4)$$

Con n_0 como la densidad del medio no perturbado, en este caso átomos de H, [77]. La potencia obtenida para las burbujas considera el número de estrellas, el tipo de estrellas y la energía que esta entrega al medio. Valores típicos de pérdida de masa, velocidad terminal del viento, energía entregada por el viento y edad para estrellas WR y O se resumen:

WR		O	
2×10^{-5}	M_{solar}/a	5×10^{-7}	M_{solar}/a
2,000	km/s	1,500	km/s
$2,5 \times 10^{37}$	erg/s	$2,5 \times 10^{36}$	erg/s
500,000	a	$4,5 \times 10^6$	a

Cuadro E.1: Propiedades estrellas WR y O. Valores obtenidos de [77] y [39].

$$L_{total} = \frac{1}{2} \times \sum_{WRstars} \dot{M}_w \times \left[\frac{1}{N_{WR}} \sum_{N_{WR}} v_{\infty} \right]^2 \times t_{WR} + \frac{1}{2} \times \sum_{Ostars} \dot{M}_w \times \left[\frac{1}{N_O} \sum_{N_O} v_{\infty} \right]^2 \times t_O \quad (E.5)$$

Con lo anterior podemos determinar para las estructuras encontradas en las regiones III:

Nombre	Diámetro [pc]	Radio [pc]	V_{exp} km/s	no. WR [77]	no. O [77]
C1	40.65	20.325	50	4	41
C2	30.33	15.16	60	0	1
C3	67.75	33.88	50	0	3
CE	100	50	10	0	1

Cuadro E.2: Estructuras principales de NGC 604. Se muestra el nombre de la estructura utilizado en este trabajo con su longitud característica obtenida de los mapas bidimensionales. Se muestra la velocidad de expansión y el numero de estrellas confirmadas.

Nombre Estructuras	10^6 a Edad I	10^6 a Edad II	M_{solar} M_{shell}	[ergs] K_{shell}	10^{36} erg/s $P_{requerida}$	erg/s $P_{obtenida}$	erg $L_{obtenida}$
C1	0,199	0,236	30600	$7,6 \times 10^{50}$	55.77	$2,03 \times 10^{38}$	$2,87 \times 10^{52}$
C2	0,123	0,147	12700	$4,5 \times 10^{50}$	53.63	$2,5 \times 10^{36}$	$3,55 \times 10^{50}$
C3	0,331	0,393	142000	$6,5 \times 10^{51}$	154.91	$7,5 \times 10^{36}$	$1,06 \times 10^{51}$
CE	2,442	2,9	456000	$4,5 \times 10^{50}$	2.7	$2,5 \times 10^{36}$	$3,55 \times 10^{50}$

Cuadro E.3: Propiedades estructuras NGC 604. Se muestra el nombre de la estructura usado en este trabajo, su diámetro obtenido por los mapas bidimensionales, velocidad de expansión y numero de estrellas confirmadas. La edad I es calculada con la constante de [77]. La edad II es calculada con la constante de [39]. Las columnas 4, 5 y 6 se calculan con las ecuaciones E.2, E.3 y E.4 respectivamente. La columna 7 es la potencia que se obtiene al considerar el numero de estrellas y la columna 8 es la energía que caracterizaría la expansión de la estructura.

Nombre	Diámetro [pc]	Radio [pc]	V_{exp} km/s	no. WR [77]	no. O [77]
C1	52.26	26.13	20	2	32
C2	39	19.5	19.5	1	4

Cuadro E.4: Estructuras principales de NGC 595. Se muestra el nombre de la estructura utilizado en este trabajo con su longitud característica obtenida de los mapas bidimensionales. Se muestra la velocidad de expansión y el numero de estrellas confirmadas.

Nombre Estructuras	10^6 a Edad I	10^6 a Edad II	M_{solar} M_{shell}	[ergs] K_{shell}	10^{36} erg/s $P_{requerida}$	erg/s $P_{obtenida}$	erg $L_{obtenida}$
C1	0,638	0,758	65000	$2,59 \times 10^{50}$	5.89	$1,3 \times 10^{38}$	$1,84 \times 10^{52}$
C2	0,488	0,58	27000	$1,02 \times 10^{50}$	3.04	$3,5 \times 10^{37}$	$4,97 \times 10^{51}$

Cuadro E.5: Propiedades estructuras NGC 595. Se muestra el nombre de la estructura usado en este trabajo, su diámetro obtenido por los mapas bidimensionales, velocidad de expansión y numero de estrellas confirmadas. La edad I es calculada con la constante de [77]. La edad II es calculada con la constante de [39]. Las columnas 4, 5 y 6 se calculan con las ecuaciones E.2, E.3 y E.4 respectivamente. La columna 7 es la potencia que se obtiene al considerar el numero de estrellas y la columna 7 es la energía que caracterizaría la expansión de la estructura.