



INSTITUTO POLITÉCNICO NACIONAL

ESCUELA SUPERIOR DE FÍSICA Y MATEMÁTICAS

DEPARTAMENTO DE POSGRADO

**Aspectos Relevantes de Algunas Regiones III**

T E S I S

PARA OBTENER EL GRADO DE  
MAESTRO EN CIENCIAS FISICOMATEMÁTICAS

P R E S E N T A

**Lic. Jennifer Pérez Oregón**

DIRECTOR DE TESIS

Dr. Héctor O. Castañeda Fernández



México, D.F.

Septiembre 2013

# Resumen

En esta tesis se presenta un estudio con espectroscopía de rendija larga de las principales propiedades físicas (morfología, densidad y velocidad) de las regiones HII gigantes extragalácticas NGC 604 y NGC 595, en la galaxia M 33, perteneciente al Grupo Local.

La primera parte del trabajo constituye una revisión de las bases para el presente trabajo, es decir, las características generales de este tipo de nebulosas, así como la física involucrada en su estudio. En la segunda parte, se discute el procesamiento de datos y las técnicas utilizadas para la creación de mapas bidimensionales de las propiedades físicas estudiadas, se presentan los resultados obtenidos y se realiza su correspondiente análisis.

# Abstract

This thesis presents a study with long-slit spectroscopy of the main physical properties (morphology, density and velocity) of the two giant extragalactic HII regions, NGC 604 and NGC 595, located in the galaxy M 33 in the Local Group.

The first part of the work is a review of the basic concepts for the investigation, it means, the general features of this type of nebulae and the physics involve in their study. The second part presents the data processing, the techniques used for the develop of the bidimensional maps of the physical properties studied, the obtained results and their related analysis.

*A Dorita...*

# AGRADECIMIENTOS

A mis papás, Fernando y Luz, y mi hermano Fernando, por haberme brindado su inestimable apoyo y por estar siempre a mi lado. A toda mi familia.

A todos mis amigos, especialmente a Julián, quién me dio ánimos cuando más lo necesitaba.

A todos mis profesores, particularmente a mi asesor, el Dr. Castañeda Fernández, quién me guió en esta etapa.

A las instituciones, Escuela Superior de Física y Matemáticas del IPN y Conacyt, que constituyeron un apoyo para mi formación y conclusión de este grado de estudios.

# Índice general

<b>I</b>	<b>Fundamentos</b>	<b>1</b>
<b>1.</b>	<b>La Física de las Regiones HII</b>	<b>2</b>
1.1.	Introducción . . . . .	2
1.2.	Líneas espectrales en regiones HII . . . . .	4
1.2.1.	Líneas de recombinación . . . . .	4
1.3.	Líneas de emisión . . . . .	9
1.4.	Ecuaciones de equilibrio estadístico . . . . .	12
1.5.	Radiación en el continuo . . . . .	13
1.6.	Equilibrio de fotoionización en regiones HII . . . . .	15
<b>2.</b>	<b>Estructura de las Regiones HII</b>	<b>18</b>
2.1.	La naturaleza de las regiones HII . . . . .	18
2.2.	Distribución de las Regiones HII en la Vía Láctea . . . . .	25
2.3.	Distribución General de las Regiones HII . . . . .	25
2.4.	Morfología y Cinemática . . . . .	27

<i>ÍNDICE GENERAL</i>	x
2.5. Importancia de su estudio . . . . .	29
2.6. Regiones HII Gigantes . . . . .	30
2.7. Población Estelar . . . . .	31
<b>3. Objetos de Estudio: NGC 604 y NGC 595</b>	<b>33</b>
3.1. M33, la Galaxia del Triángulo . . . . .	33
3.2. NGC 604 . . . . .	35
3.3. NGC 595 . . . . .	42
<b>II Procesamiento, Análisis y Resultados</b>	<b>48</b>
<b>4. Observaciones y Reducción de datos</b>	<b>49</b>
4.1. Generalidades y breve historia de la espectroscopía . . . . .	49
4.2. Técnica espectroscópica . . . . .	51
4.2.1. Espectrógrafos de rendija . . . . .	53
4.2.2. Espectroscopía de Rendija Larga . . . . .	54
4.3. Datos Observacionales . . . . .	55
4.4. Reducción de datos . . . . .	60
4.4.1. Bias . . . . .	60
4.4.2. Campo Plano ( <i>Flat</i> ) . . . . .	61
4.4.3. Corrección por extinción atmosférica . . . . .	63
4.4.4. Calibración en longitud de onda . . . . .	64

<i>ÍNDICE GENERAL</i>	XI
4.4.5. Sustracción de líneas de cielo . . . . .	67
4.4.6. Rayos cósmicos . . . . .	67
4.4.7. Calibración en flujo . . . . .	69
4.4.8. Ajuste de líneas . . . . .	69
4.4.9. Elaboración de mapas de las propiedades físicas de las regiones . . . . .	72
<b>5. Morfología</b>	<b>75</b>
5.1. NGC 604 . . . . .	76
5.2. NGC 595 . . . . .	83
<b>6. Densidad</b>	<b>96</b>
6.1. Análisis General 103	
6.2. NGC 604 . . . . .	104
6.2.1. Análisis de NGC 604 . . . . .	104
6.3. NGC 595 . . . . .	122
6.3.1. Análisis de NGC 595 . . . . .	122
6.4. Discusión general . . . . .	133
<b>7. Cinemática</b>	<b>139</b>
7.1. NGC 604 . . . . .	140
7.2. NGC 595 . . . . .	179
7.3. Discusión general . . . . .	205



# Índice de figuras

1.1. La caída en cascada de un electrón libre hacia el nivel electrónico fundamental del átomo de hidrógeno produce una serie de líneas espectrales de recombinación. . . . .	5
1.2. Niveles de energía del hidrógeno neutro. Sólo se muestran los niveles con $n \leq 7$ y $L \leq G$ (de Osterbrock 1969). . . . .	6
1.3. Líneas de recombinación del átomo de hidrógeno. . . . .	8
1.4. Interacción Coulombiana entre un electrón y un protón libres, con emisión de un fotón. . . . .	14
2.1. Modelo de regiones HII de Strömgren (1939) para una única estrella caliente y masiva en el centro. (Imagen tomada de <a href="http://www.astrofiscayfisica.com/img261.jpg">http://www.astrofiscayfisica.com/img261.jpg</a> ). 19	19
2.2. Modelo de regiones HII con vientos estelares para una única estrella caliente y masiva. (Imagen tomada de <a href="http://www.astrofiscayfisica.com/img262.jpg">http://www.astrofiscayfisica.com/img262.jpg</a> ). 20	20
2.3. Modelo de regiones HII para un cúmulo de estrellas calientes y masivas. La mayor parte de la radiación procedente de la región HII se origina en el cascarón ionizado incompleto (en rosa pálido) situado entre el cúmulo y la nube molecular fría (en azul oscuro) aunque una cierta fracción procede del gas ionizado difuso y extendido. (Imagen tomada de <a href="http://www.astrofiscayfisica.com/img263.jpg">http://www.astrofiscayfisica.com/img263.jpg</a> ). 21	21

2.4. Imagen de M16, también conocida como Nebulosa del Águila (Hester et al. 1996). Tomada con la cámara WFPC2 del Hubble Space Telescope (HST). El rojo corresponde a la emisión de [SII], el verde a la emisión de $H\alpha$ y el azul a la emisión de [OIII]. Constituye un claro ejemplo de la formación de pilares gaseosos.	24
2.5. Distribución a gran escala de las regiones HII de la Galaxia (Georgelin & Georgelin 1976).	26
3.1. Imagen ilustrativa de M33 y de la posición de NGC 604 y NGC 595 en ella (fuente: <a href="http://www.robgendlerastropics.com/M33-Subaru-Gendler-Portrait.html">http://www.robgendlerastropics.com/M33-Subaru-Gendler-Portrait.html</a> ).	34
3.2. Posición y distribución estelar de las principales regiones HII en M33. La imagen de fondo es una imagen del UIT (Ultraviolet Imaging Telescope) en el filtro FUV-0496 (1500Å), donde las elipses corresponden a diferentes radios galactocéntricos del disco interior de M33. Cada una de las imágenes individuales de las regiones fueron tomadas con el HST en el mediano ultravioleta con 45" por lado. (Keel et al. 2004).	36
3.3. Imagen del HST y la cámara WFPC2 en la línea de emisión en $H\alpha$ y la emisión ultravioleta de las estrellas en NGC 604. Tomada de la revista IAA: Información y Actualidad Astronómica, R. González-Delgado.	40
3.4. Mosaico F110W (HST NICMOS F110W, infrarrojo cercano, longitud de onda central de 11220Å) de NGC 604. La población estelar WR (círculos azules) tomada de Hunter et al. (1996) y las supergigantes rojas (Círculos rojos) identificada por datos de NICMOS (Eldridge & Relaño 2011).	41
3.5. Imagen de NGC 595 obtenido con un filtro de banda estrecha en $H\alpha$ (Bosch 2002).	43

3.6. Composición de NGC 595 con el siguiente código de color, rojo: H $\alpha$ , verde: 8 $\mu$ m, azul: 24 $\mu$ m. La emisión en 8 $\mu$ m delinea los cascarones ( <i>shells</i> ) y los filamentos a través de las caras de las regiones HII, la emisión en 24 $\mu$ m es más compacta y corresponde especialmente a los puntos más intensos en H $\alpha$ dentro de las regiones. En ambos paneles el norte está arriba y el este a la izquierda (Relaño & Kennicutt 2009). . . . .	45
4.1. Montaje clásico de un espectrógrafo de rendija con prisma. . . . .	50
4.2. Montaje clásico de un espectrógrafo de rendija con red de difracción. . . . .	51
4.3. Representación del perfil instrumental de un espectro. A la izquierda se encuentra una línea idealizada (delta de Dirac) mientras que a la derecha el perfil que realmente sería observado. . . . .	52
4.4. Representación esquemática del criterio de Rayleigh. . . . .	53
4.5. Esquema de un espectrógrafo de rendija. . . . .	53
4.6. Vista del Telescopio William Herschel del observatorio del Roque de los Muchachos, en La Palma, Canarias, España. . . . .	57
4.7. Izquierda: Telescopio William Herschel de 4.2 metros (crédito: Jens Moser Diciembre 2003). Derecha: Instrumentos Cassegrain. Configuración del espectrógrafo ISIS. . . . .	58
4.8. Posiciones de rendija para NGC 604. Imagen modificada a partir de la dada por Maíz-Apellániz et al. (2004). En la imagen de Maíz-Apellániz et al., el norte apunta hacia abajo y el este hacia la derecha. . . . .	59
4.9. Imagen de la región del overscan en una de las imágenes <i>flat</i> . . . . .	62
4.10. Representación de la extinción atmosférica y sus efectos en la pérdida de flujo emitido por un objeto astronómico. . . . .	64

4.11. Arriba: Imagen del espectro que se utilizará como referencia para la calibración en longitud de onda. Las marcas amarillas indican que dicha línea ha sido ajustada. Se identifican las líneas de este espectro basándose en un espectro de referencia. Abajo: Espectro de referencia con el cual se calibran las imágenes ARC de las observaciones realizadas. . . . .	66
4.12. Comparación entre espectro sin haber quitado rayos cósmicos (arriba) y después de quitarlos (abajo). Este espectro corresponde a NGC 604. . . . .	68
4.13. Archivos de salida de Dipso una vez que se ha realizado el ajuste.	71
4.14. Imagen esquemática en OriginLab de la tabla de datos utilizados (arriba izquierda) para producir la matriz de interpolación (abajo izquierda) a partir de la cual puede graficarse la distribución de puntos (abajo derecha) y obtener finalmente el mapa deseado (arriba derecha). . . . .	74
5.1. Emisión en $H\alpha$ (arriba) y $H\beta$ (abajo) de NGC 604. . . . .	78
5.2. Emisión del doblete de $[NII] \lambda 6548$ (arriba) y $\lambda 6583$ (abajo) de NGC 604. . . . .	79
5.3. Emisión del doblete de $[OIII] \lambda 4959$ (arriba) y $\lambda 5007$ (abajo) de NGC 604. . . . .	80
5.4. Emisión del doblete de $[SII] \lambda 6716$ (arriba) y $\lambda 6731$ (abajo) de NGC 604. . . . .	81

5.5. Arriba parte izquierda: Diagrama ilustrativo señalando las principales estructuras de NGC 604 señaladas por Maíz-Apellániz et al. (2004). Arriba parte derecha: mosaico de color con la región central de NGC 604 compuesta mediante los filtros F673N ([SII]  $\lambda 6731$ ) en color rojo, F555W (Johnson V) y F656N ( $H\alpha$ ) en color verde, y F336W (Strömgren u) en color azul. Abajo: mapa en  $H\alpha$  presentado en este trabajo en el que se marcan las principales cavidades siguiendo el criterio de Maíz-Apellániz et al. (2004). La Figura superior se trata de una imagen modificada (la original está rotada: el norte apunta hacia abajo y el este a la derecha) a partir de la dada por Maíz-Apellániz et al. (2004). . . . . 84

5.6. Comparación entre el mapa de emisión  $H\alpha$  presentado en este trabajo (arriba) y el presentado por Maíz-Apellániz et al. (2004). 85

5.7. Arriba izquierda: Mapa en  $H\alpha$  de NGC 604 presentado por Churchwell & Goss (1999). Arriba derecha: Mapa de la profundidad óptica de NGC 604, obtenida a partir de la imagen de NGC 604 en radio a 8.64 GHz y la obtenida de la emisión en  $H\alpha$  (Churchwell & Goss 1999). Abajo: Composición de la emisión en el óptico (rojo, verde y amarillo) y de la emisión en rayos X (azul) de NGC 604. La imagen en el óptico fue tomada por el HST, mientras que la correspondiente a la emisión en rayos X fue tomada por ACIS (AXAF CCD Imaging Spectrometer) del Observatorio de Rayos-X Chandra (Imagen obtenida de <http://chandra.harvard.edu/photo/2009/n604/>). . . . . 86

5.8. Emisión en  $H\alpha$  (arriba) y  $H\beta$  (abajo) de NGC 595. . . . . 88

5.9. Emisión del doblete de [NII]  $\lambda 6548$  (arriba) y  $\lambda 6583$  (abajo) de NGC 595. . . . . 89

5.10. Emisión del doblete de [OIII]  $\lambda 4959$  (arriba) y  $\lambda 5007$  (abajo) de NGC 595. . . . . 90

5.11. Emisión del doblete de [SII]  $\lambda 6716$  (arriba) y  $\lambda 6731$  (abajo) de NGC 595. . . . . 91

5.12. Arriba: Mapa de emisión en  $H\alpha$  obtenido mediante espectroscopía de campo integral (IFS) por Relaño et al. (2010); cada spaxel tiene un tamaño de  $1 \times 1 \text{ arcsec}^2$ , los flujos se encuentran en unidades arbitrarias. Los contornos corresponden a una imagen WFPC2/F336W (filtro Stromgren u). Los contornos de mayor intensidad muestran la ubicación de los cúmulos estelares ionizantes dentro de NGC 595. Abajo: Contornos de la emisión en  $H\alpha$  (Hunter & Gallagher 1985). Las líneas horizontales marcadas indican la zona que fue considerada en las observaciones del presente trabajo. . . . . 93

5.13. Imagen en la banda V con el norte arriba y el este a la izquierda. Los isocontornos superpuestos muestran la emisión en  $H\alpha$ , [NII] y el continuo. La cruz representa el centro de la distribución de las estrellas, mientras que el círculo delimita el radio ( $\sim 50 \text{ pc}$ ) que contiene la mayor parte de la emisión en  $H\alpha$ . Imagen presentada por Malumuth et al. (1996). . . . . 94

6.1. Diagramas de niveles de energía de la configuración  $2p^3$  de [OII] y la configuración  $3p^3$  de [SII]. Gráfico obtenido de Osterbrock (1989). . . . . 99

6.2. Cálculo de la variación del cociente de intensidades del doblete de [OII] (línea continua) y [SII] (línea punteada) en función de la densidad electrónica y a una temperatura  $T = 10\,000 \text{ K}$ . (Osterbrock 1989). . . . . 100

6.3. Comparación entre la solución numérica obtenida por De Robertis et al. (1987) y McCall (1984) mediante el programa FIVEL (—), una solución para el átomo de tres niveles (-•-•-), y la solución aproximada del átomo de cinco niveles (----) obtenida por Castañeda et al. (1992) a una temperatura de  $T_e = 10^4 \text{ K}$  (Castañeda et al. 1992).  
102

6.4. Perfil  $H\alpha$  y densidad para la primera posición de NGC 604. . . . 105

6.5. Perfil  $H\alpha$  y densidad para la segunda posición de NGC 604. . . . 106

6.6. Perfil H $\alpha$ y densidad para la tercera posición de NGC 604. . . . .	107
6.7. Perfil H $\alpha$ y densidad para la cuarta posición de NGC 604. . . . .	108
6.8. Perfil H $\alpha$ y densidad para la quinta posición de NGC 604. . . . .	109
6.9. Perfil H $\alpha$ y densidad para la sexta posición de NGC 604. . . . .	110
6.10. Perfil H $\alpha$ y densidad para la séptima posición de NGC 604. . . . .	111
6.11. Perfil H $\alpha$ y densidad para la octava posición de NGC 604. . . . .	112
6.12. Perfil H $\alpha$ y densidad para la novena posición de NGC 604. . . . .	113
6.13. Perfil H $\alpha$ y densidad para la décima posición de NGC 604. . . . .	114
6.14. Perfil H $\alpha$ y densidad de la octava posición de rendija de NGC 604, utilizando un promedio de cuatro filas independientes entre sí.	116
6.15. Perfil H $\alpha$ y Densidad de la octava posición de rendija de NGC 604, utilizando un promedio de ocho filas superpuestas . . . . .	117
6.16. Imagen comparativa entre la realizada por Maíz-Apellániz et al. (2004), a la izquierda, y la realizada en el presente estudio, a la derecha. Se grafica el flujo en H $\alpha$ y la densidad para la octava posición de NGC 604. . . . .	118
6.17. Mapa del cociente de azufre (inversamente proporcional a la den- sidad) de NGC 604 con la ubicación de las estrellas Wolf-Rayet presentes. El tamaño de las estrellas Wolf-Rayet no corresponde a su dimensión real. Las letras A, B, C y D indican las cavidades principales (Ver Figura 5.5). . . . .	120
6.18. Imagen comparativa entre los mapas de densidad para NGC 604, arriba: mapa realizado en este trabajo, abajo: mapa (imagen adaptada) presentado por Maíz-Apellániz et al. (2004). . . . .	121
6.19. Perfil H $\alpha$ y densidad para la primera posición de NGC 595. . . . .	123
6.20. Perfil H $\alpha$ y densidad para la segunda posición de NGC 595. . . . .	124

6.21. Perfil $H\alpha$ y densidad para la tercera posición de NGC 595. . . . .	125
6.22. Perfil $H\alpha$ y densidad para la cuarta posición de NGC 595. . . . .	126
6.23. Perfil $H\alpha$ y densidad para la quinta posición de NGC 595. . . . .	127
6.24. Perfil $H\alpha$ y densidad para la sexta posición de NGC 595. . . . .	128
6.25. Perfil $H\alpha$ y densidad para la séptima posición de NGC 595. . . . .	129
6.26. Perfil $H\alpha$ y densidad para la octava posición de NGC 595. . . . .	130
6.27. Perfil $H\alpha$ y densidad para la novena posición de NGC 595. . . . .	131
6.28. Mapa del cociente de azufre (inversamente proporcional a la densidad) de NGC 595. . . . .	134
7.1. Mapa de velocidades para NGC 604 correspondiente a $H\alpha$ (arriba) y $H\beta$ (abajo). . . . .	142
7.2. Mapa de velocidades para NGC 604 correspondiente al doblete de [NII] $\lambda 6548$ (arriba) y $\lambda 6583$ (abajo). . . . .	143
7.3. Mapa de velocidades para NGC 604 correspondiente al doblete de [OIII] $\lambda 4959$ (arriba) y $\lambda 5007$ (abajo). . . . .	144
7.4. Mapa de velocidades para NGC 604 correspondiente al doblete de [SII] $\lambda 6716$ (arriba) y $\lambda 6731$ (abajo). . . . .	145
7.5. Perfil de velocidad radial en $H\alpha$ para la posición de rendija 1 de NGC 604. . . . .	146
7.6. Perfil de velocidad radial en $H\alpha$ para la posición de rendija 2 de NGC 604. . . . .	147
7.7. Perfil de velocidad radial en $H\alpha$ para la posición de rendija 3 de NGC 604. . . . .	148
7.8. Perfil de velocidad radial en $H\alpha$ para la posición de rendija 4 de NGC 604. . . . .	149



7.9. Perfil de velocidad radial en $H\alpha$ para la posición de rendija 5 de NGC 604. . . . .	150
7.10. Perfil de velocidad radial en $H\alpha$ para la posición de rendija 6 de NGC 604. . . . .	151
7.11. Perfil de velocidad radial en $H\alpha$ para la posición de rendija 7 de NGC 604. . . . .	152
7.12. Perfil de velocidad radial en $H\alpha$ para la posición de rendija 8 de NGC 604. . . . .	153
7.13. Perfil de velocidad radial en $H\alpha$ para la posición de rendija 9 de NGC 604. . . . .	154
7.14. Perfil de velocidad radial en $H\alpha$ para la posición de rendija 10 de NGC 604. . . . .	155
7.15. Perfil de velocidad radial en [OIII] para la posición de rendija 1 de NGC 604. . . . .	156
7.16. Perfil de velocidad radial en [OIII] para la posición de rendija 2 de NGC 604. . . . .	157
7.17. Perfil de velocidad radial en [OIII] para la posición de rendija 3 de NGC 604. . . . .	158
7.18. Perfil de velocidad radial en [OIII] para la posición de rendija 4 de NGC 604. . . . .	159
7.19. Perfil de velocidad radial en [OIII] para la posición de rendija 5 de NGC 604. . . . .	160
7.20. Perfil de velocidad radial en [OIII] para la posición de rendija 6 de NGC 604. . . . .	161
7.21. Perfil de velocidad radial en [OIII] para la posición de rendija 7 de NGC 604. . . . .	162
7.22. Perfil de velocidad radial en [OIII] para la posición de rendija 8 de NGC 604. . . . .	163

7.23. Perfil de velocidad radial en [OIII] para la posición de rendija 9 de NGC 604. . . . .	164
7.24. Perfil de velocidad radial en [OIII] para la posición de rendija 10 de NGC 604. . . . .	165
7.25. Imagen del desdoblamiento del doblete de azufre [SII] $\lambda\lambda 6717, 6731$ en una de las posiciones de rendija de NGC 604, ajustando una gaussiana. . . . .	169
7.26. Imagen del ajuste del desdoblamiento del doblete de azufre [SII] $\lambda\lambda 6717, 6731$ en una de las posiciones de rendija de NGC 604 (Se trata de la Figura 7.25 pero con el ajuste de cada una de las líneas correspondiente). . . . .	170
7.27. Zonas donde se observa el desdoblamiento del doblete de $H\alpha$ en las diferentes posiciones de rendija de NGC 604 sobre la emisión en $H\alpha$ . . . . .	171
7.28. Acercamiento de la Figura 7.27. . . . .	172
7.29. Zonas donde se observa el desdoblamiento del doblete de [SII] en las diferentes posiciones de rendija de NGC 604 sobre la emisión en $H\alpha$ . . . . .	173
7.30. Acercamiento de la Figura 7.29. . . . .	174
7.31. Ajuste del doblete de azufre [SII] $\lambda\lambda 6717, 6731$ de NGC 604. Notar la base ancha presente atribuida a la acción de CM12 y CM13. . . . .	175
7.32. Contornos de emisión en $H\alpha$ y las estrellas más brillantes embebidas en la región HII NGC 604. Los contornos en líneas punteadas indican la emisión en HI dada por Newton (1980). Se indican en particular el cúmulo estelar nombrado CM12 y la estrella WR, CM13 (Clayton 1988). 177	
7.33. Mapa de velocidades para NGC 595 correspondiente a $H\alpha$ (arriba) y $H\beta$ (abajo). . . . .	181

7.34. Mapa de velocidades para NGC 595 correspondiente al doblete de [NII] $\lambda 6548$ (arriba) y $\lambda 6583$ (abajo). . . . .	182
7.35. Mapa de velocidades para NGC 595 correspondiente al doblete de [OIII] $\lambda 4959$ (arriba) y $\lambda 5007$ (abajo). . . . .	183
7.36. Mapa de velocidades para NGC 595 correspondiente al doblete de [SII] $\lambda 6716$ (arriba) y $\lambda 6731$ (abajo). . . . .	184
7.37. Perfil de velocidad radial en $H\alpha$ para la posición de rendija 1 de NGC 595. . . . .	186
7.38. Perfil de velocidad radial en $H\alpha$ para la posición de rendija 2 de NGC 595. . . . .	187
7.39. Perfil de velocidad radial en $H\alpha$ para la posición de rendija 3 de NGC 595. . . . .	188
7.40. Perfil de velocidad radial en $H\alpha$ para la posición de rendija 4 de NGC 595. . . . .	189
7.41. Perfil de velocidad radial en $H\alpha$ para la posición de rendija 5 de NGC 595. . . . .	190
7.42. Perfil de velocidad radial en $H\alpha$ para la posición de rendija 6 de NGC 595. . . . .	191
7.43. Perfil de velocidad radial en $H\alpha$ para la posición de rendija 7 de NGC 595. . . . .	192
7.44. Perfil de velocidad radial en $H\alpha$ para la posición de rendija 8 de NGC 595. . . . .	193
7.45. Perfil de velocidad radial en $H\alpha$ para la posición de rendija 9 de NGC 595. . . . .	194
7.46. Perfil de velocidad radial en [OIII] para la posición de rendija 1 de NGC 595. . . . .	195
7.47. Perfil de velocidad radial en [OIII] para la posición de rendija 2 de NGC 595. . . . .	196

7.48. Perfil de velocidad radial en  $[\text{OIII}]\alpha$  para la posición de rendija 3  
de NGC 595. . . . . 197

7.49. Perfil de velocidad radial en  $[\text{OIII}]$  para la posición de rendija 4  
de NGC 595. . . . . 198

7.50. Perfil de velocidad radial en  $[\text{OIII}]$  para la posición de rendija 5  
de NGC 595. . . . . 199

7.51. Perfil de velocidad radial en  $[\text{OIII}]$  para la posición de rendija 6  
de NGC 595. . . . . 200

7.52. Perfil de velocidad radial en  $[\text{OIII}]$  para la posición de rendija 7  
de NGC 595. . . . . 201

7.53. Perfil de velocidad radial en  $[\text{OIII}]$  para la posición de rendija 8  
de NGC 595. . . . . 202

7.54. Perfil de velocidad radial en  $[\text{OIII}]$  para la posición de rendija 9  
de NGC 595. . . . . 203

# Índice de tablas

1.1. Algunas propiedades importantes de estrellas tipo O y B (Osterbrock 1989). . . . .	4
2.1. Propiedades importantes de algunas regiones HII seleccionadas.*	28
2.2. Clasificación de Regiones HII de acuerdo a Dyson y Franco (2001).**	29
3.1. Tabla comparativa de propiedades de NGC 604 y NGC 595. *Tabla modificada (se ha añadido información y actualizado algunos de los valores proporcionados) a partir de la dada por Wilson et al. (1992). . . . .	47
4.1. Distintos parámetros de observación para NGC 604 y NGC 595.	58
4.2. Valores de los ajustes de líneas de emisión realizado en <i>Dipso</i> . . .	70
6.1. Listado de los dobletes de líneas de emisión que pueden ser utilizados para la determinación de la densidad electrónica de nebulosas. Aller (1984). . . . .	97

Parte I

Fundamentos

# Capítulo 1

## La Física de las Regiones HII

### 1.1. Introducción

Las regiones HII constituyen un tipo particular de nebulosas gaseosas, que incluyen también como objetos las nebulosas planetarias y los remanentes de supernova. La distinción más inmediata de una región HII es la que el gas presente es fundamentalmente hidrógeno ionizado. A continuación se presentan las propiedades físicas más importantes de las regiones HII, objetos que constituyen nuestro estudio. Los desarrollos matemáticos presentados en el presente capítulo están basados principalmente en el libro de Estalella & Anglada (1999).

Las estrellas suficientemente jóvenes (de clase  $< B1$ ) y con altas temperaturas efectivas ( $T_{eff} > 25000$  K) producen fotones UV que son capaces de ionizar el medio interestelar circundante, formando una región HII. Los electrones libres y los iones creados de esta manera se pueden recombinar y emitir nuevos fotones, o bien pueden excitar el gas por colisión con otros átomos. De esta forma, la radiación emitida por la estrella es transmitida al medio circundante y hace que éste emita también radiación.

Cuanto mayor es la distancia a la fuente ionizante central, menor es el número de fotones ionizantes por unidad de volumen. Además, cuando se recombinan los electrones y los iones, los nuevos fotones pueden ser dispersados en cualquier dirección. Todos estos procesos hacen disminuir la capacidad ionizadora

del campo de radiación y provocan que la extensión de la región ionizada sea limitada.

La forma de la región, o nebulosa de emisión, depende de la distribución inicial de gas alrededor del cúmulo estelar, y su tamaño depende de la cantidad total de energía radiada por el mismo. Si suponemos un medio homogéneo formado por hidrógeno, la región que puede ionizar la estrella recibe el nombre de esfera de Strömgren y su radio, el radio de Strömgren  $R_s$ , define el tamaño típico de una región (Estalella & Anglada 1999). El volumen de la esfera de Strömgren se calcula considerando que el número de recombinaciones de los iones contenidos sea igual al número de fotones ionizantes producidos por la estrella,

$$\dot{N}_i = \frac{4}{3}\pi R_s^3 n_e^2 \alpha^{(2)}, \quad (1.1)$$

donde  $\dot{N}_i$  es el número de fotones emitidos por la estrella por unidad de tiempo con  $\lambda < 912 \text{ \AA}$  ( $E > 13.6 \text{ eV}$ ),  $n_e$  es la densidad de electrones y  $\alpha^{(2)}$  es el coeficiente de recombinación al nivel dos o superior del hidrógeno (las recombinaciones al nivel uno producen un fotón ionizante, por lo que no hay que contarlas). El valor del coeficiente de recombinación para  $T_e \simeq 10^4 \text{ K}$  es  $\alpha^{(2)} = 3 \times 10^{-13} \text{ cm}^{-3}\text{s}^{-1}$ .

En la Tabla 1.1, se ejemplifican las temperatura efectivas, flujos de fotones ionizantes y radios de Strömgren estándar correspondientes a diferentes estrellas O-B.

Si el campo de radiación es suficientemente intenso, al llegar al límite de la nube, el número de fotones disponibles es mayor que el número necesario para ionizar el medio (en cuyo caso los fotones simplemente escapan de la nebulosa). Si se presenta la condición anterior se dice entonces que la región está limitada por densidad. Si, por el contrario, el número de fotones no puede ionizar completamente el medio interestelar circundante, se dice que la región está limitada por radiación.

Las regiones HII se observan en un amplio rango de longitudes de onda, desde el ultravioleta hasta el radio. Los átomos son ionizados continuamente por la radiación de la estrella central y, a su vez, los electrones libres y los iones se



Tipo Espectral	$T_*$ [T]	$\text{Log } Q(H^0)$ [fotones/seg]	$\text{Log } N_e N_p r_1^3$ [ $N$ en $\text{cm}^{-3}$ ; $r_1$ en pc]	$r_1$ [pc] ( $N_e = N_p =$ $1\text{cm}^{-3}$ )
O5	48000	49.67	6.07	108
O6	40000	49.23	5.63	74
O7	35000	48.84	5.24	56
O8	33500	48.60	5.00	51
O9	32000	48.24	4.64	34
O9.5	31000	47.95	4.35	29
B0	30000	47.67	4.07	23
B0.5	26200	46.83	3.23	12

Tabla 1.1: Algunas propiedades importantes de estrellas tipo O y B (Osterbrock 1989).

recombinan. En el proceso de recombinación de un electrón y un ión, el electrón va saltando en cascada hacia los estados de menor energía, emitiendo líneas de recombinación. Por otra parte, se emite también radiación en el continuo, producida por interacciones entre partículas cargadas no ligadas, y por fotones que provienen principalmente de la recombinación de electrones a niveles excitados del hidrógeno y el helio. En el primer caso, debido a que las partículas son libres, sus estados de energía no están cuantizados y la radiación resultante de los cambios en su energía cinética es continua sobre el espectro. Esta emisión es conocida como radiación libre-libre.

## 1.2. Líneas espectrales en regiones HII

### 1.2.1. Líneas de recombinación

Las regiones HII están compuestas principalmente de hidrógeno y helio ionizado. En la presente discusión, nos centraremos en los procesos físicos asociados al hidrógeno. En las regiones HII los átomos de hidrógeno se están recombinando continuamente, es decir, se vuelven a hacer neutros al recapturar un electrón, y pueden volver a ser ionizados por la radiación ultravioleta de las estrellas centrales. El electrón no siempre pasa directamente al estado fundamental, sino que este proceso puede ocurrir en cascada por los niveles cuánticos, perdiendo

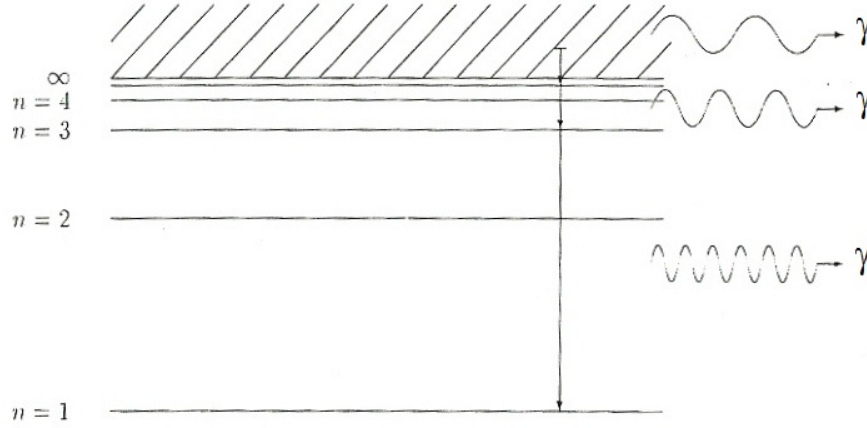


Figura 1.1: La caída en cascada de un electrón libre hacia el nivel electrónico fundamental del átomo de hidrógeno produce una serie de líneas espectrales de recombinación.

energía y emitiendo fotones de longitudes de onda característica, que dan lugar a una serie de líneas espectrales llamadas líneas de recombinación (ver Figura 1.1).

Los niveles de energía del electrón en el átomo de hidrógeno (y demás átomos hidrogenoides, es decir, átomos con un sólo electrón), los cuales se muestran en la Figura 1.2, vienen dados, en el caso no relativista, por:

$$E_n = -\frac{2\pi^2\mu e^4 Z^2}{n^2 h^2} \quad (n \in \mathbb{N}), \quad (1.2)$$

donde  $h$  es la constante de Planck,  $Z$  es el número atómico,  $e$  es la carga del electrón y  $\mu$  es la masa reducida del electrón, que depende de la masa del núcleo,  $M$ ,

$$\mu = \frac{m_e M}{m_e + M} \simeq m_e \left(1 - \frac{m_e}{M}\right). \quad (1.3)$$

Los niveles de energía suelen ponerse en términos de la constante de Rydberg,

$$R = \frac{2\pi^2\mu e^4}{h^3 c} = \frac{2\pi^2 m_e e^4}{h^3 c} \frac{M}{m_e + M} \simeq R_\infty \left(1 - \frac{m_e}{M}\right), \quad (1.4)$$

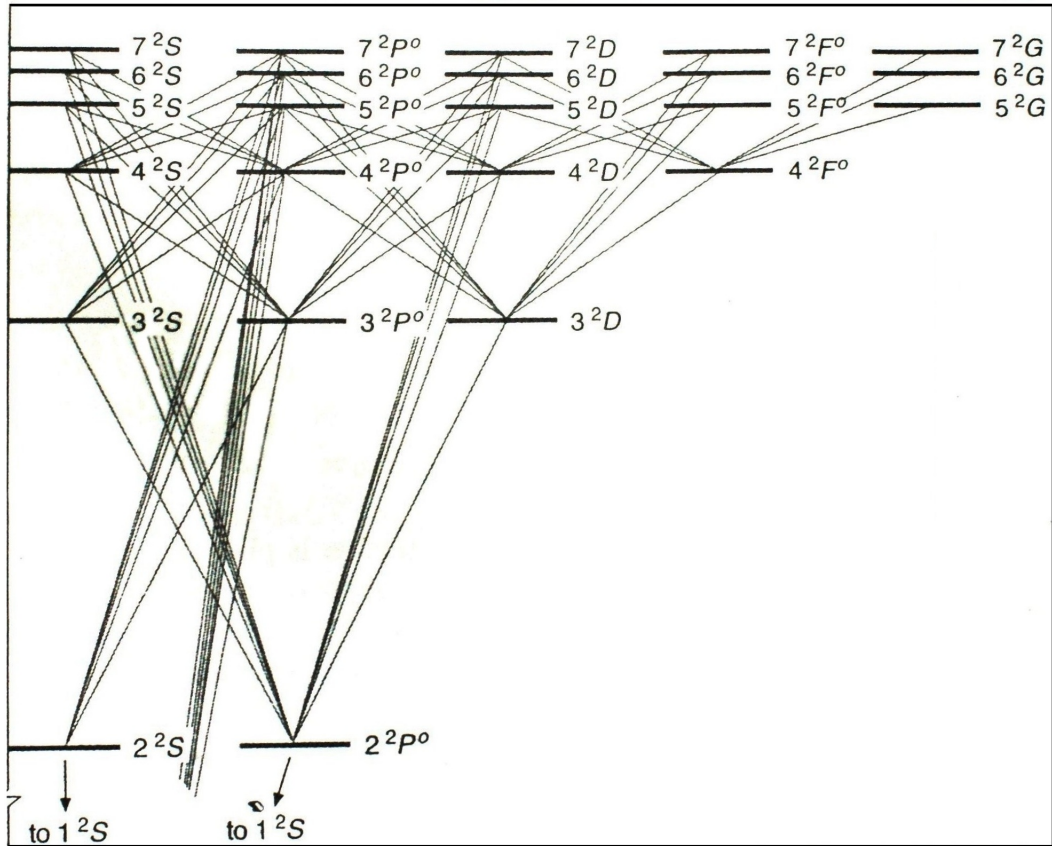


Figura 1.2: Niveles de energía del hidrógeno neutro. Sólo se muestran los niveles con  $n \leq 7$  y  $L \leq G$  (de Osterbrock 1969).

donde  $R_\infty$  es la constante de Rydberg para un átomo de masa infinita  $M = \infty$ ,

$$R_\infty = \frac{2\pi^2 m_e e^4}{h^3 c} = 109\,737\text{ cm}^{-1}. \quad (1.5)$$

La constante de Rydberg multiplicada por la velocidad de la luz tiene dimensiones de frecuencia y su valor aparece en muchas expresiones. Los valores para un átomo de masa infinita, en los casos del hidrógeno y el helio son los siguientes:

$$R_\infty c = 3.2898 \times 10^{15}\text{ Hz} \quad (1.6)$$

$$R_H c = R_\infty \left(1 - \frac{m_e}{m_p}\right) c = 3.2881 \times 10^{15} \text{ Hz} \quad (1.7)$$

$$R_{He} c = R_\infty \left(1 - \frac{m_e}{4m_p}\right) c = 3.2894 \times 10^{15} \text{ Hz} \quad (1.8)$$

La energía de los niveles en función de la constante de Rydberg resulta:

$$E_n = -\frac{hR_\infty c Z^2}{n^2} \quad (n \in \mathbb{N}), \quad (1.9)$$

Al pasar del nivel  $n + \Delta n$  al nivel  $n$ , se emite un fotón de energía

$$\Delta E_{n+\Delta n, n} = E_{n+\Delta n} - E_n = hRcZ^2 \left[ \frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n + \Delta n)^2} \right]. \quad (1.10)$$

La frecuencia del fotón será

$$\nu_{n+\Delta n, n} = \frac{1}{h} \Delta E_{n+\Delta n, n} = RcZ^2 \left[ \frac{1}{n^2} - \frac{1}{(n + \Delta n)^2} \right]. \quad (1.11)$$

Las líneas de recombinación aparecen en todo el espectro. Para el hidrógeno con  $\Delta n = 1$  se tiene:

$n=1$ ,  $\nu=2.46 \times 10^{15}$  Hz,  $\lambda=1215 \text{ \AA}$  (UV y correspondiente a la serie de Lyman).

$n=2$ ,  $\nu=4.57 \times 10^{14}$  Hz,  $\lambda=6563 \text{ \AA}$  (Visible y correspondiente a la serie de Balmer).

$n=3$ ,  $\nu=1.6 \times 10^{14}$  Hz,  $\lambda=18756 \text{ \AA}$  (Infrarrojo y correspondiente a la serie de Paschen).

$n=10$ ,  $\nu=5.71 \times 10^{12}$  Hz,  $\lambda=52.5 \mu\text{m}$  (Infrarrojo lejano).

$n=100$ ,  $\nu=6.48 \times 10^9$  Hz,  $\lambda=4.62$  cm (Radio).

Hay que destacar que para niveles cuánticos elevados, el tamaño del átomo es muy grande, casi “macroscópico”. En efecto, el radio de Bohr para el nivel  $n$  viene dado por

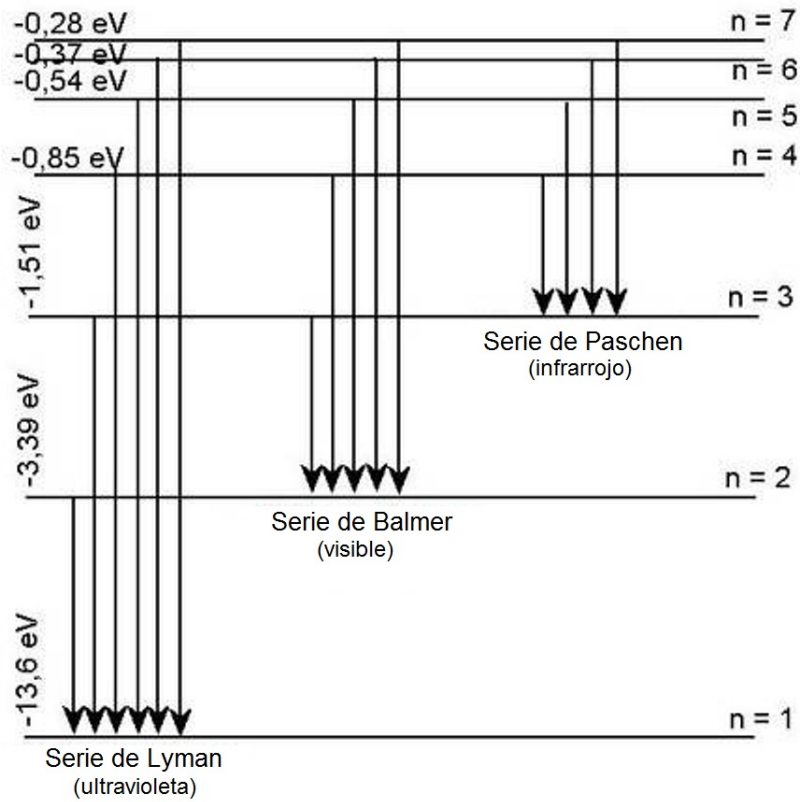


Figura 1.3: Líneas de recombinación del átomo de hidrógeno.

$$a_n = \frac{h^2}{4\pi^2\mu Ze^2} n^2, \quad (1.12)$$

que para el hidrógeno toma, por ejemplo, los valores siguientes:

n=1	$a_1 = 5.29 \times 10^{-9}$ cm
n=2	$a_2 = 2.12 \times 10^{-8}$ cm
n=10	$a_{10} = 5.29 \times 10^{-7}$ cm
n=100	$a_{100} = 5.29 \times 10^{-5}$ cm

### 1.3. Líneas de emisión

La materia y la radiación interactúan entre sí sólo mediante tres procesos: emisión y absorción de fotones y dispersión de los mismos. Los dos primeros se subdividen en tres tipos: transiciones ligada-ligada (cuando el número de electrones de un átomo, ión o molécula no varía), transiciones ligado-libre (cuando se emiten electrones) y transiciones libre-ligado (si uno o más electrones son absorbidos).

Un sistema atómico puede cambiar su estado energético siguiendo tres procesos que involucran interacción con la radiación (emisión espontánea, absorción o emisión estimulada de fotones) pero también al interactuar con otras partículas (excitaciones y desexcitaciones colisionales). En el medio interestelar el principal proceso radiativo en frecuencias ópticas es la emisión espontánea. Además, la materia está muy diluída y la mayor parte de las transiciones colisionales son consecuencia de interacciones con electrones.

Así un átomo o ión abandona su estado fundamental cuando colisiona con un electrón, permaneciendo en un estado excitado hasta que la emisión de un fotón o una nueva colisión con otro electrón lo devuelve a su estado fundamental. Si consideramos un átomo con sólo dos niveles, y siendo  $N_1$  la población del nivel fundamental y  $N_2$  la del estado excitado (ambos en unidades de  $\text{cm}^{-3}$ ), suponiendo que el número de transiciones del nivel 1 al 2 es el mismo que el número de transiciones del nivel 2 al 1, la ecuación de equilibrio estadístico es

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

donde  $n_e$  (en unidades de  $\text{cm}^{-3}$ ) indica el número de electrones (las partículas colisionantes),  $q_{21}^e$  y  $q_{12}^e$  son los coeficientes del ritmo de desexcitaciones y excitaciones colisionales (en unidades de  $\text{cm}^{-3}\text{s}^{-1}$ ) y  $A_{21}$  el coeficiente de Einstein de emisión espontánea (en unidades de  $\text{s}^{-1}$ ). La cantidad  $A_{21}^{-1}$  es una medida del tiempo que tarda un átomo en un estado excitado en regresar al nivel fundamental, llamado el tiempo característico.

La forma normal de regresar al nivel fundamental es por interacciones dipolares eléctricas, que poseen altos valores para el coeficiente de Einstein  $A_{21}$  (entre

$10^4$  y  $10^9$  s $^{-1}$ ) y, consecuentemente, tiempos característicos muy cortos. Estas transiciones se denominan permitidas. Sin embargo, algunas transiciones no pueden realizarse de esta forma, por lo que se deben emplear procedimientos alternativos como transiciones dipolares magnéticas o transiciones cuadrupolares eléctricas. Los valores de  $A_{21}$  para estas transiciones son mucho menores que los de las transiciones dipolares eléctricas (entre 1 y  $10^4$  s $^{-1}$ ), por lo que sus tiempos característicos son más elevados (entre segundos y horas). Estas transiciones se denominan prohibidas porque están estrictamente prohibidas en términos de las reglas de selección cuánticas para la emisión de radiación dipolar eléctrica.

Por último, el átomo o ión puede también regresar a su nivel fundamental si colisiona con un electrón. Dadas las bajas densidades de las nebulosas (típicamente entre  $10$  y  $10^4$  cm $^{-3}$ ), la desexcitación colisional es tan baja que normalmente en unos pocos segundos se emite un fotón creado por una transición prohibida. Así, considerando un átomo con sólo dos niveles, y siendo  $N_1$  la población del nivel fundamental y  $N_2$  la del estado excitado (ambos en unidades de cm $^{-3}$ ), y suponiendo que el número de transiciones del nivel 1 al 2 es el mismo que el número de transiciones del nivel 2 al 1, se tiene que,

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{q_{12}^e}{q_{21}^e + A_{21}/n_e}, \quad (1.14)$$

donde  $n_e$  (en unidades de cm $^{-3}$ ) indica el número de electrones (las partículas colisionantes),  $q_{21}^e$  y  $q_{12}^e$  son los coeficientes del ritmo de desexcitaciones y excitaciones colisionales (en unidades de cm $^{-3}$ s $^{-1}$ ) y  $A_{21}$  el coeficiente de Einstein de emisión espontánea (en unidades de s $^{-1}$ ).

Así, el número de fotones emitidos por unidad de tiempo y volumen es

$$S_{21} = N_2 A_{21} = \frac{N_1 q_{12}^e A_{21}}{q_{21}^e + A_{21}/n_e}, \quad (1.15)$$

con  $S_{21}$  en unidades de cm $^{-3}$ s $^{-1}$ . Podemos estudiar los casos extremos de alta y baja densidad. Para alta densidad,  $n_e \rightarrow \infty$ , la Ecuación 1.14 es equivalente a la ecuación de Boltzmann,

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{q_{12}^e}{q_{21}^e} = \frac{g_2}{g_1} e^{-\Delta E_{21}/kT_e}, \quad (1.16)$$

donde  $g_1$  y  $g_2$  son los pesos estadísticos de cada nivel,  $\Delta E_{21}$  la diferencia de energía entre los dos niveles,  $k$  es la constante de Boltzmann y  $T_e$  la temperatura electrónica. En esta situación, el número de fotones emitidos por unidad de tiempo para altas densidades es,

$$S_{21} \rightarrow N_1 \frac{g_2}{g_1} e^{-\Delta E_{21}/kT_e} A_{21}. \quad (1.17)$$

Sin embargo, para bajas densidades,  $n_e \rightarrow 0$ , la Ecuación 1.14 se reduce a:

$$\frac{N_2}{N_1} = \frac{q_{12}^e n_e}{A_{21}}, \quad (1.18)$$

por lo que, para bajas densidades se tiene que,

$$S_{21} \rightarrow N_1 n_e q_{12}^e. \quad (1.19)$$

Por lo tanto, a altas densidades el número de fotones emitidos es proporcional al coeficiente de Einstein  $A_{21}$ , pero a bajas densidades  $S_{21}$  es independiente de él. La condición de baja densidad define la importancia de las líneas prohibidas de iones como OII, OIII y NII en las nebulosas gaseosas. Para que se emitan dichas líneas es necesario que el ión no sea perturbado y decaiga de un estado excitado. En el gas interestelar extremadamente difuso las colisiones son mucho menos frecuentes y hay una posibilidad de que el ión excitado realice la transición al nivel inferior emitiendo un fotón.

Por supuesto, también podemos detectar líneas permitidas. En la práctica, casi todas las líneas de emisión en el espectro que comprende desde el ultravioleta al cercano infrarrojo de una región HII son líneas permitidas producidas por recombinación o líneas prohibidas de excitación colisional. Para distinguir el tipo de línea, las producidas por transiciones prohibidas están escritas entre corchetes, es decir por ejemplo [NII]  $\lambda 6583$ , mientras que una línea permitida se escribe de la forma habitual, HI  $\lambda 4861$  ( $H\beta$ ). Las líneas de [OIII]  $\lambda\lambda 4959, 5007$  (líneas prohibidas en un ión de  $O^{++}$ ) a veces son las más intensas de todo el espectro óptico y fueron al principio atribuidas a un elemento desconocido en la Tierra, el nebulio, hasta que se identificaron por Ira S. Bowen en 1928.



La transición entre estos dos límites se alcanza cuando la contribución de los dos factores en el denominador de la Ecuación 1.14 es la misma,  $q_{21}^e = \frac{A_{21}}{n_e}$ . Esta relación se satisface para una densidad electrónica crítica de

$$N_{crítica} = \frac{A_{21}}{q_{21}^e} \quad (1.20)$$

para la cual las transiciones colisionales y las radiativas tienen la misma importancia.

## 1.4. Ecuaciones de equilibrio estadístico

Considerar un átomo o ión con únicamente dos niveles no es suficiente. En general, para conocer las poblaciones de un ión o un átomo con  $n$  niveles hay que resolver las ecuaciones de equilibrio estadístico, generalizando la ecuación 1.13,

$$\sum_{j \neq i}^n N_j n_e q_{ji}^e + \sum_{j > i}^n N_j A_{ji} = \sum_{j \neq i}^n N_i n_e q_{ji}^e + \sum_{j < i}^n N_i A_{ij}, \quad (1.21)$$

donde los coeficientes de tasa colisional,  $q_{ji}^e$ , se expresan de forma proporcional a la fuerza de colisión,  $\Omega_{ji}$ , multiplicada por una función que depende fuertemente de la temperatura electrónica  $T_e$  (Spitzer 1978),

$$q_{ji}^e = \frac{8.629 \times 10^{-6}}{g_j} \Omega_{ji} \frac{e^{-\Delta E_{ji}/kT_e}}{T_e^{1/2}} \quad (1.22)$$

En el análisis nebuloso, puesto que la mayoría de los iones observados tienen cinco niveles inferiores (configuraciones electrónicas de  $p^2$ ,  $p^3$  o  $p^4$  en el nivel fundamental), pueden considerarse únicamente estos cinco niveles. Los niveles

superiores no se pueblan significativamente a través de colisiones, recombinaciones u otros mecanismos. La denominada aproximación de átomo con cinco niveles se emplea para resolver las ecuaciones de equilibrio estadístico y obtener las poblaciones de los niveles y las emisividades de las líneas. Shaw & Dufour (1995) desarrollaron un paquete de aplicaciones para IRAF, denominado “nebulas” (basado en el programa Fivel presentado por Robertis et al. 1987) para estimar las condiciones físicas en un gas de baja densidad dados los flujos de las líneas de emisión, la densidad electrónica y la temperatura electrónica. Los datos atómicos independientes de la temperatura electrónica ( $A_{ij}$ ,  $g_i$  y  $E_{ji}$ ) se tabulan dentro del código, en cambio los datos atómicos dependientes de la temperatura electrónica ( $\Omega_{ji}$ ,  $q_{ji}^e$ ), se calculan cada vez que se ejecuta el programa para una temperatura electrónica dada.

La intensidad por unidad de volumen de una línea (en unidades de  $\text{erg cm}^{-3}\text{s}^{-1}$ ) resultante de una transición desde un nivel  $n$  a un nivel  $n'$  es

$$j_l = h\nu_{nn'} S_{nn'} = h\nu_{nn'} N_{i,n} A_{nn'} = N_i n_e \epsilon_l, \quad (1.23)$$

donde introducimos la emisividad de la línea,  $\epsilon_l$  (en unidades de  $\text{erg cm}^{-3}\text{s}^{-1}$ ) como

$$\epsilon_l \equiv h\nu_{nn'} \frac{N_{i,n} A_{nn'}}{N_i n_e}. \quad (1.24)$$

donde  $N_i$  es la densidad total de un ión  $i$  y  $N_{i,n}$  la población de un nivel  $n$ . La densidad crítica para este nivel se define ahora (en analogía a la Ecuación 1.20) como:

$$N_{crítica}(n) = \frac{\sum_{n' < n} A_{nn'}}{\sum_{n' \neq n} q_{nn'}^e}. \quad (1.25)$$

## 1.5. Radiación en el continuo

En un medio ionizado (plasma) los electrones y los protones experimentan una aceleración debido a la interacción electrostática (Coulombiana) cuando pasan

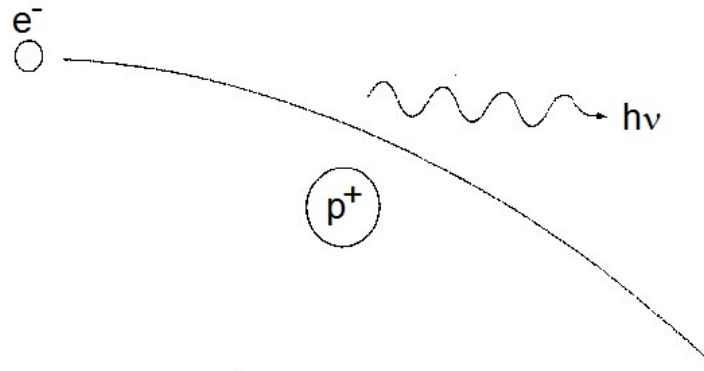
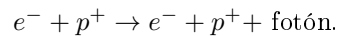


Figura 1.4: Interacción Coulombiana entre un electrón y un protón libres, con emisión de un fotón.

uno cerca del otro, tal como se ilustra en la Figura 1.4. Durante cada uno de estos encuentros o choques parte de la energía cinética es radiada. Esta radiación se conoce como radiación libre-libre (“free-free”), o también bremsstrahlung (radiación de frenado) térmico.

La interacción más importante es:



Para determinar el coeficiente de absorción (y la profundidad óptica) de la radiación libre-libre se tiene que modelar no sólo la interacción entre las partículas con carga, sino también la distribución de partículas en función de la velocidad. Para el caso de la radiación emitida en el dominio de radio, los cálculos pueden simplificarse puesto que la emisión corresponde a los choques relativamente distantes (parámetros de impacto grandes) con fuerzas de Coulomb relativamente pequeñas, de forma que se puede considerar que después del choque las partículas siguen moviéndose en línea recta. El coeficiente de emisión se calcula integrando la emisión producida en cada choque para la distribución de velocidades de las partículas (que se toma maxwelliana). Se consideran además que la energía radiada es pequeña en comparación con la energía cinética del electrón (el choque es adiabático).

Con dichas suposiciones, el coeficiente de absorción libre-libre, en el dominio radio, es

$$\kappa_\nu = \frac{n_e n_i}{\nu^2} \frac{8Z^2 e^6}{3\sqrt{3} m_e^3 c} \left(\frac{\pi}{2}\right)^{1/2} \left(\frac{m_e}{kT_e}\right)^{3/2} \langle g_{ff} \rangle, \quad (1.26)$$

donde  $n_e$  es la densidad de electrones,  $n_i$  la de iones,  $Z$  la carga de los iones,  $m_e$  la masa del electrón,  $T_e$  la temperatura cinética de los electrones y  $g_{ff}$  es el factor de Gaunt que, para  $T \lesssim 10^6$  K es

$$g_{ff} \propto T^{0.15} \nu^{-0.1} \quad (1.27)$$

## 1.6. Equilibrio de fotoionización en regiones HII

Baker & Menzel (1938) identificaron dos casos extremos de profundidad óptica: el Caso A, en el que la cantidad de gas neutro es tan pequeña que los fotones de Lyman pueden escapar sin interactuar (es decir, todas las profundidades ópticas son pequeñas) y el Caso B en el que los fotones de Lyman son absorbidos en la nebulosa, produciendo un fotón de Lyman  $\alpha$  y uno o varios fotones de series superiores. El Caso A representa una buena aproximación para nebulosas ópticamente delgadas para todas las líneas de resonancia de hidrógeno, sin embargo, tales nebulosas contienen sólo una pequeña cantidad de gas y usualmente son demasiado difusas para ser observadas. Las nebulosas que contienen grandes cantidades de gas observables usualmente tienen profundidades ópticas grandes, por lo que el Caso B es una mejor aproximación al analizar regiones HII. Siguiendo esta aproximación, como cada emisión de un fotón de Lyman se cancela por una absorción, el átomo de hidrógeno puede tratarse como si no tuviese estado fundamental.

Si cada punto de la región HII mantiene un balance entre fotoionizaciones y recombinaciones de electrones, se alcanza el equilibrio de fotoionización. Suponiendo la aproximación idealizada de que la estructura de una nebulosa es una nube de hidrógeno puro alrededor de una única estrella caliente, la ecuación del equilibrio de ionización es

$$n(H^0) \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{4\pi J_\nu}{h\nu} a_\nu(H^0) d\nu = n_e n_p \alpha(H^0, T) \quad (1.28)$$

donde  $J_\nu$  es la intensidad media de la radiación (en unidades de energía por unidad de área, por unidad de tiempo, por unidad de ángulo sólido por intervalo de frecuencia).  $4\pi J_\nu/h\nu$  es el número de fotones incidentes por unidad de área, por unidad de tiempo por intervalo de frecuencia,  $a_\nu(H)$  es la sección eficaz del hidrógeno para fotones con energía  $h\nu \geq h\nu_0$  y  $\nu_0$  la frecuencia de ionización del hidrógeno. Así, la integral representa el número de fotoionizaciones por átomo de hidrógeno por unidad de tiempo. Las cantidades  $n_{H^0}$ ,  $n_e$  y  $n_p$  son las densidades de átomos de hidrógeno, electrones y protones por unidad de volumen (en unidades de  $\text{cm}^{-3}$ ), y  $\alpha(H^0, T_e)$  es el coeficiente de recombinación efectivo, por lo que el término derecho de la ecuación proporciona el número de recombinaciones por unidad de volumen y tiempo.

El equilibrio de ionización determina el grado de ionización del hidrógeno. Suponiendo que la intensidad media es sólo la radiación emitida por una estrella O6 ( $T_{eff} = 40\,000\text{ K}$ ) reducida por la dilución geométrica,  $4\pi J_\nu = L_\nu/4\pi r^2$ , un punto a 5 pc con densidad  $n_e = 10\text{ cm}^{-3}$  tiene una fracción de hidrógeno neutro de  $x \simeq 4 \times 10^{-4}$ . La fracción de hidrógeno ionizado en ese punto es  $(1-x) \simeq 0.9996$ , esto es, el hidrógeno está prácticamente ionizado. El grosor de la zona de transición entre el gas neutro y el ionizado es del orden del recorrido libre medio de un fotón ionizante,  $d \sim 0.01\text{ pc}$ , que es mucho más pequeño que el radio de la nebulosa ionizada.

Como se había mencionado con anterioridad, el tamaño de una nebulosa simétricamente esférica limitada por radiación se denomina radio de Strömgren. Puede encontrarse igualando el número total de recombinaciones en el Caso B con la tasa total de emisión de fotones ionizante por la(s) estrella(s) central(es):

$$Q_{H^0}(N, T_{eff}, L) = \int_{\nu_1}^{\infty} \frac{L_\nu}{h\nu} d\nu = \frac{4\pi}{3} R_s^3 \epsilon n_e^2 \alpha_B(H^0, T_e) \quad (1.29)$$

donde  $Q_{H^0}$  es el número de fotones ionizantes (en unidades de  $\text{s}^{-1}$ ) en función del número de estrellas ( $N$ ), de la temperatura efectiva ( $T_{eff}$ )<sup>1</sup> y de su luminosidad ( $L$ ). Suponemos que una fracción  $\epsilon$  del volumen (el factor de llenado) posee

<sup>1</sup>La temperatura efectiva de una estrella es una medida de la temperatura de la superficie estelar derivada del total de energía emitida, asumiendo que las estrellas emiten como cuerpos negros. Esta temperatura se relaciona con la luminosidad y con el radio de la estrella mediante la ecuación,  $T_{eff} = (\frac{L}{4\pi R^2 \sigma})^{1/4}$ , donde  $L$  es la luminosidad de la estrella,  $R$  es su radio y  $\sigma$  es la constante de Stephan-Boltzman.

una densidad electrónica uniforme  $n_e$  y una densidad de protones  $n_p \simeq n_e$ . La cantidad  $\alpha_B$  es el coeficiente de recombinación total en el Caso B, que varía lentamente con la temperatura electrónica,  $R_s$  es el radio de Strömngren y  $4\pi R_s^3/3$  el volumen de la esfera de Strömngren.

El hidrógeno se encuentra completamente ionizado dentro de esta esfera idealizada. Como ejemplo de objetos reales, el tamaño de la Nebulosa de Orión (que no puede considerarse como una esfera ideal de Strömngren) es de unos pocos pársecs, mientras que el de una región HII gigante como 30 Doradus en la Gran Nube de Magallanes es del orden de 370 pc (Shields 1990). Pueden encontrarse regiones HII mayores en galaxias espirales ricas en gas o en galaxias enanas con alta formación estelar, especialmente en las denominadas galaxias HII.

Los electrones generados por fotoionización colisionan muchas veces con otros electrones antes de que se recombinen, por lo que redistribuyen su energía alcanzando una distribución Maxwelliana de velocidad. Los procesos colisionales ocurren en una escala de tiempo lo suficientemente rápida que puede decirse que el proceso es casi instantáneo. Además, las colisiones transfieren energía de una especie a otra siguiendo un proceso jerarquizado: los electrones transfieren energía a los protones hasta que alcanzan la equipartición y luego la energía se transfiere a los átomos neutros por las colisiones entre protones. De esta forma, se puede referir a la temperatura del gas como la temperatura electrónica  $T_e$ . El equilibrio térmico se alcanza a temperaturas electrónicas entre 5 000 K y 20 000 K, dependiendo de la temperatura estelar, la composición química ( $T_e$  incrementa al disminuir la abundancia ya que hay menor cantidad de refrigerante) y el parámetro de ionización  $U^2$ .

---

<sup>2</sup>Es el cociente que representa el número de fotones ionizantes por número de átomos de hidrógeno en una región nebular emisora. Se encuentra dado por la siguiente expresión:

$$U = \frac{1}{4\pi r^2 c n_H} \int_{\nu_0}^{\infty} \frac{L_\nu}{h\nu} d\nu \quad (1.30)$$

donde  $L_\nu$  es la luminosidad de la fuente por unidad de intervalo de frecuencia y  $r$  es la distancia de la fuente.

## Capítulo 2

# Estructura de las Regiones HII

### 2.1. La naturaleza de las regiones HII

El descubrimiento de que grandes regiones de la Vía Láctea tienen espectros de líneas de emisión (en particular, las líneas de Balmer del hidrógeno) se atribuye a Struve & Elvey (1934). Dicho descubrimiento proporcionó una clara indicación de que una fracción considerable del hidrógeno, el elemento más abundante en el medio interestelar, debía estar ionizado.

Strömgren (1939) realizó el primer modelo de regiones HII, haciendo la suposición de que una estrella masiva y caliente (de tipo espectral O o B temprano) se encuentra inmersa en un medio interestelar de densidad constante. De esta forma, Strömgren descubrió que en esas circunstancias la radiación estelar ultravioleta ionizaría la mayor parte del hidrógeno en una región esférica concéntrica con la estrella. Alrededor de tal región se encontraría otra de hidrógeno neutro, por lo que un observador debería percibir un borde bien definido entre ambas (ver sección 1.1), como se puede ver en la Figura 2.1.

Posteriormente, otros estudios realizados (véase Aller 1984, Kennicutt 1984 y referencias citadas en los trabajos) ampliaron dicha visión, encontrándose que

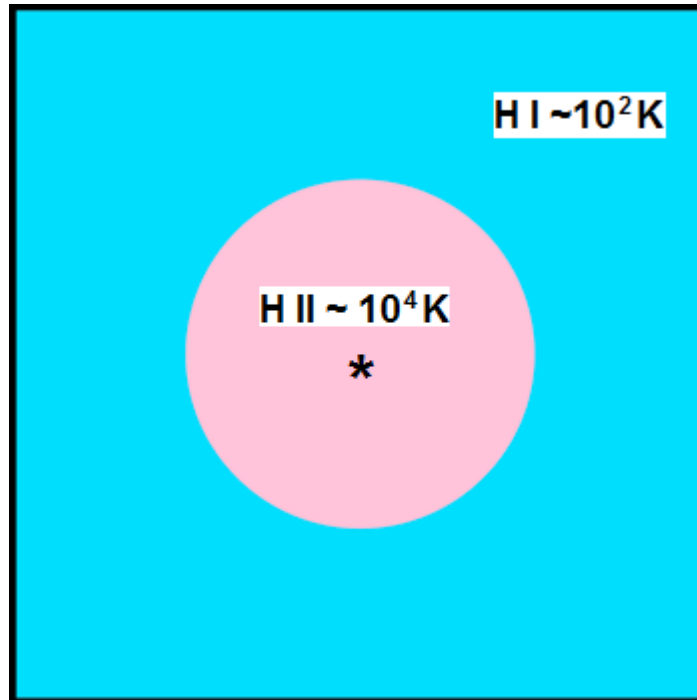


Figura 2.1: Modelo de regiones HII de Strömgren (1939) para una única estrella caliente y masiva en el centro.  
(Imagen tomada de <http://www.astrofisicayfisica.com/img261.jpg>).

las regiones HII se forman prácticamente después del nacimiento de la estrella ionizante. Tiempo después se produce una lenta expansión de la región debida a la diferencia de presiones entre la región ionizada y la región neutra. De esta forma, puesto que la expansión es lenta, las regiones HII pueden considerarse en ese sentido como estructuras cuasiestáticas.

Una complejidad añadida al modelo clásico es el hecho de que las estrellas O y B inyectan grandes cantidades de energía cinética al medio circundante a través de fuertes vientos que se desplazan a velocidades del orden de  $10^3 \text{ km s}^{-1}$ . Tales vientos crean una estructura con dos capas diferenciadas alrededor de la estrella (Shields 1989).

Aproximadamente el 98 % del espacio interestelar se encuentra permeado por gas difuso el cual no es lo suficientemente denso para formar nubes de gas interestelar. Dicho gas difuso, el cual se encuentra entre las nubes de gas interestelar,



se divide en dos categorías de acuerdo a su temperatura: el medio difuso caliente (*warm intercloud medium*) cuya temperatura es de  $\sim 8000$  K, y el gas coronal (Figura 2.2<sup>1</sup>) cuyo nombre se debe a que su temperatura es comparable a la de la corona solar, es decir, de  $\sim 10^6$  K (Weaver et al. 1977). Los fotones son capaces de atravesar el gas difuso para ionizar el medio circundante, el cual se encuentra en expansión a velocidades de decenas de kilómetros por segundo debido a la presión ejercida por el gas coronal (Richmond 2001). Así pues, la introducción de vientos estelares cambió el concepto que se tenía de las regiones HII, las cuales pasaron a ser objetos claramente dinámicos.

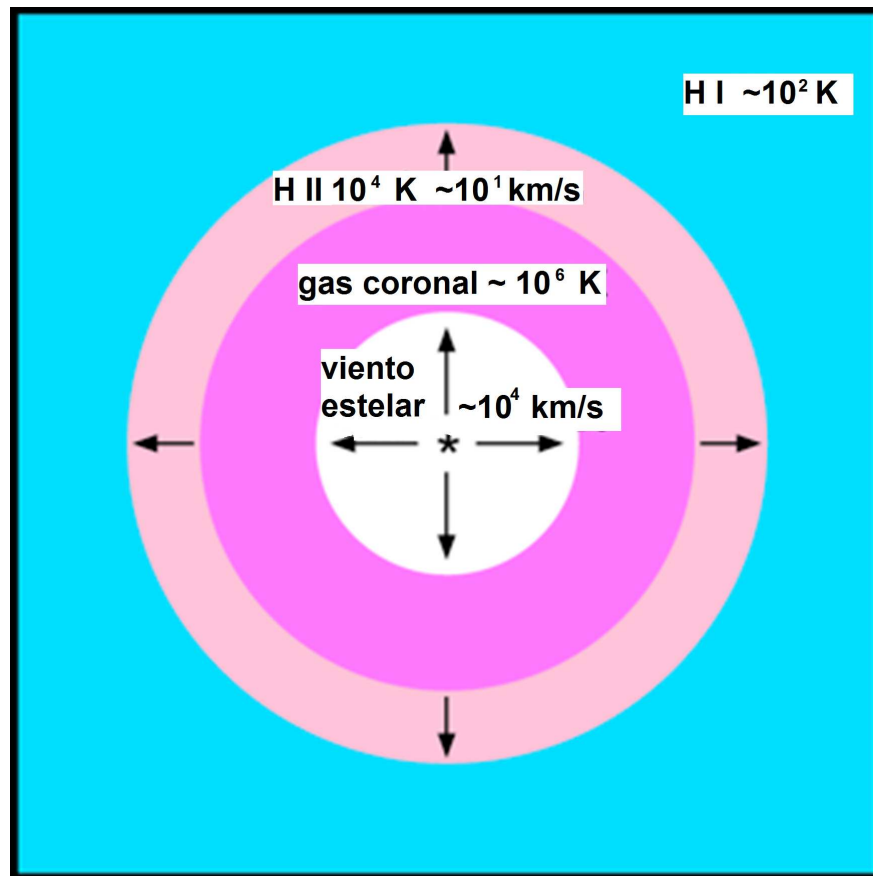


Figura 2.2: Modelo de regiones HII con vientos estelares para una única estrella caliente y masiva.

(Imagen tomada de <http://www.astrofisicayfisica.com/img262.jpg>).

<sup>1</sup>Imagen tomada de <http://www.astrofisicayfisica.com>

En las últimas décadas el estudio en diferentes longitudes de onda y el aumento de la resolución espacial, resultado de telescopios como el Hubble Space Telescope, han producido una revolución en el estudio de la formación de estrellas masivas y de su efecto en el medio interestelar circundante. Las estrellas masivas se forman en cúmulos dentro de nubes moleculares, regiones frías, de forma irregular y muy densas, cuya emisión no es por completo detectable en el visible (Figuras 2.2 y 2.3).

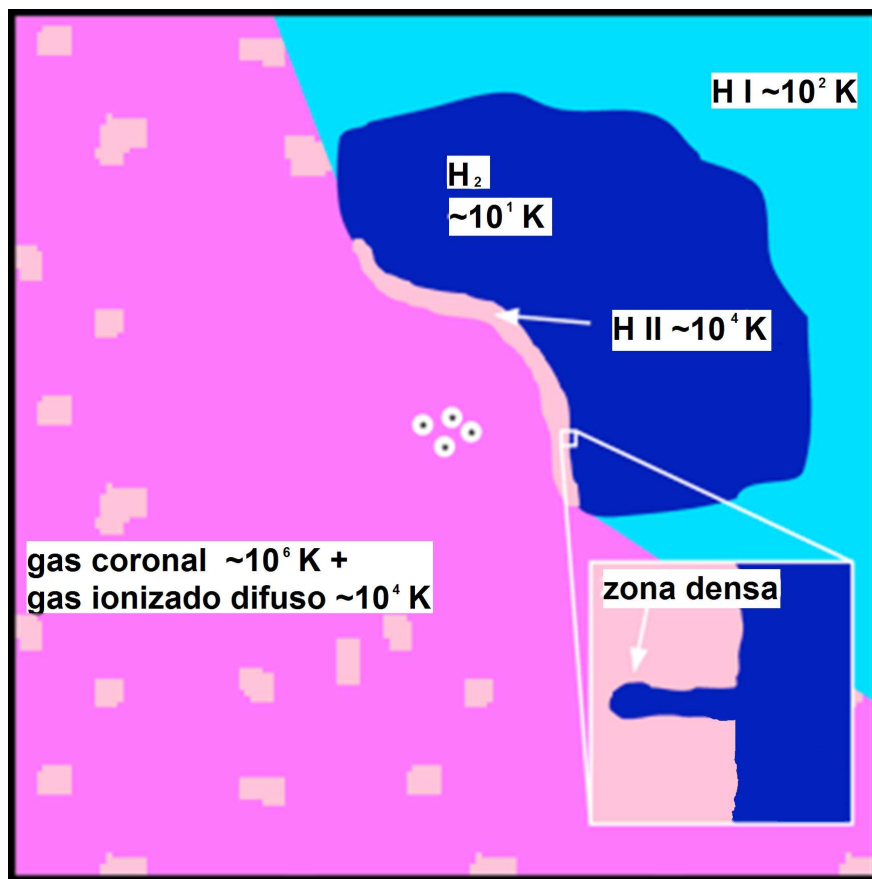


Figura 2.3: Modelo de regiones HII para un cúmulo de estrellas calientes y masivas. La mayor parte de la radiación procedente de la región HII se origina en el cascarón ionizado incompleto (en rosa pálido) situado entre el cúmulo y la nube molecular fría (en azul oscuro) aunque una cierta fracción procede del gas ionizado difuso y extendido.

(Imagen tomada de <http://www.astrofisicayfisica.com/img263.jpg>).

Una vez formadas las estrellas, el efecto conjunto de los vientos de las estrellas del cúmulo crea cavidades de gas coronal dentro de la nube molecular<sup>2</sup>. Las cavidades crecen hasta perforar la nube molecular progenitora, la cual es finalmente destruida por su propia descendencia (Weaver et al. 1977). En este caso los fotones procedentes de las estrellas calientes primero disocian el hidrógeno molecular de la nube para convertirlo en hidrógeno atómico y luego ionizan éste para crear la región HII. A diferencia del modelo clásico, el cascarón no se expande a velocidades de decenas de kilómetros por segundo sino que lo hace mucho más lentamente debido a la presión de la nube molecular (García Segura & Franco 1996).

Una vez perforada la nube molecular, la apariencia de la región HII cambia. En la dirección contraria a la nube molecular el gas puede expandirse con facilidad y los fotones ionizantes recorren distancias considerables antes de encontrar hidrógeno neutro para ionizar. El resultado es una región muy extensa cuyo brillo superficial disminuye al alejarse del cúmulo estelar. Las zonas más alejadas de una región HII dejan de considerarse como parte de la misma constituyendo el medio interestelar ionizado difuso (Spitzer 1978).

En el remanente de la nube molecular los fotones ionizantes sólo recorren distancias de decenas de pársecs hasta encontrarse con gas molecular denso, el cual es primero disociado y luego ionizado en una capa delgada delimitada por burbujas de gas y el propio gas molecular. De esta forma, se obtiene un cascarón delgado, brillante e incompleto (Figura 2.3) que destaca sobre el fondo de radiación difusa circundante (Weaver et al. 1977).

Así pues, la nube molecular es destruida por la combinación de dos procesos: en primer lugar la nube es ionizada por la radiación ultravioleta extrema y después es dispersada con la ayuda de la presión ejercida por el gas generado por los vientos estelares. Por último, las estrellas más masivas explotan como

---

<sup>2</sup>Las nubes moleculares son zonas densas y frías de materia interestelar en la que los átomos se unen principalmente como moléculas en lugar de átomos libres o partículas ionizadas. Las nubes moleculares representan la fase más fría y más densa del medio interestelar. Se componen principalmente de hidrógeno molecular ( $H_2$ ), con temperaturas en el rango de 10-100 K. El hidrógeno molecular no es observable de forma directa en la mayoría de nubes moleculares. Así, gran parte de la información de las propiedades de las nubes moleculares ha sido deducida a partir de observaciones de moléculas tales como el monóxido de carbono (CO), que tienen fuertes líneas de emisión principalmente en la parte milimétrica del espectro electromagnético. Los granos de polvo en las nubes moleculares juegan un papel crucial en la formación de las moléculas. Las nubes moleculares son los principales lugares donde se forman las estrellas. (Osterbrock, 1989; Walch et al., 2012)

supernovas, lo que acaba produciendo la dispersión de la mayor parte del gas restante.

Existen dos factores adicionales que contribuyen a que la diversidad de la morfología de las nebulosas. El primero es la orientación: dependiendo de la posición relativa del observador con respecto al cúmulo y a la nube molecular, la apariencia de la región HII puede presentar variaciones notables. Si la nube molecular se halla entre nosotros y el cúmulo, probablemente sólo se conseguiría observar las partes difusas de la nebulosa en el óptico (Tenorio-Tagle 2000). La región de fotoevaporación<sup>3</sup> estaría oscurecida por el polvo de la nube molecular presente en la línea de visión y para observarla deberíamos recurrir a observaciones en infrarrojo o radio. Si por el contrario, la nube molecular se encuentra detrás del cúmulo estelar entonces la superficie de fotodisociación podrá observarse, y ésta aparecerá como un objeto brillante y extenso en el cielo (Heiner, 2009).

El segundo factor que contribuye a la diversidad morfológica de las regiones HII es la inhomogeneidad de la nube molecular. Donde existen zonas de mayor densidad la fotoevaporación es más lenta, por lo que el gas puede permanecer en la fase molecular más tiempo que en las zonas circundantes. Además, esas concentraciones de gas denso crean zonas “de sombra” detrás de sí, hasta donde la radiación de las estrellas masivas no puede penetrar. Este fenómeno da lugar a la aparición de “pilares” o “dedos” de gas, de los cuales los más conocidos son los de la nebulosa del Águila (Figura 2.4).

Cuando se estudian este tipo de estructuras en forma de “pilar” la orientación juega un papel importante. Para poder ser observadas con facilidad el cúmulo ionizante y la nube molecular han de estar aproximadamente paralelos al plano del cielo; esto es, la nube molecular ha de estar a un lado del cúmulo ionizante y no delante o detrás. Un efecto secundario de la fotoevaporación de las zonas de mayor densidad de la nube molecular es que se puede generar una onda de choque que se propague hacia el interior del nodo y favorezca el nacimiento de nuevas estrellas. Dado que algunas de estas nuevas estrellas son masivas, también contribuyen a la destrucción de la nube molecular y a la producción de líneas de emisión (Ivanov, 1991).

---

<sup>3</sup>La fotoevaporación es un proceso que ocurre en la superficie de una nube molecular en el cual el material ionizado es disipado por acción de los fotones ultravioleta de los cúmulos estelares cercanos. (Heydari-Malayeri 2005)

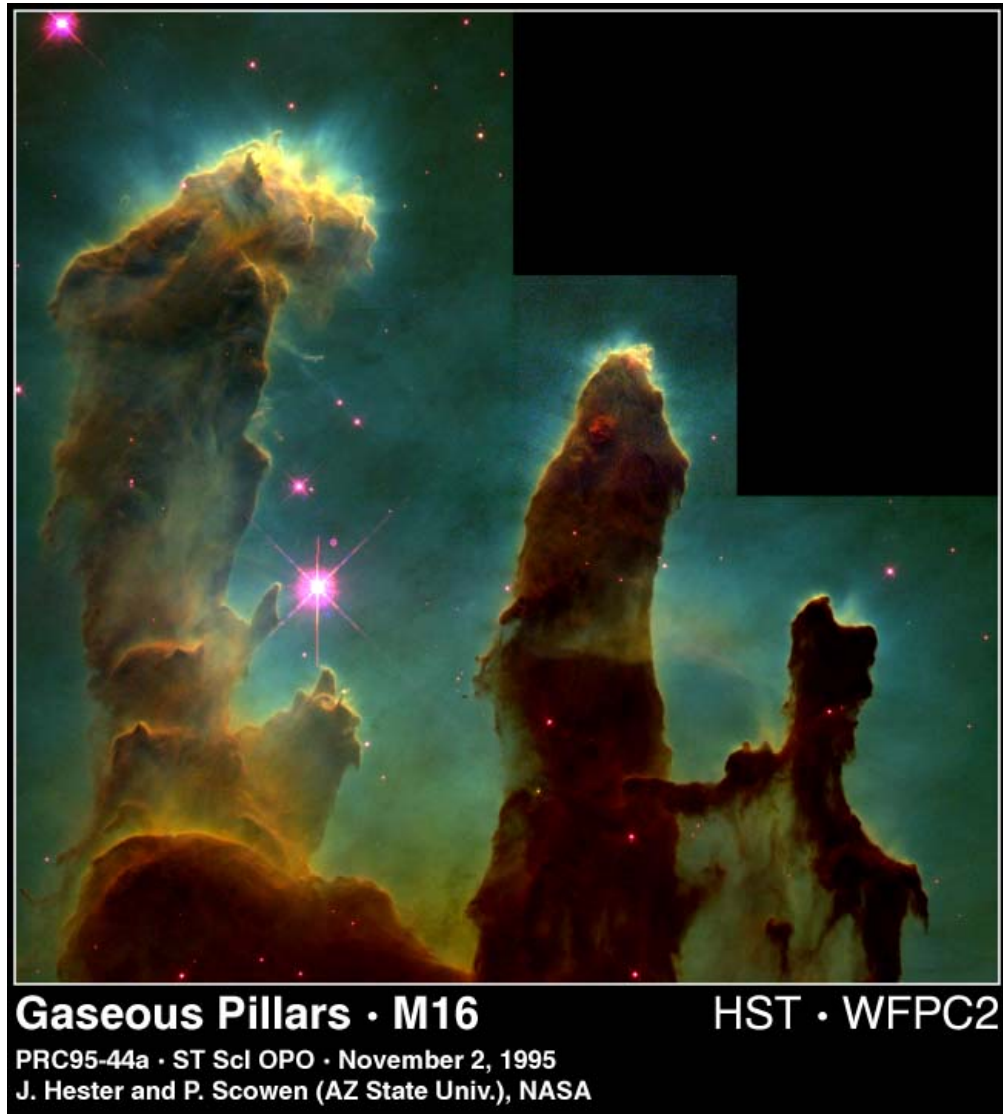


Figura 2.4: Imagen de M16, también conocida como Nebulosa del Águila (Hester et al. 1996). Tomada con la cámara WFPC2 del Hubble Space Telescope (HST). El rojo corresponde a la emisión de [SII], el verde a la emisión de  $H\alpha$  y el azul a la emisión de [OIII]. Constituye un claro ejemplo de la formación de pilares gaseosos.

La visión de la morfología de las regiones HII ha cambiado radicalmente en los últimos sesenta años, pasando de ser objetos con una simetría esférica simple a estructuras complejas y asimétricas. No obstante, aún quedan bastantes preguntas sin respuesta, por ejemplo, cuestiones acerca de la fracción de la formación de estrellas masivas que tiene lugar en los episodios de segunda generación, de la morfología fundamental en una región de formación estelar relativamente débil (como la nebulosa de Orión) y en una región de formación intensa (como en una galaxia "starburst"), entre otras.

## 2.2. Distribución de las Regiones HII en la Vía Láctea

Las líneas de recombinación en radio han resultado muy útiles para estudiar las regiones HII de la parte interna de la nuestra galaxia (bulbo), que no son observables en el óptico al estar totalmente oscurecidas por el polvo interestelar. De esta forma se descubrió la existencia de una región anular comprendida entre unos cuatro a ocho kilopársecs de radio, en la que hay una gran actividad de formación estelar y donde se encuentran regiones HII gigantes, que necesitan unas mil veces el número de fotones ionizantes que necesita Orión (Georgelin & Georgelin 1976). La distribución de regiones HII en la Galaxia traza a grandes rasgos su estructura espiral, tal como puede verse en la Figura 2.5.

En dicha figura se muestra que el patrón espiral resultante presenta dos pares de brazos simétricos (i.e. cuatro en conjunto). Georgelin & Georgelin clasifican los brazos de la siguiente forma: No.1 brazo mayor: brazo Sagitario-Carina. No.2 brazo intermedio: brazo Scutum-Cux; No.1' brazo interno: brazo Norma; No.2' brazo externo: brazo Perseo. Las áreas sombreadas corresponden a las zonas con máximos de intensidad en el continuo de radio e hidrógeno neutro.

## 2.3. Distribución General de las Regiones HII

Estudios realizados (Ho, Filippenko & Sargent 1997; Rubin 1989; Díaz et al. 1987) muestran que esencialmente todas las galaxias espirales cercanas contienen

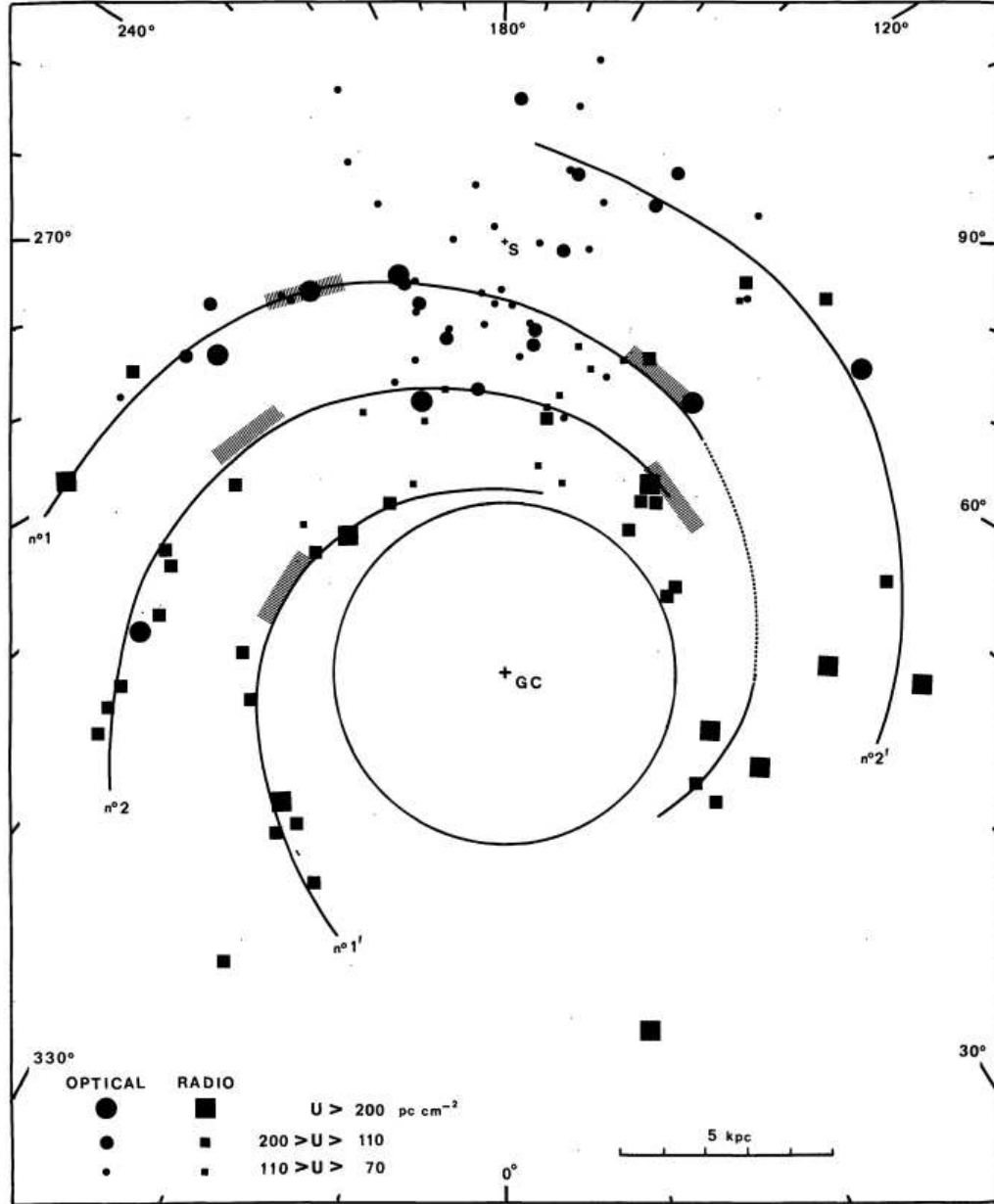


Figura 2.5: Distribución a gran escala de las regiones HII de la Galaxia (Georgelin & Georgelin 1976).

un gran número de regiones HII. Por otra parte, las galaxias elípticas y S0 típicamente no contienen regiones HII (Osterbrock 1989).

En las galaxias espirales, las regiones HII están concentradas a lo largo de los brazos espirales, siendo de hecho los principales objetos que los definen. Comúnmente no hay regiones HII en el bulbo de las galaxias espirales. Diferentes galaxias tienen diferentes cantidades de polvo y diferentes tipos de regiones HII a lo largo de los brazos espirales, pero la concentración de las mismas a lo largo de los brazos espirales relativamente delgados es una característica general de las galaxias espirales.

En las galaxias irregulares la distribución de las regiones HII está mucho menos organizada. En general en dichas galaxias la distribución de las regiones HII se encuentra lejos de ser simétrica: una o más áreas pueden contener numerosas regiones HII mientras que otras pueden estar esencialmente vacías de ellas.

## 2.4. Morfología y Cinemática

Las formas y tamaños de las regiones HII son bastante variadas y sus estructuras internas complejas. El gas en emisión ocupa una pequeña fracción del volumen nebuloso, y puede llegar a moverse en algunas regiones a velocidades supersónicas. Las propiedades estructurales de las regiones HII en galaxias cercanas han sido analizadas por Kennicutt (1984), quien emplea las siguientes categorías morfológicas para clasificarlas:

**Clásicas:** Habing & Israel (1979) las definen como aquellas regiones de formación estelar con tamaños del orden de 10 pc y con medidas de emisión en un rango de  $10^2$ - $10^3$  pc cm<sup>6</sup>. Típicamente presentan luminosidades en H $\alpha$  de  $\sim 10^{36}$  erg s<sup>-1</sup>. Un claro ejemplo de este tipo de objetos es la Nebulosa de Orión.

**De alto brillo superficial:** Como su nombre lo indica son aquellas con el mayor brillo superficial y, por tanto, poseen luminosidades en H $\alpha$  altas ( $\sim 10^{40}$  erg s<sup>-1</sup>). Su tamaño es del orden de  $10^2$ - $10^3$  pc.

**Difusas:** Suelen tener medidas de emisión bajas. Su forma es, como lo indica su nombre, difusa con tamaños del orden de  $10^2$  pc. N19 en la Nube Menor de Magallanes (SMC) es un claro ejemplo de este tipo de regiones HII.



**Con forma de anillo:** Tienen simetría esférica, con medidas de emisión bajas y tamaños del orden de  $10^2$  pc. N70 en la Nube Mayor de Magallanes (LMC) es un buen ejemplo de una región HII con forma anular.

La Tabla 2.1 muestra ejemplos de la clasificación anterior y algunas de las principales características asociadas.

Objeto	Galaxia	Distancia	Tipo	Diámetro	$\log(n_e)$
		(pc)	—	(pc)	( $cm^{-3}$ )
Orión	MWG	0.5	C	5	3.5
W49	MWG	15	H	150	2.0
N70	LMC	50	S	110	—
30 Dor	LMC	50	H	370	2.5
N19	SMC	70	D	220	1.2
NGC 604	M33	800	H	400	$\lesssim 1.8$
Objeto	Galaxia	EM	$\log(Q(H^0))$	$M(H^+)$	$N(O5 V)$
		( $pc cm^{-6}$ )	( $s^{-1}$ )	( $M_\odot$ )	—
Orión	MWG	6.2	48.85	1.5	0.2
W49	MWG	5.4	51.20	4.6	27
N70	LMC	3.0	—	—	1
30 Dor	LMC	5.5	52.05	5.8	230
N19	SMC	3.6	50.20	4.7	3
NGC 604	M33	5.1	51.50	5.8	65

Tabla 2.1: Propiedades importantes de algunas regiones HII seleccionadas.\*

\*Tabla proveniente de Shields (1990).  $N(O5 V)$  indica el número equivalente de estrellas O5 V necesarias para coincidir con la luminosidad ionizante de la región. Tipos morfológicos: C, clásica; H, alto brillo superficial; D, difusa; S, con forma de anillo.

Existen, sin embargo, otras clasificaciones como por ejemplo la realizada por Dyson & Franco (2001). En esta se toma como principal referencia el tamaño promedio de la región, proporcionando distintas características como son el tamaño promedio, luminosidad, número de estrellas ionizantes, entre otros. La clasificación es la siguiente: regiones HII superultracompactas, ultracompactas, compactas, clásicas o extendidas, gigantes y supergigantes. Las regiones grandes (gigantes y supergigantes) se encuentran principalmente en galaxias externas, mientras que en nuestra galaxia, abundan principalmente las regiones HII de los

primeros cuatro tipos antes mencionadas. La Tabla 2.2 muestra algunas características de acuerdo a la clasificación de Dyson & Franco. Como puede apreciarse en la tabla, la densidad es inversamente proporcional al tamaño de la región; es decir, para regiones más grandes la densidad es más pequeña. Las regiones más grandes tienen un mayor número de estrellas ionizantes, por lo que es claro que tendrán una mayor cantidad de masa ionizada; de esta forma, la masa ionizada es directamente proporcional con el tamaño de la región.

Tipo de Región	Tamaño	$n_e$	Masa Ionizada	Número de estrellas ionizantes
	(pc)	( $\text{cm}^{-3}$ )	( $M_\odot$ )	$N_*$
SUCHII	$\approx 0.003$	$\geq 10^6$	$\approx 10^{-3}$	1
UCHII	$\leq 0.1$	$\geq 10^4$	$\approx 10^{-2}$	1
Compacta	$\leq 0.5$	$\geq 5 \times 10^3$	$\approx 1$	1
Clásica	$\approx 10$	$\approx 100$	$\approx 10^5$	Pocas
Gigante	$\approx 100$	$\approx 30$	$10^3 - 10^6$	$\approx 10^5$
Supergigante	$\geq 100$	$\approx 10$	$10^6 - 10^8$	$\approx 10^5$

Tabla 2.2: Clasificación de Regiones HII de acuerdo a Dyson y Franco (2001).\*\*

\*\*Los valores han sido estimados considerando que cada estrella produce  $10^{48}$  fotones ionizantes por segundo [Dyson y Franco 2001].

## 2.5. Importancia de su estudio

El estudio de las regiones HII tiene varios campos de interés. En primer lugar está el hecho de que estas regiones poseen alta formación estelar. Las regiones HII gigantes (ver sección 2.6) permiten realizar estudios de grandes grupos de estrellas jóvenes masivas como las asociaciones OB. Usualmente, la distribución de energía asociada a las estrellas se compara con la distribución teórica de energía, que depende en primer lugar de la edad y distribución de masa del cúmulo (Rosa y Benvenuti 1994; Wilson y Matthews 1995; Bresolin et al. 1996). A partir de dicha comparación, puede estimarse la edad y la distribución de masa para asociaciones de estrellas OB.

La determinación de abundancias en el medio interestelar de elementos a partir de sus líneas de emisión es otro campo de gran importancia. De dichas líneas pueden determinarse propiedades físicas del gas ionizado como su temperatura,

densidad, y morfología, así como gradientes de metalicidad galácticos y extragalácticos (Kewley et al. 2010; McCall et al. 1985). A partir de esta información se construyen modelos que describan la evolución química de las galaxias (Stanghellini et al. 2010; Matteucci & Francois 1986; Pagel 1986). Las regiones HII proporcionan también información sobre la cinemática y la turbulencia del gas ionizado, información que se consigue mediante la obtención del centro y el ancho de las líneas de emisión (Osterbrock 1989).

Dada la posibilidad de una clara identificación, muchos de estos estudios se pueden realizar no sólo con regiones cercanas sino también en objetos a alto corrimiento al rojo. De esta forma, las regiones HII constituyen importantes objetos de estudio de entre las cuales sobresalen algunas debido a sus características particulares. Las regiones estudiadas en el presente trabajo constituyen ejemplos de tales objetos. El capítulo siguiente se encuentra dedicado a hablar con mayor profundidad de ellas.

## 2.6. Regiones HII Gigantes

Las regiones HII gigantes poseen características distintivas que las distinguen de las regiones HII comunes. Son objetos mucho más extendidos y luminosos, con típicas luminosidades en  $H\alpha$  de  $\sim 10^{40}$  erg  $s^{-1}$  y tamaños del orden de un centenar de parsecs. Cabe mencionar que las referencias a tamaños de un orden de magnitud mayor en la literatura se refieren a regiones múltiples, las cuales pueden resolverse en varias componentes (Bosch et al., 2002). Las regiones HII gigantes tienen dinámicas complejas. Tal característica da lugar a varios eventos de formación estelar (nuevas generación de estrellas) durante sus vidas.

Estas pueden ser observadas en los discos de galaxias espirales, irregulares y galaxias enanas compactas azules (BCDs, Blue Compact Dwarfs). Pueden ser clasificadas en una escala intermedia entre regiones de formación estelar de menor escala, como Orión en nuestra galaxia, y regiones con violentos procesos de formación estelar que ocurren en las galaxias con brotes estelares intensos (Searle & Sargent, 1972).

Uno de los principales propósitos para estudiar este tipo de regiones estriba en ampliar el conocimiento sobre la formación estelar. Tal información es, desde

diversos enfoques astrofísicos, esencial para comprender desde la evolución de las galaxias, a través del enriquecimiento químico de las estrellas masivas, hasta la formación planetaria (entender las condiciones iniciales de los discos protoplanetarios). Otro punto de gran importancia lo constituye el estudio de la formación estelar, dado que es muy probable que la formación de la mayoría de las estrellas haya sucedido en condiciones muy similares a las de las regiones HII gigantes a diferencia de las condiciones más apacibles en las que se forman hoy en día las estrellas en nuestra vecindad galáctica.

## 2.7. Población Estelar

Las estrellas masivas que albergan las regiones HII gigantes afectan la evolución química de las galaxias pues los vientos entregan material procesado en las estrellas que se reincorpora al medio interestelar. También presentan la posibilidad de explosiones de supernovas, uno de los procesos energéticos más impresionantes del Universo. Además de la presencia de estrellas jóvenes masivas tipo O y B, también se encuentran estrellas más evolucionadas como estrellas Wolf-Rayet (WR) y supergigantes rojas. A continuación se presentan las características principales de tales tipos de estrellas:

**Estrellas tipo O:** Se trata de estrellas luminosas, calientes y azules cuyo espectro es dominado por líneas de hidrógeno, helio atómico y helio ionizado. Constituyen el tipo espectral más joven y el único de la secuencia principal en el que hay presencia de helio ionizado. Las temperaturas efectivas de estas estrellas se encuentran en un rango de 30 000 K a 50 000 K, con luminosidades de  $5 \times 10^4$  a  $1 \times 10^6 L_{\odot}$  y masas de 20 a 100  $M_{\odot}$ . Las estrellas tipo O más calientes presentan alta emisión de fotones ionizantes. Se dividen en subtipos, desde O2 para las más calientes hasta O9, para las más frías. Tienen vidas cortas del orden de  $10^6$  años en la secuencia principal (Heydari-Malayeri, 2005).

**Estrellas tipo B:** Se trata de estrellas jóvenes cuyo espectro se encuentra caracterizado por líneas de absorción del hidrógeno, así como de la presencia de líneas de He neutro (principalmente HeI  $\lambda 4471 \text{ \AA}$ ). Tienen temperaturas efectivas altas que van desde los 10 000 K (subtipo B9) hasta los 30 000 K (subtipo B0). Presentan masas de entre 3 a 20  $M_{\odot}$  (Heydari-Malayeri, 2005).

**Estrellas Wolf-Rayet:** Son estrellas masivas, calientes y evolucionadas casi al final de su ciclo. Poseen una intensa pérdida de material asociada a fuertes vientos estelares. Este tipo de estrellas tienen temperaturas superficiales en un rango de 30000 K a 200000 K (Sander et al. 2012), elevadas luminosidades, y son muy azules, con su pico de emisión situado en el ultravioleta. Sus espectros muestran bandas de emisión brillantes correspondientes a hidrógeno o helio ionizado. La superficie estelar también presenta líneas de emisión anchas de carbono, nitrógeno y oxígeno. Constituyen el tipo espectral W, el cual se divide a su vez en dos tipos: WN (si abunda el nitrógeno) y WC (si abunda el carbono). Las estrellas Wolf-Rayet más brillantes son del primer tipo. A menudo suelen formar parte de sistemas binarios en los cuales la otra estrella suele ser también una estrella masiva de tipos espectrales O y B, o en algunos casos un objeto colapsado como una estrella de neutrones o un agujero negro (Crowther, 2007).

**Estrellas supergigantes rojas:** Son estrellas con tipos espectrales K o M. Constituyen el tipo de estrellas más grandes en el Universo conocido, pero no necesariamente las más masivas. Betelgeuse y Antares son los ejemplos más conocidos de estrella supergigante roja (se encuentran del orden de  $10^6$  años en la secuencia principal (Heydari-Malayeri, 2005)). Son estrellas frías con temperaturas superficiales en un rango de 3450 K a 4100 K, con masas de aproximadamente entre  $10 M_{\odot}$  y  $25 M_{\odot}$  y luminosidades de 20 000 a 300 000  $L_{\odot}$  (Chiavassa 2009, [?]).

## Capítulo 3

# Objetos de Estudio: NGC 604 y NGC 595

### 3.1. M33, la Galaxia del Triángulo

M33 es la tercera galaxia espiral más grande dentro del Grupo Local, después de Andrómeda (M31) y la Vía Láctea. Se la conoce también como Galaxia del Triángulo. M33 es el nombre que recibe en el Catálogo Messier. También está catalogada como NGC 598, de acuerdo a New General Catalogue, así como UGC 1117 de acuerdo al Uppsala General Catalogue. La Figura 3.1 muestra una imagen de esta galaxia, y la posición de las dos regiones HII estudiadas, NGC 604 y NGC 595.

A pesar de que la constelación del Triángulo no es muy grande y es algo tenue (sus estrellas más importantes tienen un brillo máximo de aproximadamente magnitud tres), ésta constelación fue observada ya desde la antigüedad; aparece incluso en el catálogo de 48 constelaciones clásicas de Ptolomeo en el siglo II a.C. Excluyendo a M33, ésta carece de objetos de gran interés. La referencia más antigua que se tiene de la Galaxia del Triángulo se encuentra en la obra “De Orbis systemate cometici; deque admirandis caracteribus Coeli” publicada en 1654, por Giovan Battista Hodierna. En dicha obra se menciona una enigmática nebulosa cerca del Triángulo. La principal indicación de que Hodierna

fue su primer observador, es que la magnitud visual del objeto observado por él coincide con la de M33.



Figura 3.1: Imagen ilustrativa de M33 y de la posición de NGC 604 y NGC 595 en ella (fuente: <http://www.robgendlerastropics.com/M33-Subaru-Gendler-Portrait.html>).

Tiempo después fue observada por Charles Messier durante la noche del 25 al 26 de agosto de 1764. Él la describe como una nebulosa sin estrellas (pues en aquella época no se conocía el concepto de “galaxia”) entre la Constelación de Piscis (el Pez Boreal) y el gran Triángulo. También fue observada y clasificada por William Herschel y por William Parsons (conocido como Lord Rosse). Éste último la incluyó en 1850 entre las nebulosas espirales.

M33 es, según la clasificación de Hubble, una galaxia tardía tipo Sc. Esto es, una espiral con un núcleo central poco acentuado, exenta de barra central, con sus brazos bien definidos y bastante separados del centro de la galaxia. Presenta además baja luminosidad, es unas veinte veces menos luminosa que la Vía Láctea

(Robles-Valdez, Carigi & Peimbert 2012; Regan & Vogel 1994) y se encuentra a una distancia de 840 kpc de nuestra galaxia (Freedman, Wilson & Madore 1991; Freedman et al. 2001).

Debido a su proximidad y su poca inclinación, M33 permite la observación detallada de su metalicidad, tasa de formación estelar y de su población estelar. De este forma, provee un buen objeto para la verificación de modelos de evolución química (Kang et al. 2012). Su radio es de aproximadamente 9 kpc (Corbelli 2003). Garnett (2002) concluye que esta galaxia espiral con una velocidad de rotación  $V_{rot} \leq 125 \text{ km s}^{-1}$ , puede haber perdido una cantidad importante de gas mediante vientos producidos por explosiones de supernova. Tremonti et al. (2004) han confirmado tal conclusión. Su núcleo es una poderosa fuente de emisión de rayos-X y contiene al agujero negro supermasivo M33 X-7.

Mediante diversas observaciones (fundamentalmente las correspondientes al óptico) se ha revelado la existencia de más de medio millar de regiones HII. Las dos más grandes entre ellas son NGC 604 y NGC 595 (Figura 3.2), regiones que constituyen nuestro objeto de estudio y de las que se hablará a continuación.

### 3.2. NGC 604

NGC 604 (Figura 3.3) es una región de formación estelar al noreste de M33. Un aspecto importante en el estudio de NGC 604 es el hecho de que provee un vínculo entre las regiones HII gigantes galácticas cercanas, las cuales pueden estudiarse con gran detalle, y las regiones HII gigantes lejanas, de las que sólo pueden estudiarse sus propiedades globales. Tanto la observación como el estudio de NGC 604 resultan esenciales en la comprensión de los procesos astrofísicos asociados con estrellas masivas, particularmente en la formación de estrellas masivas y el medio donde ésta ocurre. La región constituye un excelente objeto para el estudio del nacimiento y formación estelar.

Tiene una luminosidad de  $L_{H\alpha} = 2.6 \times 10^{39} \text{ erg s}^{-1}$  (Bosch et al. 2002), resultando así, la segunda región HII más luminosa después de 30 Doradus en el Grupo Local. Comparada con la Gran Nebulosa de Orión, NGC 604 es cuarenta veces mayor y unas 6 300 veces más luminosa, de manera que si estuviera situada a la misma distancia resultaría ocupar la tercera posición en el orden de brillo en



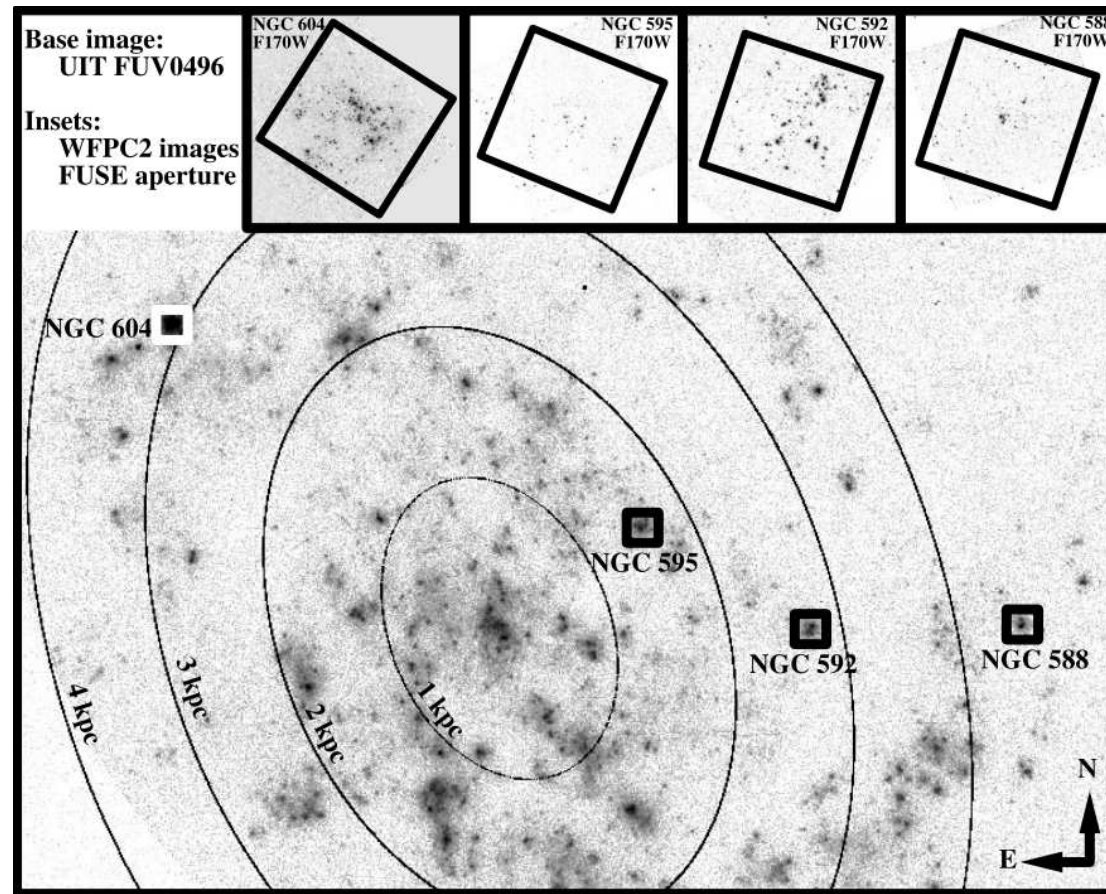


Figura 3.2: Posición y distribución estelar de las principales regiones HII en M33. La imagen de fondo es una imagen del UIT (Ultraviolet Imaging Telescope) en el filtro FUV-0496 ( $1500\text{\AA}$ ), donde las elipses corresponden a diferentes radios galactocéntricos del disco interior de M33. Cada una de las imágenes individuales de las regiones fueron tomadas con el HST en el mediano ultravioleta con  $45''$  por lado. (Keel et al. 2004).

el cielo, siendo superada solamente por el Sol y la Luna, estando por delante de Sirio, de Júpiter e inclusive de Venus. A una distancia de 840 kpc, presenta una excelente localización para su estudio, de forma que se encuentra lo suficientemente lejos como para poder observar las características globales pero lo suficientemente cerca para resolver sus objetos individuales y otras pequeñas estructuras, donde  $1'' \sim 4$  pc (Lagrois & Joncas 2009).

Se ha determinado que contiene en su centro un cúmulo de alrededor de 200 estrellas de entre 15 y 60 masas solares en la que abundan las estrellas de tipo espectral O y algunas estrellas tipo Wolf-Rayet. La población de estrellas Wolf-Rayet en NGC 604 se encuentra indicada en la Figura 3.4. La población de estrellas WR fue identificada y clasificada por primera vez por Conti & Massey (1981). Posteriormente se ha confirmado y ampliado tal clasificación en los estudios de D'Odorico & Rosa (1981), Rosa & D'Odorico (1982), Díaz et al. (1987) y Massey & Johnson (1998). En el estudio de Drissen et al. (1993) se identifican también estrellas WR por medio de imágenes del Telescopio Espacial Hubble (HST), y en el trabajo posterior de Drissen et al. (2008) se presenta una clasificación precisa de las estrellas WR conocidas. Maíz-Apellániz (2004), señala que a diferencia de 30 Doradus, NGC 604 es mucho menos compacta y mucho más parecida a una gran asociación estelar, constituyendo el prototipo de las Asociaciones OB de Gran Escala (Scaled OB Association, SOBA). Maíz-Apellániz concluye que NGC 604 tuvo un gran brote estelar (starburst) hace 3.0 – 3.5 Myr, el cual dió lugar al cúmulo ionizante principal en la región.

Otros autores han examinado algunos objetos particulares dentro de la población estelar. Por ejemplo, Terlevich et al. (1996) estudiaron espectroscópicamente dos objetos: uno de ellos se trata de una estrella en transición, de una variable azul luminosa (luminous blue variable, LBV) a una WR, mientras que el otro objeto se trata de una supergigante roja. Por otra parte, Bruhweiler et al. (2003) proporcionan una clasificación espectral bastante precisa de cuarenta estrellas OB, tres de las cuales exhiben señales de tratarse de estrellas Of/WR (puesto que presentan perfiles con líneas de emisión de NV, CIV y SiIV en el ultravioleta, además de una fuerte línea de emisión de HeII a  $\lambda 1640$ ).

Eldridge & Relaño (2011) han estudiado la población estelar evolucionada conocida en la región por medio de su distribución espectral de energía (SED). Estos autores utilizaron las mediciones fotométricas en el ultravioleta de Hunter et al. (1996) y realizaron también fotometría en el cercano infrarrojo utilizando

imagen del archivo del HST-NICMOS (NIC2) en los filtros F110W, F160W y F205. Barbá et al. (2009) realizaron un estudio fotométrico de la región donde se encontraron cinco candidatas a estrellas supergigantes rojas y una docena de candidatas a estrellas jóvenes masivas, utilizando por primera vez los datos más recientes del HST. Su contenido estelar ha sido estudiado también utilizando fotometría ultravioleta por Hunter et al. (1996), los cuales sugieren la existencia de varias estrellas masivas candidatas a supergigantes rojas.

Respecto a la edad de la población estelar principal, ésta ha sido estimada por varios autores. Hunter et al. (1996), por medio de la realización y análisis de diagramas color-magnitud obtenidos mediante fotometría ultravioleta del HST-WFPC2, fijaron isocronas y consideraron restricciones para la edad impuestas por la presencia de las estrellas WR candidatas. Concluyen que las edades promedio para las estrellas en NGC 604 se encuentran en un rango de 3 a 5 Myr, y que la presencia de las supergigantes rojas podría sugerir la existencia de una subpoblación más vieja.

González-Delgado & Pérez (2000) mediante espectros en ultravioleta tomados con el *International Ultraviolet Explorer*, analizaron líneas de resonancia de los vientos estelares, además de considerar las líneas de emisión nebulares y los términos de mayor orden de la serie de Balmer y las líneas de absorción del HeI obtenidos de espectros en el óptico del Telescopio William Herschel. En dicho estudio se aplicaron tres técnicas diferentes de síntesis evolutiva y modelos de ionización (optimizados para regiones de formación estelar joven), concluyendo que el cúmulo ionizante principal tiene una edad de  $\sim 3 \times 10^6$  años. Cabe mencionar, en consideración de la distribución espacial de la población estelar de NGC 604, que las estrellas no se encuentran concentradas en el centro (como en el caso de 30 Doradus) sino que se encuentran distribuidas en una amplia área proyectada de  $\sim 10\,000$  pc<sup>2</sup> (Hunter et al. 1996).

Información sobre el contenido de gas molecular en regiones HII gigantes puede obtenerse a partir de observaciones en CO. La existencia de nubes moleculares en la zona de emisión en el óptico esta bien establecida, a través de observaciones en <sup>12</sup>CO por Viallefond et al. (1992) y Wilson & Scoville (1992). Mas recientemente, Miura et al. (2010) han realizado las observaciones con mayor resolución espacial en emisión CO, identificando 10 nubes moleculares individuales.

Las zonas más brillantes de NGC 604 presentan perfiles cinemáticos que pueden

ser bien caracterizados por gaussianas (Sabalisk et al. 1995; Maíz-Apellániz 2000), lo que representa una fuerte indicación de que la dinámica general de NGC 604 está dominada por la energía cinética depositada por los vientos estelares y explosiones de supernova (Tenorio-Tagle et al. 1996). Por esta razón se originan cavidades dentro de las regiones HII; en particular para NGC 604, las estrellas masivas y calientes contenidas en ella forman, en su mayoría, un extenso cúmulo dentro de una de las cavidades cercanas al centro de la región.

El trabajo pionero de Smith & Weedman (1970) contiene un espectro global de NGC 604. A partir de este artículo podemos encontrar estudios sobre la cinemática global de la región, sea utilizando espectroscopía Fabry-Perot (Arsenault 1986; Arsenault 1988; Melnick 1977; Smith & Weedman 1970; Melnick 1987; Terlevich et al. 1981; Hippelein 1984), o bien con espectroscopía convencional de rendija (ODell & Townsley 1988). En ambos casos es posible obtener la velocidad radial del objeto, así como también la dispersión interna (turbulencia) del gas ionizado, a partir del ancho de la línea observada.

Una mayor comprensión sobre el comportamiento de la cinemática del gas proviene del estudio de la variación de la velocidad radial punto a punto. Uno de los primeros trabajos que tratan sobre la variación radial del campo de velocidades de NGC 604 es el de Rosa & Solf (1984), utilizando espectroscopía de rendija de alta resolución (coudé), observando las líneas de [NII],  $H\alpha$  y [SII]. Este trabajo les permitió verificar la existencia de movimientos supersónicos en el gas ionizado. Al mismo tiempo, se detectó gas a alta velocidad moviéndose en las zonas cercanas a los cúmulos de estrellas Wolf-Rayet.

En el mismo año, Hippelein & Fried (1984) utilizaron espectroscopía Fabry-Perot para realizar mapas de la velocidad radial y dispersión de velocidades, detectando un gradiente en velocidad del norte a sur del orden  $5 \text{ km s}^{-1}$ . También observaron la expansión de cáscaras de gas ionizado en escalas de 60 pc. Sabalisk et al. (1995) obtuvieron mapas bidimensionales con espectroscopía Fabry-Perot, con alta resolución espacial, en las líneas de  $H\alpha$  y [OIII]. Encontraron que las líneas presentan zonas con asimetría, que indicaría la acción de los vientos estelares producidas por los cúmulos de estrellas masivas que ionizan la región. La contribución al perfil global del espectro de emisión se debe fundamentalmente a las zonas más brillantes del objeto, que tienen un comportamiento gaussiano. Yang et al. (1996) realizaron estudios cinemáticos detallados en los que se encontró que el ancho del perfil de velocidad integrado requiere

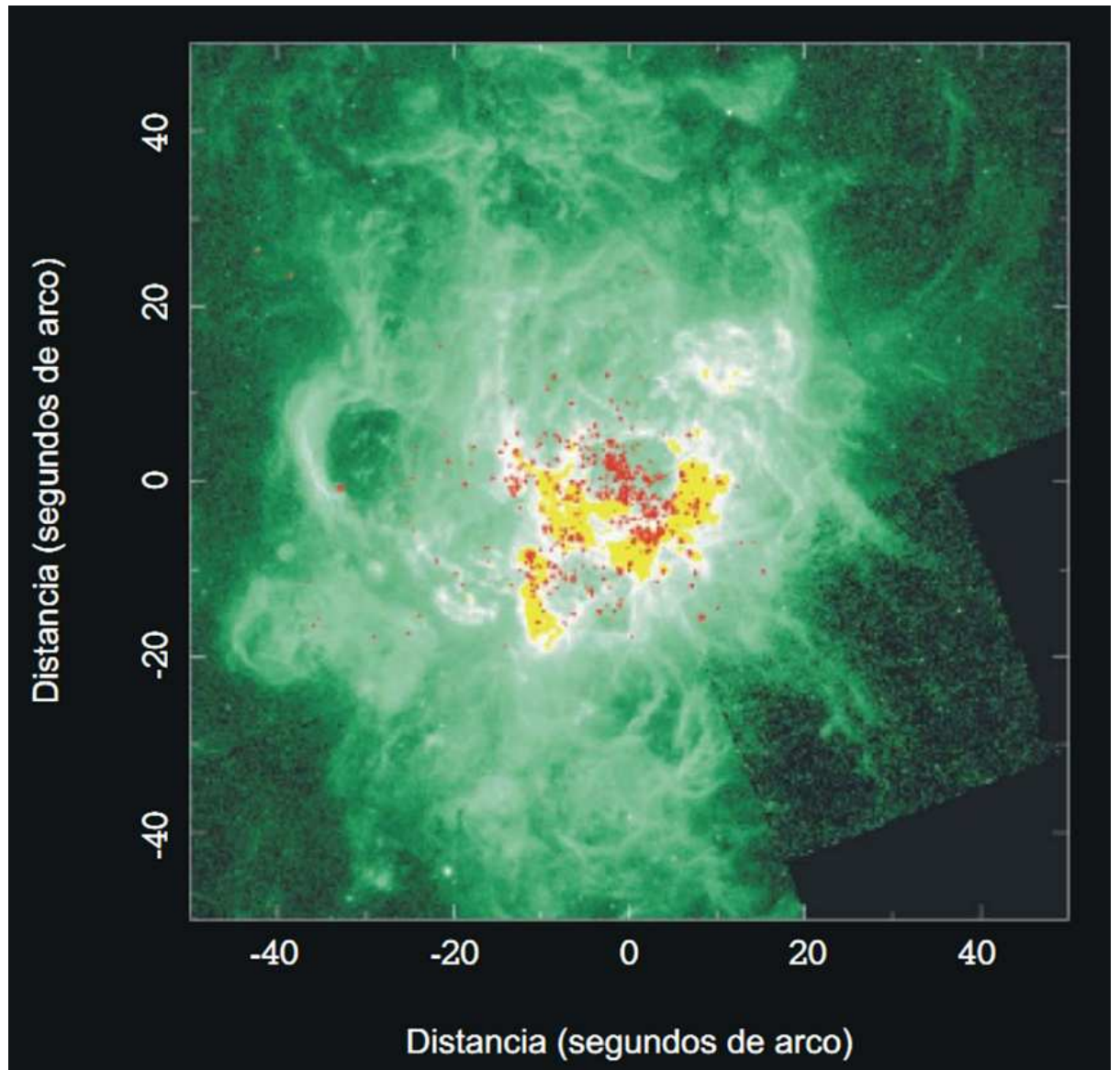


Figura 3.3: Imagen del HST y la cámara WFPC2 en la línea de emisión en  $H\alpha$  y la emisión ultravioleta de las estrellas en NGC 604. Tomada de la revista IAA: Información y Actualidad Astronómica, R. González-Delgado.

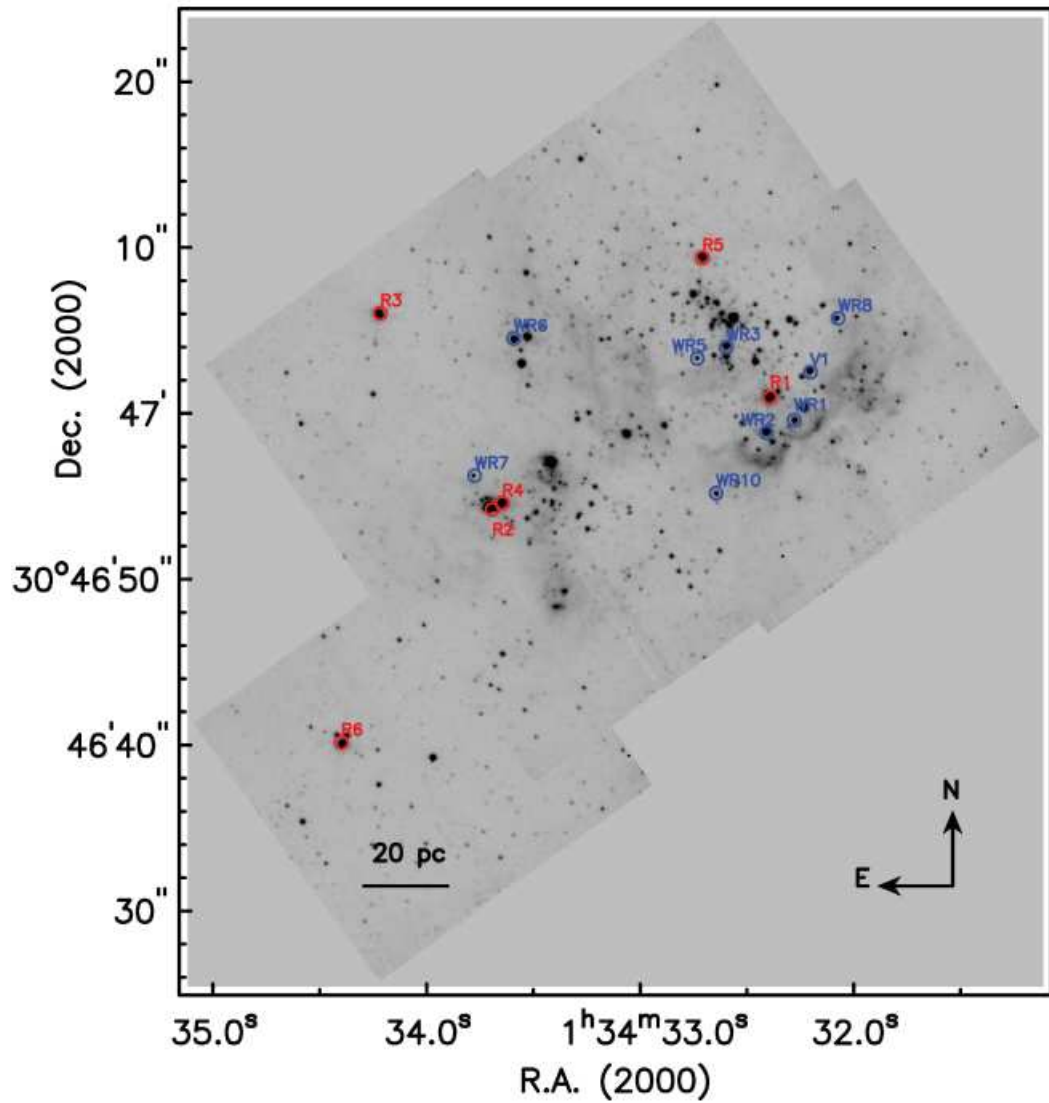


Figura 3.4: Mosaico F110W (HST NICMOS F110W, infrarrojo cercano, longitud de onda central de 11 220Å) de NGC 604. La población estelar WR (círculos azules) tomada de Hunter et al. (1996) y las supergigantes rojas (Círculos rojos) identificada por datos de NICMOS (Eldridge & Relaño 2011).

de la contribución de movimiento virializado, ensanchamiento térmico y vientos estelares. Medina-Tanco et al. (1997) realizaron un estudio de la dinámica de la región por medio de mapas de la velocidad radial en  $H\alpha$ , a través del cálculo de las funciones de autocorrelación y estructura en el campo de velocidades. En su trabajo concluyen que unas pocas decenas de estrellas WR serían suficientes para alimentar la energía cinética presente en la región. Muñoz-Tuñón et al. (1996), con el mismo conjunto de datos de Medina-Tanco et al., examinaron diagramas de dispersión de velocidades vs. intensidad de la línea de emisión, lo que les permite, por ejemplo, identificar en los diagramas las zonas correspondientes a estructuras como cascarones, bucles, o burbujas, los cuales son generados por la interacción de los vientos estelares con el medio interestelar.

Los estudios con resolución espacial llevan a inferir que los perfiles gaussiano observados en los espectros integrados son el resultado de integración sobre diferentes componentes de velocidad radial, cada una de ellas con distinta emisividad. En las observaciones de Arsenault & Roy (1988) se puede inferir que el campo de velocidades es complejo, pues el espectro global de la región tiene una forma de función de Voigt, apartándose de la gaussiana esperada.

### 3.3. NGC 595

La segunda región HII más luminosa en la galaxia espiral M33 es NGC 595 (Figura 3.5). Mediante un estudio fotométrico, Galleti et al. (2004) dan una distancia de  $847 \pm 60$  kpc a NGC 595. Sin embargo, en otros estudios la distancia que suele adoptarse para la región es la misma que a M33, es decir, 840 kpc. Adoptando la distancia dada por Galleti et al. (2004), Lagrois & Joncas (2009) estiman para el diámetro de NGC 595 un valor de 425 pc. Se encuentra al noroeste de M33 (Figura 3.2).

En el trabajo de Viallefond et al. (1983) se analiza la morfología de NGC 595 y se concluye que la morfología en  $H\alpha$  es de tipo núcleo-halo (core-halo) con ausencia de indicaciones de emisión no-térmica en radio, lo que indica que no han ocurrido supernovas recientes en la región. Viallefond & Goss (1986) realizaron una estimación de las masas totales de HI y HII en la nebulosa para un diámetro de 110 pc (dimensión correspondiente al área que contiene la mayor cantidad de emisión de dicho material) obteniendo valores de  $M_{HI} = 1.2 \times 10^6 M_{\odot}$  y

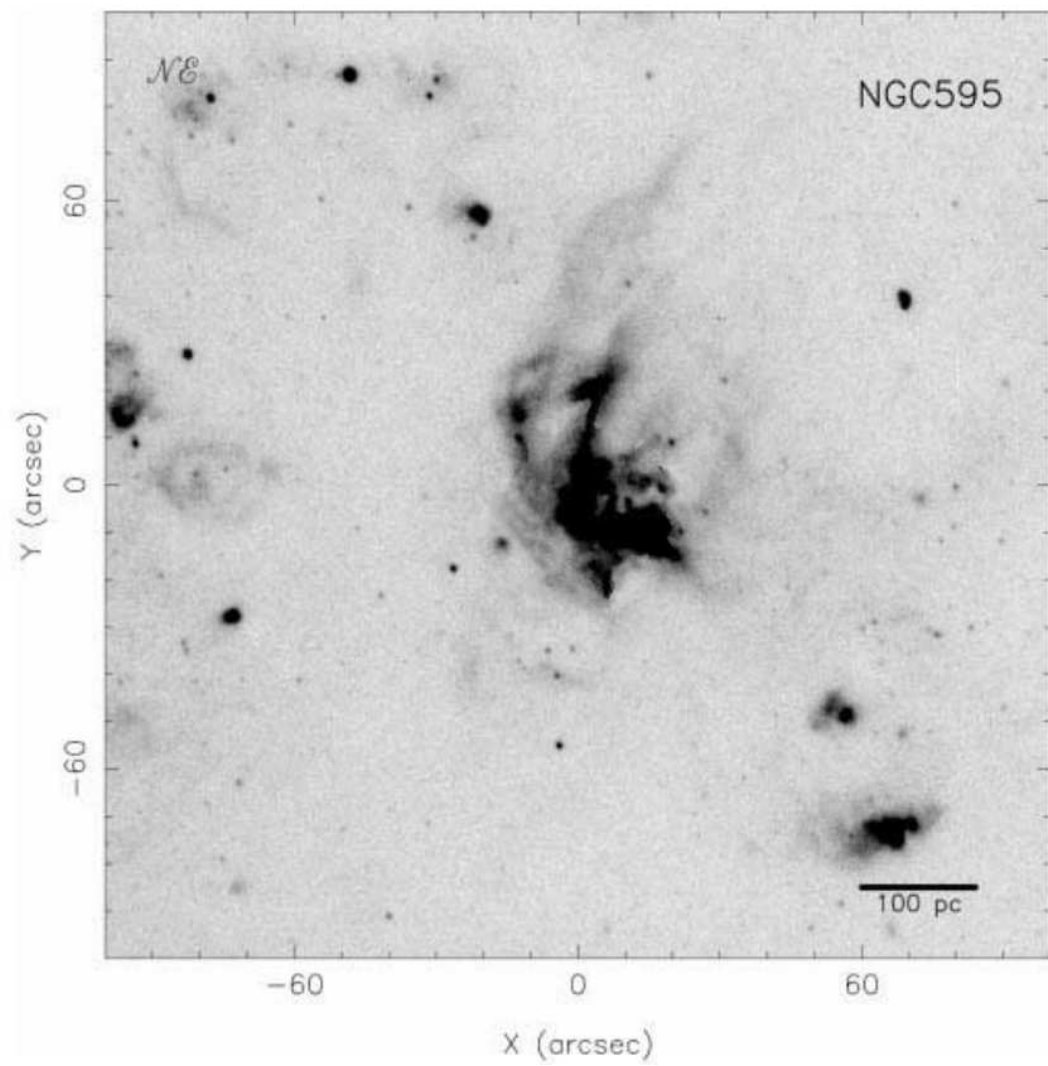


Figura 3.5: Imagen de NGC 595 obtenido con un filtro de banda estrecha en  $H\alpha$  (Bosch 2002).



de  $M_{HII} = 4.6 \times 10^5 M_{\odot}$  en NGC 595, con las correcciones asociadas a la distancia de la galaxia. Estudios como el de Courtès et al. (1987) y el de Relaño & Kennicutt (2009) indican que el halo difuso de la nebulosa presenta estructuras ricas en filamentos (Figura 3.6).

El estudio de Drissen et al. (1990) estima para NGC 595 una edad de 4–6 Myr, edad consistente con otros trabajos como el de Malumuth et al. (1996) quienes, mediante observaciones fotométricas del HST-WFPC2, obtuvieron una edad de  $4.5 \pm 1.0$  Myr. NGC 595 resulta estar un poco más evolucionada que otras GHRs similares como NGC 604 (Pellerin 2006) y 30 Doradus (Hunter et al. 1995).

El contenido de sus estrellas Wolf-Rayet ha sido revelado principalmente mediante dos formas diferentes. Por una parte, la población estelar de NGC 595 ha podido resolverse y sus estrellas WR han podido identificarse mediante observaciones de He II  $\lambda 4686$  realizadas con el Telescopio Espacial Hubble (HST). La población estelar en NGC 595 consiste de  $\sim 250$  estrellas tipo OB,  $\sim 13$  Supergigantes (Malumuth et al. 1996), 9 WR confirmadas por espectroscopía (Drissen et al. 2008), además de otra estrella WR localizada lejos del resto de las otras WR (Relaño et al. 2010) y descubierta mediante espectroscopía de campo integral (IFS). Por otra parte, observaciones espectroscópicas realizadas en longitudes de onda ópticas y ultravioleta han permitido la determinación de algunos subtipos espectrales, y estudios como el de Malumuth (1996) y el de Lagrois & Joncas (2009) han permitido, mediante técnicas fotométricas, hacer la determinación espectral de subtipos con alta resolución angular. Drissen et al (2008) identifican 10 estrellas Wolf-Rayet (nueve de ellas de tipo WN y una WC) localizadas cerca del brillante núcleo central de la región. Integrando su función de masa inicial, Malumuth et al. (1996) obtienen una masa estelar de  $7.35 \times 10^3 M_{\odot}$  hasta un límite de masa inferior de  $4 M_{\odot}$ , correspondiente a las estrellas tipo B y más pesadas. Este resultado es bastante similar al valor de  $7 \times 10^3 M_{\odot}$ , obtenido por Kennicutt (1984).

Se calcula que la región tiene una temperatura electrónica  $T_e \sim 7670 \pm 116$  K (Relaño et al. 2010) y su densidad electrónica ( $N_e$ ) es consistente con el límite de baja densidad. Tiene un rango de metalicidad estimada de  $12 + \log[O/H] = 8.4 - 8.6$  (Vílchez et. al 1988; Esteban et al. 2009). La luminosidad ionizante del cúmulo estelar está estimada en  $5.0 \times 10^{50}$  erg s $^{-1}$  (Viallefond & Goss 1986). En el estudio de Malumuth et al. (1996) se presenta una tabla con datos fotométricos

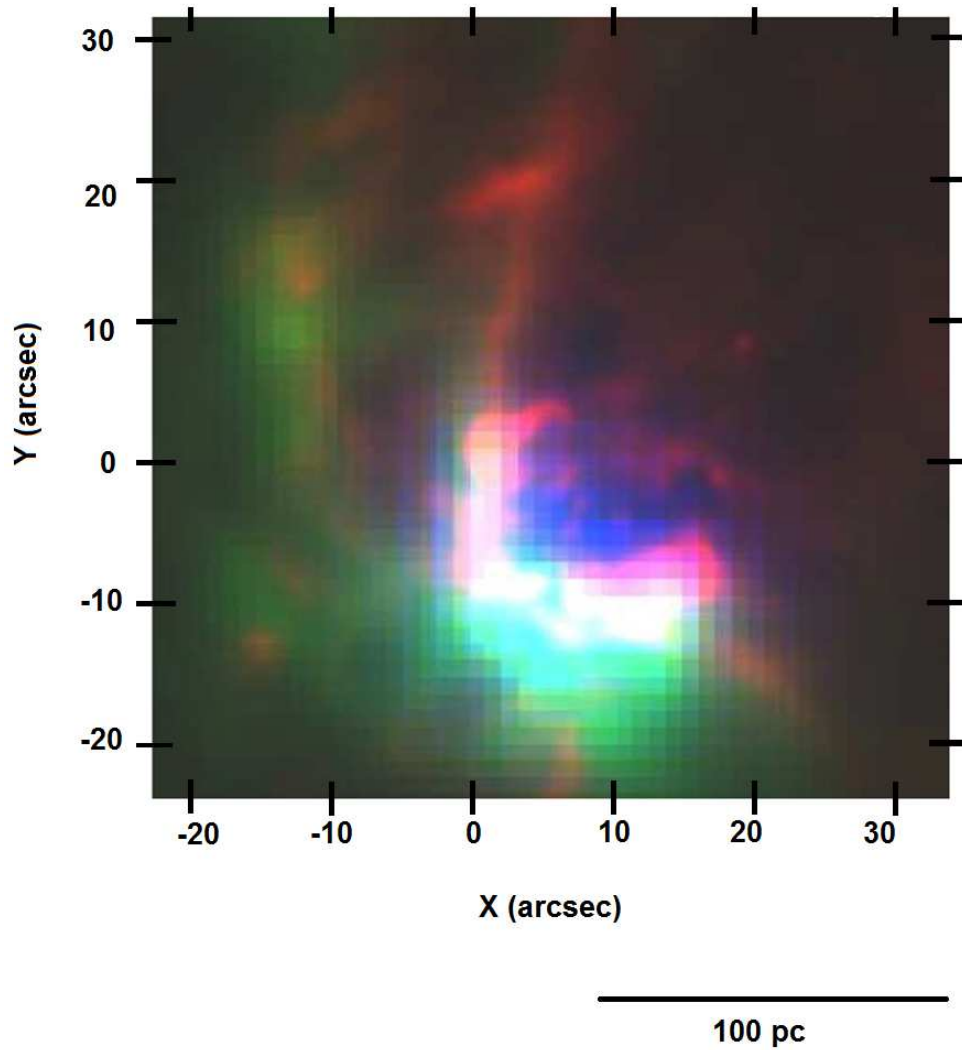


Figura 3.6: Composición de NGC 595 con el siguiente código de color, rojo: H $\alpha$ , verde: 8  $\mu$ m, azul: 24  $\mu$ m. La emisión en 8  $\mu$ m delinea los cascarones (*shells*) y los filamentos a través de las caras de las regiones HII, la emisión en 24  $\mu$ m es más compacta y corresponde especialmente a los puntos más intensos en H $\alpha$  dentro de las regiones. En ambos paneles el norte está arriba y el este a la izquierda (Relaño & Kennicutt 2009).

(filtros: F170W, F336W, F439W, F547M) de cerca de 600 candidatas a estrellas en NGC 595.

Deul & van der Hulst (1987) realizaron 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, elíptico y vacío, rodeando la posición de NGC 595. Deul & den Hartog (1990) realizaron un estudio de dicha estructura y calcularon una velocidad del gas de HI con una variación de entre los -202 a los -164  $\text{km s}^{-1}$ . Se calcula que el cascarón de H I tiene una velocidad de expansión de 18  $\text{km s}^{-1}$ . Lagrois & Joncas (2009) calculan una densidad de HI de  $\sim 0.3 \text{ cm}^3$  y una masa de  $5.0 \times 10^4 M_{\odot}$  para el cascarón. Wilson & Scoville (1992) realizaron observaciones interferométricas de emisión de la transición CO (1-0) en NGC 595, y con base en ellas realizaron un mapa de intensidad integrado sobre todo el rango en velocidad de la emisión de CO, el cual revela dos núcleos cercanos etiquetados como N595-1 ( $\alpha_{2000} = 01^{\text{h}}33^{\text{m}}33^{\text{s}}.87$ ,  $\delta_{2000} = 30^{\circ}41'22''.3$ ) y N595-2 ( $\alpha_{2000} = 01^{\text{h}}33^{\text{m}}33^{\text{s}}.16$ ,  $\delta_{2000} = 30^{\circ}41'22''.3$ ). Wilson & Scoville (1992) dan una posición estimada para el centroide de la línea para cada núcleo (knot), obteniendo valores de velocidad de -186  $\text{km s}^{-1}$  para N595-1 (al este) y de -189  $\text{km s}^{-1}$  para N595-2 (al oeste).

En forma de resumen, se presenta la Tabla 3.1 con las propiedades más importantes de las dos regiones estudiadas en el presente trabajo.

Parámetro	NGC 604	NGC 595	Referencia
Distancia	~840 kpc	~840 kpc	Freedman et al. 2001, Freedman, Wilson & Madore 1991
Diámetro	490 pc	425 pc	Yang et al. 1996; Lagrois & Joncas 2009
Población estelar	~200 OB, 6 RSG, 10 WR	~250 OB, 13 RSG, 9 WR	Maíz-Apellániz 2001, Hunter et al. 1996, Drissen et al. 1993; Eldridge & Relaño 2011; Malumuth et al. 1996
Temperatura	8350 ± 330 K	7670 ± 116 K	Esteban et al. 2009; Relaño et al. 2010
Edad	3.2 ± 1.0 Myr	3.5 ± 0.5 Myr	Eldridge & Relaño 2011; Malumuth et al. 1996, Drissen et al. 1990
<b>Flujo:</b>			
21 cm (mJy)	64 ± 4	24 ± 3	Viallefond et al. 1986
6.3 cm (mJy)	62 ± 4	25 ± 3	Buczilowski & Beck 1987
2.8 cm (mJy)	55 ± 6	27 ± 4	Buczilowski & Beck 1987
100 μm (Jy)	54.5	---	Rice et al. 1990
60 μm (Jy)	33.6	12.8	Rice et al. 1990
25 μm (Jy)	4.6	1.9	Rice et al. 1990
12 μm (Jy)	0.81	0.37	Rice et al. 1990
H $\alpha$ (ergs cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> )	3.3 × 10 <sup>-11</sup>	1.0 × 10 <sup>-11</sup>	Kennicutt 1988
12 + log (O/H)	8.51 ± 0.03	8.44 ± 0.09	Vílchez et al. 1988
M <sub>H<math>\alpha</math></sub> (M <sub>⊙</sub> )	3.5 × 10 <sup>6</sup>	5-8 × 10 <sup>5</sup>	Wilson 1992
M <sub>H<math>\beta</math></sub> (M <sub>⊙</sub> )	1.6 × 10 <sup>6</sup>	5.5 × 10 <sup>5</sup>	Wilson 1992
M <sub>H<math>\gamma</math></sub> (M <sub>⊙</sub> )	9.0 × 10 <sup>5</sup>	2.3 × 10 <sup>5</sup>	Viallefond & Goss 1986
SFR (M yr <sup>-1</sup> )	0.044	0.020	Wilson 1992

Tabla 3.1: Tabla comparativa de propiedades de NGC 604 y NGC 595. \*Tabla modificada (se ha añadido información y actualizado algunos de los valores proporcionados) a partir de la dada por Wilson et al. (1992).

## Parte II

# Procesamiento, Análisis y Resultados

## Capítulo 4

# Observaciones y Reducción de datos

### 4.1. Generalidades y breve historia de la espectroscopía

El uso de la espectroscopía en Astronomía se inició en 1801 con el científico británico William Wollaston, quien construyó un instrumento que le permitió observar la luz solar, esperando poder separar los distintos colores del espectro. Su instrumento hacía pasar la luz a través de una rendija, colocando detrás de la misma una lente en la que la luz pasara como un haz de rayos paralelos, atravesando un prisma y finalmente dispersándose. Las líneas oscuras observadas en el espectro fueron interpretadas por Wollaston como los “límites” de los distintos colores.

Tiempo después, en 1814, el alemán Fraunhofer construyó un espectrógrafo con el que estudió en detalle las líneas observadas por Wollaston, clasificando 574 de ellas. Sin embargo, no pudo determinar la causa que las originaba. No fue sino hasta 1859 que Kirchhoff y Bunsen consiguieron solucionar el problema. Kirchhoff desarrolló una técnica para determinar la composición química de la materia utilizando un análisis espectroscópico, el cual, con ayuda de Bunsen, fue

utilizado para determinar la composición química del Sol, encontrando que el espectro continuo se debía a la radiación que emite un cuerpo sólido denso o un gas denso al ser calentados. Descubrieron también que cada elemento tenía un espectro propio de líneas brillantes, las cuales al ponerse delante de un emisor de continuo más caliente se detectaban como líneas oscuras.

El fin del siglo XIX y el principio del siglo XX estuvieron llenos de distintos esfuerzos significativos para cuantificar y explicar el origen del fenómeno espectral. Estudiando el modelo de átomo más sencillo, es decir el del hidrógeno, científicos como Balmer y Rydberg desarrollaron ecuaciones capaces de explicar el espectro de frecuencia del átomo. Pero no fue sino hasta 1913, cuando Bohr desarrolló su famoso modelo atómico, que finalmente se pudieron calcular de forma precisa los distintos niveles de energía en el espectro del hidrógeno. Sin embargo, el modelo de Bohr no fue exitoso para explicar otros átomos a excepción del hidrógeno. Se necesitó del trabajo de Heisenberg y Schrödinger, es decir del inicio y desarrollo de la mecánica cuántica, para explicar el espectro de la mayoría de los elementos.

Las Figuras 4.1<sup>1</sup> y 4.2<sup>2</sup>, muestran montajes clásicos de espectrógrafos de rendija. En cada uno de ellos, tras atravesar la rendija, la luz es colimada por una lente (lente 1), tras la cual los rayos paralelos atraviesan el elemento dispersor y una vez dispersados son enfocados por una segunda lente (lente 2) sobre el detector donde se puede observar el espectro. El elemento dispersor de la Figura 4.1 se trata de un prisma, mientras que el de la Figura 4.2 es una red de difracción.

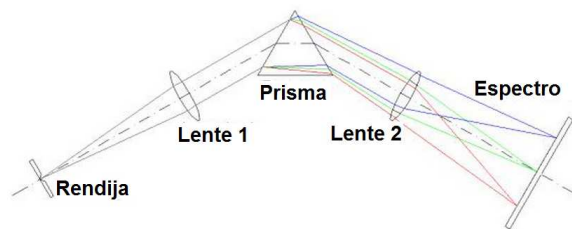


Figura 4.1: Montaje clásico de un espectrógrafo de rendija con prisma.

<sup>1</sup>de <http://www.ucm.es/info/Astrof/users/>

<sup>2</sup>ibid.

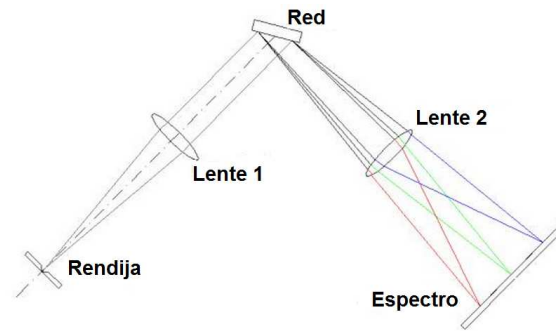


Figura 4.2: Montaje clásico de un espectrógrafo de rendija con red de difracción.

## 4.2. Técnica espectroscópica

Un espectrógrafo es un instrumento óptico que tiene como finalidad dispersar la luz en sus diferentes longitudes de onda para posteriormente poder analizarse. Una pieza fundamental de un espectrógrafo es su elemento dispersor. Los principios ópticos primordiales por los que la luz puede ser dispersada son la refracción diferencial y la interferencia. Los espectrógrafos de prisma funcionan bajo el principio de la refracción diferencial mientras que los de redes de difracción bajo el de interferencia. Hay, sin embargo, elementos dispersores híbridos, los cuales suelen ser una combinación de un elemento de cada uno de los anteriores.

De manera independiente al diseño del espectrógrafo y de su elemento dispersor, la característica esencial de ellos es la resolución espectral ( $R$ ), parámetro que indica la capacidad del espectrógrafo para separar dos longitudes de onda muy próximas. La resolución espectral está dada por:

$$R = \frac{\lambda}{d\lambda}$$

donde  $\lambda$  es la longitud de onda en la que se está trabajando y  $d\lambda$  es la diferencia más pequeña que puede ser resuelta en dicha longitud de onda  $\lambda$ ;  $d\lambda$  se encuen-



tra en función del sistema óptico que vaya a ser utilizado, así como de la calidad que tenga el elemento dispersor. La Figura 4.3 muestra un ejemplo de perfil instrumental. A la izquierda se ilustra un espectro de entrada, representado como una función del tipo delta de Dirac. A la derecha, el espectro resultante de la respuesta instrumental del espectrógrafo. Existe un perfil instrumental intrínseco dependiendo del instrumento. Además, existen otros factores que afectan la forma y ancho de la línea, como el ancho térmico, el ancho debido a movimientos turbulentos, y movimientos en gran escala del gas emisor, que puede generar asimetrías en una línea originalmente gaussiana.

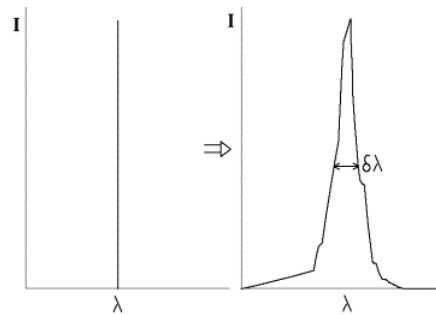


Figura 4.3: Representación del perfil instrumental de un espectro. A la izquierda se encuentra una línea idealizada (delta de Dirac) mientras que a la derecha el perfil que realmente sería observado.

Ante este escenario debe entonces determinarse un criterio para definir cuándo dos líneas se encuentran realmente separadas. El criterio más frecuentemente utilizado para este propósito es el llamado criterio de Rayleigh (Figura 4.4<sup>3</sup>). De acuerdo a éste, dos líneas serán independientes cuando la diferencia de longitud de onda de los máximos,  $\Delta\lambda$ , resulte ser mayor o igual a la menor diferencia que puede ser resuelta en la longitud de onda, es decir,  $d\lambda$ . Así,

$$\Delta\lambda \geq d\lambda$$

---

<sup>3</sup>ibid.

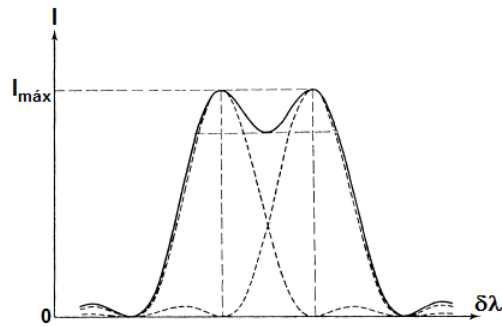


Figura 4.4: Representación esquemática del criterio de Rayleigh.

#### 4.2.1. Espectrógrafos de rendija

Este tipo de espectrógrafo es uno de los más frecuentes en los observatorios. El montaje es básicamente el que se muestra en la Figura 4.5<sup>1</sup>.

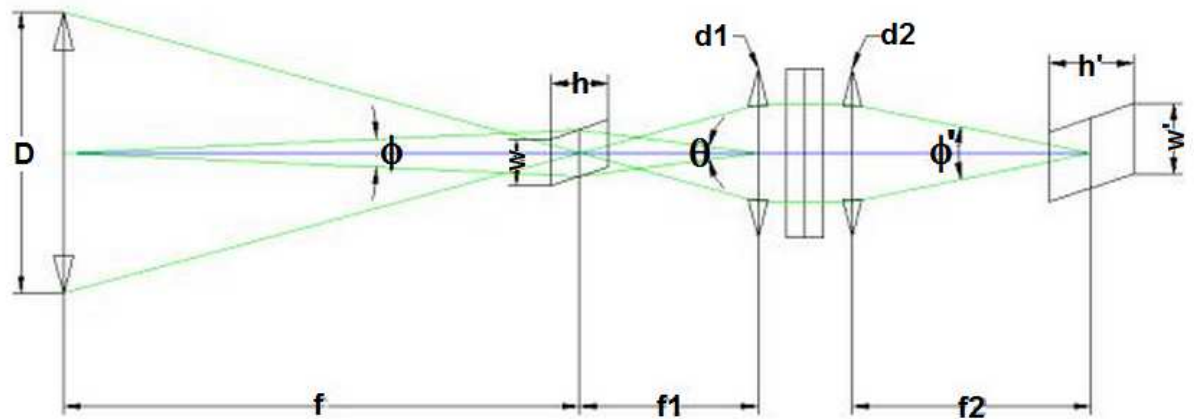


Figura 4.5: Esquema de un espectrógrafo de rendija.

donde  $D$  es el diámetro del telescopio en el que se encuentra colocado el espectrógrafo y  $f$  su distancia focal. En la entrada del instrumento se encuentra una rendija de ancho  $w$  y longitud  $h$ ; dicha rendija tiene como utilidad elegir cierta región acotada del cielo. Una vez que la luz ha accedido al instrumento por medio de la rendija es entonces colimada por una lente o prisma, llamado

por su tarea, colimador. Éste tiene distancia focal  $f_1$  y diámetro  $d_1$ . Con el fin de que se aproveche toda la luz con la mejor eficiencia deberá satisfacerse que la relación focal del telescopio y del colimador sean equivalentes, de forma que la luz propagada en cada lente o espejo coincida con el rayo central del sistema.

Así, el haz de rayos de luz paralelos obtenido es guiado hacia el elemento dispersor, el cual se encargará de dispersar la luz de las diferentes longitudes de onda en distintas direcciones. Se caracteriza al elemento dispersor de acuerdo a su dispersión angular. Una vez dispersada la luz nuevamente se enfocará mediante un sistema óptico denominado cámara, la cual tiene un diámetro  $d_2$  y distancia focal  $f_2$ . Por último, la luz es recolectada por un detector (CCD). La imagen obtenida de la rendija en el detector tendrá una anchura,  $w'$ , y una longitud,  $h'$ .

En la actualidad uno de los elementos dispersores más utilizados es la red de difracción. Esto se debe al gran poder dispersor que posee y al hecho de que el espectro generado mediante ésta no sufre deformaciones como ocurre con un prisma, teniéndose como resultado una dispersión más lineal con la longitud de onda.

Otro factor que tiene un papel importante en la resolución del espectro a analizarse es el ancho de la rendija. Sería deseable que la apertura fuese lo más pequeña posible con el fin de tener mejor resolución. Sin embargo, puesto que suele suceder que los objetos astronómicos de interés resultan ser objetos débiles, una rendija estrecha afectaría de manera directa sobre la magnitud límite alcanzable en cierto tiempo de exposición. De esta forma, puesto que no es posible tener tiempos de exposición ilimitados, debe intentarse un equilibrio entre resolución y tiempo de exposición para la elección del ancho de rendija. Si se desea incrementar la resolución del instrumento se deberá elegir entre cerrar la rendija, aumentar la distancia focal del colimador o bien, cambiar el elemento dispersor. Los parámetros modificables en el práctica suelen ser la anchura de la rendija y el elemento dispersor.

### 4.2.2. Espectroscopía de Rendija Larga

Los datos empleados en la tesis fueron obtenidos a partir de la técnica de espectroscopía de rendija larga.

Un espectrógrafo de rendija larga posee una rendija que puede abarcar varios objetos en una misma exposición. La componente espacial añadida resulta apropiada para el análisis de espectros de objetos extendidos, puesto que posibilita adquirir información de distintas zonas del objeto en una misma exposición, lo que implica ahorro en el tiempo de observación, así como permitir el estudio de las variaciones espaciales espectrales del objeto de estudio. De esta forma, la espectroscopía de rendija larga es una técnica que permite obtener información tanto espectral como espacial simultáneamente.

En una imagen espectral de rendija larga, uno de los ejes de la imagen representará longitud de onda, mientras que el eje perpendicular representará la dirección espacial. Así que, para una fuente extendida, la imagen espectral de rendija larga contendrá varios espectros, cada uno correspondiendo a diferentes a diferentes posiciones de la fuente a lo largo de la rendija. En lo concerniente al estudio de galaxias y/o nebulosas, este tipo de espectrógrafo permite que los espectros obtenidos puedan emplearse para trazar curvas de velocidad radial mediante una sola exposición. Además, puede usarse también para la más fácil obtención de espectros de cielo<sup>4</sup> cercanos al objeto, para luego sustraerlos del espectro original.

Un punto importante a comentar es que para poder usar la rendija en la orientación que se desee, habrá que admitir que esta rote en el plano focal del telescopio, lo que implica que el espectrógrafo debe rotar sólidamente con la rendija.

### 4.3. Datos Observacionales

Las observaciones utilizadas en el presente trabajo fueron obtenidas con el espectrógrafo ISIS<sup>5</sup> (Figura 4.7<sup>6</sup>, derecha) del telescopio William Herschel (WHT) (Figura 4.7<sup>7</sup>, izquierda) del observatorio del Roque de los Muchachos (Figura 4.6<sup>8</sup>), en La Palma (Canarias, España). Este forma parte del Grupo de Telescopios Isaac Newton (ING).

---

<sup>4</sup>Ver Sección 4.4.5

<sup>5</sup> Acrónimo en inglés de Intermediate dispersion Spectrograph and Imaging System.

<sup>6</sup>Obtenida de <http://www.iac.es>

<sup>7</sup>Ibíd.

<sup>8</sup>Ibíd.

El telescopio William Herschel tiene un diseño Cassegrain clásico con espejo primario parabólico, hecho de vitrocerámica Cervit con coeficiente de expansión térmica nulo, recubierto con una fina capa de aluminio<sup>9</sup>. El espejo primario tiene una razón focal de  $f/2.8$  y cuenta con un campo de visión libre en el foco primario de 40 minutos de arco. El espejo secundario es convexo de forma hiperbólica, hecho de vitrocerámica Zerodur y con un metro de diámetro. Éste refleja la luz hacia el agujero central del espejo primario, en donde se encuentra el foco Cassegrain.

El telescopio cuenta además con un tercer espejo, el cual es plano y es tal que, con una inclinación de 45 grados y colocado en la intersección de los ejes de acimut y altura, es capaz de desviar la luz procedente del espejo secundario a través de los soportes de altitud y focalizar la luz en las plataformas Nasmyth (donde pueden instalarse los instrumentos más grandes). De esta forma, los instrumentos montados en los focos Cassegrain y Nasmyth pueden ser utilizados durante las noches de observación en cuestión de minutos con sólo un desplazamiento conveniente del espejo terciario. La longitud focal en ambos focos es de 46.2 metros ( $f/11$ ).

Cuenta con una montura de tipo acimutal, la cual requiere del control computarizado de los movimientos en los ejes de altura y acimut para guiar los objetos celestes a observarse. El telescopio tiene un peso de 200 toneladas y se encuentra cuidadosamente equilibrado sobre cojinetes hidrostáticos los cuales le dotan de una gran precisión de movimientos.

La información de las observaciones aquí empleadas se encuentra disponible en el catálogo de libre acceso del Centro de Datos de la Unidad de Investigaciones Astronómicas de Cambridge (Cambridge Astronomical Survey Unit, CASU) del Instituto de Astronomía de la Universidad de Cambridge. Estos datos incluyen toda la información necesaria para analizar los datos, esto es, además de los espectros se tienen los *bias*, *flats*, estrellas y espectros de lámparas de calibración<sup>10</sup>.

Las noches de observación de los objetos de estudio fueron en Agosto de 1992. NGC 604 fue observada la noche del 18 al 19, mientras que NGC 595 la noche

---

<sup>9</sup>Datos obtenidos del sitio web del observatorio, <http://www.iac.es/>

<sup>10</sup>Cabe mencionar que las imágenes de los espectros tienen el formato que se utiliza por convención para datos astronómicos, conocido como FITS (Flexible Image Transport System).



Figura 4.6: Vista del Telescopio William Herschel del observatorio del Roque de los Muchachos, en La Palma, Canarias, España.

del 19 al 20. La rendija fue colocada en posiciones consecutivas sobre cada una de las regiones. Para NGC 604 fueron diez posiciones mientras que para NGC 595 fueron nueve. Utilizando esta técnica es posible abarcar un rango espectral suficientemente amplio sin perder resolución, permitiendo además la obtención de información en diferentes longitudes de onda, de acuerdo a cada línea de emisión, en una misma observación.

Los espectros se obtuvieron todos con un ángulo de posición de  $90^\circ$ . El ancho efectivo de rendija para ambas regiones fue de  $1''$ . Sin embargo los espacios entre posiciones de rendija variaron para cada región HII. Para NGC 604 fue de  $2''$ , sólo con excepción de un salto más grande en el centro (entre las posiciones de rendija 6 y 7) en el que fue de  $3''$ , como puede verse en la Figura 4.8. Para NGC 595, la distancia entre cada rendija fue de  $3''$ , salvo para las posiciones entre la rendija 5 y 6, para las que fue de  $2''$ .

Fueron tomados dos espectros de forma simultánea en cada posición, uno en el rango entre  $6390\text{Å}$  a  $6840\text{Å}$  (en el brazo rojo) y otro en el rango de  $4665\text{Å}$  a  $5065\text{Å}$  (en el brazo azul), ambos con una dispersión de  $0.4\text{Å píxel}^{-1}$ . Como puede verse en la Tabla 4.1, la rendija tiene una longitud de  $200''$  de largo, con un muestreo espacial a lo largo de la rendija de  $0''.33525\text{ píxel}^{-1}$  en el brazo

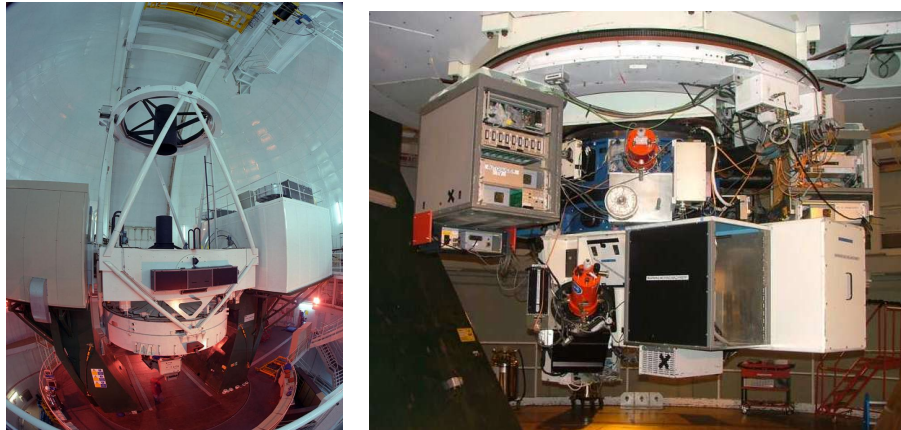


Figura 4.7: Izquierda: Telescopio William Herschel de 4.2 metros (crédito: Jens Moser Diciembre 2003). Derecha: Instrumentos Cassegrain. Configuración del espectrógrafo ISIS.

	NGC 604	NGC 595
Número de posiciones	10	9
P.A.	90°	90°
Tiempo de exposición	900 – 1000 s	1000 – 1200 s
Masa de aire	1.15 – 1.01	1.19 – 1.00
Seeing	1.1" – 1.2"	0.8" – 1.2"

Tabla 4.1: Distintos parámetros de observación para NGC 604 y NGC 595.

rojo y  $0''.3576 \text{ píxel}^{-1}$  para el brazo azul. Se realizó una exposición por posición. Los tiempos de exposición oscilaron entre 900 y 1200 segundos, mientras que la masa de aire entre 1.01 y 1.21.

Esta forma de observar produce zonas donde no se tiene información, las cuales se deben a los saltos entre cada posición de rendija, sin embargo, por tratarse de saltos pequeños (de 3" como máximo) pueden aplicarse métodos de interpolación sobre las áreas no cubiertas para reproducir la distribución espacial de los diferentes parámetros. Esta aproximación nos permite cubrir por completo la regiones centrales de NGC 604 y de NGC 595 en menos de una noche de observación por cada región.

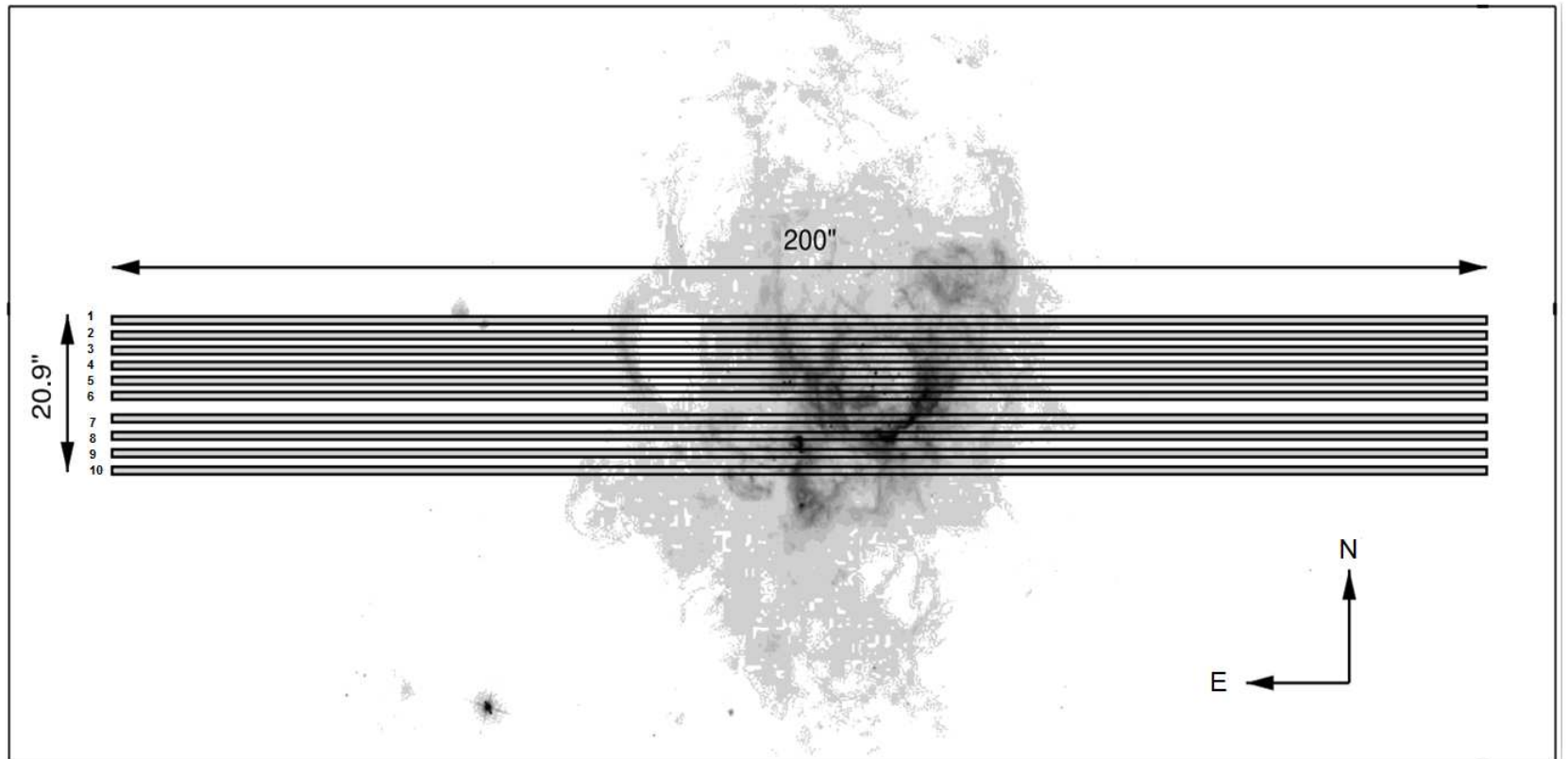


Figura 4.8: Posiciones de rendija para NGC 604. Imagen modificada a partir de la dada por Maíz-Apellániz et al. (2004). En la imagen de Maíz-Apellániz et al., el norte apunta hacia abajo y el este hacia la derecha.



## 4.4. Reducción de datos

Cualquier valor de píxel en una imagen CCD se encuentra relacionado con el número de electrones colectados por el píxel durante la exposición. Idealmente el número de electrones debería ser exactamente proporcional al número de fotones para esa porción de cielo observada por ese píxel. Sin embargo, lo que ocurre en la práctica es que el número de electrones es igual al número de electrones que han sido liberados por los fotones que impacten contra el píxel en cuestión y por la agitación térmica en dicho píxel, conocida como “corriente de oscuridad”. Más aún, el valor de píxel comúnmente está parcialmente por encima de cero por cierta cantidad aditiva (*bias*). Asimismo, el número de electrones producidos por los fotones de cielo es dependiente de la sensibilidad de cada píxel a los fotones incidentes. Esto es debido, en parte, a las variaciones en la estructura a través del chip, y en parte a las variaciones en la eficiencia del sistema óptico en la “entrega” de fotones a diferentes sectores del chip.

Por lo tanto es necesario ejecutar una serie de pasos sobre las imágenes para corregir defectos debidos a la electrónica, óptica o cualquier otro problema que pueda haber con los datos. A este proceso se le conoce como “reducción de datos”. Existen para este propósito diferentes programas de software libre (con licencia GPL, General Public License), y entre los más populares se encuentran IRAF (Image Reduction and Analysis Facility) y MIDAS (Munich Image Data Analysis System).

El programa utilizado en este trabajo para la reducción de datos fue IRAF, software desarrollado por NOAO (National Optical Astronomy Observatories) en Tucson, Arizona. Éste permite trabajar sobre una estructura bastante dinámica, permitiendo por ejemplo, añadir rutinas o scripts. En particular en este trabajo se tomó como referencia el tutorial “Guide for reduction long-slit spectroscopy with IRAF”, así como algunos otros tutoriales de IRAF disponibles en su página web para la reducción de datos<sup>11</sup>.

### 4.4.1. Bias

Usualmente los detectores CCD agregan un valor adicional a cada imagen. Si

<sup>11</sup><http://iraf.noao.edu/>, <http://iraf.noao.edu/tutorials/tutorials.html>

se conoce el valor específico de *bias* agregado por cada píxel, puede entonces corregirse sustrayendo esta constante de la imagen. De esta forma, cuando se realiza la campaña de observación es importante tomar esta información; lo que se hace es tomar una lectura del CCD con tiempo de exposición cero, sin que éste reciba ninguna incidencia de fotones. De esta forma se sabrá qué valor está agregando a cada imagen. Una buena forma de hacer esto es tomar varias imágenes *bias*, promediarlas y sustraer tal promedio (*masterbias*) a cada imagen de las observaciones. Esta fue precisamente la forma en como se corrigió por *bias* en el trabajo aquí presentado, tomando del orden de 5 a 10 imágenes *bias* por noche de observación. A continuación se mencionan los pasos realizados (se especifican además los comandos de IRAF utilizados<sup>12</sup>):

- Se promedian las imágenes *bias* (*zerocombine*).
- Se obtiene y se examina la imagen *bias* final, ésta es el promedio de las anteriores y la que se sustraerá de las imágenes de observación (*imexam*).
- Se realiza la sustracción del *masterbias* (imagen *bias* promediada) al resto de las imágenes. Adicionalmente se pueden cortar partes de las imágenes no necesarias, como la región de overscan <sup>13</sup> (Figura 4.9), para entonces quedarse únicamente con la región útil llamada “*trimsec*” (*ccdproc*).

#### 4.4.2. Campo Plano (*Flat*)

Esta corrección permite reparar las alteraciones producidas por variación en la sensibilidad del CCD. Para ello, como sucede con las imágenes *bias*, es necesario tomar imágenes llamadas “*flat*” o de campo plano. Estas se obtienen al comienzo y al final de la noche de observación. Para ello pueden emplearse tres métodos: apuntar el telescopio hacia una parte homogénea de cielo (en este caso los *flats* se tomarían al anochecer y al amanecer), apuntarlo a una pared iluminada de forma uniforme utilizando para ello lámparas particulares o bien, colocar una lámpara de luz blanca en el espectrógrafo, que fue el procedimiento utilizado

<sup>12</sup>Para modificar los parámetros de un comando debe escribirse antes el comando *epar*, es decir, si se quiere editar los parámetros del comando *ccdproc*, entonces se escribirá “*epar ccdproc*”.

<sup>13</sup>Región de una imagen con un nivel muy bajo de cuentas que no presenta estructura, delimita la zona útil de la imagen. Para visualizarlo debe elegirse una imagen *flat* y utilizar el comando *implot*.

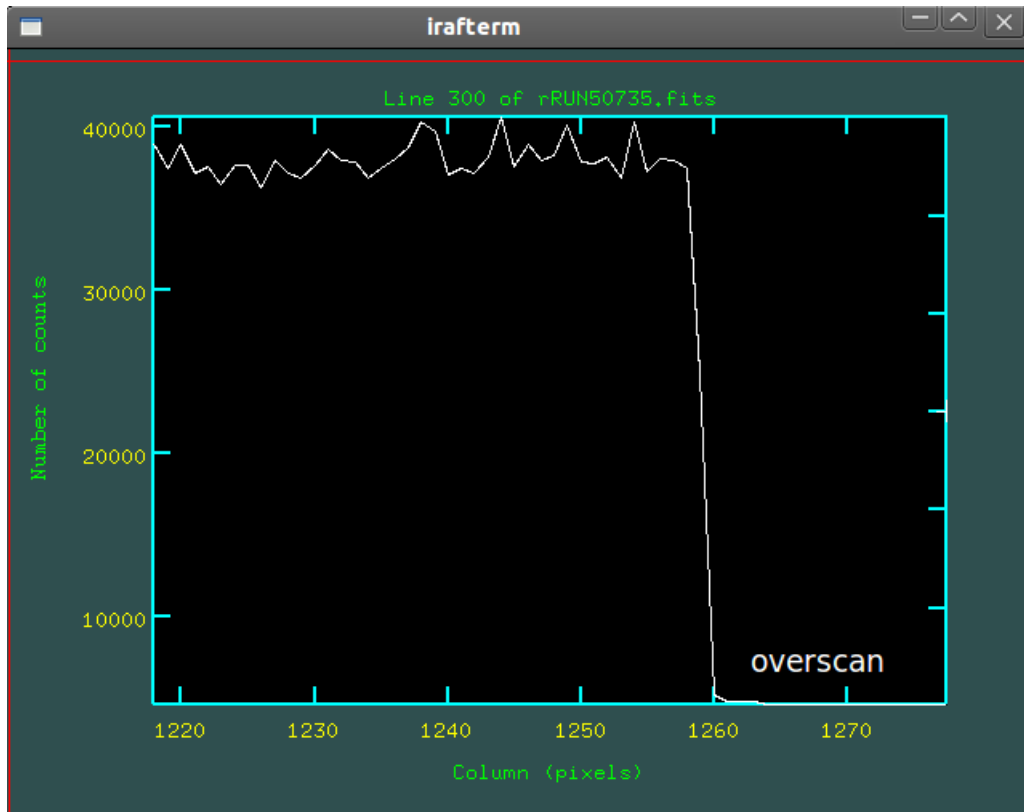


Figura 4.9: Imagen de la región del overscan en una de las imágenes *flat*.

para nuestros datos. De igual forma que con los *bias*, para hacer esta parte de la reducción se tomaron varias imágenes *flat*.

La idea con las imágenes de campo plano es que cualquier variación en la imagen de campo plano de cuenta de la variación píxel a píxel de la sensibilidad del sistema. Para hacer esta corrección es necesario haber corregido antes por *bias*.

El procedimiento utilizado fue el siguiente:

- Se verifica la calidad de las imágenes *flat* que se tienen, así como la estadística de la imagen (*imstat*).
- Se combinan todas las imágenes *flat* con que se cuenta (*flatcombine*).
- Se obtiene la imagen *flat* final y se establece una función suave a lo largo de la dirección espacial de la imagen *flat* resultante del paso anterior, se busca

un ajuste de bajo orden pues se desea ajustar la respuesta del sistema a la iluminación producida por la lámpara; posteriormente se divide la imagen *flat* combinada por una función fija (*response*).

- Finalmente se corrigen todas las imágenes por la imagen *flat* resultante de los pasos anteriores (*ccdproc*<sup>14</sup>).

#### 4.4.3. Corrección por extinción atmosférica

La luz proveniente de cualquier objeto en el espacio exterior debe atravesar una serie de obstáculos para llegar hasta nosotros y poder ser detectada. Entre ellos se encuentran material intergaláctico, material interestelar, gas y polvo. De esta forma, los fotones al interactuar con estos elementos pueden sufrir extinción, es decir de los fenómenos de absorción y de dispersión. Los efectos de la extinción pueden proceder tanto del medio interestelar como de la atmósfera terrestre.

En el caso de la extinción atmosférica, ésta dependerá de la cantidad de masa de aire que deben atravesar los fotones para ser captados. De esta forma la extinción tendrá su mínimo en el cenit (Figura 4.10)<sup>15</sup>.

La relación para calcular el flujo corregido por extinción atmosférica,  $I_0$ , es decir, el flujo emitido, es la siguiente:

$$I_0 = \frac{e^{K \cdot X}}{I} = \frac{e^{k/[1.085 \cdot \cos(z)]}}{I},$$

puesto que,

$$K = \frac{k}{1.085},$$

$$X = \sec(z) = \frac{1}{\cos(z)}$$

---

<sup>14</sup>Los comandos anteriores pertenecen a los paquetes *imred*, *ccdred*, *twodspec* y *longslit* de IRAF.

<sup>15</sup>Imagen basada en las notas “Atmospheric effects: extinction and seeing” de Michael Richmond.

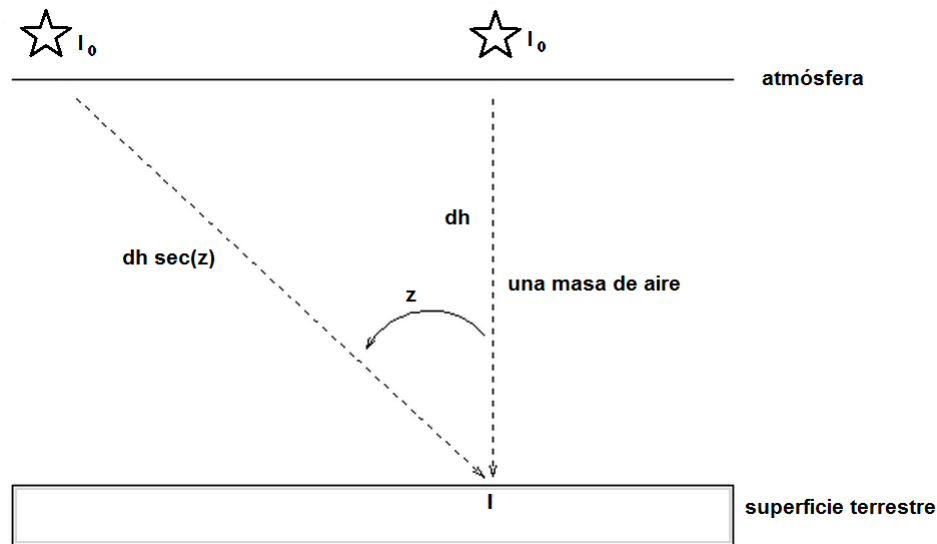


Figura 4.10: Representación de la extinción atmosférica y sus efectos en la pérdida de flujo emitido por un objeto astronómico.

donde  $I$  es la intensidad de flujo observado,  $K$  es el coeficiente de extinción por unidad de masa de aire,  $k$  es el coeficiente de extinción en unidades de magnitud por masa de aire,  $X$  es la masa de aire, y  $z$  es la distancia al cenit. Los valores para  $K$  utilizados en este trabajo fueron obtenidos del archivo del Observatorio de Roque de los Muchachos<sup>16</sup>.

#### 4.4.4. Calibración en longitud de onda

Un aspecto muy importante cuando se trabaja con espectros es realizar con gran cuidado la calibración en longitud de onda.

Se comienza identificando los espectros de referencia que se considerarán para poder calibrar los espectros observados. Estos espectros de referencia pertenecen a espectros producidos por lámparas cuyas líneas de emisión están bien

<sup>16</sup>Este se encuentra disponible en la siguiente dirección web: [http://www.ing.iac.es/Astronomy/observing/manuals/ps/tech\\_notes/tn031.pdf](http://www.ing.iac.es/Astronomy/observing/manuals/ps/tech_notes/tn031.pdf)

identificadas. En este trabajo se utilizaron lámparas de cobre-neón, (CuNe), y cobre-argón, (CuAr). Además de identificar el tipo de lámparas, es necesario ubicar el tipo de rendija utilizado y la longitud de onda central. Esta información se encuentra en la bitácora de observación. En este caso la rendijas utilizadas fueron 1200R, para el brazo rojo y 1200B, para el azul; en cuanto a la longitud de onda central fueron de 6600 Å para el brazo rojo y 4850 Å para el azul.

Después se procede con los pasos siguientes:

- Primero debe elegirse una de las imágenes “ARC”<sup>17</sup> y proporcionar el nombre del archivo ARC (comando *identify*). El programa entonces mostrará la imagen ARC que le hemos dado y se procede a identificar manualmente la mayor cantidad de líneas que sean posibles basándose en tablas de referencia<sup>18</sup> (Figura 4.11).
- Se identifican todas las líneas sobre la imagen ARC que no fueron identificadas manualmente tomando como referencia las líneas que ya lo están, es decir, las líneas identificadas en el paso anterior (*reidentify*).
- Se asignan las coordenadas en pixeles en coordenadas de longitud de onda. Esto se realiza mediante una función que dependa de las coordenadas espaciales  $x$  y  $y$ , es decir,  $\lambda = f(x, y)$ . La función de ajuste utilizada para este trabajo fue una función Chebyshev de orden 6 para toda  $y$ . En este punto debe cuidarse que los residuos que arroja el programa tengan una distribución lo más uniforme posible, para ello puede variarse el orden de la función empleada (Chebyshev, en este caso) hasta conseguir dicha uniformidad (*fitcoords*).
- Finalmente se calibran en longitud de onda todas las imágenes de las observaciones, esto es que en cada imagen el eje de abscisas corresponderá ahora a longitudes de onda. Para realizar este ajuste, en el presente trabajo se empleó una función *spline3* de cuarto orden.

---

<sup>17</sup>Las imágenes ARC corresponden a las de los espectros de las lámparas CuNe y CuAr, en este caso. Estas imágenes son las que servirán de referencia para calibrar el resto de las imágenes observadas. Para poder visualizar en IRAF cuáles son las imágenes ARC se utiliza el comando *hsl* y se le da como parámetro *obstype*, para que muestre el tipo de observación; por ejemplo para ver el tipo de objeto de todas las imágenes FITS se escribiría la siguiente instrucción: “*hsl \* .fits \$I,OBSTYPE yes*”.

<sup>18</sup>Estas tablas vienen ya incluidas en IRAF en el directorio *linelists*.

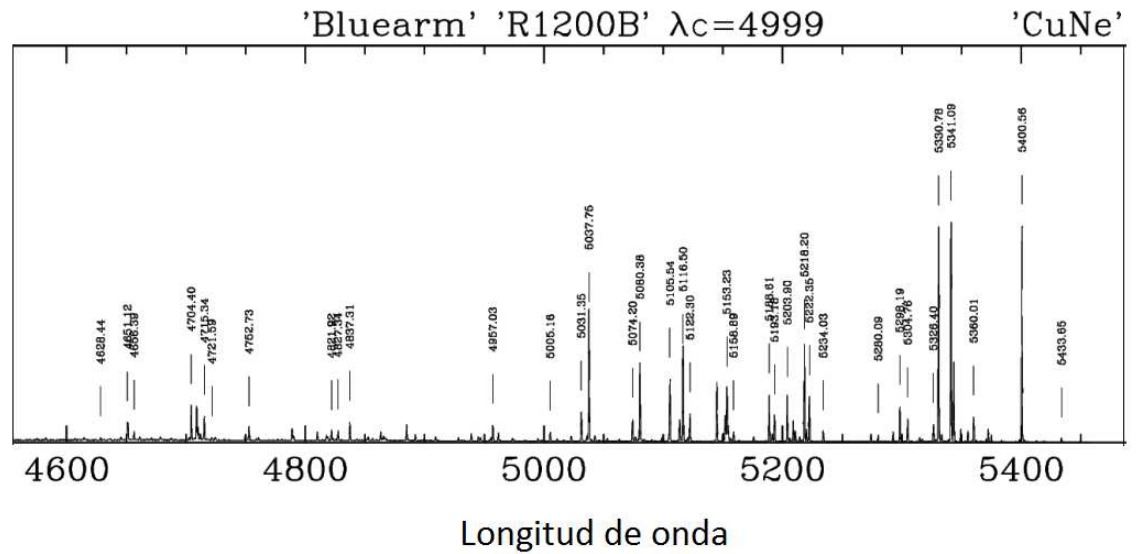
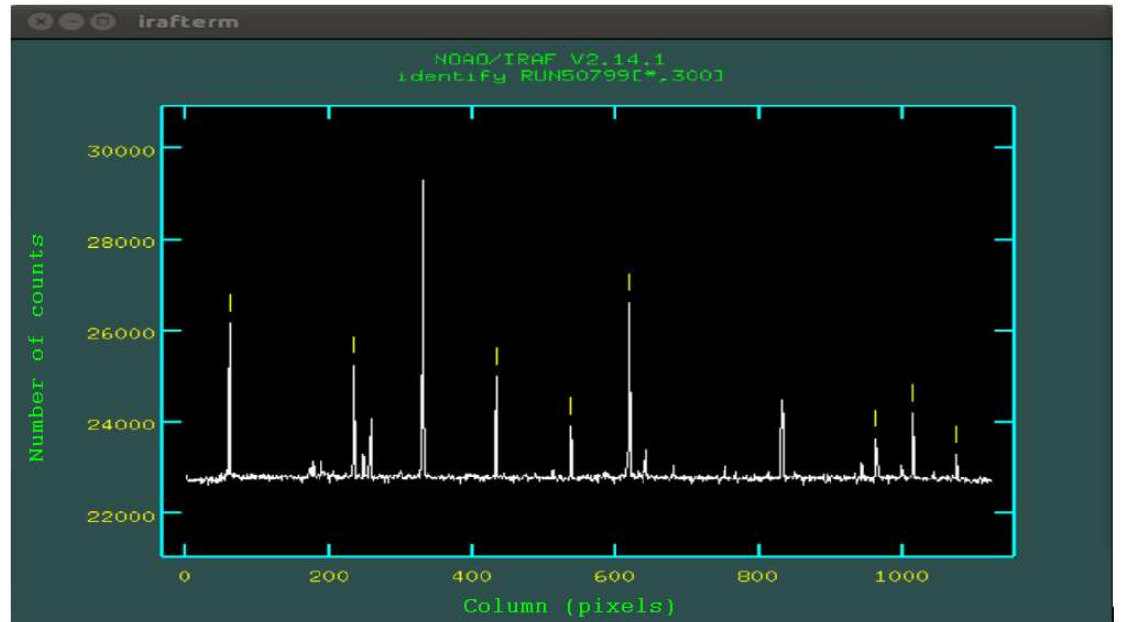


Figura 4.11: Arriba: Imagen del espectro que se utilizará como referencia para la calibración en longitud de onda. Las marcas amarillas indican que dicha línea ha sido ajustada. Se identifican las líneas de este espectro basándose en un espectro de referencia. Abajo: Espectro de referencia con el cual se calibran las imágenes ARC de las observaciones realizadas.

#### 4.4.5. Sustracción de líneas de cielo

Es importante hacer una adecuada sustracción de líneas de cielo, puesto que estas contaminan el espectro del objeto estudiado. Para ello en el presente trabajo se toma una zona libre de líneas de emisión (la visualización de cada uno de los espectros originales es necesaria) y se obtiene un promedio de líneas perteneciente a dicha zona. Finalmente se crea un espectro unidimensional para cada espectro. Posteriormente se resta a cada espectro original el espectro unidimensional correspondiente y se repite este proceso para cada una de las posiciones de rendija de los datos observados<sup>19</sup>.

#### 4.4.6. Rayos cósmicos

Los rayos cósmicos son partículas cargadas con gran cantidad de energía, presentes en el espacio exterior. Estas partículas son detectadas por el CCD, produciendo un importante incremento en el número de cuentas detectado. Entre más largo sea el tiempo de exposición mayor número de eventos (rayos cósmicos) se visualizarán en las observaciones.

Existen diferentes técnicas para eliminar los rayos cósmicos de una imagen. IRAF cuenta con varios comandos para tal tarea, en el caso de espectros el utilizado sería *cosmicrays*; existen también otros que IRAF mismo no tiene implementado, pero cuyas rutinas pueden hacerse correr sobre IRAF, este el caso de *L.A. Cosmic*<sup>20</sup>. Sin embargo, en la práctica se encontró que estos dos comandos mencionados suelen añadir ruido o distorsiones a las imágenes. En ese caso, una opción que garantice que no habrá tales adiciones de distorsiones o ruido, es eliminar manualmente los rayos cósmicos. Para ello se emplea el comando *imedit* de IRAF. Dicho comando utiliza rutinas de interpolación para suprimir los píxeles que han detectado el rayo cósmico para luego utilizar un promedio de los píxeles circundantes y colocar tal valor en lugar del rayo cósmico. Este procedimiento se lleva a cabo de manera interactiva. La Figura 4.12 muestra uno de los espectros antes y después de eliminar los rayos cósmicos.

<sup>19</sup>Los comandos utilizados fueron *ccdproc* e *imcombine*, que pertenecen a los paquetes *imred*, *ccdred*, *images* e *immatch* de IRAF.

<sup>20</sup><http://www.astro.yale.edu/dokkum/lacosmic/>



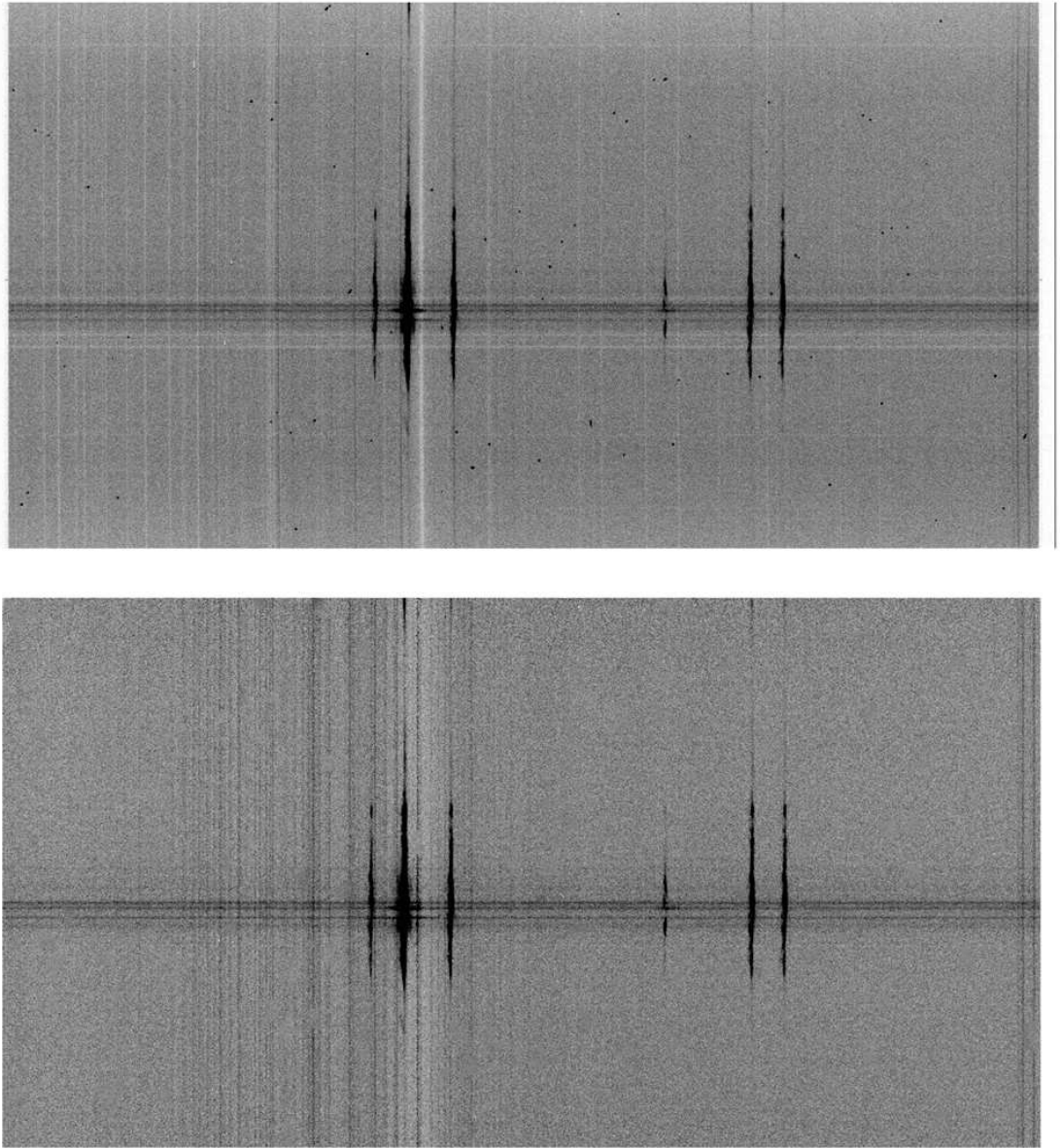


Figura 4.12: Comparación entre espectro sin haber quitado rayos cósmicos (arriba) y después de quitarlos (abajo). Este espectro corresponde a NGC 604.

#### 4.4.7. Calibración en flujo

La calibración en flujo tiene como objetivo hacer la conversión de las unidades de intensidad. Originalmente éstas se encuentran en unidades A.D.U. (número de cuentas), que es necesario transformar en  $\text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{\AA}^{-1}$ . Esta calibración se realiza a través de observaciones de las estrellas estándar o de calibración. En este trabajo no se realizó la calibración por flujo debido a que la estrella de referencia medida en las observaciones (kopp27) presenta en el rango visible únicamente 5 puntos de emisión, según las tablas consultadas en la literatura, un número insuficiente para lograr correcta calibración de nuestros datos. Por lo tanto los flujos empleados en este trabajo están expresados en unidades A.D.U.

#### 4.4.8. Ajuste de líneas

Una vez que se han realizado los pasos anteriores, las imágenes resultantes están listas para proceder a obtener información física de ellas. Para ello, hay que examinar primero las líneas de emisión que puedan observarse. El ajuste de líneas se hizo principalmente utilizando el programa de libre acceso, *Dipso* del Proyecto Starlink<sup>21</sup>.

Los pasos que se siguieron para realizar el ajuste de líneas se muestran a continuación.

- Obtener espectros individuales de cada imagen espectral correspondiente a cada posición de rendija.

La idea es obtener espectros sumando cuatro líneas consecutivas de píxeles, que en dimensiones espaciales se ajusta al *seeing* presente en las observaciones (0.8" - 1.2"), además de permitirnos una buena señal a ruido (S/N). Cada una de dichas sumas constituirá un espectro individual. Los espectros individuales resultantes estarán en formato FITS, que son convertidos en formato DAT para ser examinados por *Dipso*. Estos pasos se realizaron con ayuda de IRAF utilizando los comandos *imcombine* (para los promedios de líneas de píxeles) y *wspectext* (conversión de archivos FITS a archivos DAT).

<sup>21</sup>La página web del proyecto Starlink es la siguiente: <http://starlink.jach.hawaii.edu/starlink>. Para más información sobre *Dipso* ir a <http://www.starlink.rl.ac.uk/docs/sun50.htx/sun50.html>

	H <sub>α</sub>	Doblete de [NII] λλ6548, 6584	Doblete de [SII] λλ6717, 6731	H <sub>β</sub>	Doblete de [OIII] λλ4959, 5007
Diferencia de la longitud de onda entre líneas [Å]	—	35.5	14.38	—	48.63
Centro de referencia [Å]	6563	6548 y 6584	6717 y 6731	4861	4959 y 5007
Cociente de intensidad en flujos	—	3	Parámetro libre	—	3

Tabla 4.2: Valores de los ajustes de líneas de emisión realizado en *Dipso*

- Hacer el ajuste de líneas de todos los espectros individuales obtenidos.

Para este punto se construyeron scripts para *Dipso*, en los que se da la información de cada uno de los espectros individuales, de tal forma que al ejecutarlos en *Dipso* sólo es necesario dar los parámetros de ajuste, los cuales se resumen en la Tabla 4.2. Nótese que para cada doblete se asigna en el ajuste el mismo ancho para las dos líneas (típicamente se empieza con una referencia de 2 Å).

Una vez realizados los ajustes, el programa nos entrega una serie de archivos de texto con el resultado del ajuste, el cual contiene información sobre la longitud de onda central, el ancho a media altura (FWHM) y el flujo de línea, con sus respectivos errores. También se producen archivos en formato PDF, los cuales permiten visualizar gráficamente el ajuste realizado (Figura 4.13 )

En el caso de NGC 604 se notó un comportamiento singular, pues tras revisar los datos se observó un desdoblamiento en las gaussianas (en todas las posiciones de rendija) correspondientes a las líneas de emisión, por lo que para estos casos se realizó un nuevo ajuste de forma similar a los anteriores pero considerando ahora dicho desdoblamiento.

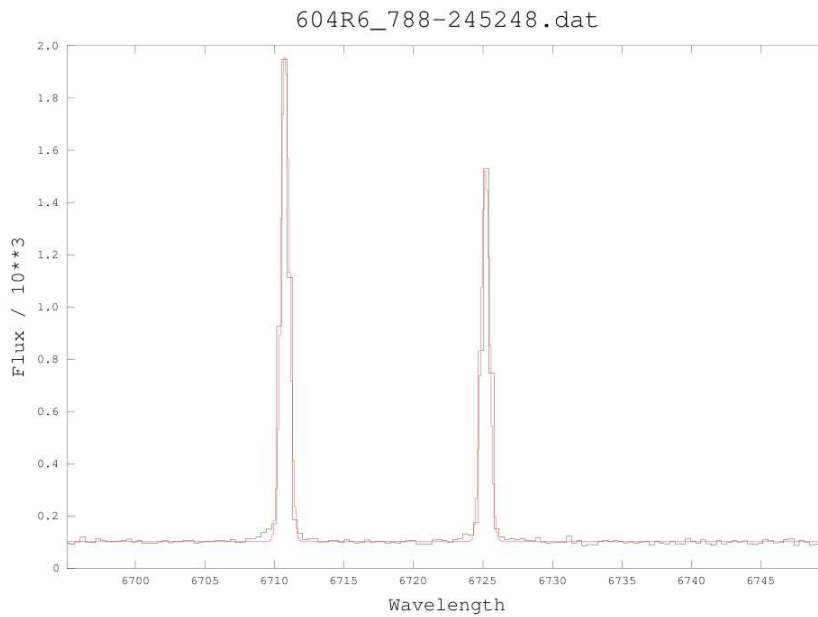
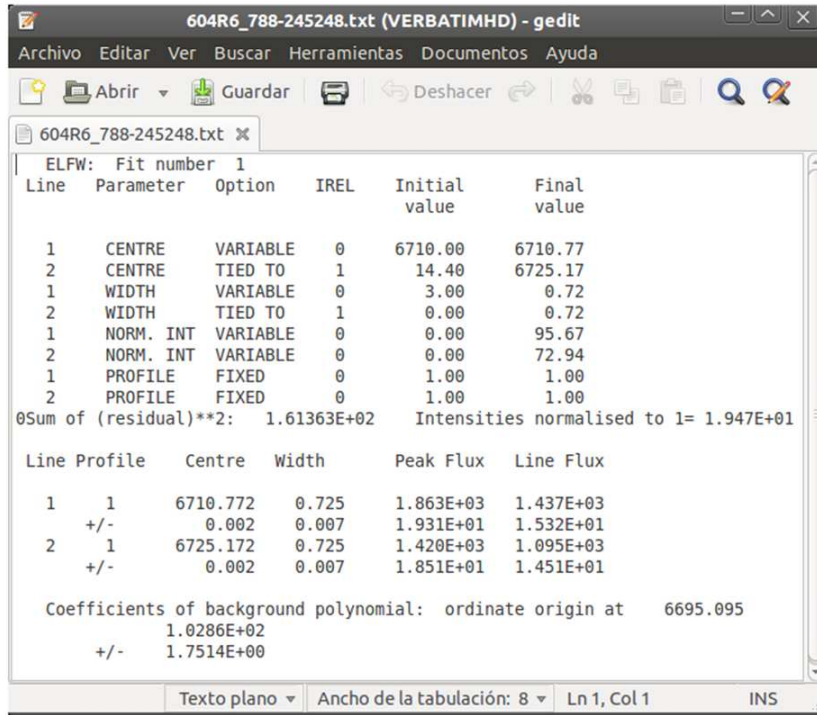


Figura 4.13: Archivos de salida de Dipso una vez que se ha realizado el ajuste.

#### 4.4.9. Elaboración de mapas de las propiedades físicas de las regiones

Uno de los objetivos de este trabajo fue la realización de mapas bidimensionales de las propiedades físicas de las regiones. Los mapas aquí creados se realizaron utilizando el software OriginLab. Utilizando la información creada a partir de los ajustes de línea, se producen tablas tales que para cada posición espacial se tiene un valor de la propiedad física: la densidad, velocidad radial, flujo, etc. Una vez creadas dichas las tablas, a partir de ellas, Origin permite crear matrices de las que finalmente se obtendrán los mapas correspondientes.

Como puede apreciarse en la Figura 4.8, hay zonas no cubiertas por la rendija, por lo que para recrear la región mediante los mapas debe realizarse una interpolación para cubrir aquellas zonas donde no se tiene información. El método de interpolación que se utilizó para este trabajo fue el de Renka & Cline (1984). El método Renka-Cline es un método bastante conocido en técnicas de interpolación. Éste método es rápido, robusto, fácil de implementar y resulta muy eficiente para casos en los que se tienen datos uniformemente distribuidos, el cual es nuestro caso. Franke (1979) publicó una comparación de 29 métodos de interpolación suave para datos distribuidos en el plano. Entre los criterios utilizados para juzgar los métodos se encontraban exactitud, eficiencia, requisitos de almacenamiento, y la apariencia de la superficie resultante. De acuerdo a su estudio, el método de Renka y Cline es uno de los que minimiza con mayor eficacia los errores absolutos máximos de interpolación para los datos; cabe mencionar que los lugares que presentaban mayores errores se produjeron cerca de la frontera, donde hay largos triángulos delgados. Las operaciones básicas que realiza este algoritmo son las siguientes:

- 1.- Se realiza una partición triangular de la envolvente convexa de los nodos, esto es, la región convexa más pequeña que contiene a todos los nodos. Esto se realiza mediante la conexión de los nodos con segmentos de línea. Este proceso se ejecuta sobre las coordenadas espaciales dadas. Los triángulos construidos se dibujan de forma que los vértices de los mismos sean datos con información, no se intercepten nunca unos con otros y sean equiangulares en su mayoría.
- 2.- Se estiman las derivadas parciales de la función de interpolación  $f$  con respecto a  $x$  e  $y$  en cada uno de los nodos que utilizan los valores de los datos en

cualquier conjunto de nodos cercanos (método local) o bien en la totalidad de los nodos (método global).

3) Para un punto arbitrario  $(X, Y)$  en la envoltura convexa del conjunto de nodos, se determina qué 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 cada uno de los tres vértices del triángulo. También se proporciona la posibilidad de extrapolar un punto fuera de la envolvente convexa.

Este método de interpolación fue desarrollado siguiendo las rutinas E01SAF y E01SBF, las cuales se encuentran disponibles para su libre uso en el archivo del NAG Fortran Library Routine Document<sup>22</sup>.

En la Figura 4.14 puede apreciarse de forma esquemática un ejemplo para crear un mapa bidimensional. La primera ventana (arriba izquierda) muestra los datos obtenidos del ajuste realizado, los cuales son los datos base para la posterior creación de la matriz de interpolación (abajo izquierda). Esta matriz la arroja el programa una vez que se le ha especificado el tipo de interpolación que será utilizada (en este caso el método de interpolación Renka-Cline) y el número de puntos de la matriz. Las matrices utilizadas en este trabajo para la creación de mapas fueron especificadas con un total de mil puntos por lado, es decir, un millón de puntos. Así pues, una vez que se tiene la matriz de interpolación se crea el mapa bidimensional, del que posteriormente se especifican sus características como escala y código de color. También es posible graficar, por ejemplo, la distribución de puntos.

De esta forma se ha presentado la descripción del procesamiento de datos efectuada. En los capítulos siguientes se presentarán y analizarán los resultados obtenidos.

---

<sup>22</sup><http://www.nag.co.uk/numeric/fl/manual/xhtml/E01/e01saf.xml#ref046>

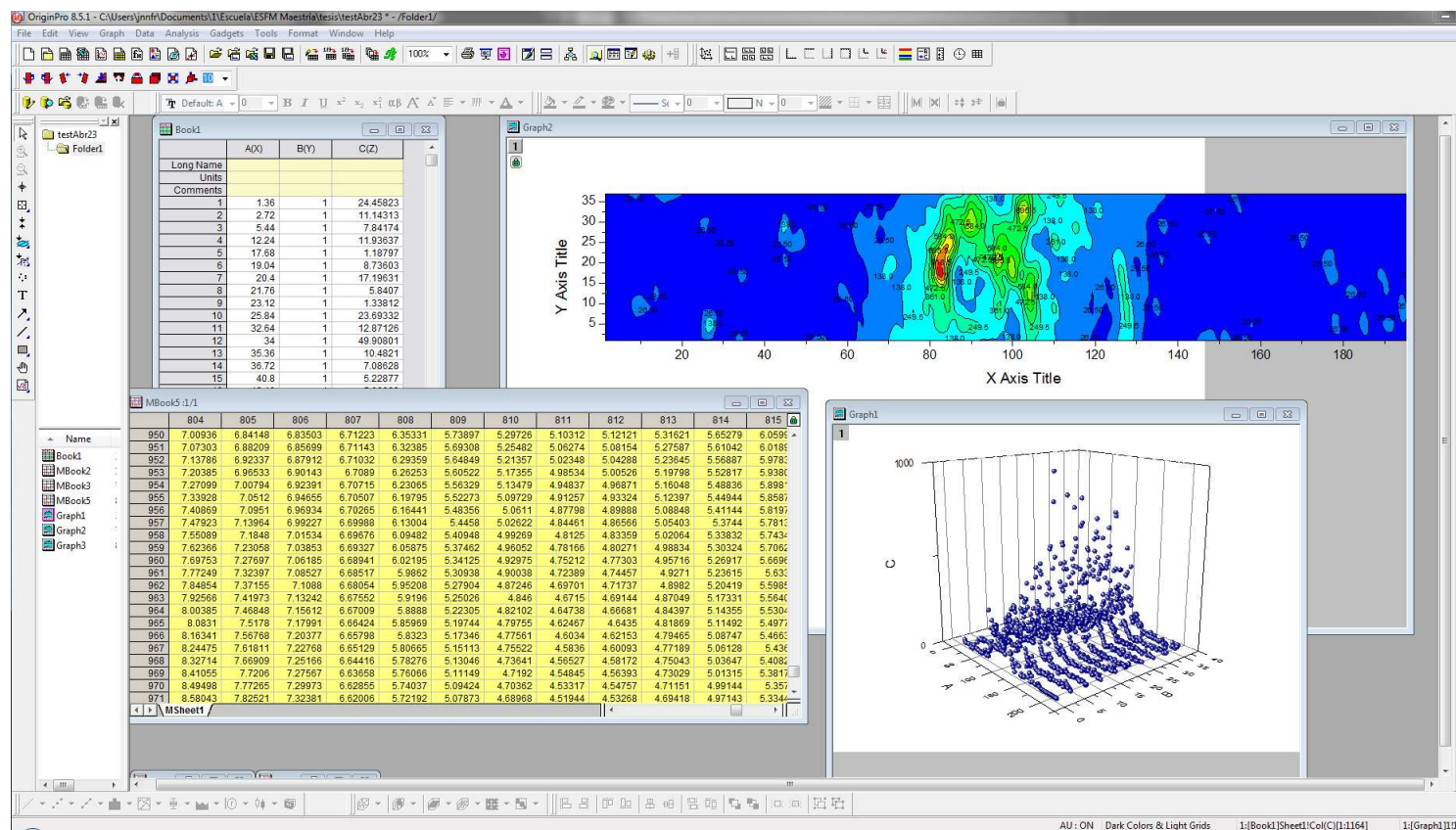


Figura 4.14: Imagen esquemática en OriginLab de la tabla de datos utilizados (arriba izquierda) para producir la matriz de interpolación (abajo izquierda) a partir de la cual puede graficarse la distribución de puntos (abajo derecha) y obtener finalmente el mapa deseado (arriba derecha).

## Capítulo 5

# Morfología

Tal como se ha discutido anteriormente, las regiones HII en general, y las regiones HII gigantes en particular, no obedecen el modelo idealizado de Strömgren. Ejemplos excelentes son los estudios detallados realizados tanto en las regiones HII galácticas más cercanas -por ejemplo, en la nebulosa de Orión (Baldwin et al. 1991; Kennicutt et al. 2000; Sánchez et al. 2007), como en las extragalácticas, tales como 30 Doradus (Mathis, Chu & Peterson 1985; Kennicutt et al. 2000) y NGC 604 (González-Delgado & Pérez 2000; Maíz-Apellániz et al. 2004, Pérez & Mas-Hesse 2004). En la mayoría de los casos el gas dentro de las regiones HII es ionizado no por una estrella central, como propone el modelo clásico, sino por varios cúmulos estelares, los cuales tampoco se encuentran siempre en el centro de la región. Este hecho produce diferentes temperaturas y estructuras de ionización que los modelos esféricos clásicos (Ercolano, Bastian & Stasińska 2007; Jamet & Morisset 2008).

Las primeras descripciones de regiones HII gigantes consideraban como una aproximación común una estructura núcleo-halo (Sandage & Tammann 1974; Melnick 1980; Mills et al. 1978; Balick et al. 1980), donde el núcleo estaba definido con un incremento en el brillo superficial hacia el centro de la región. Sin embargo, ahora sabemos que aunque algunas regiones muestran dicha estructura, la mayoría de los perfiles espaciales en brillo en  $H\alpha$  muestran lo que se puede llamar como múltiples regiones de núcleo-halo. Esto es lo que se observa claramente en nuestra discusión de la morfología de NGC 604 y NGC 595.



La radiación emitida por cada elemento de volumen en una nebulosa gaseosa depende de su composición química, así como del grado de ionización, densidad y temperatura. El espectro óptico está dominado fundamentalmente por líneas producidas como resultado de recombinación en el hidrógeno y el helio, y por líneas originadas por excitación colisional. Una forma de estudiar las variaciones de las propiedades físicas (flujo, densidad, velocidad) de las regiones HII es la utilización de observaciones espectroscópicas de rendija larga. La información obtenida fue utilizada para crear mapas bidimensionales que permiten el estudio de las variaciones punto a punto de las propiedades físicas de las regiones. En este capítulo se presentan los resultados y análisis relacionados con la morfología para cada una de las regiones estudiadas.

## 5.1. NGC 604

Las Figuras 5.1 a 5.4 muestran los mapas bidimensionales de NGC 604 en las diferentes líneas de emisión estudiadas en el presente trabajo. Este tipo de mapas resultan muy útiles en el estudio de las variaciones punto a punto de las propiedades físicas de objetos extendidos. En cada uno de los mapas bidimensionales de emisión los ejes de ordenadas y abscisas indican la posición espacial de la nebulosa en arcossegundos. El Norte esta hacia arriba y el Este hacia la izquierda. La escala de color de los mapas esta asociada el rango medido del número de cuentas (A.D.U.) y no el flujo emitido.

La Figura 5.1 (arriba) muestra el mapa en  $H\alpha$  de NGC 604, que ilustra claramente la morfología de NGC 604, mostrando las cavidades, cascarones y filamentos. Como puede observarse las zonas de mayor emisión se encuentran en la zona central de la región y conforme nos alejamos del centro la emisión alcanza menores valores. Los distintos mapas para diferentes líneas muestran una estructura muy parecida a la presentada en  $H\alpha$ , manteniendo las zonas de mayor y menor emisión, pero con diferencias en la intensidad de emisión. La emisión de [SII] y [NII] (Figura 5.4) presenta los mapas que más se asemejan a los de  $H\alpha$ , reportando máximos y mínimos de emisión en las mismas zonas. Los otros mapas, correspondientes a las longitudes de onda más bajas (brazo azul de ISIS), es decir,  $H\beta$  (Figura 5.1, abajo) y la emisión en [OIII] $\lambda\lambda 4959, 5007$  (Figura 5.3) presentan poca emisión en la parte este de la región (la zona más alejada de la

asociación principal de estrellas O y B de la región, cerca de la cavidad C). A excepción de tal comportamiento las zonas de mayor emisión se comportan de manera similar a  $H\alpha$ .

Se puede decir que el núcleo de NGC 604 muestra zonas brillantes de emisión (nodos) las cuales están rodeados por una región más difusa (halo) compuesta por varias zonas de nebulosidad filamentosa. En este aspecto NGC 604 resulta semejante a 30 Doradus en la Nube Mayor de Magallanes. El hecho de que el halo de 30 Doradus parezca más complejo puede deberse a la mayor resolución espacial que se obtiene al observarlo, puesto que se encuentra unas 15 veces más cerca que NGC 604 (Meaburn 1984; Clayton 1988).

Los diferentes grados de emisión del núcleo y el halo pueden explicarse mediante la distribución de las estrellas ionizantes presentes. Observaciones realizadas mediante el HST establecen la distribución de las estrellas masivas (Figura 5.5, arriba izquierda). Existen más de 150 estrellas tipo O (Drissen et al. 1993), incluyendo 14 WR para NGC 604 (Maíz-Apellániz et al. 2004, su distribución puede verse en la Figura 3.4 del capítulo 3). Es de esta forma que la población estelar y características asociadas a ella (como su distribución) son imprescindibles para entender, entre otras propiedades, la morfología de las regiones.

NGC 604 se encuentra caracterizada por zonas brillantes y cascarones de varios tamaños superpuestos en lo que podría denominarse una componente difusa de mayor extensión. Los puntos más brillantes y los cascarones se concentran en un área de aproximadamente  $120 \text{ pc} \times 120 \text{ pc}$ , mientras que las estructuras tipo cascarón más grandes se encuentran distribuidas en el área circundante (Yang et al. 1996). Las regiones más exteriores muestran una estructura filamentaria también, aunque los cascarones no son tan fácilmente identificables en esa zona.

En la Figura 5.6 se muestra la comparación entre el mapa de emisión  $H\alpha$  presentado en este trabajo (arriba) y el presentado por Maíz-Apellániz et al. (2004). Como puede apreciarse hay una muy buena correspondencia entre ambos, de forma que tanto las cavidades como las zonas de mayor emisión pueden ubicarse con facilidad en ambas imágenes.

## MAPAS DE EMISIÓN DE NGC 604

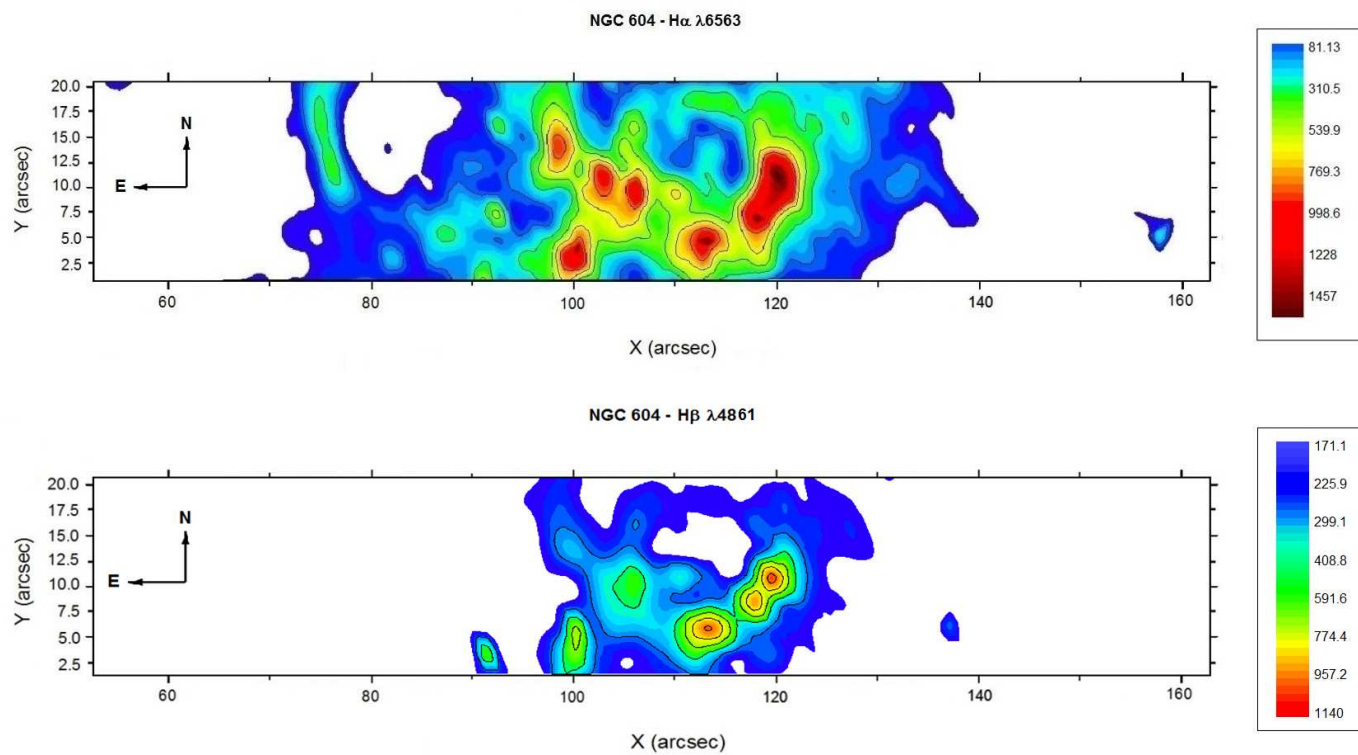


Figura 5.1: Emisión en H $\alpha$  (arriba) y H $\beta$  (abajo) de NGC 604.

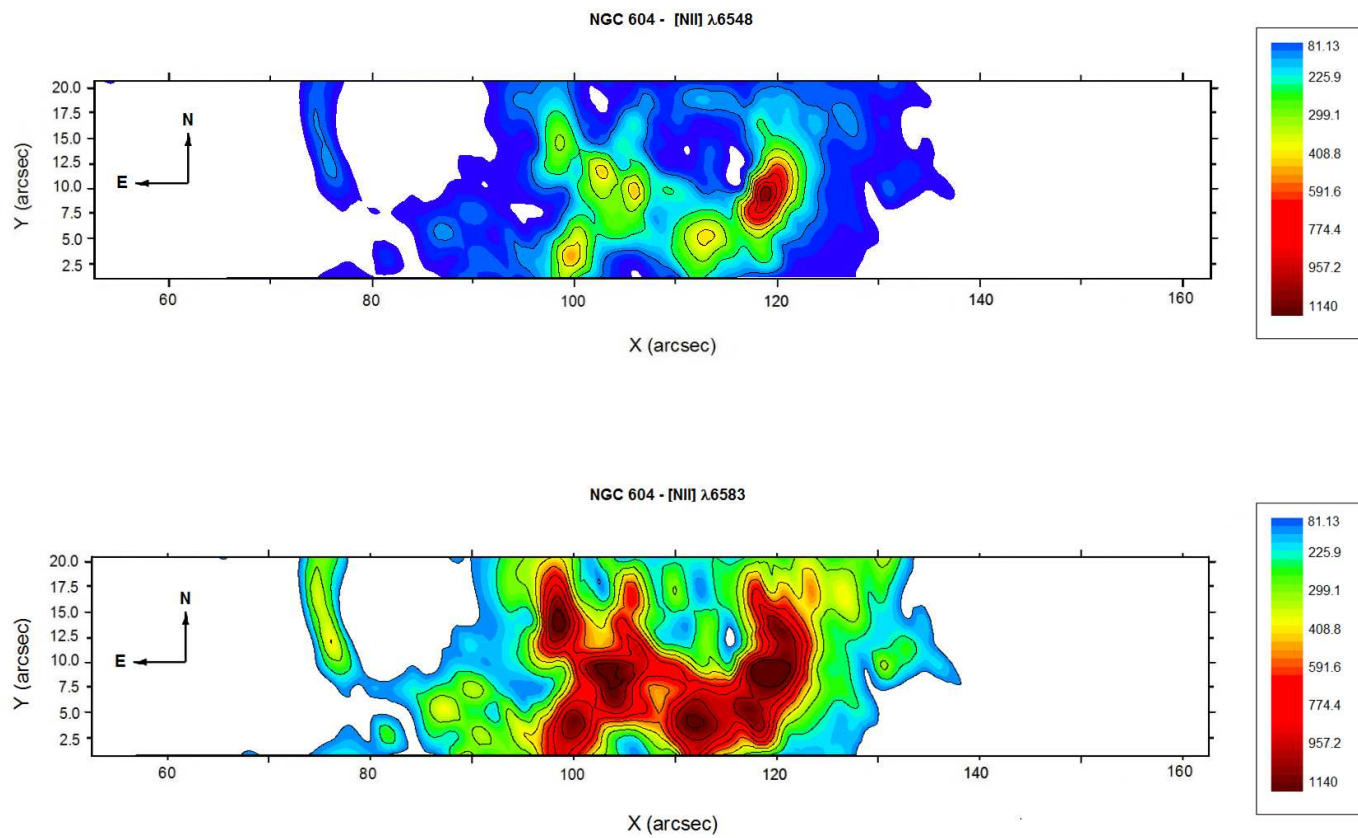


Figura 5.2: Emisión del doblete de [NII]  $\lambda 6548$  (arriba) y  $\lambda 6583$  (abajo) de NGC 604.

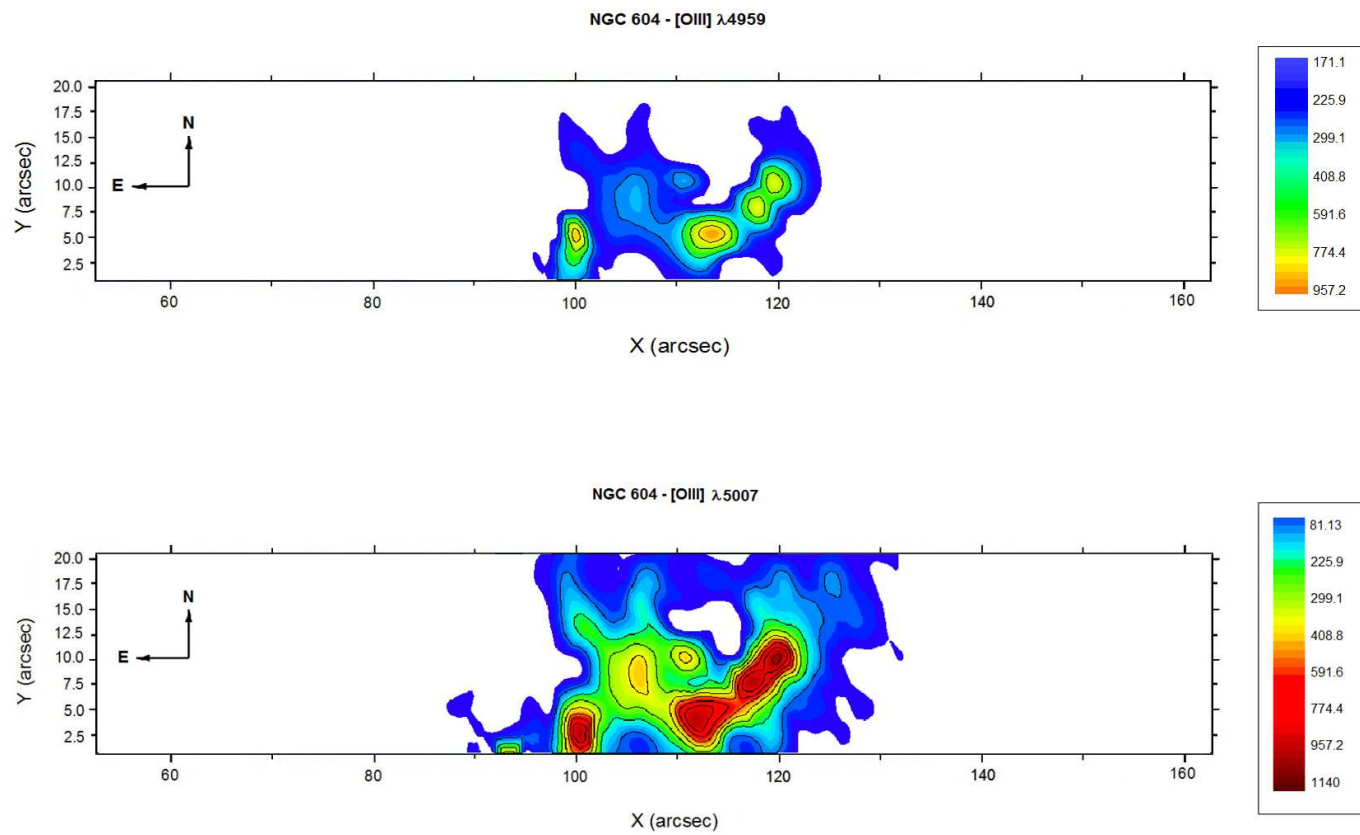


Figura 5.3: Emisión del doblete de [OIII]  $\lambda$ 4959 (arriba) y  $\lambda$ 5007 (abajo) de NGC 604.

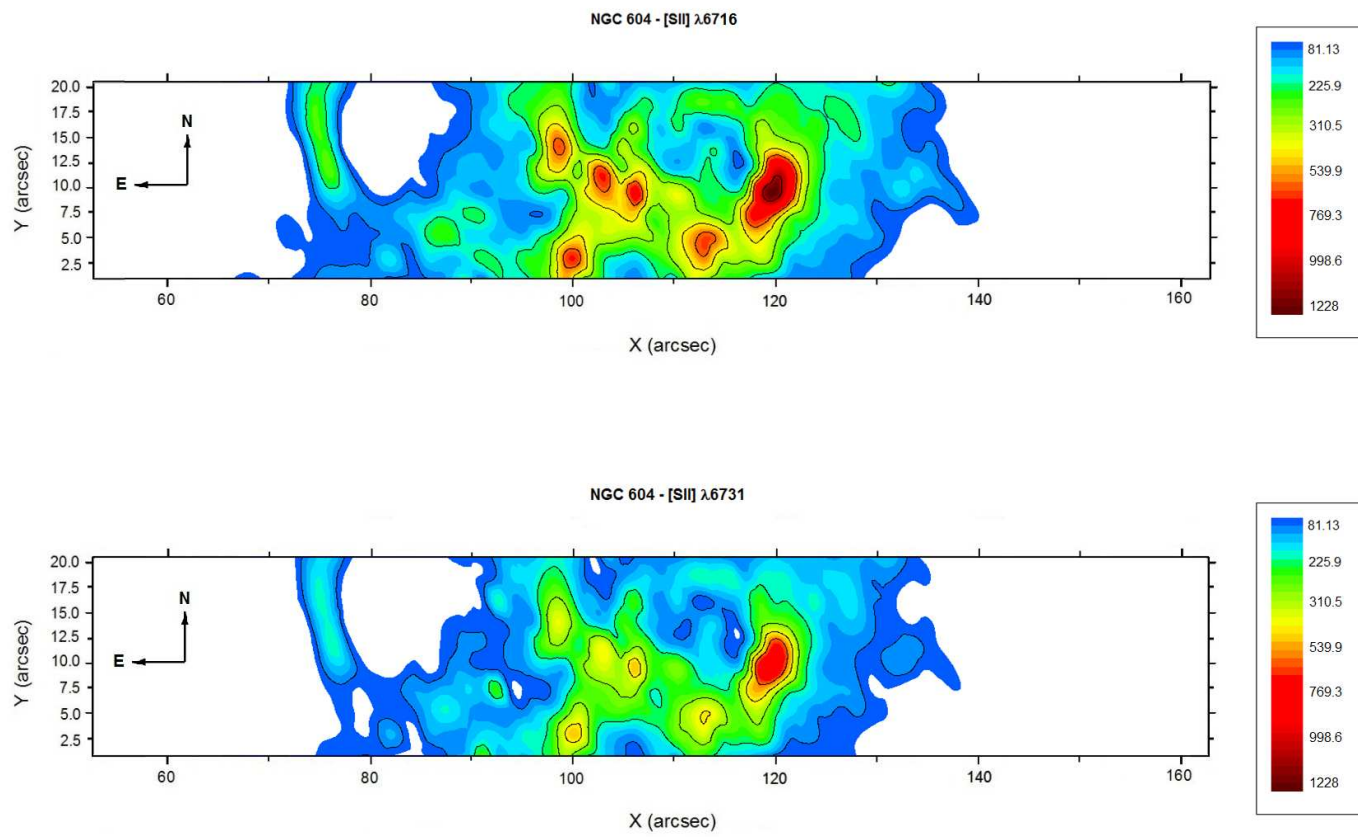


Figura 5.4: Emisión del doblete de [SII]  $\lambda 6716$  (arriba) y  $\lambda 6731$  (abajo) de NGC 604.

La Figura 5.5 (arriba izquierda) muestra las principales estructuras de NGC 604, siguiendo el criterio dado por el trabajo de Maíz-Apellániz et al. (2004). El color violeta describe los contornos de las cavidades principales, indicando las líneas punteadas que el límite entre cavidades es incierto (posiblemente debido a superburbujas expandiéndose). Las zonas coloreadas muestran las zonas de mayor excitación en la nebulosa, en amarillo las más intensas y el resto en verde. Además de la notoria cavidad A, existen varias cavidades de menor tamaño cuyos bordes pueden apreciarse también en la morfología  $H\alpha$ . Las más grandes de ellas (cavidad B y D) van de sur a norte, inmediatamente adyacentes al borde de la cavidad central (cavidad A). Las cavidades B y D se difuminan en direcciones opuestas: la cavidad B aparece abierta y se difumina hacia el sur (posiciones de rendijas 8 a 10) mientras que la cavidad D aparece abierta y se difumina hacia el norte (posiciones de rendijas 1 a 3).

Es importante notar que a pesar de que existan estrellas WR con la misma luminosidad que estrellas tipo O, las primeras tienen vientos estelares mucho más fuertes que las últimas, y por lo tanto las estrellas WR deberían ser las responsables de la creación de estructuras tipo cascarón en esta región HII (Rosa & D'Odorico 1982, Yang et al. 1996). Sin embargo, cuando se estudia la distribución de las estrellas WR encontrada puede verse que dicha hipótesis no se ajusta por completo a las observaciones: algunos cascarones no contienen ninguna estrella WR mientras que en otros las estrellas tipo WR se encuentran localizadas más bien en los bordes. De hecho, prácticamente todas las estrellas se encuentran a lo largo de los bordes de emisión  $H\alpha$  en lugar de encontrarse en el centro de los cascarones. Por otra parte, las estrellas tipo OB se encuentran distribuidas en su mayoría dentro de los cascarones y en los bordes de mayor emisión (Figura 5.7). El hecho de que ni las estrellas WR ni las tipo OB se encuentren concentradas en los centros de los cascarones identificables indica que dichos cascarones no pueden ser descritos como modelos simples de burbujas potenciadas por vientos.

Una explicación alternativa de la morfología observada es el efecto de explosiones de supernovas. La existencia de remanentes de supernovas es apoyado por la emisión difusa pero brillante en rayos X de NGC 604 (Yang et al. 1996). Dicha emisión puede ser observada en la Figura 5.7 (abajo), la cual muestra que las burbujas de NGC 604 y sus cavidades están rellenas de gas caliente y tenue que emite en rayos X. Por lo anterior es posible concluir que los remanentes

de supernova deben tener una contribución importante en la formación de los cascarones y burbujas en NGC 604.

NGC 604 es conocida por estar asociada a nubes moleculares gigantes, por lo cual es altamente probable que esté limitada en ionización puesto que hay un gran cantidad de material neutro (sin ionizar) adyacente a este objeto (Blitz, 1985). Además, NGC 604 cuenta con valores bajos de extinción,  $A_V$ , (Hippelein & Fried, 1984) con pequeñas variaciones a lo largo de ella. De esta forma es posible describir a NGC 604 como un cúmulo de estrellas embebido en una brillante nube de emisión  $H\alpha$  rodeada por una región ionizada menos densa, de menor brillo superficial, con forma espiral (o de abanico), sobre una zona de máximo de emisión en HI (Newton 1980) pero alejándose del mismo (Hunter & Gallagher 1985).

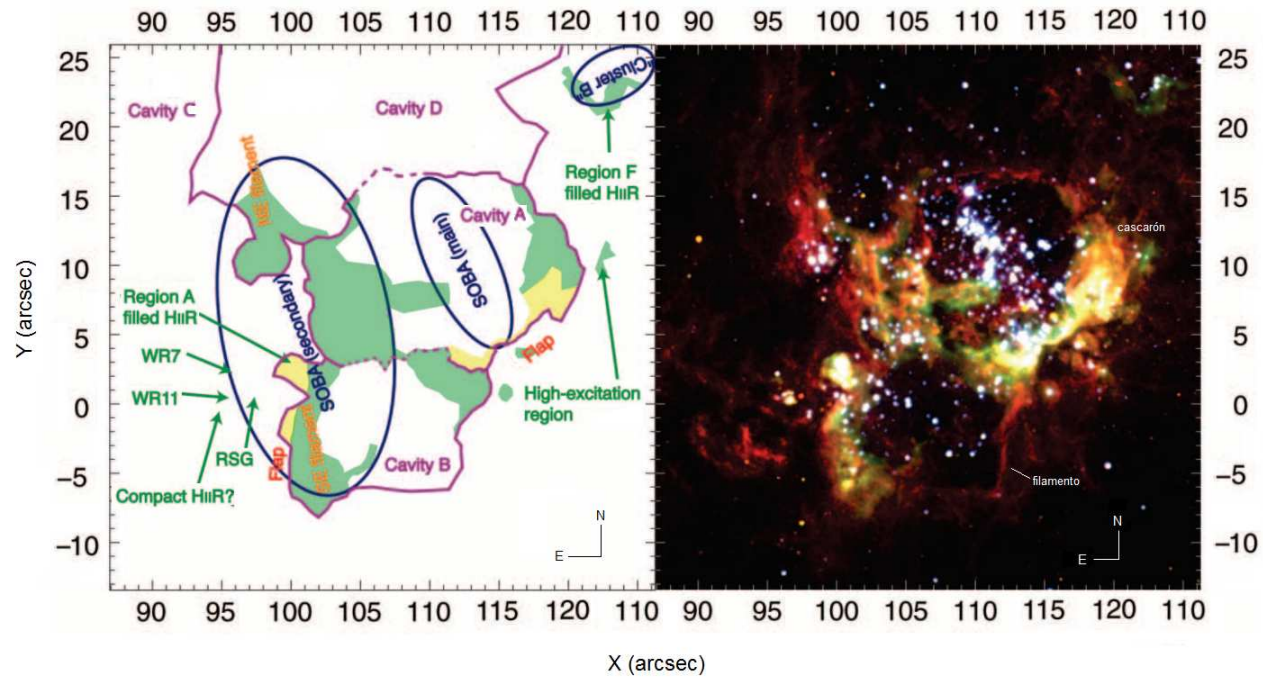
El estudio de Churchwell & Goss (1999) utiliza observaciones en radio y las compara con la emisión  $H\alpha$ , obteniendo así un mapa de la profundidad óptica de NGC 604 (Figura 5.7, arriba), encontrando que la extinción en el óptico varía a lo largo de la superficie de la región, donde el máximo está localizado en los puntos con mayor intensidad en radio, sugiriendo la presencia de polvo dentro del gas ionizado en cada componente de emisión en radio.

Concluimos haciendo notar que la morfología observada en  $H\alpha$  indica un cinemática compleja, la cual ha sido estudiada por varios autores, como Rosa & Solf (1984), Sabalick et al. (1995), Yang et al. (1996), Medina-Tanco et al. (1997), Tenorio-Tagle et al. (2000), Maíz-Apellániz et al. (2004). En particular, Tenorio-Tagle et al. (2000) presentan un estudio donde se modelan las cavidades más grandes y se muestra evidencia de cascarones moviéndose en el halo de M33. Tal estudio se abordará con detalle en el Capítulo 7.

## 5.2. NGC 595

La morfología de NGC 595 presenta, de forma análoga a la de NGC 604, numerosas estructuras de cascarón, filamentos y cavidades. Esta región HII ha sido estudiado por diversos autores entre los que se encuentran Wilson & Scoville (1992), Drissen, Moffat & Shara (1993), Malumuth et al. (1996), Keel et al.





5.5

Figura 5.5: Arriba parte izquierda: Diagrama ilustrativo señalando las principales estructuras de NGC 604 señaladas por Maíz-Apellániz et al. (2004). Arriba parte derecha: mosaico de color con la región central de NGC 604 compuesta mediante los filtros F673N ([SII]  $\lambda 6731$ ) en color rojo, F555W (Johnson V) y F656N ( $H\alpha$ ) en color verde, y F336W (Strömgren u) en color azul. Abajo: mapa en  $H\alpha$  presentado en este trabajo en el que se marcan las principales cavidades siguiendo el criterio de Maíz-Apellániz et al. (2004). La Figura superior se trata de una imagen modificada (la original está rotada: el norte apunta hacia abajo y el este a la derecha) a partir de la dada por Maíz-Apellániz et al. (2004).

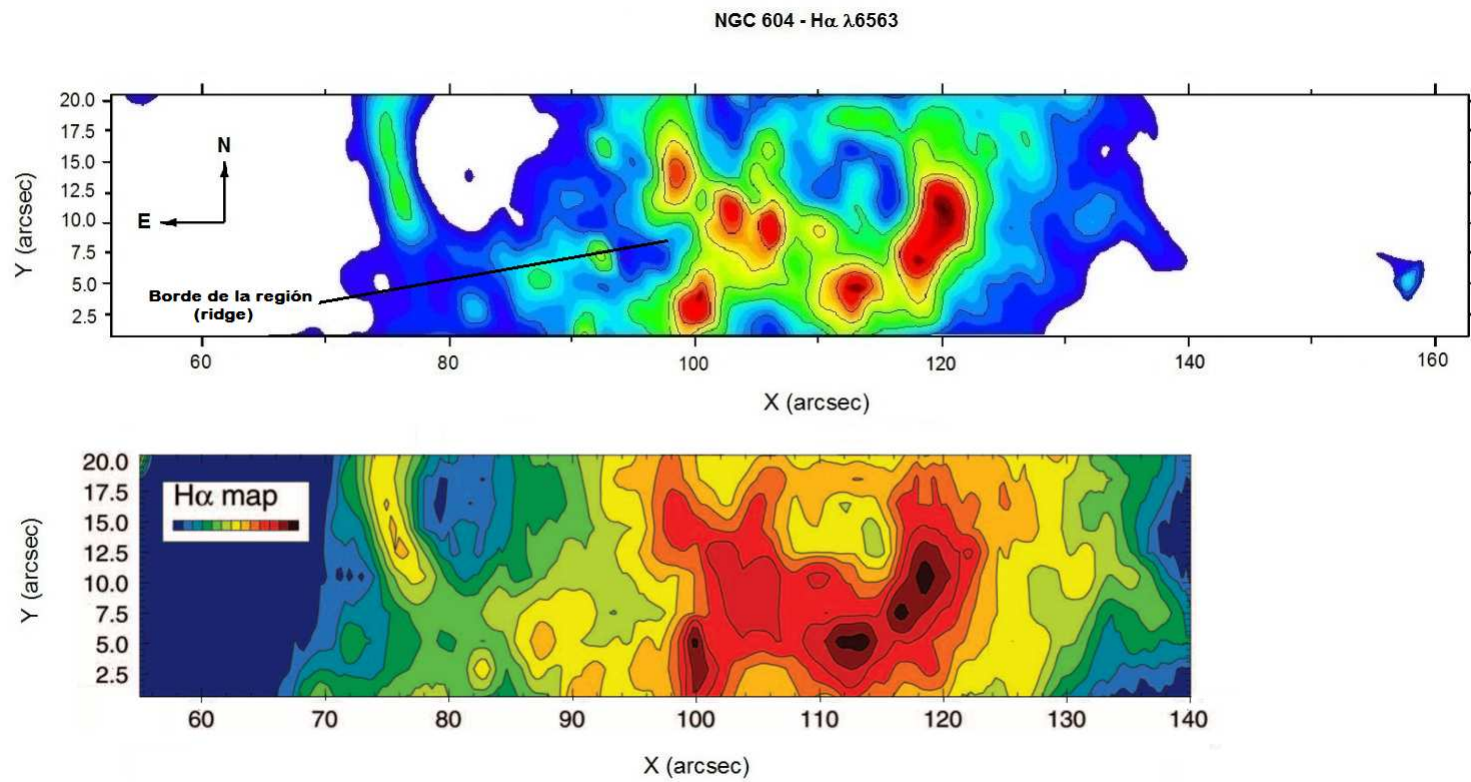


Figura 5.6: Comparación entre el mapa de emisión H $\alpha$  presentado en este trabajo (arriba) y el presentado por Maíz-Apellániz et al. (2004).

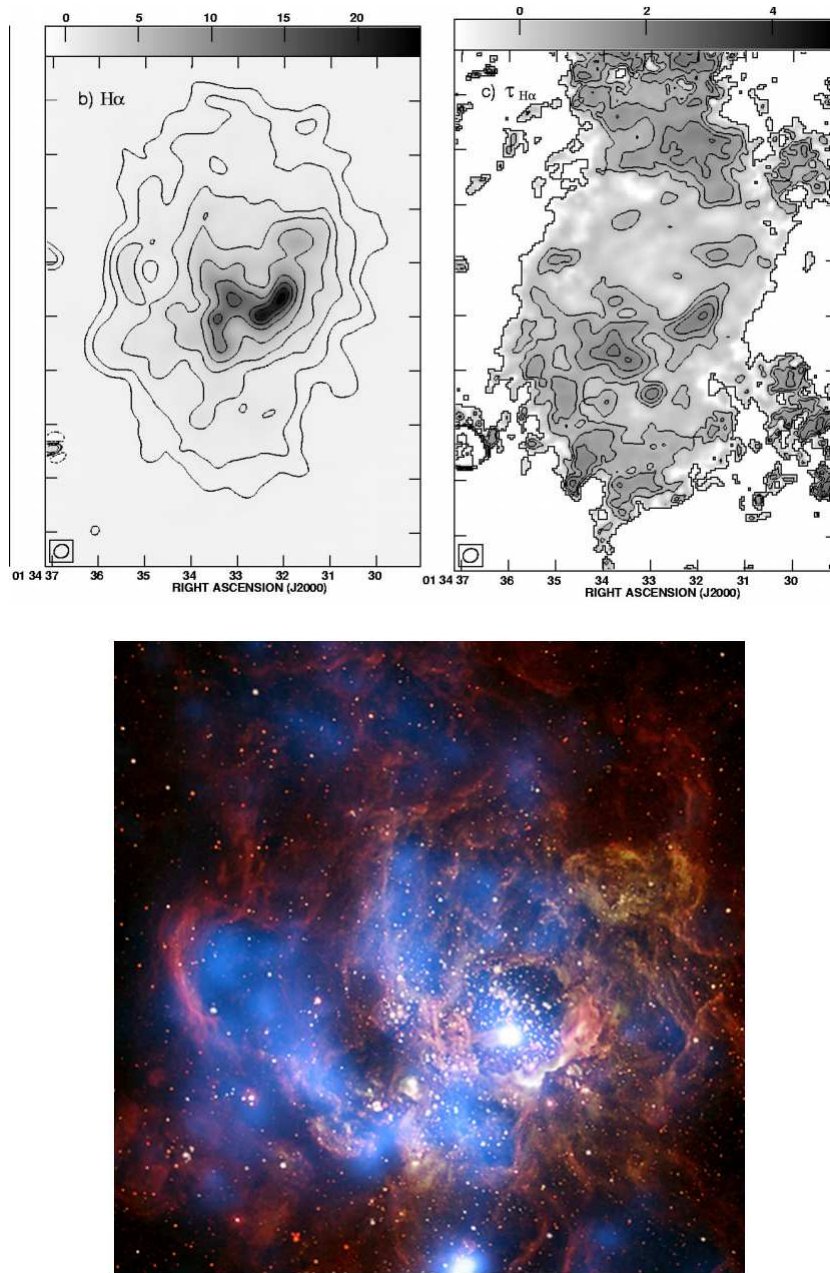


Figura 5.7: Arriba izquierda: Mapa en H $\alpha$  de NGC 604 presentado por Churchwell & Goss (1999). Arriba derecha: Mapa de la profundidad óptica de NGC 604, obtenida a partir de la imagen de NGC 604 en radio a 8.64 GHz y la obtenida de la emisión en H $\alpha$  (Churchwell & Goss 1999). Abajo: Composición de la emisión en el óptico (rojo, verde y amarillo) y de la emisión en rayos X (azul) de NGC 604. La imagen en el óptico fue tomada por el HST, mientras que la correspondiente a la emisión en rayos X fue tomada por ACIS (AXAF CCD Imaging Spectrometer) del Observatorio de Rayos-X Chandra (Imagen obtenida de <http://chandra.harvard.edu/photo/2009/n604/>).

(2004), Relaño et al. (2010), Lagrois & Joncas (2011) y Pérez-Montero et al. (2011).

Al igual que como se observó para NGC 604, los mapas de emisión de NGC 595 en diferentes líneas de emisión preservan, en general, la estructura marcada por la emisión en  $H\alpha$ . Tanto los mapas de emisión en [NII] (Figura 5.9) como los de [SII] (Figura 5.11) preservan la forma de “L” observada en  $H\alpha$  (Figura 5.8, arriba), mientras que en los asociados a la emisión de oxígeno [OIII] (Figura 5.10) que si bien mantienen las zonas de mayor emisión, la figura en forma de “L” no se observa tan nítidamente.

Para el oxígeno es el mapa correspondiente a [OIII] $\lambda$ 5007 (Figura 5.10, abajo) quien presenta la mayor intensidad, como es esperado. En el azufre es el mapa correspondiente a la longitud de onda [SII] $\lambda$ 6731 (Figura 5.11, abajo) quien presenta mayor intensidad en comparación con el mapa correspondiente a [SII] $\lambda$ 6716 (Figura 5.11, arriba).

La Figura 5.12 muestra diferentes mapas de emisión en  $H\alpha$ , provenientes de los trabajos de Relaño et al. (2010) y Hunter & Gallagher (1985). El mapa realizado en este trabajo (Figura 5.8), reproduce los contornos que muestra el correspondiente a Hunter & Gallagher (1985) en su Figura 5.12 (abajo), además de contar con mayor resolución espacial que el de Relaño et al (2010).

Como puede verse de los mapas NGC 595 muestra también estructuras de cascarón, las cuales pueden apreciarse también en imágenes en el óptico (Churchwell & Goss 1999). Su zona de mayor emisión en  $H\alpha$  se encuentra en un área de aproximadamente  $90 \text{ pc} \times 90 \text{ pc}$ , área en la que también se encuentra la mayor parte de población estelar. De acuerdo al estudio fotométrico realizado por Malumuth et al. (1996) se encontraron 100 estrellas en el UV, 272 en U, 345 en B y 561 en V, con un total de 267 estrellas en común para las bandas tanto U, B y V, mientras que sólo 86 estrellas para las cuatro bandas (Figura 5.13). Las estrellas más masivas parecen ubicarse más cercanas al centro de la región de mayor emisión que las de menor masa. Dicha segregación estelar es difícil de explicar; Malumuth et al. (1996) proponen que puede ser resultado de la distribución estelar subyacente en el disco, pero que es necesario un análisis más cuidadoso para poder ser concluyente sobre los efectos de la población estelar anterior.

## MAPAS DE EMISIÓN DE NGC 595

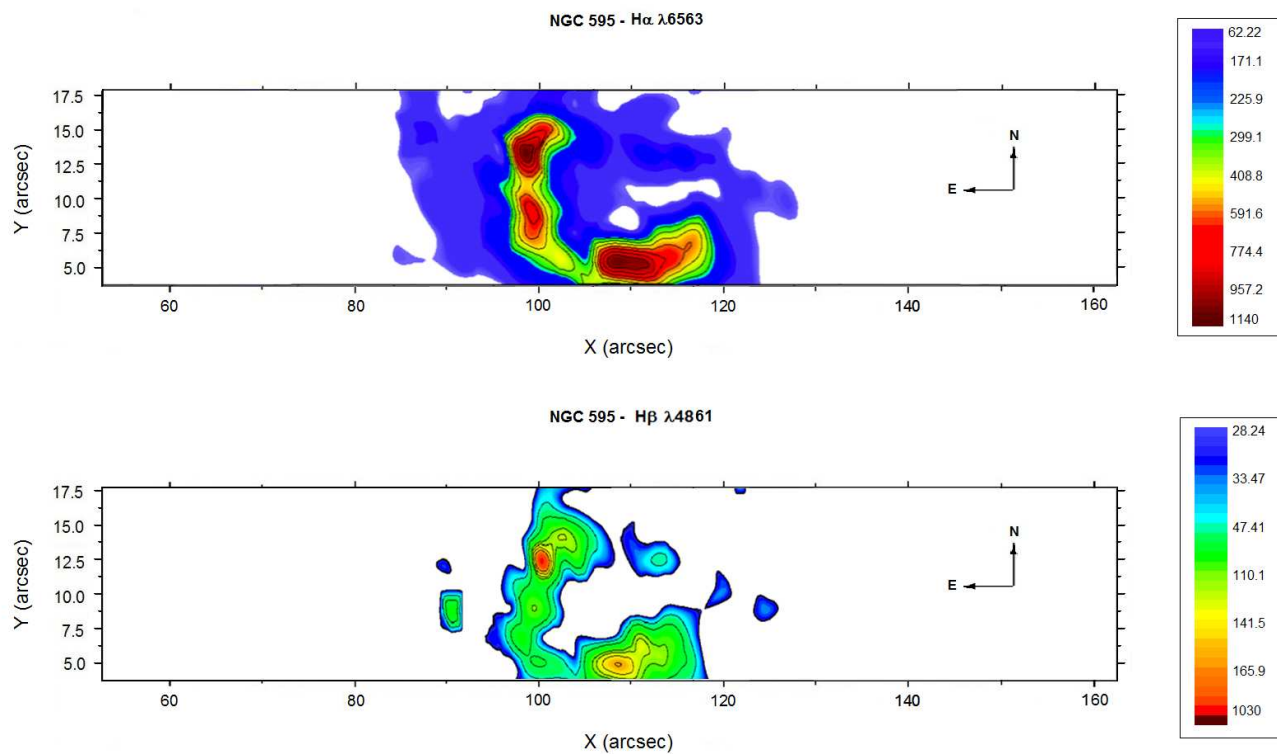


Figura 5.8: Emisión en H $\alpha$  (arriba) y H $\beta$  (abajo) de NGC 595.

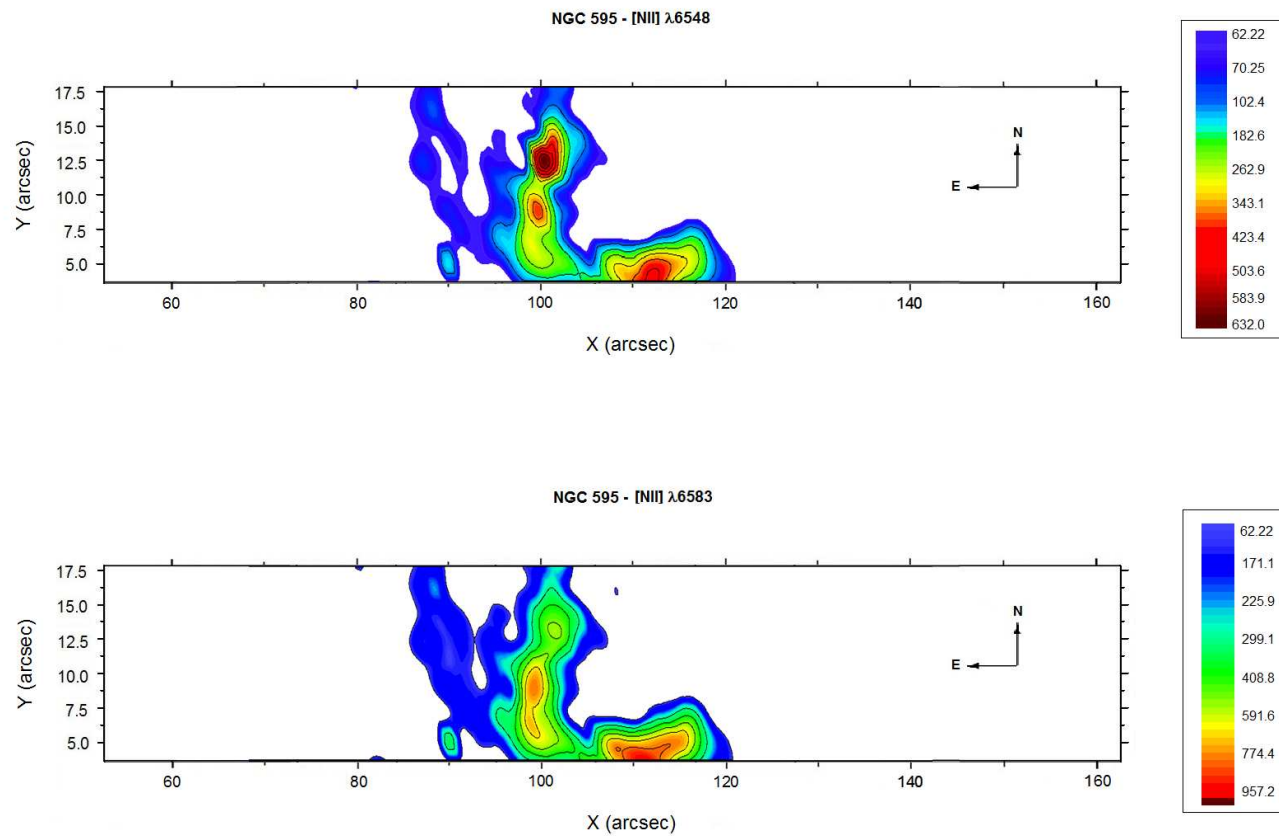


Figura 5.9: Emisión del doblete de [NII]  $\lambda 6548$  (arriba) y  $\lambda 6583$  (abajo) de NGC 595.

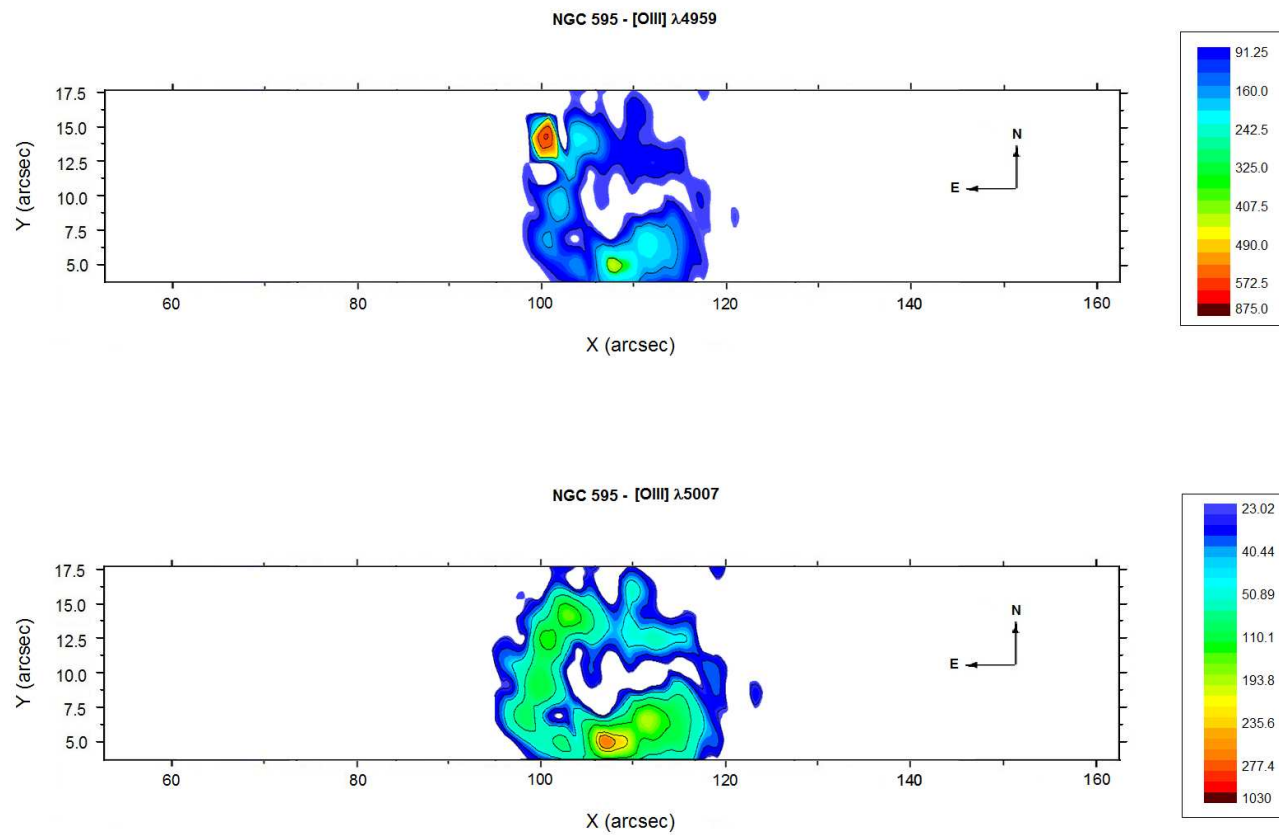


Figura 5.10: Emisión del doblete de [OIII]  $\lambda 4959$  (arriba) y  $\lambda 5007$  (abajo) de NGC 595.

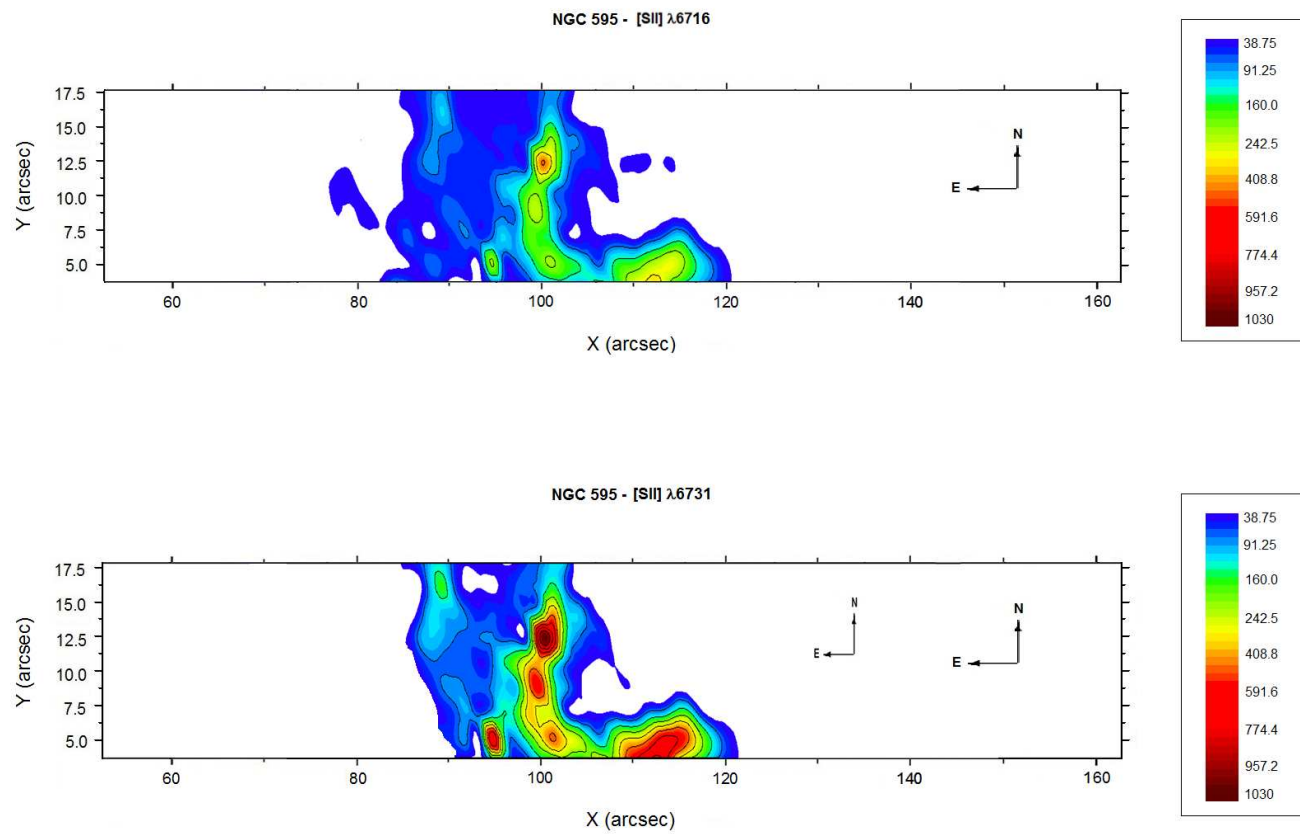


Figura 5.11: Emisión del doblete de [SII]  $\lambda$ 6716 (arriba) y  $\lambda$ 6731 (abajo) de NGC 595.



Puede verse que la estructura de ionización de NGC 595 se encuentra relacionada con la morfología  $H\alpha$  y vinculada con la posición de los cúmulos estelares centrales ionizantes. Los contornos marcados en la imagen correspondiente al trabajo de Relaño et al. (2010), en su Figura 5.12. La morfología en  $H\alpha$  indica, al igual que en NGC 604, la acción de vientos estelares de las estrellas en su interior. La estructura  $H\alpha$  está bien delineada. Esta se extiende desde el suroeste hasta el norte en una estructura arqueada con el máximo en  $H\alpha$  localizado cerca de las estrellas ionizantes. Los puntos de mayor emisión en NGC 595 corresponden a la localización de los cúmulos estelares. El punto más intenso se encuentra dentro de la estructura del cascarón  $H\alpha$  ligeramente más hacia el noreste.

En su estudio sobre NGC 595, Pérez-Montero et al. (2011), emplea modelos de fotoionización que describen la distribución espacial de las propiedades de esta región en el óptico y en el mediano infrarrojo. A partir de dichos modelos, estos autores estudian la variación del brillo superficial en  $H\alpha$ , la cual presenta mayor emisión en las partes centrales y decrece para distancias más lejanas. La variación mencionada se debe tanto a la geometría de las cáscaras de gas como a la variación del volumen ocupado en las cáscaras. Tal volumen ocupado depende del factor de llenado y del espesor de las cáscaras. Sin embargo, los modelos utilizados por Pérez-Montero et al. (2011) no son capaces de determinar en qué medida estos dos parámetros son responsables de la variación mencionada. De acuerdo a dichos modelos, el número de fotones ionizantes que escapan de la nebulosa varía entre un 45 % en el máximo de volumen ocupado y en alrededor de un 90 % en los anillos más lejanos.

NGC 595 es una región HII gigante típica que otorga una gran contribución a la emisión UV que se observa tanto en regiones HII gigantes como en regiones con brotes estelares más lejanas. Gran parte de la emisión UV debe estar en su mayoría dominada por dispersión de la luz, producto de la presencia de granos de polvo en la región, lo que ocasiona que se pierda gran parte de la emisión mencionada. Tal pérdida ha sido observada y estudiada por el trabajo de Malumuth et al. (1996).

Así, NGC 595 presenta una morfología con dos núcleos rodeados de una emisión difusa, con estructura filamentaria compleja similar a NGC 604. La utilización de datos en radio y en  $H\alpha$ , ha permitido establecer que NGC 595 no tiene emisión no-térmica en radio, lo que implica ausencia de remanentes de supernova. Con-

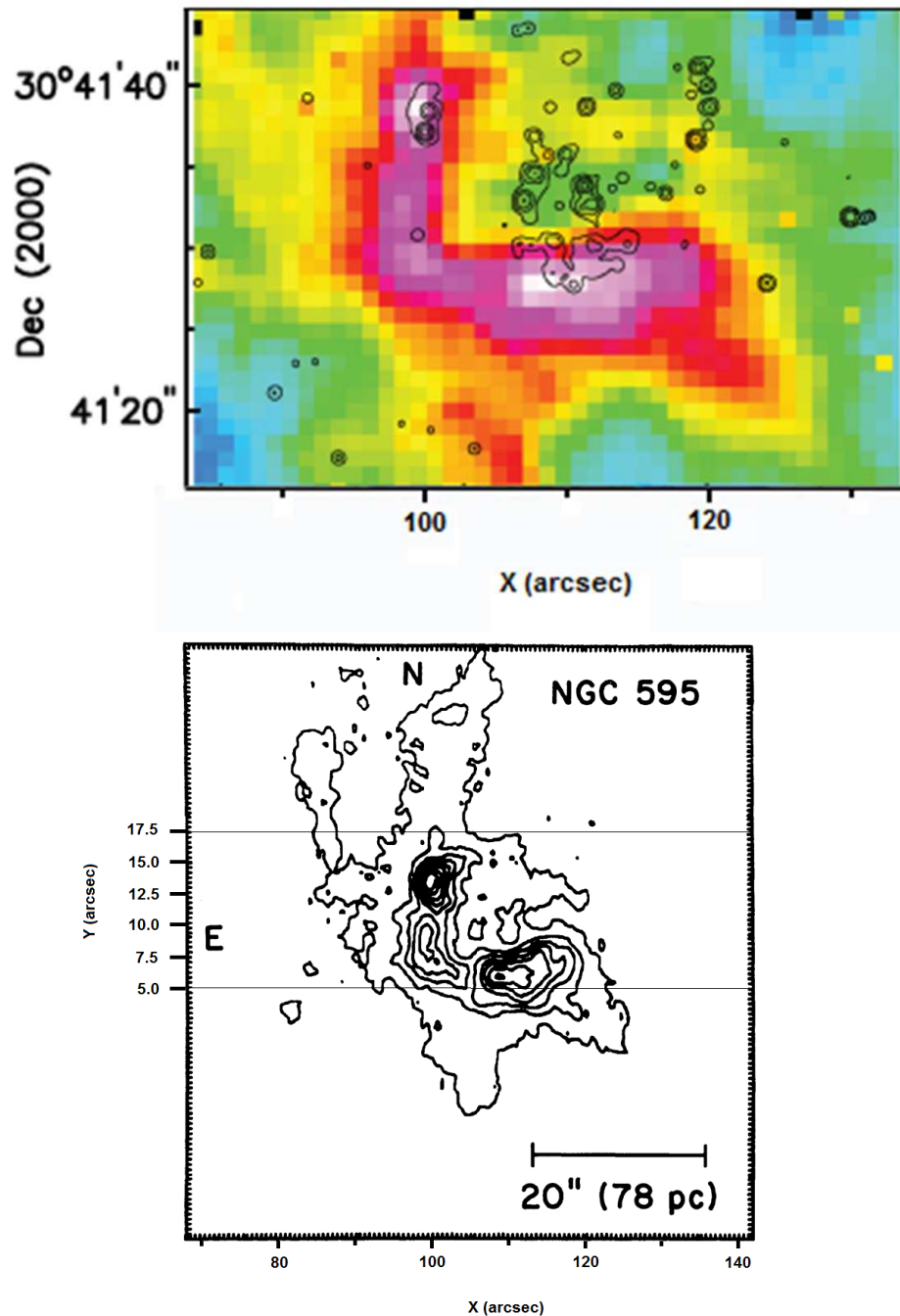


Figura 5.12: Arriba: Mapa de emisión en H $\alpha$  obtenido mediante espectroscopía de campo integral (IFS) por Relaño et al. (2010); cada spaxel tiene un tamaño de  $1 \times 1$  arcsec<sup>2</sup>, los flujos se encuentran en unidades arbitrarias. Los contornos corresponden a una imagen WFPC2/F336W (filtro Stromgren u). Los contornos de mayor intensidad muestran la ubicación de los cúmulos estelares ionizantes dentro de NGC 595. Abajo: Contornos de la emisión en H $\alpha$  (Hunter & Gallagher 1985). Las líneas horizontales marcadas indican la zona que fue considerada en las observaciones del presente trabajo.

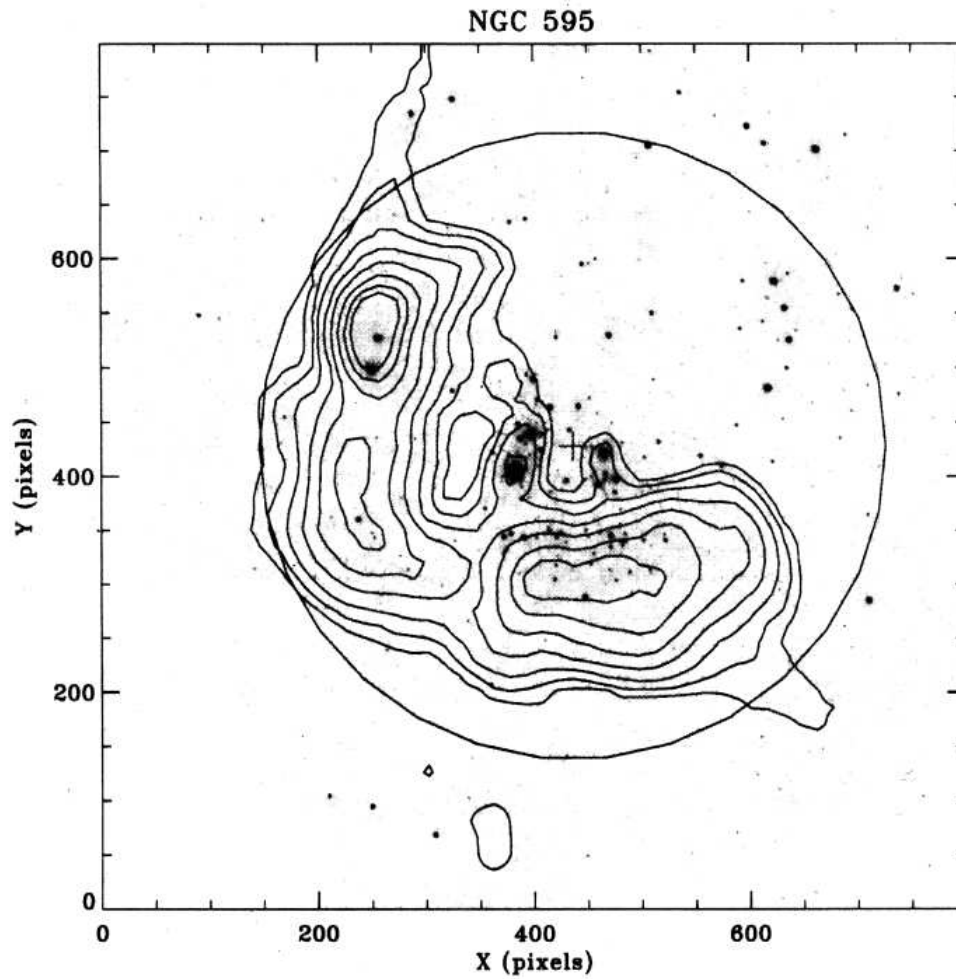


Figura 5.13: Imagen en la banda V con el norte arriba y el este a la izquierda. Los isocontornos superpuestos muestran la emisión en  $H\alpha$ , [NII] y el continuo. La cruz representa el centro de la distribución de las estrellas, mientras que el círculo delimita el radio ( $\sim 50$  pc) que contiene la mayor parte de la emisión en  $H\alpha$ . Imagen presentada por Malumuth et al. (1996).

cluimos que, a diferencia de NGC 604, la estructura presente en ella se debería más bien a los efectos de los vientos estelares.

En el capítulo siguiente se analizará la estructura en densidad de las regiones estudiadas en el presente trabajo.

## Capítulo 6

# Densidad

Uno de los parámetros más importantes para caracterizar a una región HII es su densidad electrónica, a partir de la cual se pueden determinar características tales como la masa del gas ionizado, la estructura de ionización, y calcular la composición química.

Originalmente, los modelos teóricos clásicos definían nebulosas con densidad uniforme y simetría esférica (Evans & Dopita, 1985), pero esta aproximación no es consistente con las observaciones en nebulosas. Los modelos más realistas deben incluir un estudio sobre la estructura del gas ionizado. Stasińska (1980) señaló la relevancia de los modelos de distribución del gas en cuanto a los espectros teóricos resultantes, deduciendo que dichos espectros variarían de acuerdo a cada modelo. El estudio de Rubin (1989) demuestra, mediante simulaciones numéricas, que los métodos empíricos (basados en propiedades integradas en la nebulosa) para la determinación de propiedades físicas del gas ionizado dependen de forma relevante de las variaciones internas de la densidad electrónica.

Los datos observacionales indican que el gas ionizado dentro de una región HII tiene una distribución no homogénea, ocupando solamente una parte de la región (véase, por ejemplo: Osterbrock & Flather 1959; Castañeda et al. 1992; Esteban et al. 2009) con condensaciones dentro de la misma (Dopita et al. 1974). Información de la densidad local del gas está disponible a partir de observaciones del valor de la densidad punto-a-punto en espectros de rendija larga (García-Díaz

& Henney 2007), aunque también existen mapas bidimensionales de densidad de regiones HII galácticas (Pogge et al. 1992), y extragalácticas (Lagrois & Joncas 2009; Relaño et al. 2010; Maíz-Apellániz et al. 2004). Basado en estos datos, el modelo estándar moderno asume que el gas está distribuido en glóbulos de alta-densidad, con una distribución uniforme, la cual ocupa una fracción  $\epsilon$  de la nebulosa. A este parámetro se le conoce como factor de llenado. Concluimos que es muy importante obtener información observacional acerca de la estructura de la densidad electrónica.

El primer paso es seleccionar un método observacional para determinar la densidad. La densidad electrónica local puede obtenerse de la intensidad relativa de los dobletes de líneas sensibles a ese parámetro. El método original fue planteado por Seaton & Osterbrock (1957) utilizando el doblete de oxígeno [OIII] $\lambda\lambda$ 3726, 3729. Otros pares de líneas provenientes de los iones con el mismo tipo de estructura, y que por lo tanto también pueden ser utilizados para medir densidades electrónicas, son [SII], [NI], [ClIII], [ArIV] y [KV] para la región óptica, así como [NeIV] $\lambda\lambda$ 2422, 2424 para el ultravioleta. Aller (1984) realizó una recopilación de los dobletes usuales disponibles para la determinación de las densidades nebulares mostrada en la Tabla 6.1.

Elemento	Razón de líneas	Configuración Electrónica	Espectro
[OII]	I( $\lambda$ 3729)/I( $\lambda$ 3726)	$2p^3$	Visible
[NI]	I( $\lambda$ 5200)/I( $\lambda$ 5198)	$2p^3$	Visible
[SII]	I( $\lambda$ 6716)/I( $\lambda$ 6731)	$3p^3$	Visible
[ClIII]	I( $\lambda$ 5517)/I( $\lambda$ 5537)	$3p^3$	Visible
[ArIV]	I( $\lambda$ 4711)/I( $\lambda$ 4740)	$3p^3$	Visible
[NeIV]	I( $\lambda$ 2422)/I( $\lambda$ 2424)	$2p^3$	UV

Tabla 6.1: Listado de los dobletes de líneas de emisión que pueden ser utilizados para la determinación de la densidad electrónica de nebulosas. Aller (1984).

Se sabe que el doblete de oxígeno es más sensible en el límite de baja densidad (Castañeda et al. 1992), que corresponde a las condiciones típicas de regiones HII, pero requiere de una alta resolución espectral para su observación (dado que las líneas del doblete [OII] $\lambda\lambda$ 3726, 3729 están muy cercanas en longitud de onda). Otro indicador de densidad es el doblete de azufre [SII] $\lambda\lambda$ 6716, 6731. Este

doblete es lo suficientemente brillante y fácil de resolver en un espectrógrafo de resolución intermedia como ISIS, lo que lo hace apropiado para este estudio. El problema para su uso es que no es el doblete más apropiado para determinaciones de baja densidad, que caracteriza a los complejos extragalácticos (Kennicutt et al., 1989). Sin embargo, si el doblete es medido con una buena señal a ruido, éste permite una detección detallada de las variaciones de la densidad electrónica a lo largo de la región. Estos factores, aunados al hecho de estar los datos disponibles en el archivo de La Palma, deciden su uso en el presente trabajo para el cálculo de densidades.

El principio de la medición de la densidad electrónica en una nebulosa a través de la observación de un doblete de líneas es la medida de los efectos de la desexcitación colisional. Esto se hace comparando las intensidades de dos líneas del mismo ión, que se emiten a diferentes niveles con casi la misma energía de excitación, de forma que las tasas de excitación relativas de dos niveles dependan sólo del cociente de las fuerzas de colisión. Si dos niveles tienen diferente probabilidad de transiciones radiativas o diferentes tasas de desexcitación colisional, las poblaciones relativas de los dos niveles dependerán de la densidad, con lo que el cociente de intensidades de las líneas emitidas dependerá también de la densidad. Como se ha mencionado, los mejores ejemplos de líneas utilizadas para medir la densidad electrónica son [OII] $\lambda 3729/\lambda 3726$  y [SII] $\lambda 6716/\lambda 6731$ , cuyos diagramas de energía se muestran en la Figura 6.1.

Las poblaciones relativas de los niveles de energía de las líneas de emisión resultantes pueden encontrarse a partir de las ecuaciones de equilibrio estadístico para las poblaciones de cada nivel. La transición entre los límites de alta y baja densidad ocurre en la vecindad de las densidades críticas (Ecuación 1.20). La solución completa de las ecuaciones de equilibrio, que considera todas las transiciones incluyendo la excitación a los niveles  $^2P^0$  con la consiguiente caída en cascada, proporciona una variación detallada del cociente de intensidad con la densidad electrónica como se puede ver en la Figura 6.2. Se debe notar que la principal dependencia de la tasa de transiciones colisionales va como  $n_e/T^{1/2}$ . Existe también una pequeña dependencia con la temperatura (como consecuencia de la caída en cascada a partir de  $^2P^0$ ), pero no es apreciable en la Figura 6.2. Un tratamiento exactamente similar aplica para [SII]: el cociente  $j_{\lambda 6716}/j_{\lambda 6731}$  se muestra también en la Figura 6.2.

Las líneas de emisión del azufre son producidas por las transiciones entre los

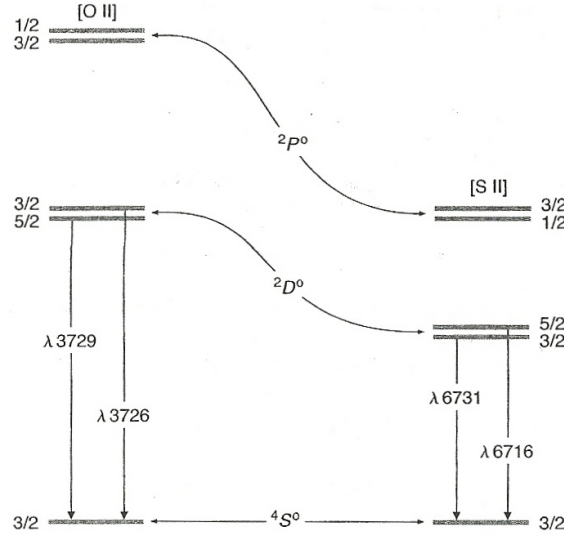


Figura 6.1: Diagramas de niveles de energía de la configuración  $2p^3$  de [OII] y la configuración  $3p^3$  de [SII]. Gráfico obtenido de Osterbrock (1989).

niveles  $^2D_{5/2} - ^4S_{3/2}$  para  $6716.4 \text{ \AA}$  y  $^2D_{3/2} - ^4S_{3/2}$  para  $6730.8 \text{ \AA}$ . En el límite de baja densidad, el cociente se determina por las fuerzas de colisión de los niveles  $^2D$ , de acuerdo a Osterbrock (1989), mientras que para densidades electrónicas altas, la intensidad relativa del doblete está dado por el cociente de las probabilidades de transición radiativas. Para densidades intermedias es necesario resolver el átomo de cinco niveles. Soluciones numéricas son relativamente fáciles de llevar a cabo (Stanghellini & Kaler, 1989; Blair & Kirshner, 1985). Las soluciones analíticas para un tratamiento más simplificado con un átomo de tres niveles han sido publicadas por Aller (1984) y por McCall (1984).

Castañeda et al. (1992) presenta una solución analítica del átomo de cinco niveles de [SII] para la obtención de la densidad electrónica. En dicho trabajo se proporciona una solución a las ecuaciones de equilibrio estadístico de los niveles atómicos considerando todos los posibles tipos de transiciones (radiativas, de excitación colisional y de desexcitación colisional) del [SII] en la configuración  $2p^3$  entre los niveles  $^2D$ ,  $^4S$ , y  $^2P$ . Los valores de los pesos estadísticos para cada nivel también fueron considerados en los cálculos de las poblaciones relativas. Se utilizaron también los valores de probabilidades de transición y los coeficientes de las fuerzas de colisión efectivas dados por Mendoza (1983). La solución



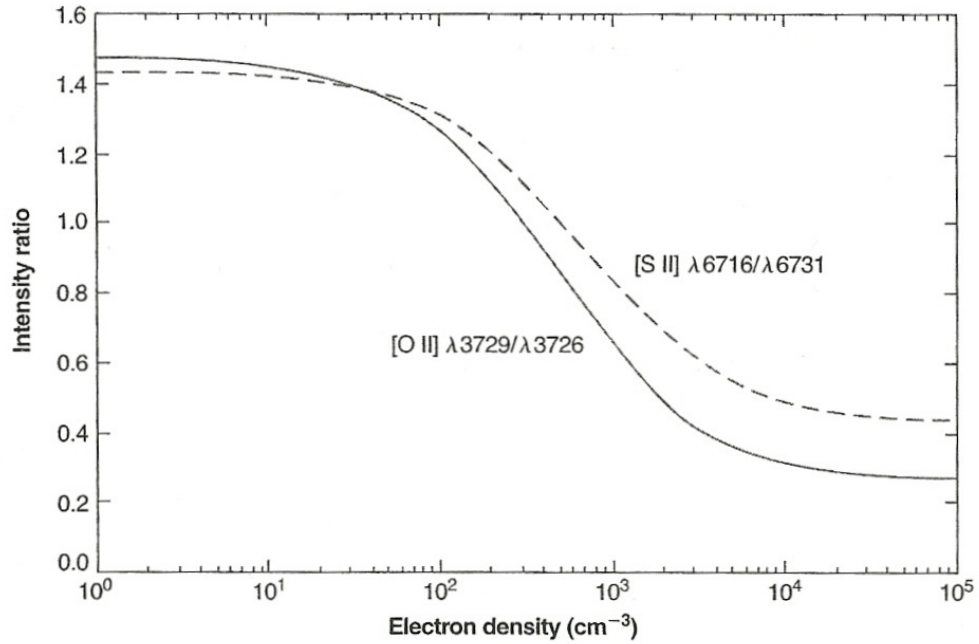


Figura 6.2: Cálculo de la variación del cociente de intensidades del doblete de [OII] (línea continua) y [SII] (línea punteada) en función de la densidad electrónica y a una temperatura  $T = 10\,000\text{ K}$ . (Osterbrock 1989).

analítica de primer orden encontrada es:

$$R \equiv \frac{I(\lambda 6716)}{I(\lambda 6731)} = 1.45 \frac{(1 + 4.18x)}{(1 + 13.42x)} \quad (6.1)$$

con

$$x = 10^{-4} N_e t^{\frac{1}{2}}, \quad t = 10^{-4} T_e.$$

Como alternativa, el programa desarrollado por De Robertis et al. (1987) proporciona una solución numérica (empleando la rutina FIVEL<sup>1</sup>) para el átomo de cinco niveles, y dicho algoritmo fue incorporado por Shaw & Dufour (1994) al paquete *nebular* en IRAF. La tarea utilizada de esta paquete es *temden*. El

<sup>1</sup><http://iraf.noao.edu/irafnews/dec94/dec94-S-13.html>

algoritmo determina la densidad electrónica de una nebulosa de gas ionizado, considerando una temperatura electrónica dada o viceversa. El usuario debe especificar la cantidad a ser calculada, el nombre y el espectro del átomo, entre otros parámetros.

Existe una buena correspondencia entre la solución analítica proporcionada por Castañeda et al. (1992) y la encontrada numéricamente por De Robertis et al. (1987); para una densidad electrónica de  $100 \text{ cm}^{-3}$  la correspondencia es del 4 % mientras que para una densidad de  $7 \times 10^3 \text{ cm}^{-3}$  es del 20 %. Esto puede verificarse en la Figura 6.3, obtenida de Castañeda et al. (1992). Dado que el paquete de IRAF utiliza las últimas constantes atómicas disponibles para el cálculo de las densidades, se decidió utilizar este método numérico para estimar la densidad electrónica.

Son varias las fuentes de error en el cálculo de las densidades que se deben considerar a fin de interpretar los resultados. En el cálculo de la densidad se debe tener en cuenta que el cociente de las líneas de excitación colisional elegidas dependerá de la densidad y la temperatura electrónica del gas. Esta dependencia es pequeña en el rango de temperaturas de las regiones estudiadas. Hemos examinado la amplia literatura disponible, de la cual sólo mencionamos varios artículos destacados. Vílchez et al. (1988) encuentran temperaturas electrónicas promedio de 8500 K para N595 y N604. Peimbert (1970) da una temperatura de 9600 K, Churchwell & Goss (1998) de 9000 K, Maíz-Apellániz et al. (2004) de 8500 K y Sabalisk et al. (1995) de 10000 K. El doblete de [SII] es sensible a la densidad, pero también es bastante insensible a la temperatura electrónica, con lo cual es posible considerar que es una buena aproximación tomar una temperatura de 10000 K en nuestros cálculos. Esta consideración es consistente con lo señalado con Maíz-Apellániz et al. (2004) quien también encuentra que no hay presente una variación significativa si se consideran temperaturas en un rango de 8000 K a 10000 K. La densidad electrónica promedio está en el límite de baja densidad para ambas regiones. Los valores más confiables y recientes son los de Esteban et al. (2009). Para NGC 604 (en [OII]) tiene un valor de  $270 \pm 30 \text{ cm}^{-3}$ , mientras que NGC 595 es de  $260 \pm 30 \text{ cm}^{-3}$ .

Al estar trabajando en la zona de baja densidad, un error relativamente pequeño en la razón [SII] se amplifica en un error grande en la densidad. Los errores estimados en la medición de los cocientes de [SII] son del orden de 2 - 7 % tomando en cuenta el error de Poisson en el flujo medido para cada línea del

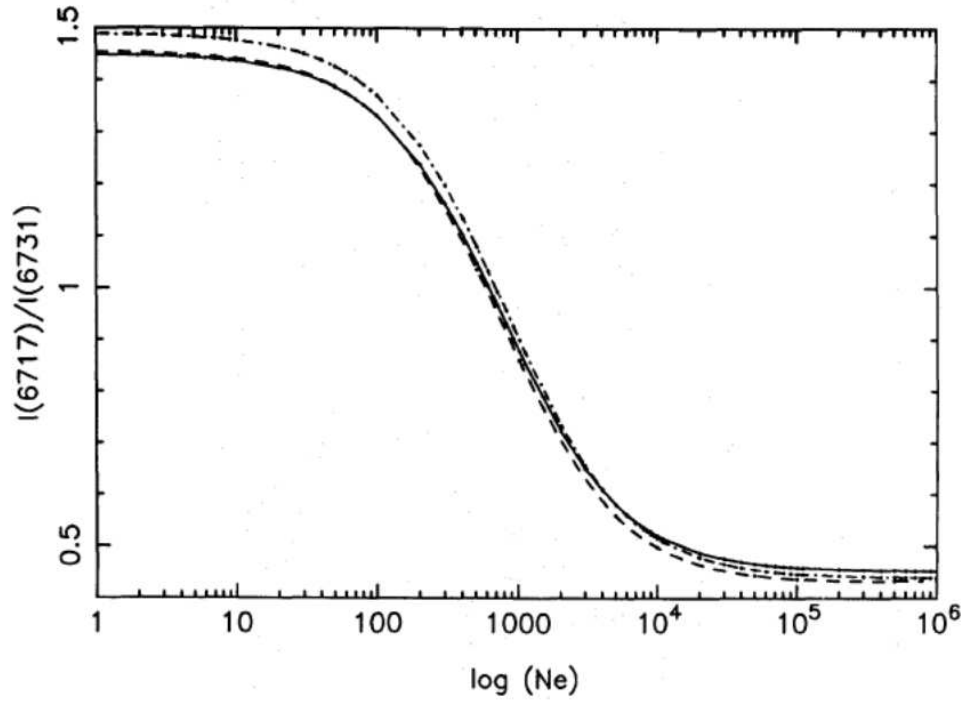


Figura 6.3: Comparación entre la solución numérica obtenida por De Robertis et al. (1987) y McCall (1984) mediante el programa FIVEL (—), una solución para el átomo de tres niveles (-·-·-), y la solución aproximada del átomo de cinco niveles (----) obtenida por Castañeda et al. (1992) a una temperatura de  $T_e = 10^4$  K (Castañeda et al. 1992).

doblete. Estos errores se indican mediante barras verticales en las figuras que muestran la variación de los cocientes a lo largo de la superficie de las regiones HII. Los errores calculados en los gráficos de cocientes de [SII] se obtuvieron utilizando la siguiente relación:

$$\sigma_{r[SII]} = \frac{I_{6716}}{I_{6731}} \sqrt{\left(\frac{\sigma_{6716}}{I_{6716}}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_{6731}}{I_{6731}}\right)^2},$$

donde los valores de las intensidades ( $I_{6716}$  y  $I_{6731}$ ) y los errores asociados a las mismas ( $\sigma_{6716}$  y  $\sigma_{6731}$ ) son obtenidos de los ajustes realizados con *Dipso*<sup>2</sup>.

<sup>2</sup>La cual se describe con más detalle en el capítulo anterior en la sección 4.4.8.

## 6.1. Análisis General

Las gráficas correspondientes a los perfiles de brillo en  $H\alpha$  y su correspondiente densidad, derivadas a partir de los resultados de los ajustes realizados con los datos de rendija larga, se muestran desde la Figura 6.4 hasta la Figura 6.13 para NGC 604 y desde la Figura 6.19 hasta la Figura 6.27 para NGC 595.

Originalmente en el presente trabajo se realizó el estudio de los cocientes de [SII] considerando sólo un promedio de 4 filas independientes para el ajuste (correspondientes a la escala del seeing de las observaciones). Para mejorar el proceso de análisis se decidió utilizar un promedio de 8 filas (para aumentar la señal a ruido), obteniendo un espectro asociado para cada pixel en la dirección espacial. Este último método proporciona curvas más suaves que permiten analizar con detalle el comportamiento de la densidad.

Existen algunas consideraciones importantes cuando se desea interpretar los resultados de las mediciones. Es importante recordar que la distancia a estos objetos implica que parte de la información se perderá durante la integración por la resolución limitada por el seeing. Asimismo, el  $S^+$  puede no ser el estado de ionización más importante del azufre en una región HII, y éste se encuentra presente en su mayoría, en las partes externas de la región (French & Grandi 1981).

Respecto a la distribución del polvo en el gas ionizado existen dos casos físicos importantes: o bien el polvo se encuentra dentro de la región (ya sea en grumos o uniformemente distribuido), o bien en los alrededores de la nebulosa. Mathis (1983) concluyó que ambas geometrías para la distribución del polvo y el gas proporcionan resultados similares para el decremento Balmer y por lo tanto, determinar observacionalmente la verdadera distribución geométrica del polvo resulta una tarea difícil. Así pues, teniendo en cuenta el resultado de Mathis (1983), se considera como una buena primera aproximación un modelo libre de polvo. Si el polvo se encuentra distribuido homogéneamente dentro de la región, se esperaría que el enrojecimiento fuera mayor en las partes más densas de los complejos (Skillman 1985).

Las observaciones de las regiones estudiadas indican la existencia de variaciones en la densidad electrónica. Los gráficos anteriores (Figuras 6.4 a 6.27) ilustran el cambio en el cociente del doblete de [SII] con la posición espacial, comparado con el brillo superficial en  $H\alpha$ .

Respecto a los cocientes de azufre [SII] 6716/6731 los puntos con buena señal a ruido (S/N) se encuentran todos en un rango de 1.1 a 1.4, estando entonces en el rango de baja densidad que caracteriza a las regiones HII (Castañeda et al. 1992). Dichos rangos corresponden a densidades entre  $50 \text{ cm}^{-3}$  y  $250 \text{ cm}^{-3}$  para NGC 604 y entre  $40 \text{ cm}^{-3}$  y  $170 \text{ cm}^{-3}$  para NGC 595. Los mapas de flujo en  $H\alpha$ , así como los gráficos de perfiles en  $H\alpha$  contra densidad hacen evidentes las zonas de mayor y menor densidad en NGC 604 y NGC 595. Se observa que, como se ha venido mencionando, las regiones están lejos de ser homogéneas.

## 6.2. NGC 604

A continuación se muestran los gráficos obtenidos<sup>3</sup> para NGC 604, que muestran los perfiles  $H\alpha$  y sus densidades correspondientes. Su respectivo análisis se presenta después de los mismos.

### Perfiles $H\alpha$ y Densidad de NGC 604

#### 6.2.1. Análisis de NGC 604

De los gráficos de los perfiles en  $H\alpha$  y densidad (Figuras 6.4 a 6.13) se puede notar que a medida que nos acercamos a las últimas posiciones de rendija (rendijas 7 a 10), es decir, conforme se mueve la rendija hacia el sur, se nota con mayor facilidad la presencia de los dos núcleos de emisión en  $H\alpha$  más prominentes. De esta forma hay un incremento en intensidad conforme nos movemos en dirección sur de la región hasta alcanzar el máximo y después vuelve a disminuir la intensidad de los picos observados. Este comportamiento en la intensidad de flujo coincide con la posición de la asociación principal de estrellas O y B. Para comparación con trabajos anteriores, ilustramos de forma separada la posición

---

<sup>3</sup>Graficados en OriginLab.

# NGC 604 - POSICIÓN 1

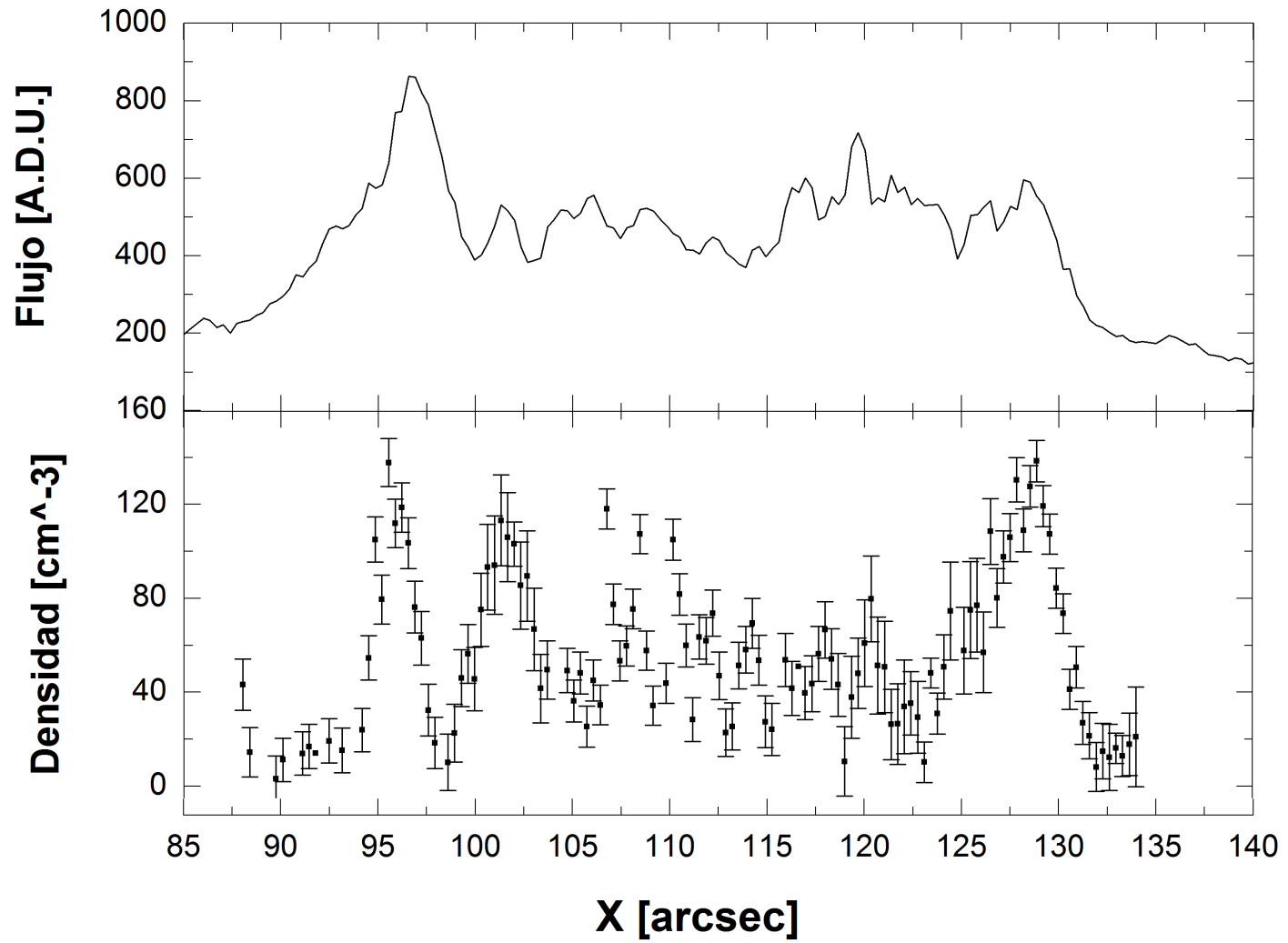


Figura 6.4: Perfil H $\alpha$  y densidad para la primera posición de NGC 604.

## NGC 604 - POSICIÓN 2

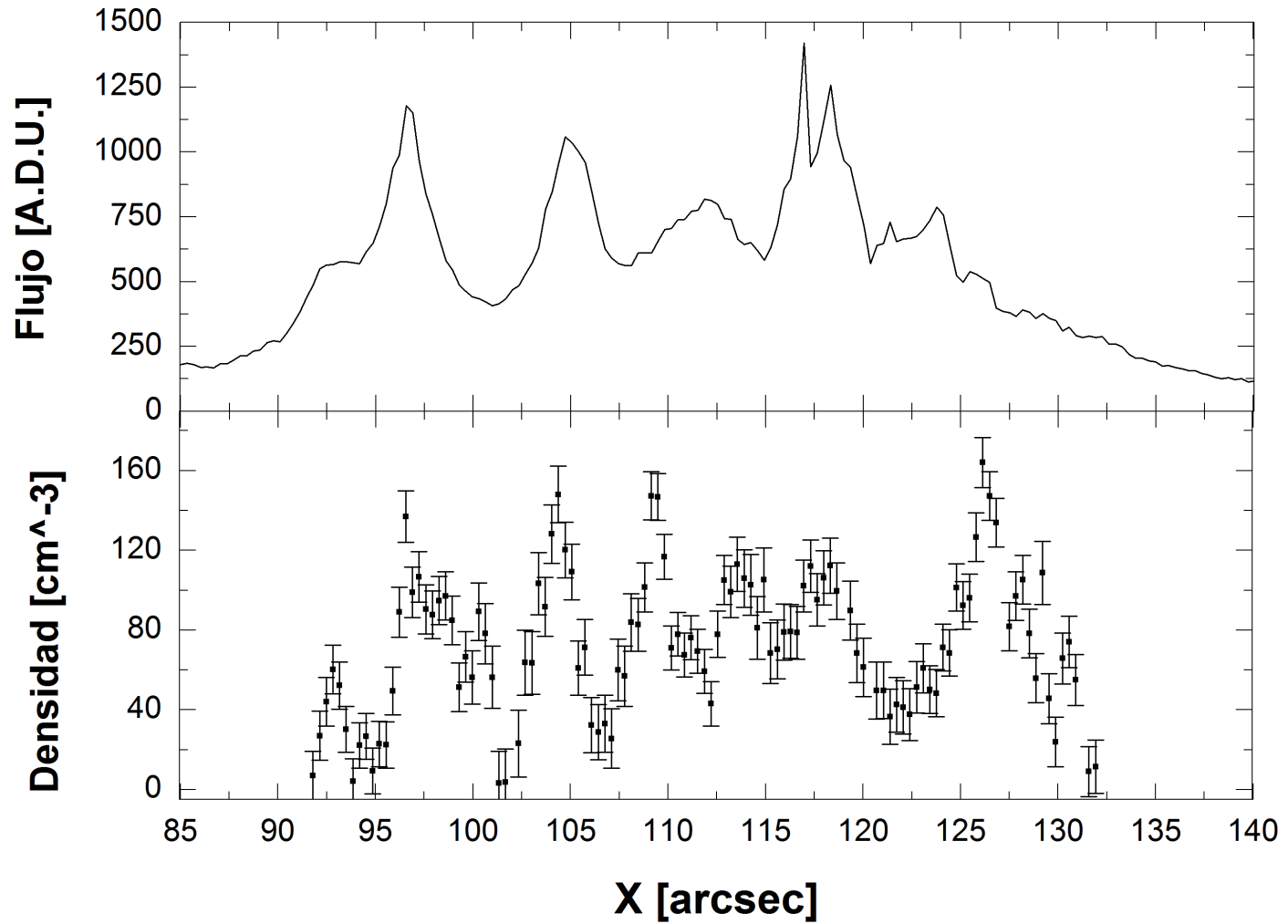


Figura 6.5: Perfil H $\alpha$  y densidad para la segunda posición de NGC 604.

# NGC 604 - POSICIÓN 3

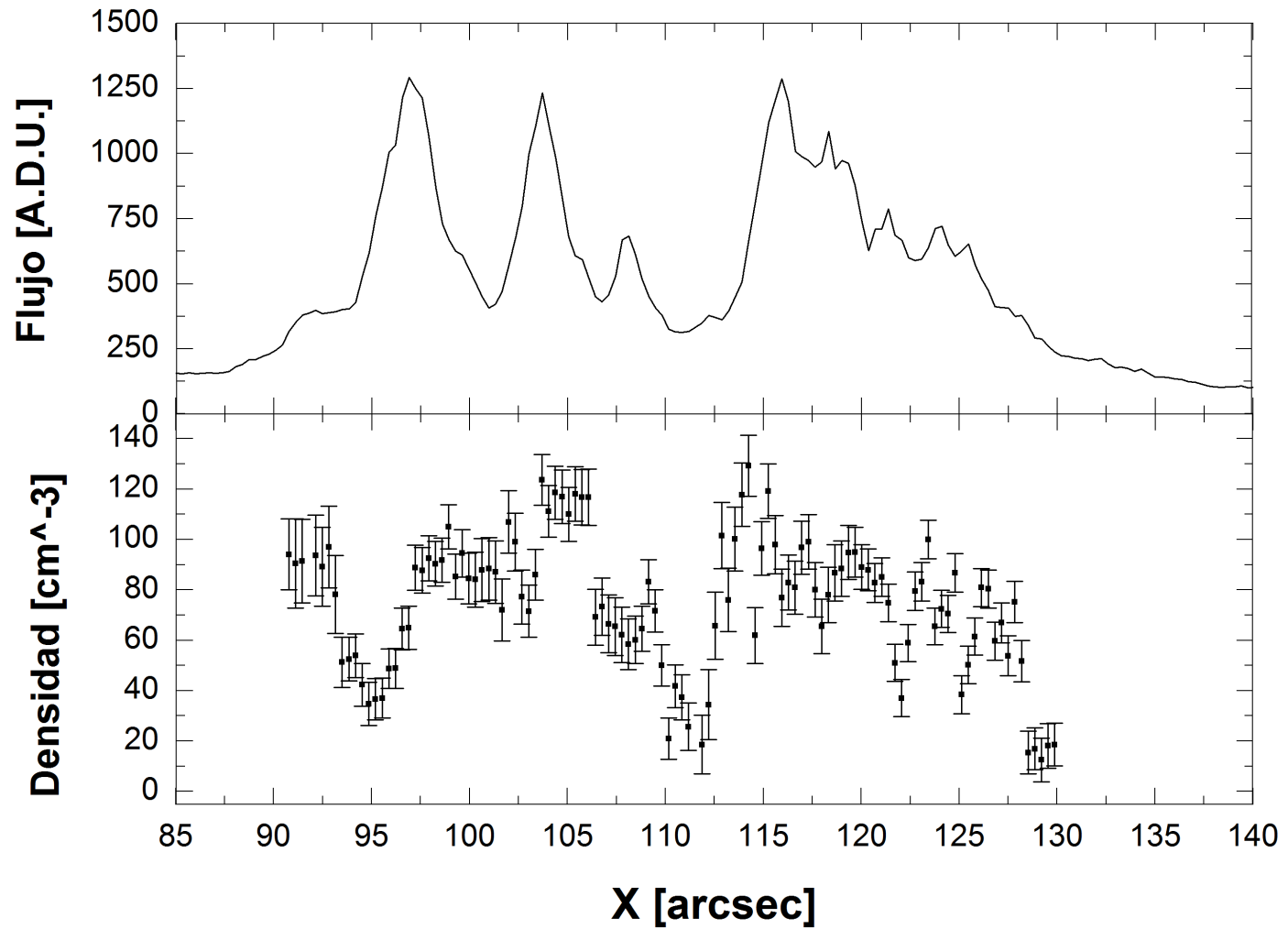


Figura 6.6: Perfil H $\alpha$  y densidad para la tercera posición de NGC 604.



# NGC 604 - POSICIÓN 4

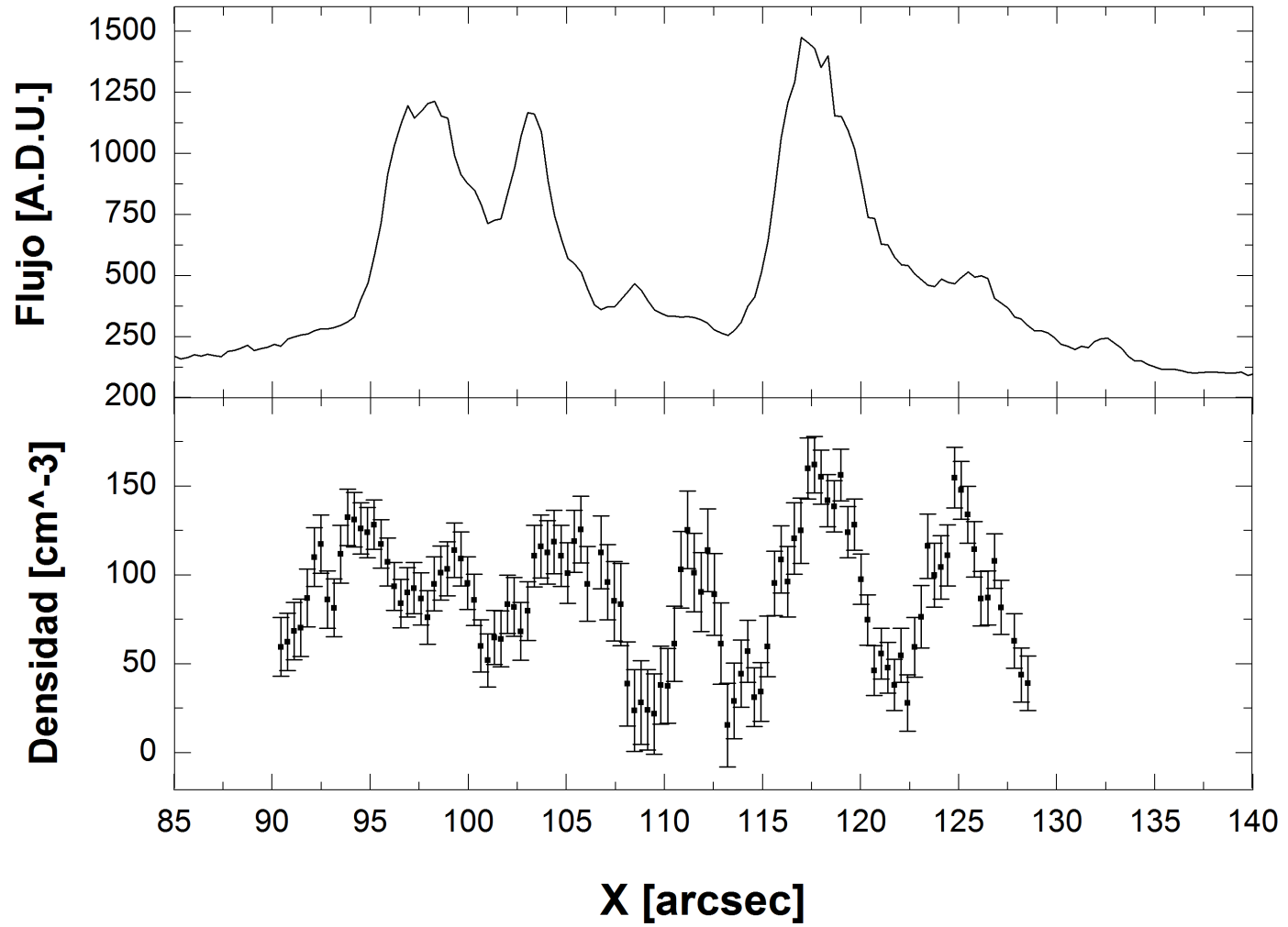


Figura 6.7: Perfil H $\alpha$  y densidad para la cuarta posición de NGC 604.

# NGC 604 - POSICIÓN 5

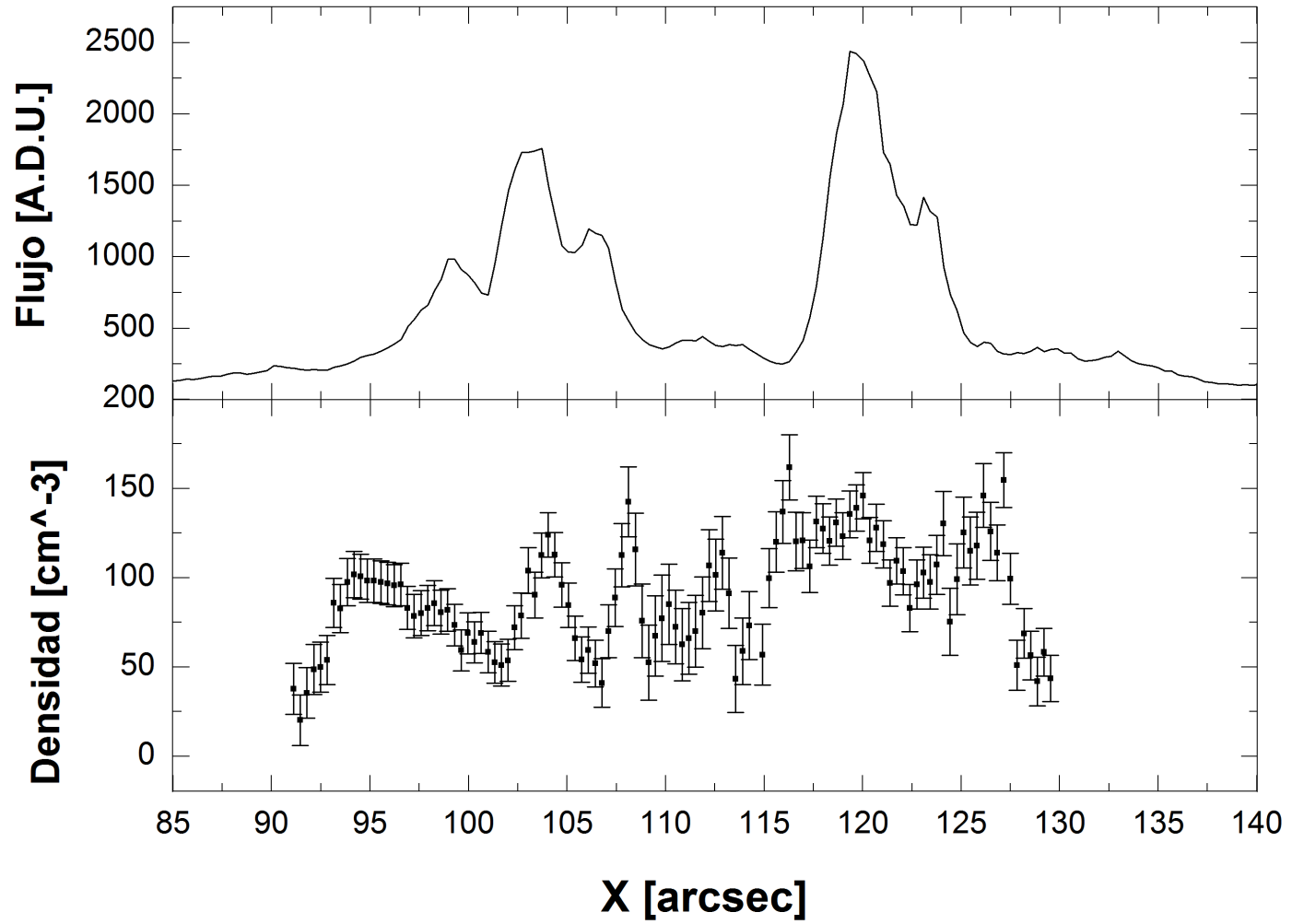


Figura 6.8: Perfil H $\alpha$  y densidad para la quinta posición de NGC 604.

## NGC 604 - POSICIÓN 6

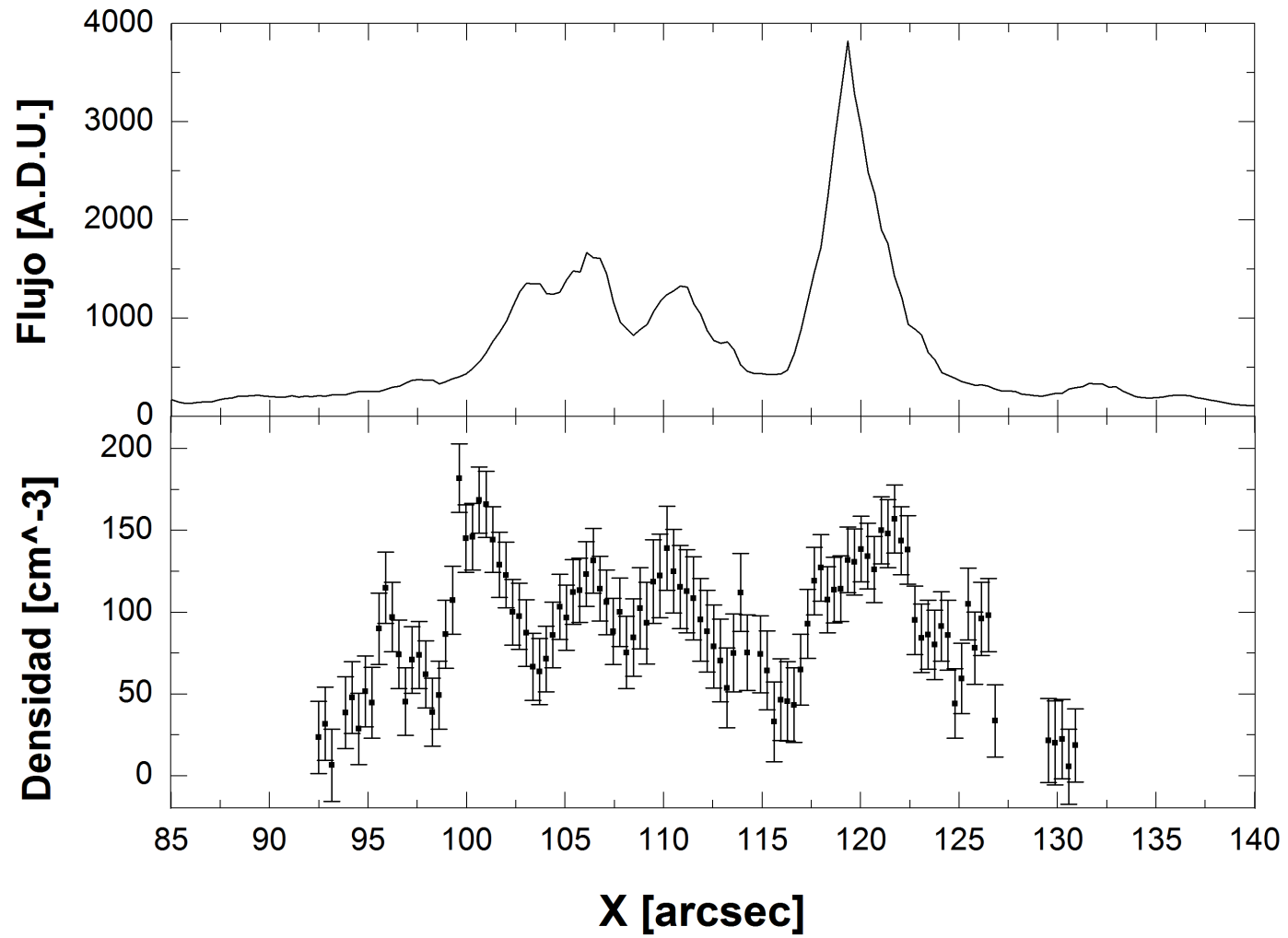


Figura 6.9: Perfil H $\alpha$  y densidad para la sexta posición de NGC 604.

# NGC 604 - POSICIÓN 7

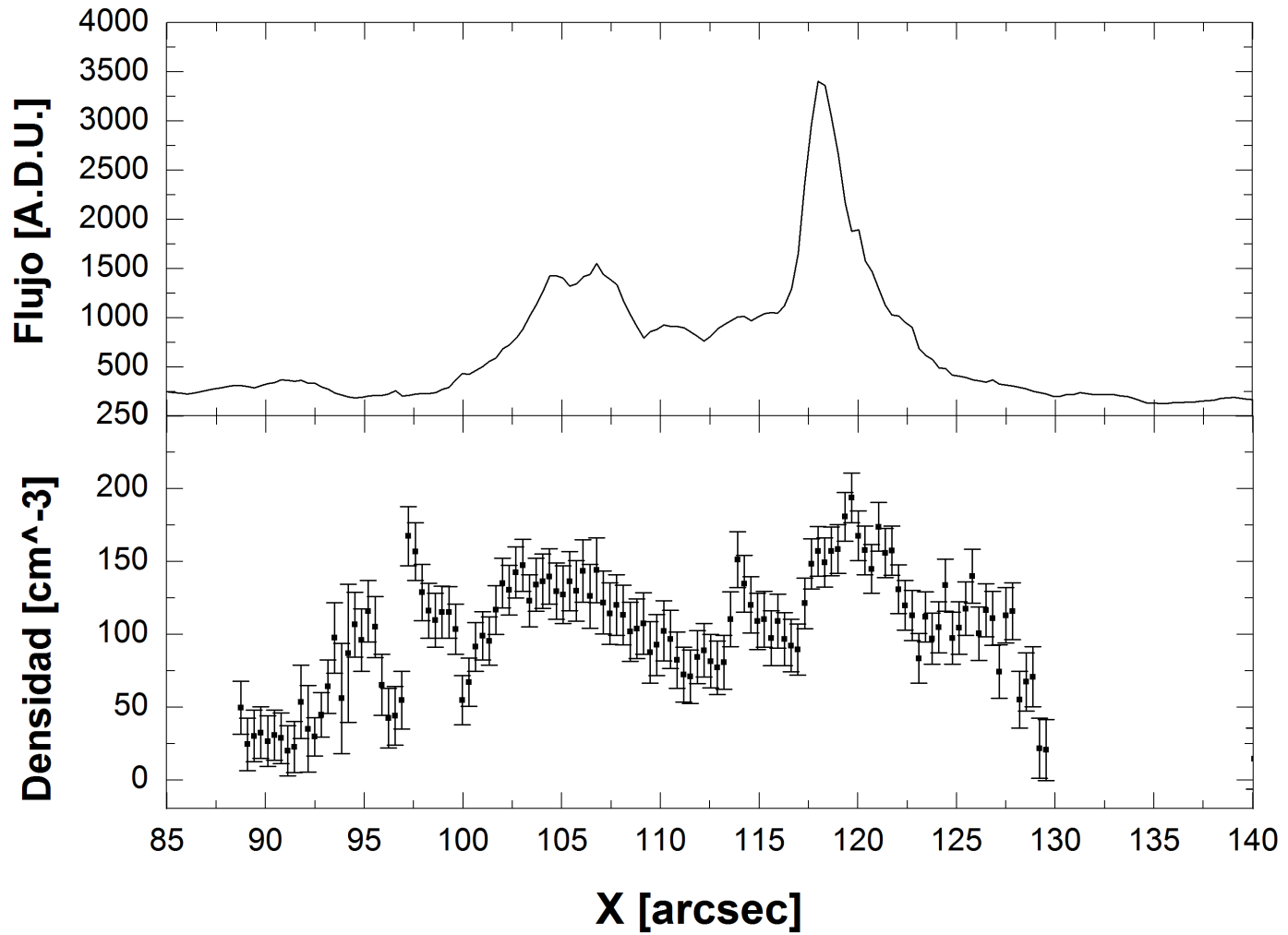


Figura 6.10: Perfil H $\alpha$  y densidad para la séptima posición de NGC 604.

# NGC 604 - POSICIÓN 8

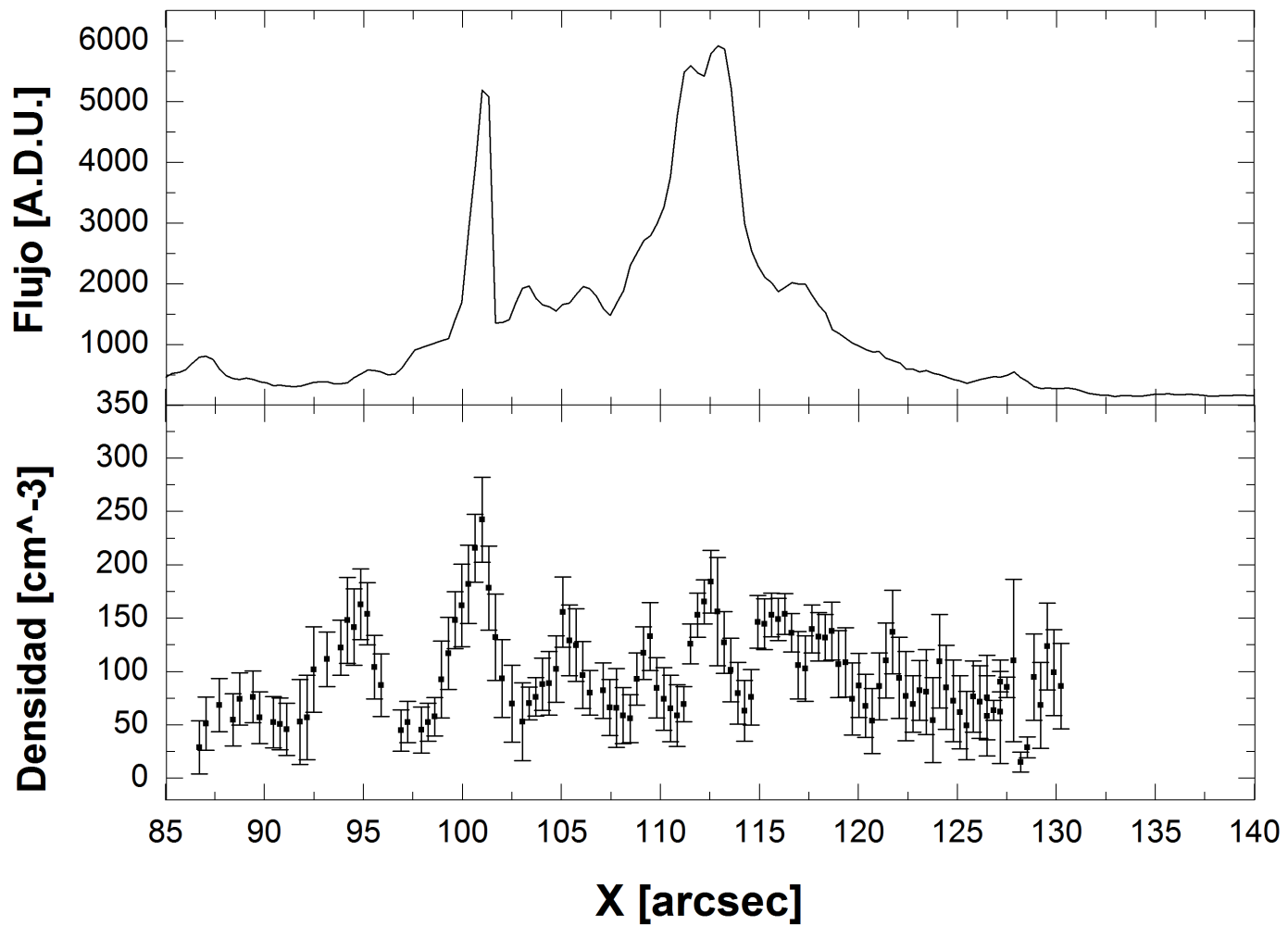


Figura 6.11: Perfil H $\alpha$  y densidad para la octava posición de NGC 604.

# NGC 604 - POSICIÓN 9

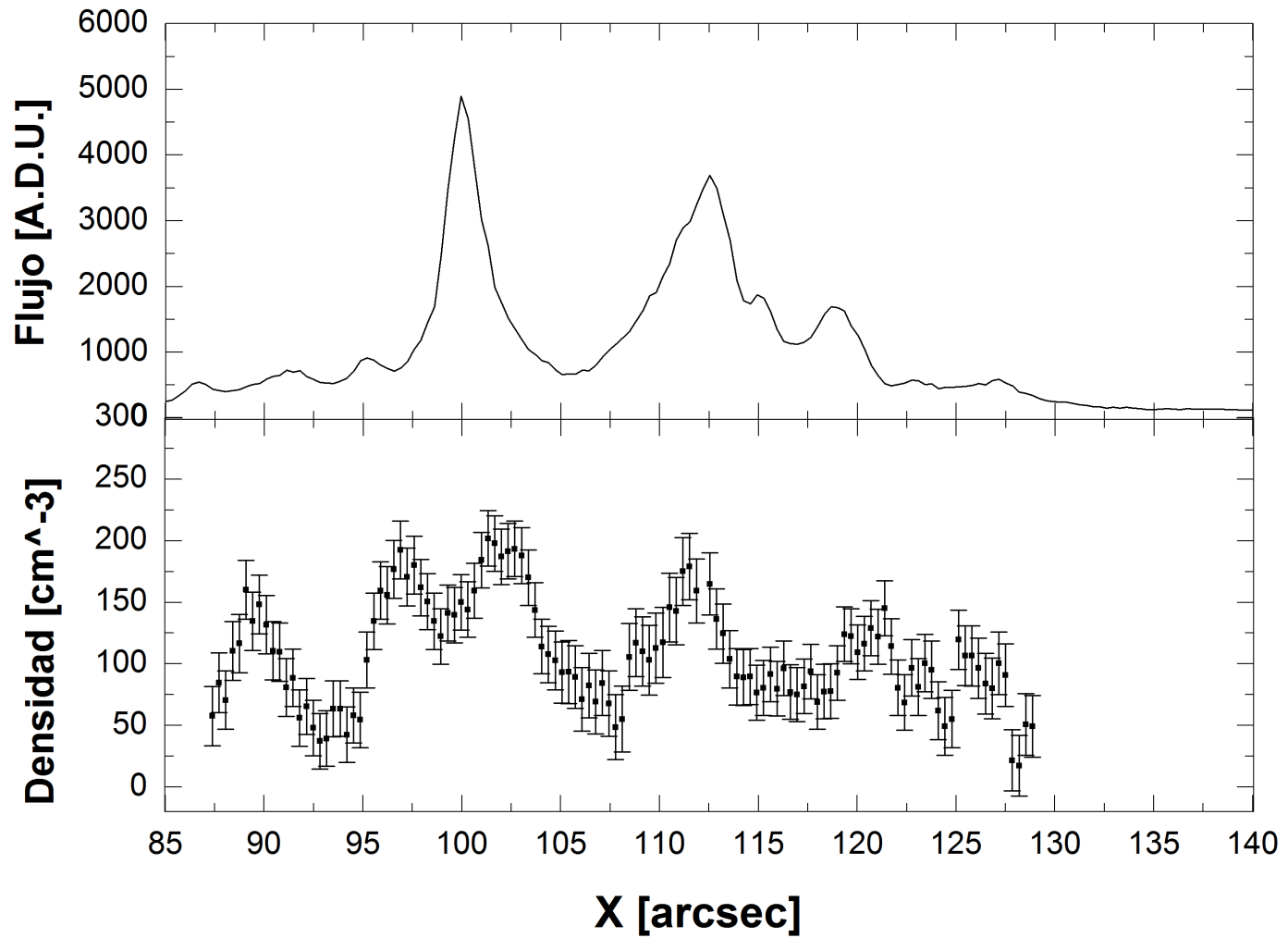


Figura 6.12: Perfil H $\alpha$  y densidad para la novena posición de NGC 604.

# NGC 604 - POSICIÓN 10

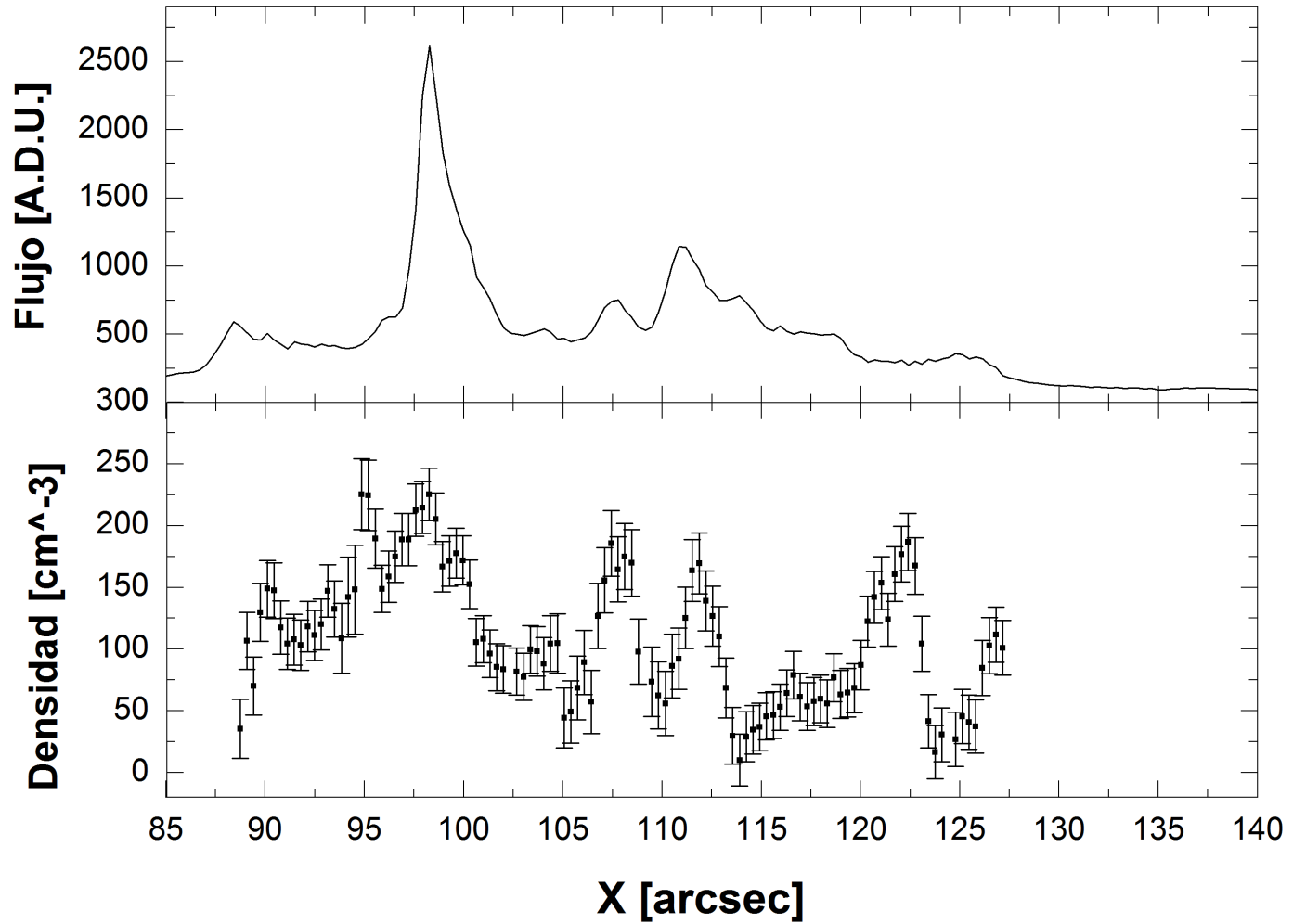


Figura 6.13: Perfil H $\alpha$  y densidad para la décima posición de NGC 604.

ocho de rendija, que corresponde al gráfico que presenta Maíz-Apellániz et al. (2004), quiénes emplean el mismo conjunto de datos de rendija larga utilizados en este trabajo, en la que se puede ver el perfil  $H\alpha$  de una de las posiciones de rendija con su correspondiente densidad (Figura 6.16).

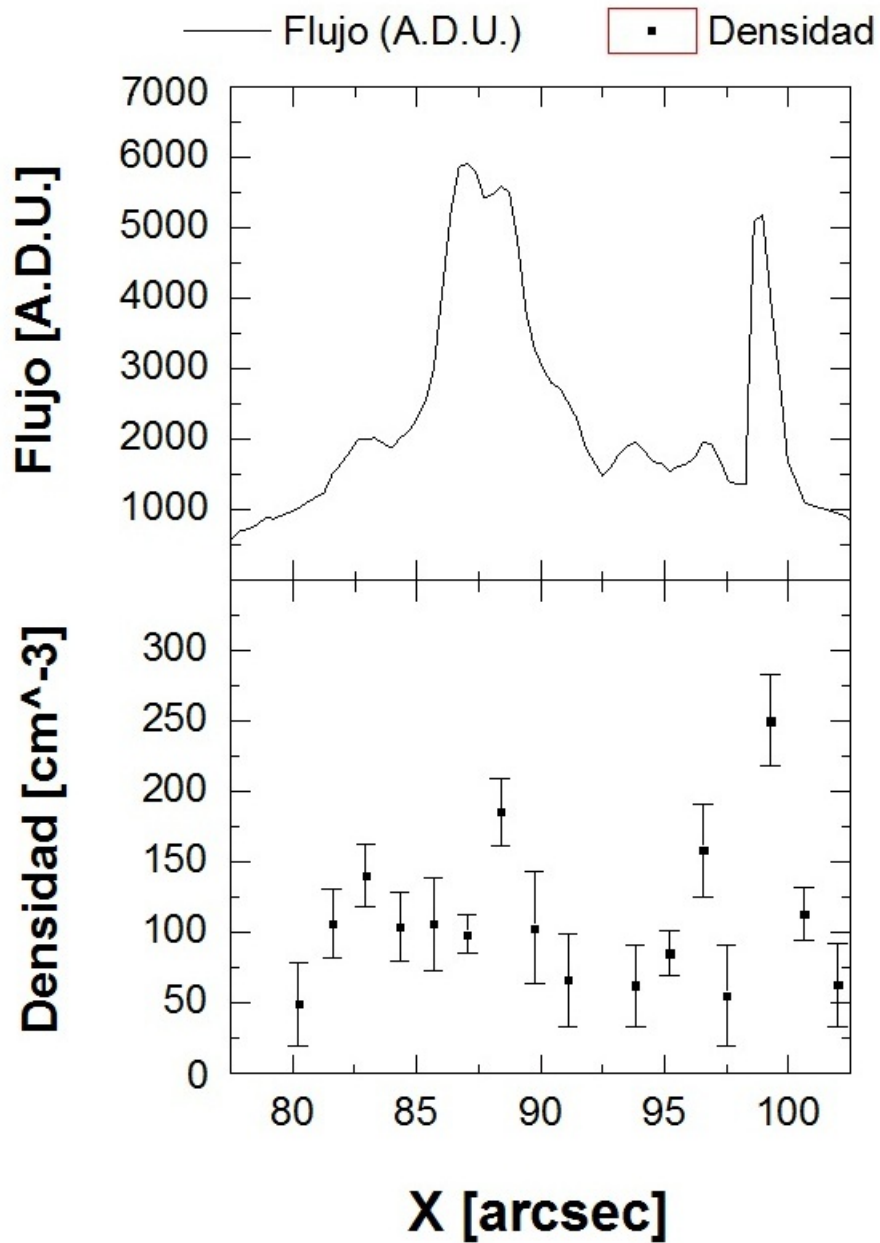
Para ilustrar la mejora en la presentación de los resultados al cambiar la estrategia de muestreo de la densidad, se realizaron gráficos de los perfiles en  $H\alpha$  contra densidad considerando un promedio de 4 filas consecutivas y después otro con 8 filas superpuestas. De esta forma y con fines de comparación, se han realizado para una de las posiciones de rendija (posición número ocho) dos gráficos, los que comparan la diferencia entre utilizar el último método y el originalmente considerado en este trabajo.

El primero de ellos (Figura 6.14) muestra la gráfica obtenida con la primer técnica utilizada en este trabajo, es decir, un promedio de cuatro filas consecutivas. El segundo (Figura 6.15), muestra el último método, es decir, se utilizan un promedio de ocho filas superpuestas, y que de acuerdo a los resultados debe asemejarse mucho a la técnica utilizada por Maíz-Apellániz et al. (2004). Finalmente se muestra en la Figura 6.16 una comparación entre el gráfico obtenido por Maíz-Apellániz y el obtenido en este trabajo. En éste último puede apreciarse una gran concordancia en los resultados.

En el gráfico 6.15, se pueden observar las zonas de alta densidad en NGC 604, las cuales corresponden a zonas que pueden apreciarse en el mapa bidimensional (Figura 5.1) contenido en el capítulo relativo a la morfología (Capítulo 5).

De acuerdo al mapa de densidad de NGC 604 (Figura 6.17), las áreas con baja densidad corresponden principalmente a las zonas circundantes de las cavidades observadas, es decir, las centrales (Cavidad A y C de la Figura 5.5). De acuerdo a la Figura 6.17 las estrellas Wolf-Rayet, con coordenadas: ( $102^{\circ}7, 5^{\circ}1'$ ), ( $104^{\circ}8, 11^{\circ}8$ ), ( $114^{\circ}8, 5''$ ), ( $112^{\circ}6, 11^{\circ}2$ ), ( $115'', 11^{\circ}4$ ), ( $116^{\circ}5, 7^{\circ}5$ ), ( $117^{\circ}9, 7^{\circ}7$ ), ( $120'', 112^{\circ}5$ ), se encuentran en zonas con densidades menores o densidades medias, este hecho apoya mayormente la teoría de que los gradientes de densidad pueden estar asociados a una superburbuja en expansión presente en la región debida a los vientos estelares de las mismas en vez de atribuirlo a la existencia de una supernova, como se menciona más ampliamente en el capítulo anterior. Por gradientes de densidad entendemos una variación sistemática de la densidad electrónica con la posición a lo largo de la rendija.





NGC 604 Posición 8

- 4 | -

Figura 6.14: Perfil  $H\alpha$  y densidad de la octava posición de rendija de NGC 604, utilizando un promedio de cuatro filas independientes entre sí.

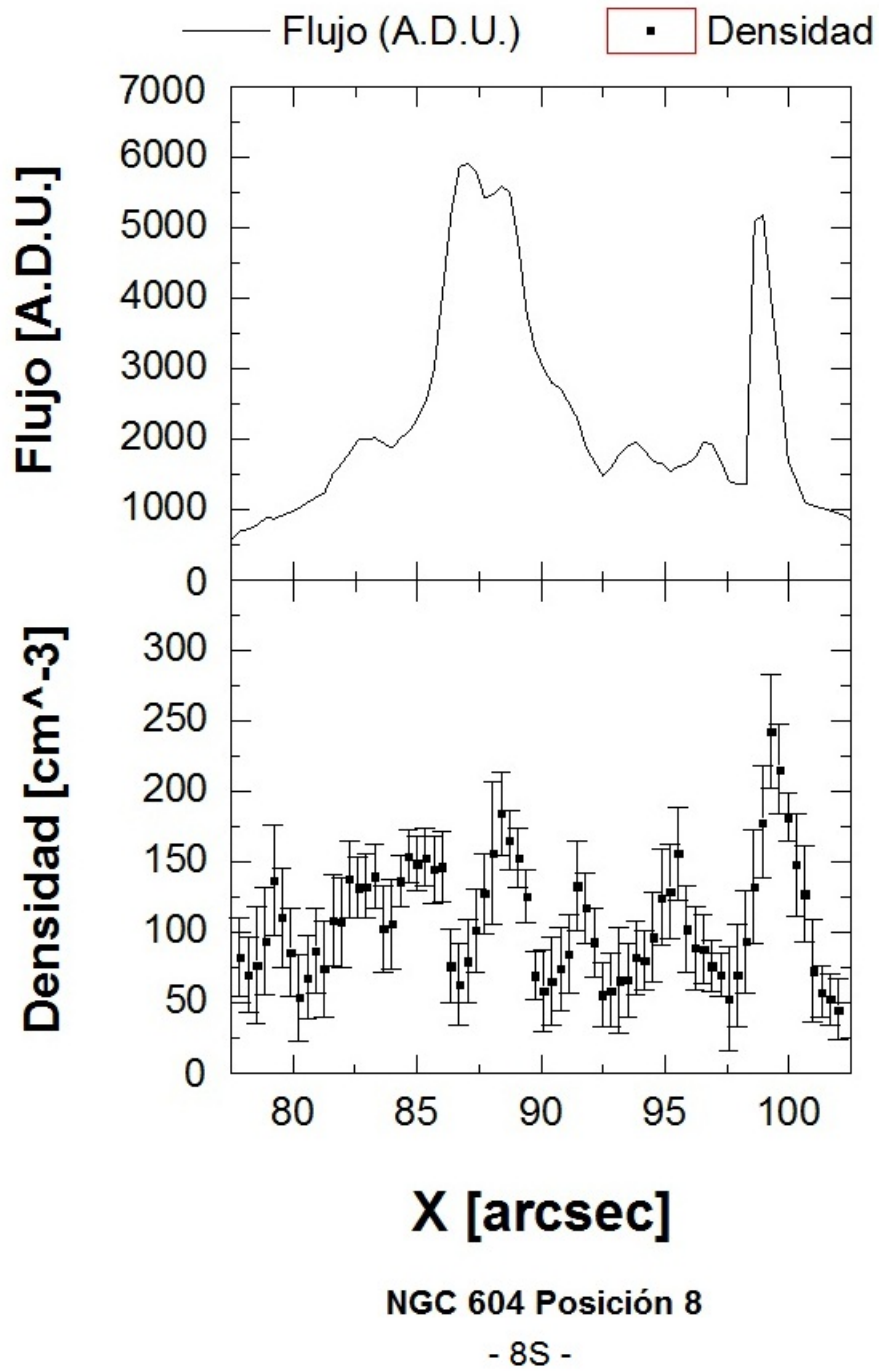


Figura 6.15: Perfil  $H\alpha$  y Densidad de la octava posición de rendija de NGC 604, utilizando un promedio de ocho filas superpuestas .

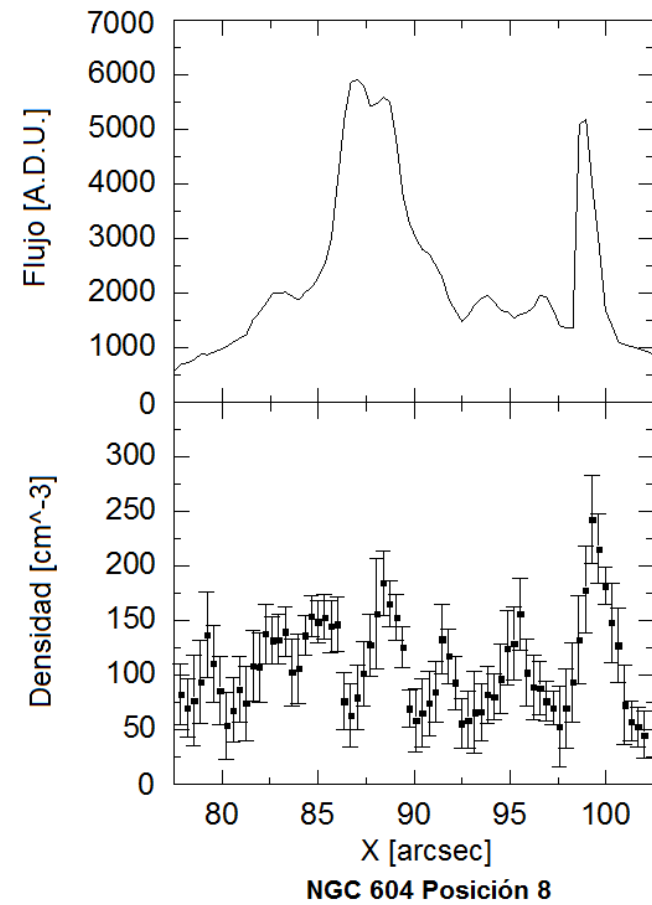
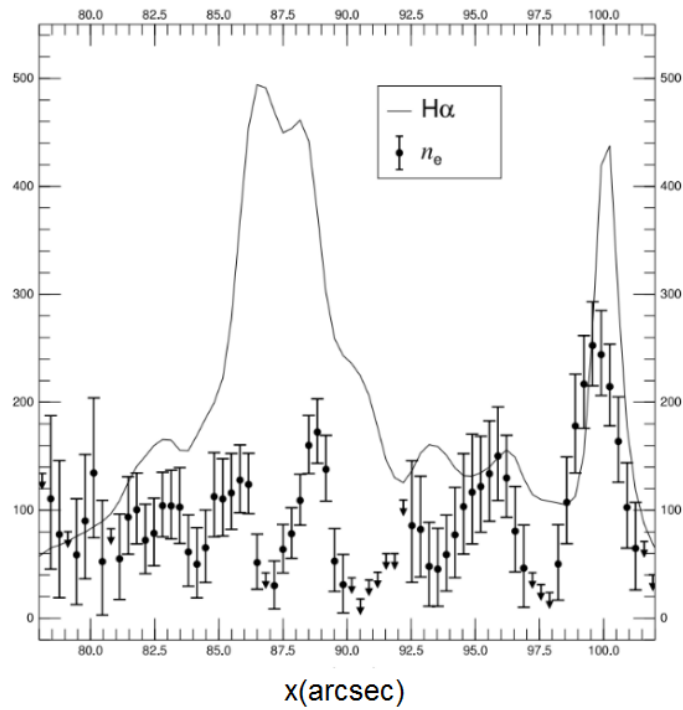


Figura 6.16: Imagen comparativa entre la realizada por Maíz-Apellániz et al. (2004), a la izquierda, y la realizada en el presente estudio, a la derecha. Se grafica el flujo en H $\alpha$  y la densidad para la octava posición de NGC 604.

El estudio en densidad en regiones HII gigantes de Castañeda et al. (1992) confirma la existencia de este comportamiento en otras regiones HII extragalácticas. La Figura 6.18 muestra una imagen comparativa entre el mapa de densidad para NGC 604 presentado en este trabajo y el realizado por Maíz-Apellániz et al. (2004). En dicha imagen puede observarse una buena correspondencia en los mapas presentados. Cabe señalar que el gráfico presentado por Maíz-Apellániz et al. (2004) tiene una orientación distinta a la presentada en los mapas de este trabajo, en su mapa el norte se encuentra apuntando hacia abajo y el este a la derecha. Debido a que se deseaba presentar la imagen original de estos autores, en la Figura 6.18 se presenta el mismo mapa de densidad que en la Figura 6.17, con la diferencia de que éste último se ha graficado siguiendo la misma orientación de Maíz-Apellániz et al. (2004) para facilitar la comparación.

Otros autores también han obtenido valores de la densidad electrónica, pero no de la manera sistemática de este trabajo. Yang et al. 1996 derivan densidades electrónicas del cociente de [SII] a partir de datos de espectroscopia echelle, eligiendo zonas puntuales en la estructuras de los filamentos y cáscaras de la región (véase su Tabla 5), pero sus resultados no muestran un patrón definido entre diferentes posiciones, salvo que todos se encuentran en zonas de baja densidad. Mediciones de la densidad de NGC 604 realizadas por Clayton (1988) con espectroscopía echelle dan valores de  $\sim 100 \text{ cm}^{-3}$ . Rosa & Solf (1984), en las posiciones de alto brillo superficial dan valores de  $50 - 200 \text{ cm}^{-3}$ , mientras que Maíz-Apellániz et al. (2004) con rendija larga encuentran valores de de cociente de doblete de [SII] por encima de 1.3. Los valores citados concuerdan con los obtenidos en el presente estudio, en el que se obtuvo un rango de  $50\text{-}250 \text{ cm}^{-3}$ , con una densidad promedio de  $108 \text{ cm}^{-3}$ .

La densidad electrónica también fue medida a partir del cociente de- [SiIII]  $18\mu\text{m}/33\mu\text{m}$  por Martínez-Galarza et al. (2012) en zonas selectas dentro de la región, empleando espectroscopía del observatorio espacial Spitzer. El inconveniente de usar este doblete radica en su baja sensibilidad a bajas densidades (vease Dudik et al. 2007). No obstante, los autores pudieron establecer límites superiores para  $\log n_e = 1.5 \text{ cm}^{-3}$  and  $\log n_e = 2.5 \text{ cm}^{-3}$ , en acuerdo con los resultados de nuestro trabajo.

Estudios anteriores relativos a la variación en densidad en la superficie de regiones HII gigantes extragalácticas concuerdan con los resultados observados en el presente trabajo. Un buen candidato de comparación con NGC 604 lo

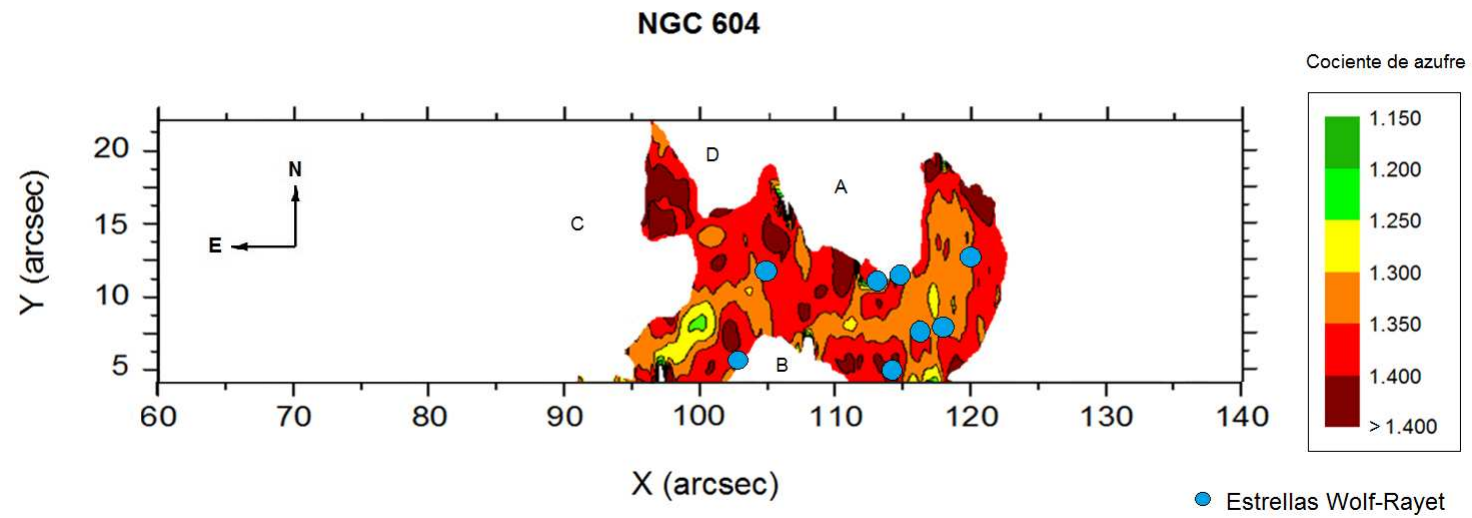


Figura 6.17: Mapa del cociente de azufre (inversamente proporcional a la densidad) de NGC 604 con la ubicación de las estrellas Wolf-Rayet presentes. El tamaño de las estrellas Wolf-Rayet no corresponde a su dimensión real. Las letras A, B, C y D indican las cavidades principales (Ver Figura 5.5).

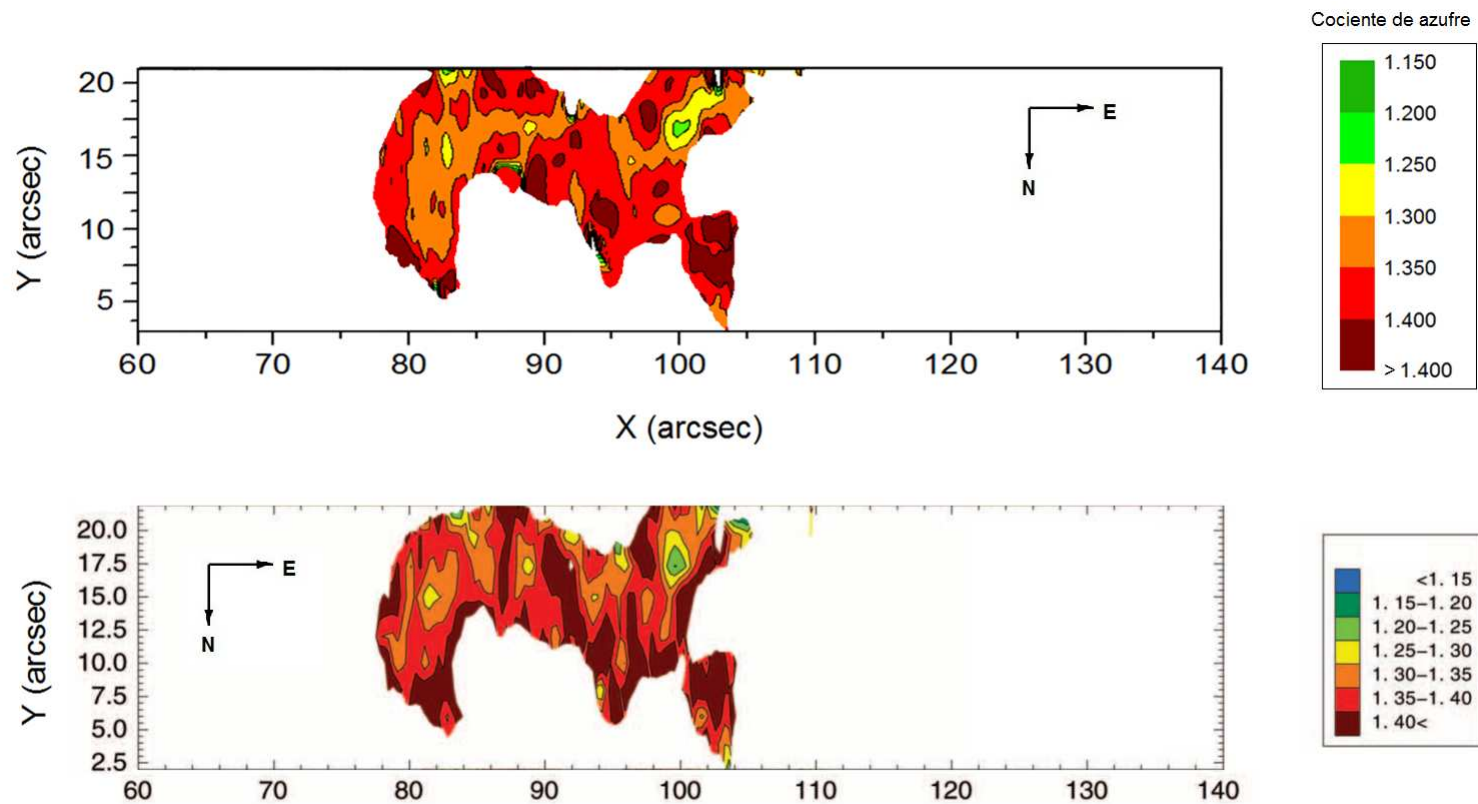


Figura 6.18: Imagen comparativa entre los mapas de densidad para NGC 604, arriba: mapa realizado en este trabajo, abajo: mapa (imagen adaptada) presentado por Maíz-Apellániz et al. (2004).

constituye 30 Doradus, debido a su proximidad y su alto brillo superficial, así como la gran similitud que guarda en algunas propiedades con NGC 604. Utilizando el doblete [OII] $\lambda\lambda 3726, 3729$ , White (1981) estudió la variación de la densidad electrónica en el centro de 30 Doradus, obteniendo valores del orden de  $500 - 700 \text{ cm}^{-3}$ , y encontrando que el máximo en densidad se encontraba localizado en el borde más brillante. Cantó et al. (1980) estudiaron también el doblete de [OII] en 30 Doradus pero en su trabajo no se realizó ningún análisis sobre la variación en densidad de sus diferentes componentes; los valores reportados fueron de  $200 - 1000 \text{ cm}^{-3}$ .

### 6.3. NGC 595

A continuación se muestran los gráficos obtenidos para NGC 595, su respectivo análisis se presenta después de los mismos. Dichos gráficos muestran los perfiles  $H\alpha$  y sus densidades correspondientes, en todas ellas el norte se encuentra arriba y el este a la izquierda.

#### Perfiles $H\alpha$ y Densidad de NGC 595

##### 6.3.1. Análisis de NGC 595

Al igual que para NGC 604, para NGC 595, se utilizó un promedio de 8 filas superpuestas para realizar los gráficos correspondientes a los perfiles de flujo en  $H\alpha$  contra densidad (Figuras 6.19 a 6.27). Igualmente, el mapa de densidad correspondiente (Figura 6.28) a esta región fue realizado a partir del doblete de azufre [SII] $\lambda\lambda 6716, 6731$ .

Respecto a los perfiles en  $H\alpha$  contra densidad, en las dos primeras posiciones de rendija de los perfiles en  $H\alpha$  hay tres picos principales de bajo flujo, mientras que ya en la tercera posición de rendija puede verse un pico bien definido con dos máximos. A partir de la posición de rendija cuarta hasta la sexta se observa en cambio, el mismo pico pero sin las crestas mencionadas, es decir, puede verse un sólo pico bien definido. En la posición séptima vuelven a aparecer tres picos principales, el último de ellos con dos crestas también; mientras que en

# NGC 595 - POSICIÓN 1

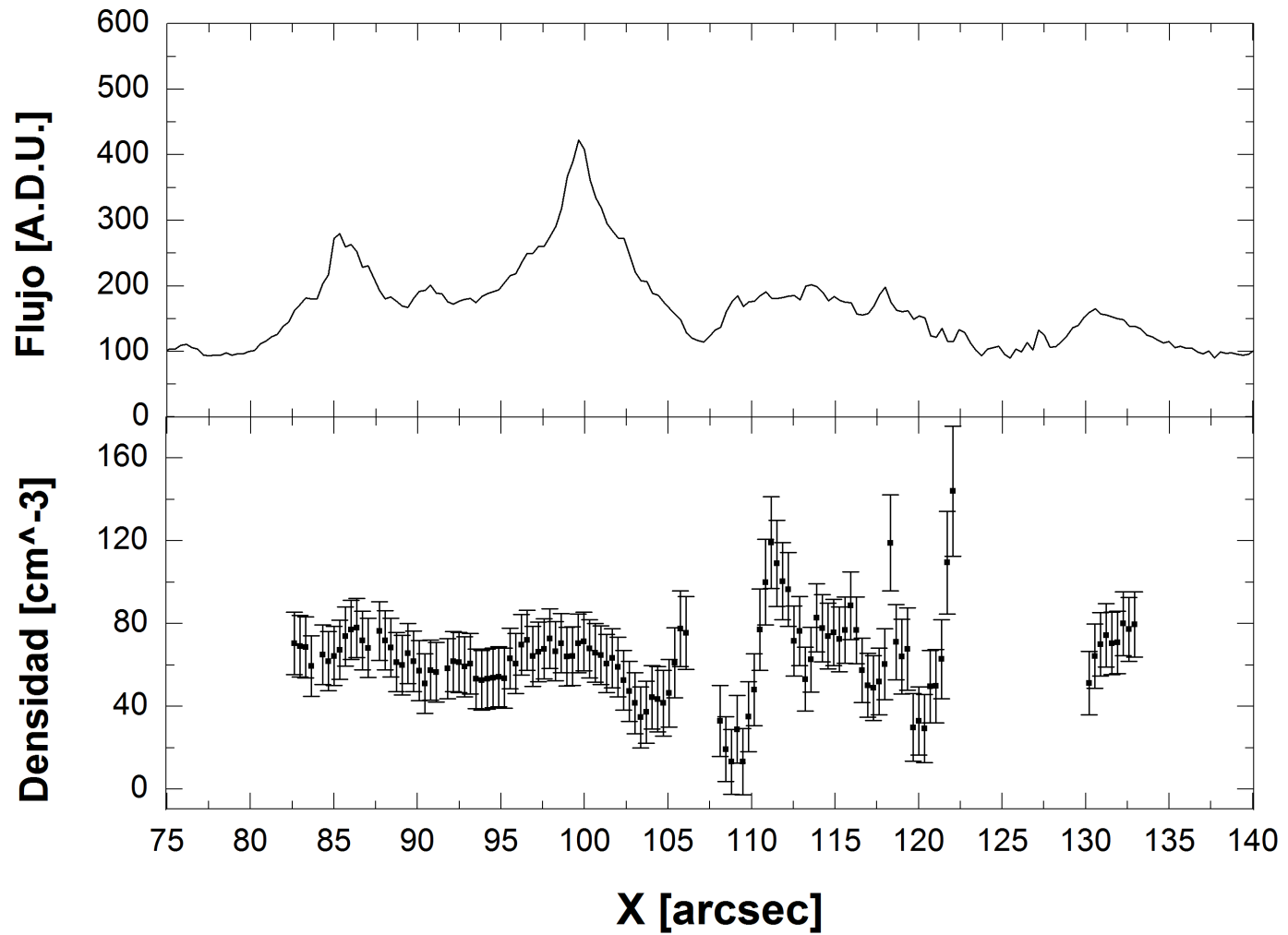


Figura 6.19: Perfil H $\alpha$  y densidad para la primera posición de NGC 595.



## NGC 595 - POSICIÓN 2

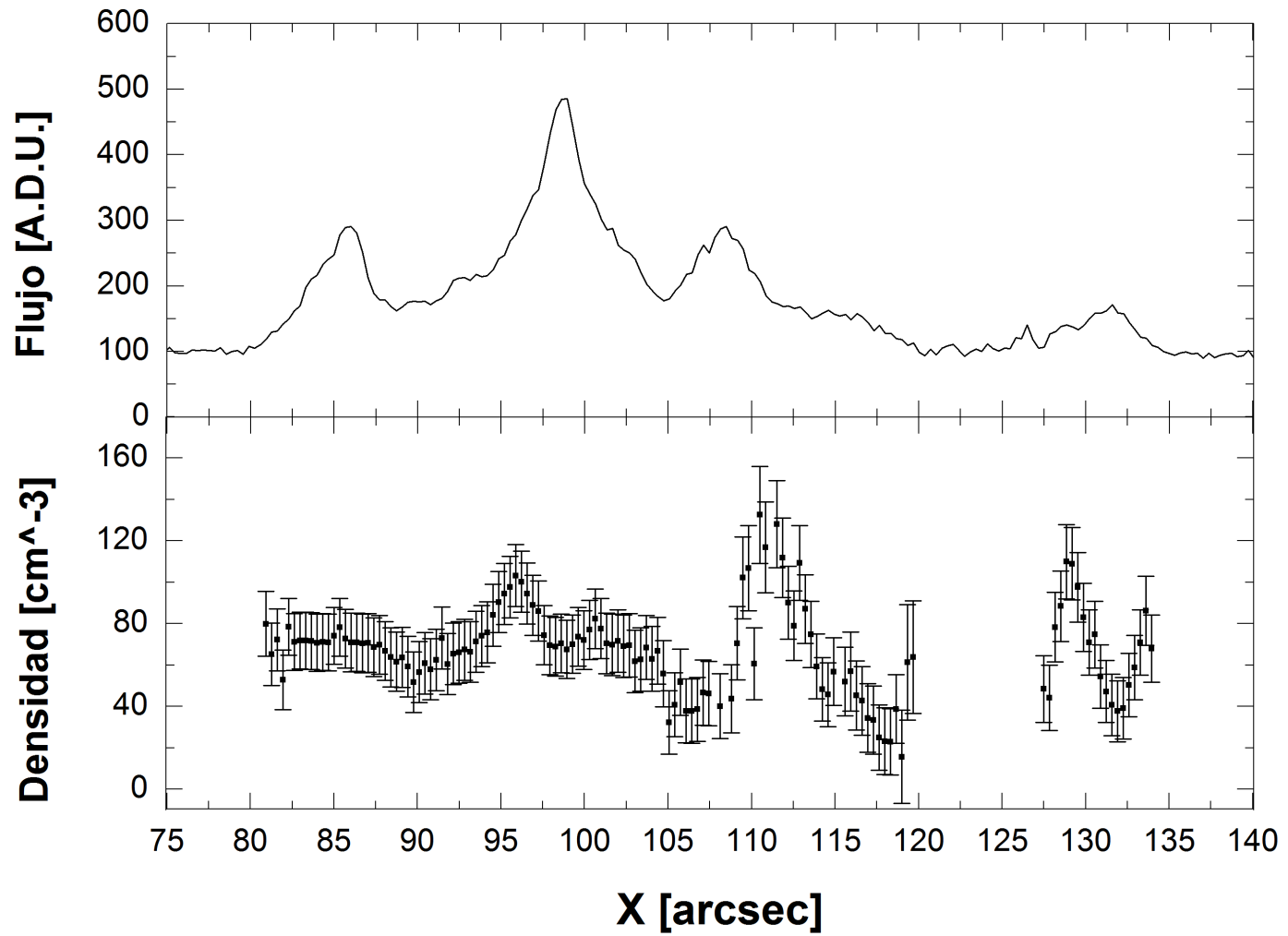


Figura 6.20: Perfil H $\alpha$  y densidad para la segunda posición de NGC 595.

## NGC 595 - POSICIÓN 3

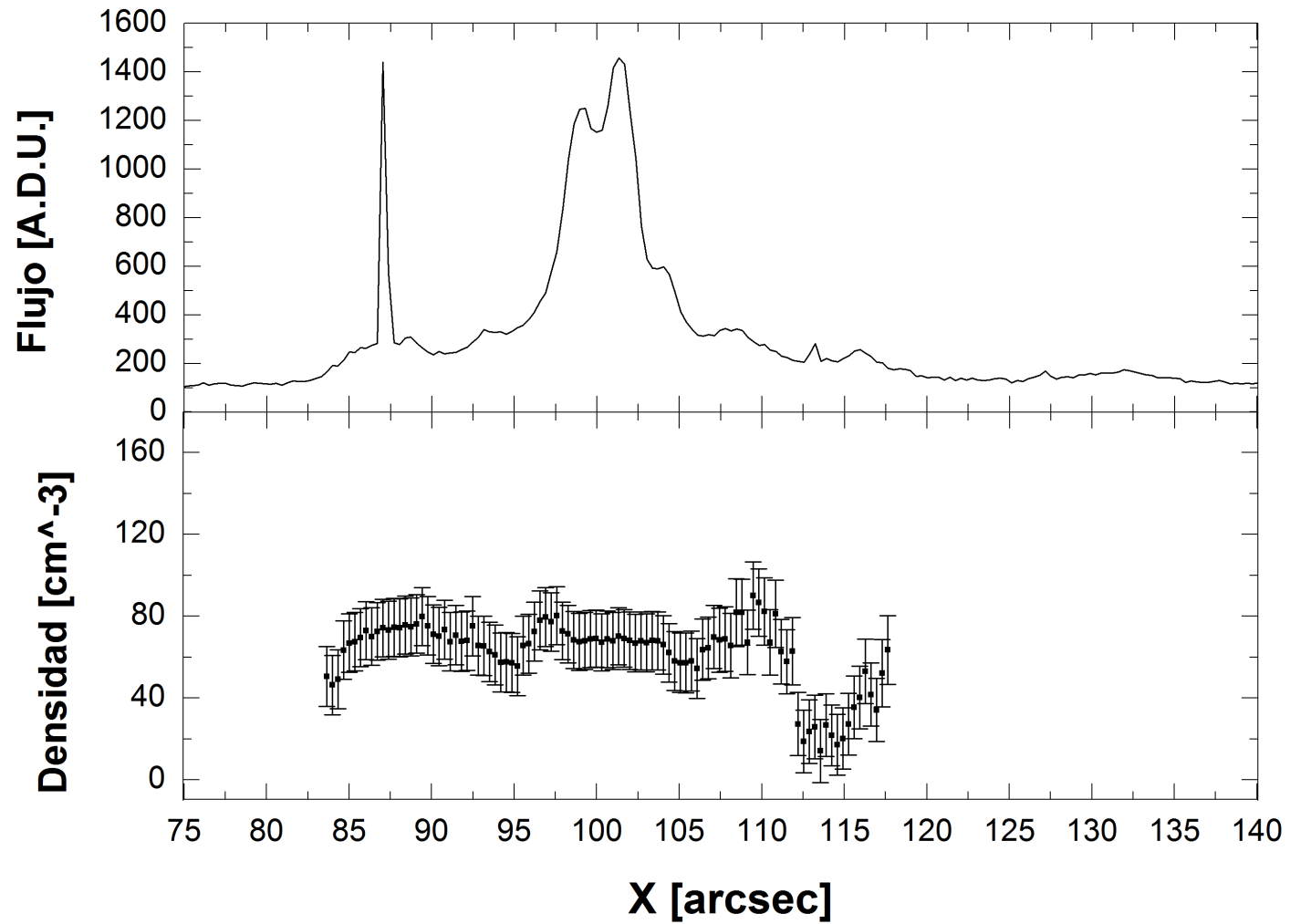


Figura 6.21: Perfil H $\alpha$  y densidad para la tercera posición de NGC 595.

## NGC 595 - POSICIÓN 4

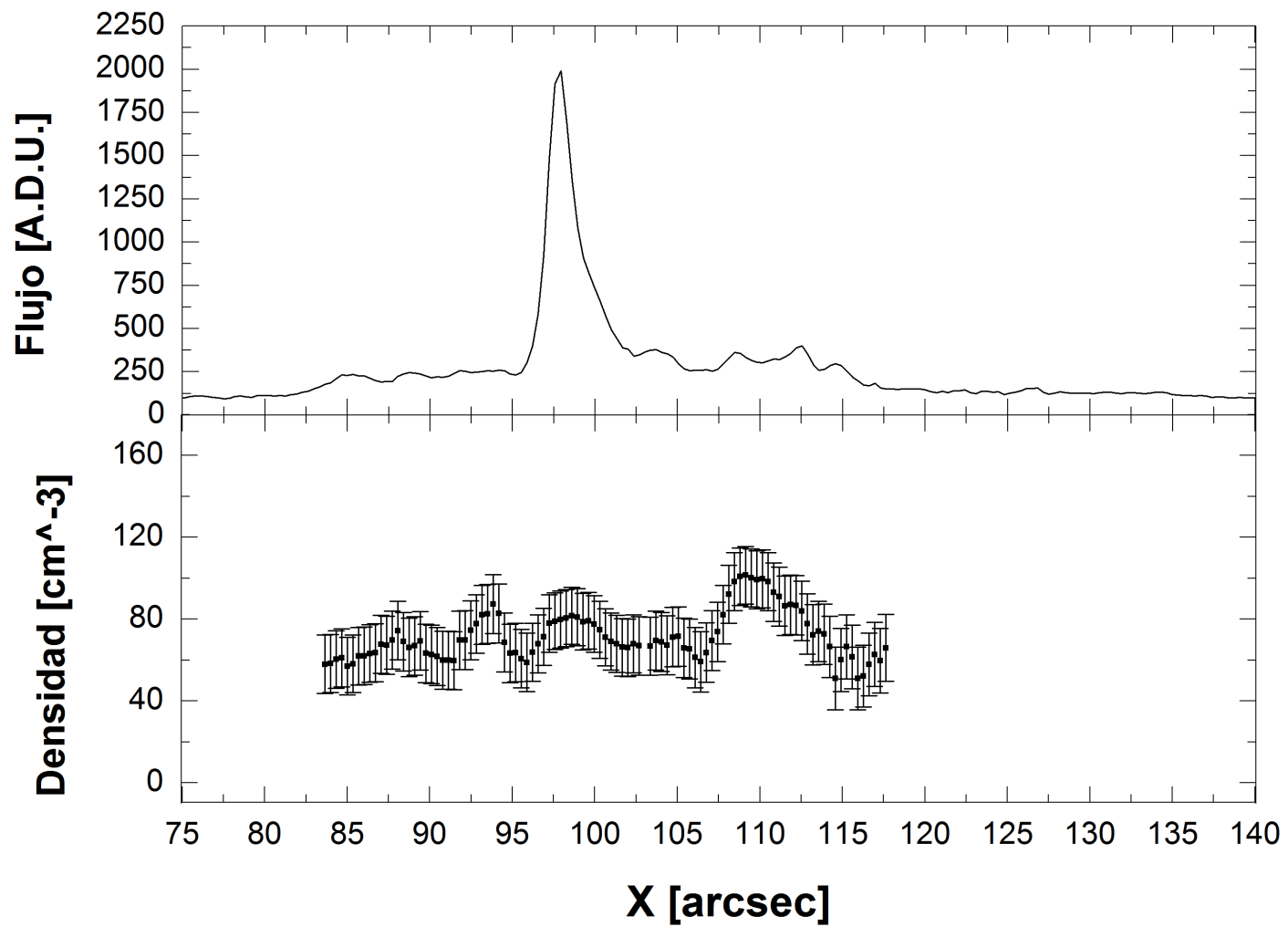


Figura 6.22: Perfil H $\alpha$  y densidad para la cuarta posición de NGC 595.

# NGC 595 - POSICIÓN 5

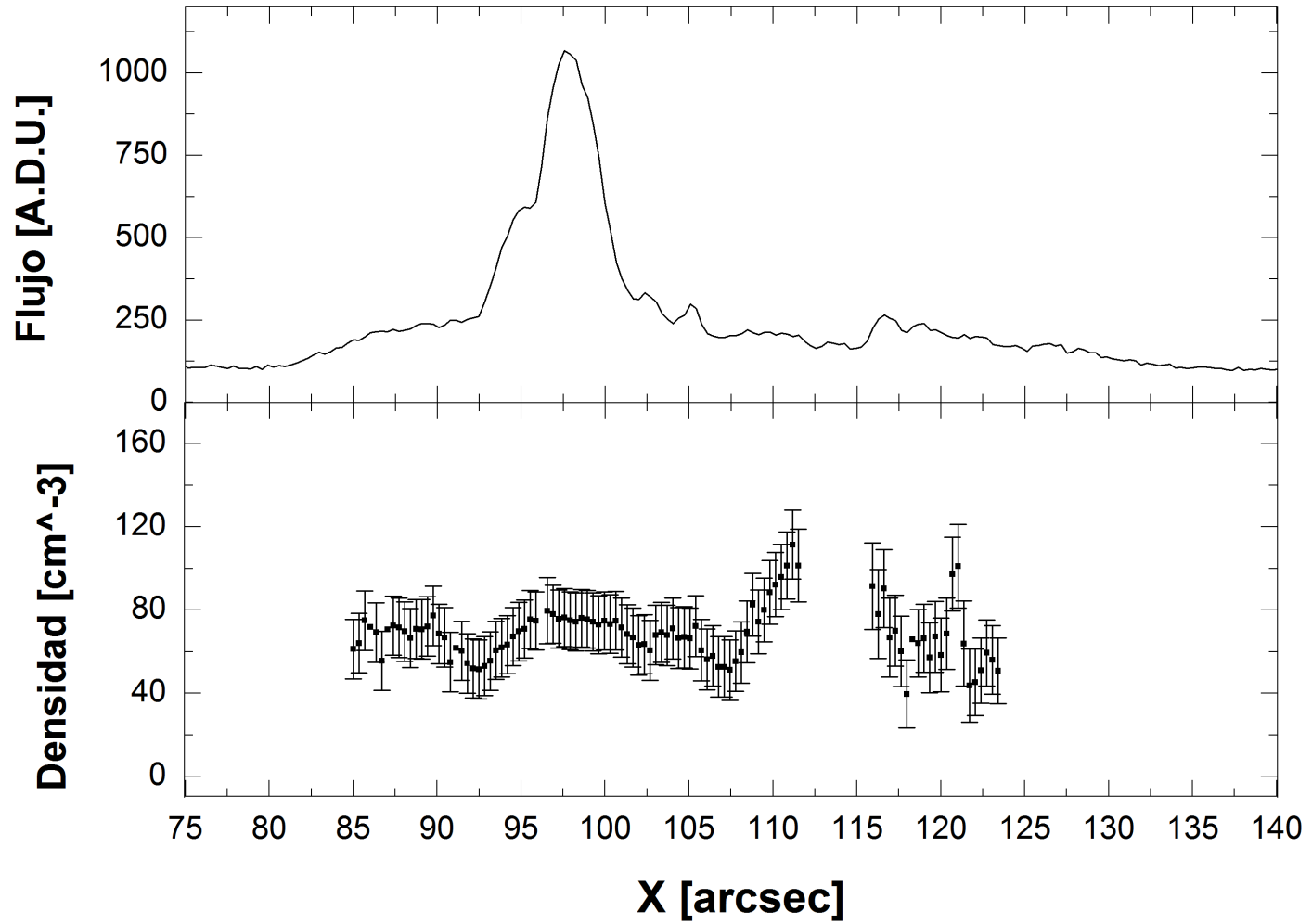


Figura 6.23: Perfil H $\alpha$  y densidad para la quinta posición de NGC 595.

# NGC 595 - POSICIÓN 6

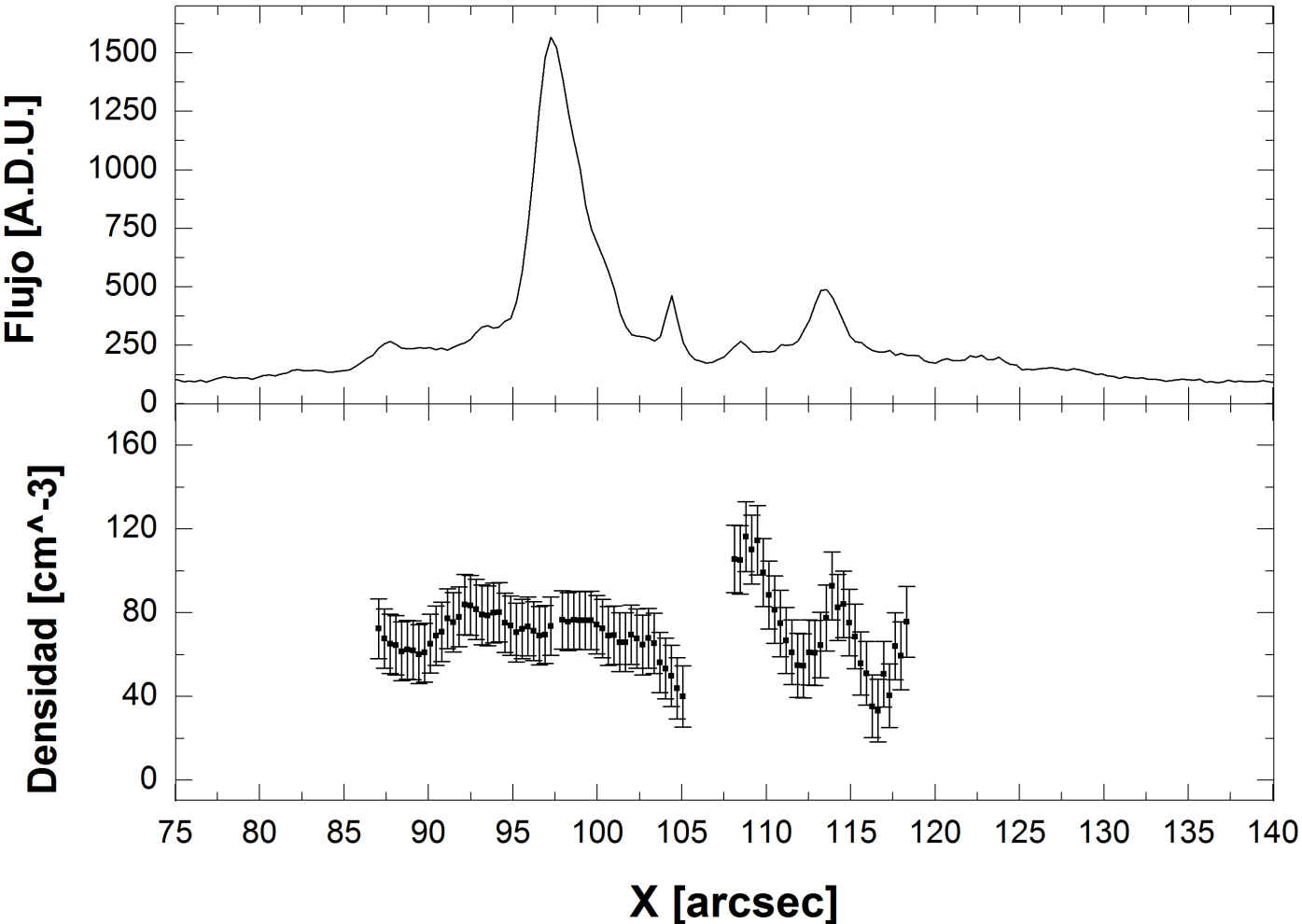


Figura 6.24: Perfil H $\alpha$  y densidad para la sexta posición de NGC 595.

## NGC 595 - POSICIÓN 7

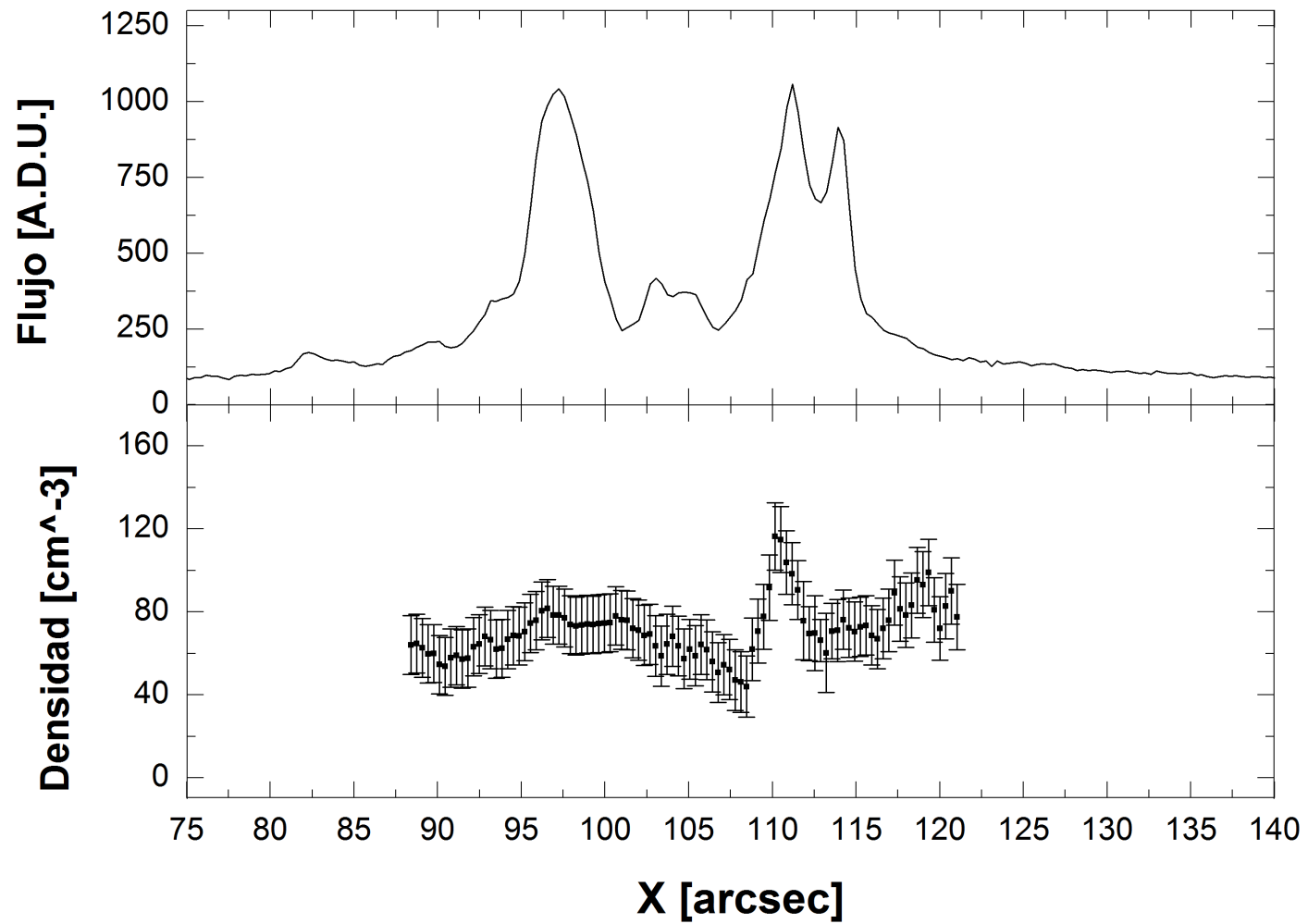


Figura 6.25: Perfil H $\alpha$  y densidad para la séptima posición de NGC 595.

## NGC 595 - POSICIÓN 8

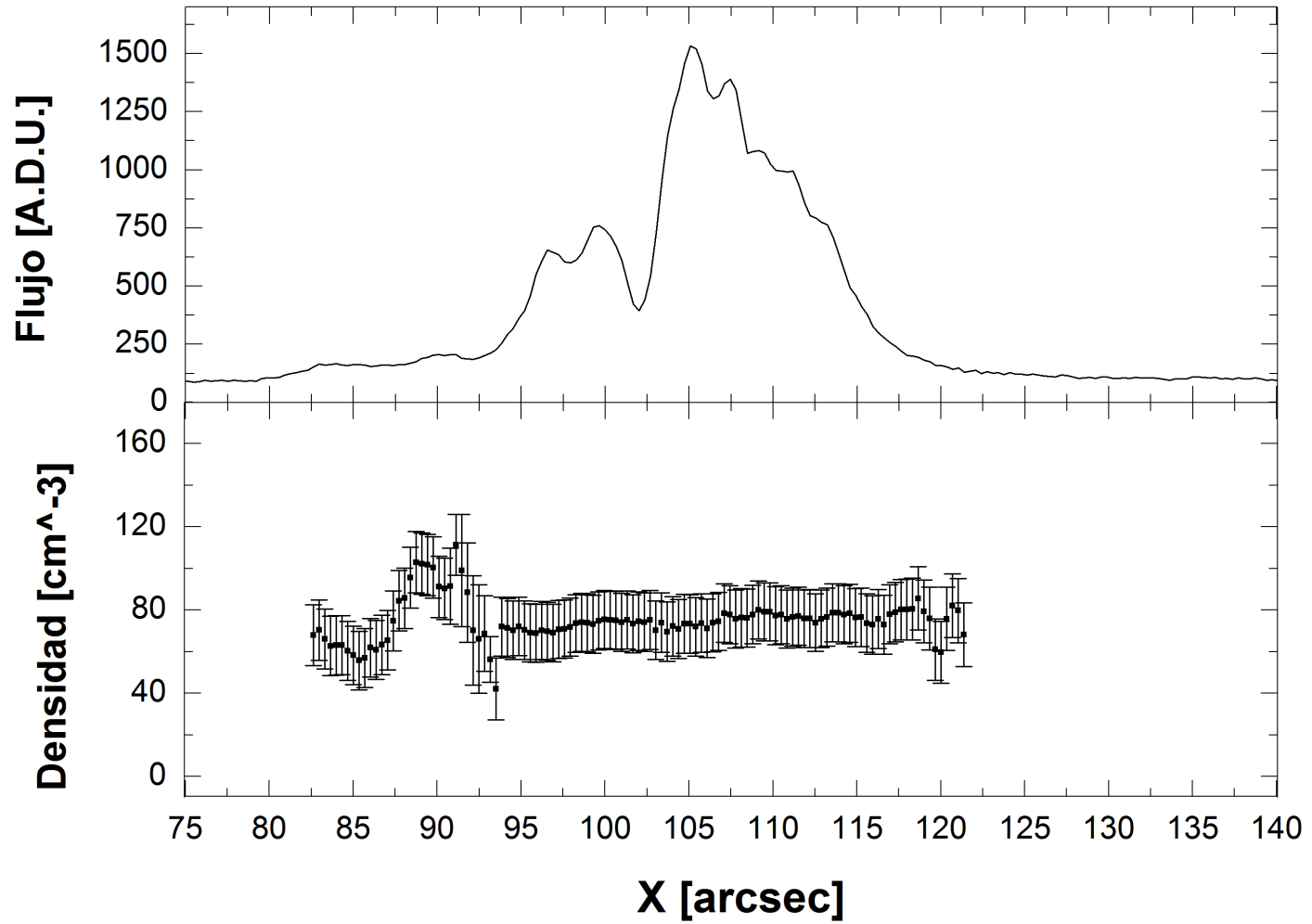


Figura 6.26: Perfil H $\alpha$  y densidad para la octava posición de NGC 595.

## NGC 595 - POSICIÓN 9

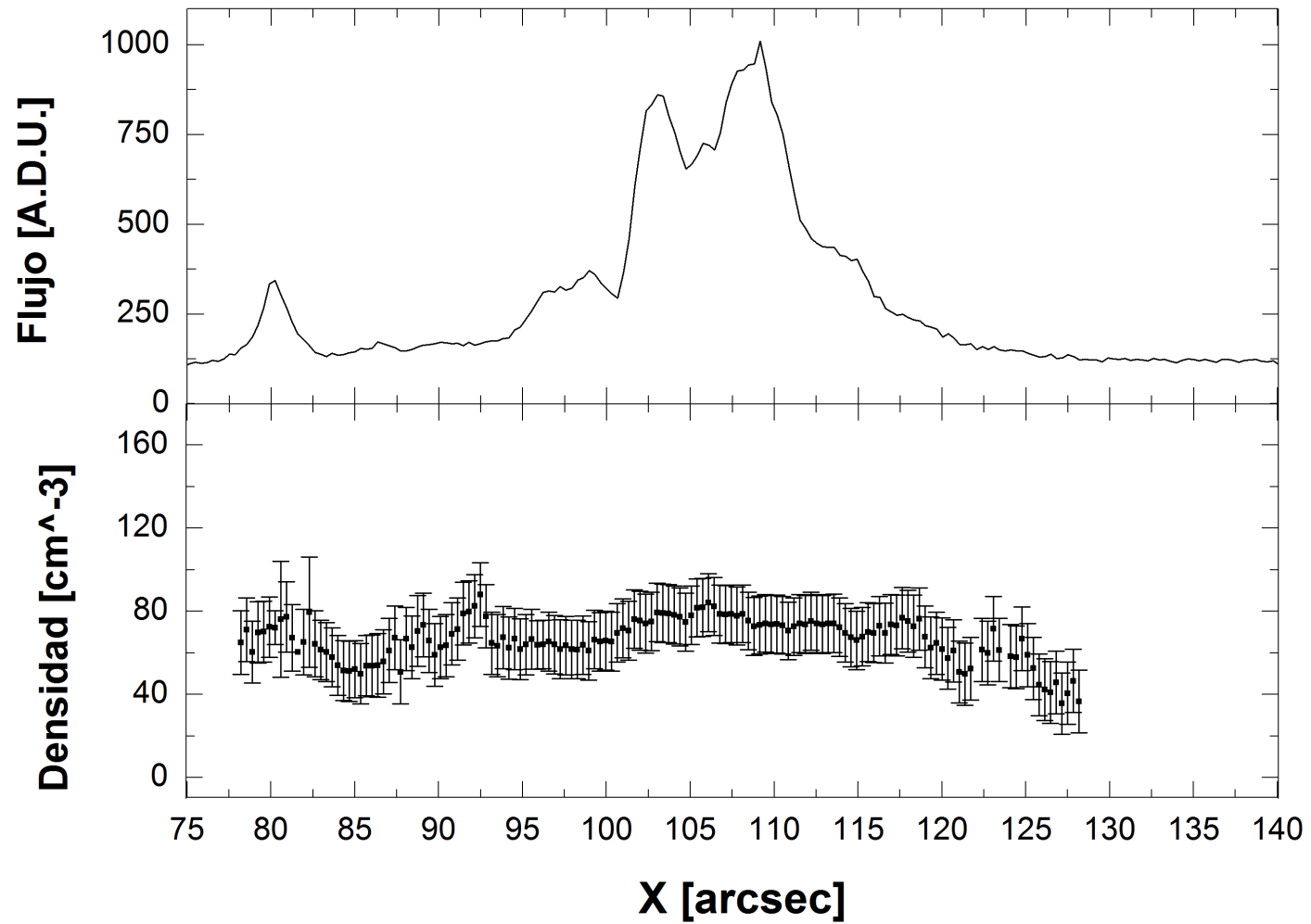


Figura 6.27: Perfil H $\alpha$  y densidad para la novena posición de NGC 595.



la posición octava puede hablarse más bien de dos picos con varias crestas. En la última posición, es decir la novena, se observa de un nuevo un pico ancho con dos crestas. Es muy posible que tal comportamiento se deba al movimiento de burbujas de gas dentro de la región, incluyendo choques de las mismas. Estos perfiles reproducen de forma precisa las zonas mostradas en el mapa de morfología de NGC 595 (Figura 5.8) del capítulo anterior.

De estos mismos gráficos puede observarse también que en general las variaciones de la densidad en las zonas donde hay mayor emisión en  $H\alpha$  (picos de los perfiles) son bastante “planas”, es decir, no presentan una gran variación cuantitativa en sus densidades, a diferencia de NGC 604. Es sólo en la segunda posición de rendija donde puede observarse cierta estructura: la densidad presenta un máximo en la misma zona del segundo pico en la emisión en  $H\alpha$ , sin embargo, este comportamiento no se repite en otras posiciones de rendija.

El mapa de densidad para NGC 595 (Figura 6.28) muestra poca variación de la densidad en comparación con NGC 604, como lo indicaban precisamente los gráficos de los perfiles  $H\alpha$  contra densidad, en donde dicho comportamiento resulta aún más evidente. Se obtuvieron densidades menores que en NGC 604, con un rango que va de los  $60 - 170 \text{ cm}^{-3}$ , con una densidad promedio de  $80 \text{ cm}^{-3}$ , concordando con las obtenidos en otros trabajos como el de Relaño et al. (2010).

El mapa de Relaño et al. 2010 muestra conclusiones semejantes. En la Figura 6 de su artículo hay un mapa de cocientes de línea. El rango de cocientes observados cae entre 1.2 a 1.8 (recordamos que el cociente límite es 1.40). Disminuyendo la resolución espacial al muestrear en factores de  $2 \times 2$  y  $4 \times 4$  spaxels no muestra tampoco estructura en densidad. En este mapa no se observa un patrón de variación de la densidad electrónica.

En el artículo reciente de Lagrois & Joncas (2009) tiene un mapa en densidad en un campo más amplio del observado en nuestro trabajo. Los resultados son entonces de inmediata comparación, pues su zona de análisis es mayor. En su artículo hacen notar que los valores bajos en densidad están asociados a la ubicación del hidrógeno neutro (HI), mientras que el área que está cubierta por la emisión en  $H\alpha$  no muestra grandes variaciones en densidad electrónica en su escala de colores. Solo zonas puntuales alejadas del centro del objeto muestran aparentemente alta densidad. Para determinar la densidad utilizaron

una temperatura de 8500 K. La estructura de la densidad electrónica coincide con la morfología de la componente de HII, con las estructuras filamentosarias en H<sup>+</sup> y S<sup>+</sup> que parecen originarse de la vecindad de la estructura molecular.

Nuestro trabajo no muestra una correlación definitiva entre zonas de alto brillo superficial y densidad electrónica. Relaño et al. examinan la posibilidad de un aumento en la densidad en la localización del máximo en emisión en H $\alpha$ , comparando la variación de perfiles en emisión en H $\alpha$  con los cocientes de [SII], solo que en su caso se analizan perfiles radiales (Figura 7). El valor promedio del cociente de [SII] para estos autores es 1.43, que corresponde al límite de baja densidad. No encuentran una relación entre la variación de la densidad electrónica con la distribución de la luminosidad en H $\alpha$ . Para explicar el aumento en luminosidad en H $\alpha$ , la explicación alternativa es un incremento en el factor de llenado, lo cual implicaría una mayor emisión a lo largo de la línea de visión.

## 6.4. Discusión general

Las observaciones de las regiones estudiadas indican la existencia de variaciones en la densidad electrónica dentro de los complejos HII. Este comportamiento puede apreciarse en la Figuras 6.10, 6.11 y 6.12, gráficos de NGC 604 en los que se representa el correspondiente perfil H $\alpha$  y la densidad para las posiciones de rendija 7, 8 y 9. En dichos gráficos puede notarse que los picos en flujo de H $\alpha$  se corresponden con altas densidades también. Dicho comportamiento no se aprecia en NGC 595, pues la distribución de la densidad electrónica no muestra grandes variaciones dentro de la región con la distribución de la emisión en H $\alpha$ .

Típicamente el doblete de [SII] es representativo del 2-4 % exterior de la region HII (Peimbert et al. 2003). Por ejemplo, en un estudio de NGC 2363 Perez et al. (2001) encuentran una diferencia significativa entre los valores calculados a partir del doblete de [ArIV], que se origina en la zona Ar<sup>+3</sup>, y el doblete de [SII], que se forma en la zona de S<sup>+</sup>. Este efecto puede indicar que la zona de alta excitación (Ar<sup>+3</sup>) esta mas cerca de la fuente de ionización, mientras que el S<sup>+</sup> se encuentra en la zona de baja excitación en una zona hacia el exterior. Por lo tanto debemos hacer notar que en la interpretación de la variación de la densidad electrónica se debe tener en cuenta que las líneas de diagnóstico

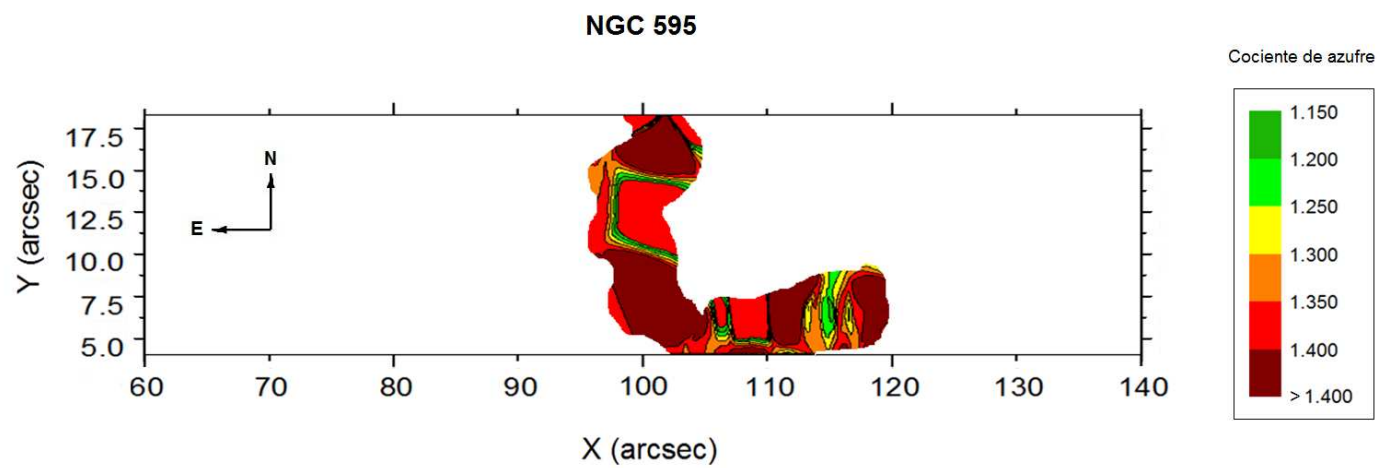


Figura 6.28: Mapa del cociente de azufre (inversamente proporcional a la densidad) de NGC 595.

son sensibles al rango en densidad y a las diferentes zonas de la estructura de ionización.

Las variaciones de densidad parecen estar asociadas a zonas de mayor brillo superficial. En el caso de NGC 604, se detecta que en las zonas más brillantes el cociente de [SII] indica valores máximos de densidad. El resultado es semejante al de Castañeda et al. (1992) y Copetti et al. (2000), que encontraron que en algunas regiones HII gigantes el pico de densidad se encuentra en la zona de máximo brillo superficial, como por ejemplo en NGC 5461. Se ha sugerido que en regiones galácticas y extragalácticas la densidad electrónica es mayor en la dirección de zonas más brillantes, mientras que las regiones HII más débiles parecen estar caracterizadas por densidad electrónica uniforme.

Por medio de estudios de espectroscopía de rendija larga también se han observado variaciones en las densidades electrónicas de regiones HII galácticas, como por ejemplo por Mesa-Delgado & Esteban (2010) en su estudio de M8, M17 y NGC 7635. En el caso de regiones galácticas las variaciones son más pronunciadas debido a que las densidades locales máximas típicas pueden alcanzar valores de  $10^4 \text{ cm}^{-3}$ . Ejemplos son los estudios de la Nebulosa de Orión, como los de Pogge et al. (1992) y García-Díaz & Henney (2007). Wen & Odell (1995) observan gradientes radiales de densidad en Orión (véase su Figura 6). En otro contexto se han observado variaciones de densidad, por ejemplo, en el centro de galaxias. Maíz-Apellániz et al. (1998) presentan datos de la galaxia NGC 4321, encontrando una correlación [SII] vs.  $H\alpha$ , en el sentido que regiones más brillantes son más densas (el cociente del doblete de [SII] es menor).

Una manera de entender estos resultados es considerar un gradiente de densidad radial, desde un valor máximo en las zonas centrales de la región. Este comportamiento se observa en NGC 604 pero no en NGC 595, mientras que en el resto de las zonas estudiadas la densidad se encuentra en el límite convencional de baja densidad.

El cambio en el brillo superficial con la posición puede tener varias causas. Una de ellas es el cambio en la profundidad de integración a lo largo de la línea de visión. La otra razón puede deberse a un incremento en la densidad local del gas emisor.

Ese cambio en la estructura del gas emisor puede ser consecuencia de que la estructura interna en densidad sea no uniforme (por ejemplo, con un gradiente

radial hacia el centro de la nebulosa). O bien puede deberse a efectos locales. Por ejemplo, en la barra de la Nebulosa de Orión se observa un incremento en la densidad electrónica, que Pellegrini et al. (2009) postulan se debe a la presión de radiación de las estrellas ionizantes sobre la nube de gas ionizado en la barra, llevándola a una compresión; los autores proponen que este es un efecto que puede explicar variaciones en la densidad electrónica de regiones HII.

Uno de los estudios mas completos que proporciona información sobre las densidades (integradas) de estos objetos es el Esteban et al. (2009). Estos autores observan un área de  $5.76 \times 1.7$  arcsec<sup>2</sup>, que esta localizada sobre un knot de alto brillo superficial en H $\alpha$  en NGC 595. La densidad es  $<100$  cm<sup>-3</sup>, calculada a partir de [SII], pero es de hacer notar que dada la calidad de las observaciones (usando VLT) es posible medir otras líneas, por lo tanto se puede calcular densidades de NI, OII, SII y ClIII, tanto para NGC 604 como para NGC 595 (véase Tabla 5 del artículo mencionado). Notemos que en este artículo es posible medir la densidad de [OII], que es mayor que la de [SII]. Eso indica que hay que ser cuidadoso al interpretar el valor de la densidad de [SII], dado que representa los valores típicos de densidad en las zonas de baja excitación, especialmente hacia afuera en la región HII.

La magnitud del error dependerá de la línea de emisión estudiada. Por ejemplo, Lebouteiller et al. (2008) muestran que las determinaciones de las abundancias de Ne<sup>+</sup> y Ne<sup>++</sup> en regiones HII gigantes no son sensibles a densidades electrónicas en el rango  $10^2$ - $10^4$  cm<sup>-3</sup>, mientras que los resultados son mucho más sensitivos a incertidumbres en la temperatura electrónica.

Nuestros resultados indican gradientes de densidad, que pueden explicarse por variaciones dentro del objeto. Examinando la literatura existen otros dos diferentes métodos que confirman nuestros resultados sobre variaciones internas de densidad dentro de regiones HII. En primer lugar, existe otro estimador de la densidad, conocido como  $n_{e,rms}$ , que se calcula a partir del flujo absoluto de las líneas de recombinación (Peimbert y Spinrad 1970; Meaburn 1969).

Por otra parte, Osterbrock y Flather (1959) utilizaron el doblete de- [OII]  $\lambda\lambda 3729/3726$  para determinar  $n_e$  y emisiones en longitud de onda de radio para calcular  $n_{e,rms}$  en la Nebulosa de Orión. Ambos valores dieron resultados diferentes. Estos autores asumen que la nebulosa tiene condensaciones, con nubes embebidas en un medio mucho mas tenue. La razón del doblete de oxígeno está asociada

a la densidad electrónica del gas ionizado, midiendo la densidad de las densas nubes en las regiones HII, mientras que  $n_{e,rms}$  es un promedio geométrico. La fracción de volumen ocupado por los grumos se denomina factor de llenado ( $\epsilon$ ) y el material o sustrato que lo rodea posee una baja densidad, cuya contribución a la medida de la emisión en la región HII es muy pequeña. El rango de valores típicos del factor de llenado para regiones HII es de 0.01 a 0.001 (Kennicutt 1984).

Es posible calcular la distribución de  $n_{e,rms}$  a partir de la distribución del brillo superficial, asumiendo una cierta geometría para la nebulosa. Para un modelo de simetría esférica, (Kennicutt 1984; Kennicutt et al. 1980) se han obtenido perfiles radiales de  $n_{e,rms}$  para NGC 604. A partir de la distribución de brillo superficial en H $\alpha$  (promediada azimultamente) se calcula la medida de emisión y la distribución radial de la densidad electrónica, lo que sirve para estimar el perfil de densidad  $n_{e,rms}$ . Esta densidad crece hacia el centro, alcanzando un valor  $< 100 \text{ cm}^{-3}$  (vease Figuras 6 y 7 en su trabajo), que muestran una dependencia con la posición hacia el centro de la nebulosa. Un resultado similar se obtiene por González & Pérez (2000) utilizando imágenes en H $\alpha$  del Telescopio Espacial Hubble. Nuevamente,  $n_{e,rms}$  se mide a lo largo de la distancia al centro de la nebulosa, con valores descendiendo desde  $< 100 \text{ cm}^{-3}$  en el centro, hasta  $10 \text{ cm}^{-3}$  a una distancia de 100 pc del centro de la nebulosa.

Para las regiones HII aquí estudiadas, los valores de  $n_{e,rms}$  (promedio) reportados por Kennicutt (1984) son de 3 para NGC 604 y  $4 \text{ cm}^{-3}$  para NGC 595. La densidad electrónica integrada  $n_e$  determinada a partir de la razón de líneas de emisión en el óptico de [SII] es más alta que el valor  $n_{e,rms}$ .

El segundo indicador de una variación interna de la densidad electrónica surge a partir de estudiar la distribución en luminosidad de las regiones HII. En el trabajo de Rozas, Castañeda & Beckman (1998) se estudian los perfiles de brillo superficial de regiones HII de 6 galaxias de tipo tardío. El cambio en el brillo superficial de una región se modela utilizando un simple modelo de núcleo-halo, con una fuente de ionización en el centro, permitiendo que la densidad decrezca desde el centro de la región hacia el exterior. Se adoptan entonces tres diferentes perfiles para la densidad electrónica: exponencial ( $N_e = N_o e^{(-r/r_o)}$ ), gaussiano ( $N_e = N_o e^{(-r/r_o)^2}$ ) y el modelo de Terlevich & Melnick (1981),  $N_e = N_o [1 + (r/r_o)^2]^{-3/2}$ . En estas expresiones  $r_o$  es una longitud

característica que se puede identificar con el radio del núcleo, y  $N_o$  es la densidad electrónica central. Al mismo tiempo se calcula el brillo superficial a lo largo de la línea de visión considerando el modelo de distribución de densidad elegido. El trabajo muestra que un buen ajuste a las observaciones se logra considerando perfiles gaussianos para la variación en la densidad.

Concluimos entonces que diferentes métodos para estudiar variaciones de densidad electrónica concuerdan con nuestros resultados, que indican que en al menos la región NGC 604, existen gradientes de densidad que apuntan a un aumento de ese parámetro hacia el centro de la región.

## Capítulo 7

# Cinemática

La velocidad radial de un objeto es aquella que se mide a lo largo de la línea de visión del observador. La velocidad observada corresponde a la integración, en la dirección del observador, de la emisión punto a punto del gas. A partir de la información de los ajustes de las diferentes líneas de emisión es posible calcular la velocidad radial en cada punto y obtener entonces el campo de velocidades de las regiones estudiadas.

Considerando el corrimiento Doppler de las líneas de emisión se obtiene la velocidad radial mediante la siguiente expresión:

$$v_{\text{heliocéntrica radial}} = \frac{c(\lambda_{\text{obs}} - \lambda_{\text{lab}})}{\lambda_{\text{lab}}} + v_h,$$

donde  $c$  es la velocidad de la luz medida en kilómetros por segundo,  $\lambda_{\text{obs}}$  es la longitud de onda medida en el aire de la línea espectral observada en Angstroms ( $10^{-10}$  m),  $\lambda_{\text{lab}}$  es la longitud de onda de la línea espectral en reposo medida en Angstroms (las longitudes de onda consideradas fueron las siguientes:  $\lambda_{\text{lab}}(\text{H}\alpha) = 6562.8$ ,  $\lambda_{\text{lab}}(\text{H}\beta) = 4861.3$ ,  $\lambda_{\text{lab}}[\text{SII}] = 6716.4$ ,  $\lambda_{\text{lab}}[\text{SII}] = 6730.8$ ,  $\lambda_{\text{lab}}[\text{NII}] = 6548.0$ ,  $\lambda_{\text{lab}}[\text{NII}] = 6583.4$ ,  $\lambda_{\text{lab}}[\text{OIII}] = 4958.9$ ,  $\lambda_{\text{lab}}[\text{OIII}] = 5006.8$ ), y  $v_h$  es la corrección heliocéntrica, que consiste en sustraer la contribución a la velocidad debida a la rotación terrestre, el movimiento del centro terrestre de acuerdo al baricentro Tierra-Luna y del movimiento de la Tierra alrededor del Sol.



A continuación se presentan los resultados obtenidos sobre la velocidad radial de las regiones estudiadas, así como su respectivo análisis. Los mapas de velocidad presentados fueron realizados con la misma técnica de interpolación descrita anteriormente (Sección 4.4.9). De igual forma se presentan los perfiles espaciales de velocidad para posiciones individuales de la rendija y su análisis. Los ejes de cada uno de los mapas de velocidad muestran coordenadas espaciales (en arcosegundos) de las zonas centrales de las nebulosas. Adicionalmente, cabe mencionar que todas las velocidades presentadas están en  $\text{km s}^{-1}$ .

## 7.1. NGC 604

Las figuras presentadas a continuación (Figuras 7.1 a 7.4), muestran los mapas de velocidad radial correspondientes a NGC 604 en las diferentes líneas de emisión observadas.

La velocidad sistémica obtenida para NGC 604 se calcula creando un espectro integrado de la región, a partir de la suma de los espectros colapsados de las 10 rendijas. El valor es de  $-250 \text{ km s}^{-1}$  para la emisión de gas en  $\text{H}\alpha$ , dato consistente con estudios anteriores en velocidad, por ejemplo, el de Tenorio-Tagle et al. (2000) en el que se da un valor de  $-256 \pm 9 \text{ km s}^{-1}$ . El campo de velocidades se derivó a partir del centro de los ajustes con gaussianas, referido a partir de la longitud de onda en reposo de las diferentes longitudes de onda.

Los mapas de la Figura 7.1 muestran las velocidades correspondientes a la emisión del hidrógeno, las que como puede observarse, son esencialmente iguales (como deberían de serlo puesto que pertenecen al mismo elemento ionizado). Tal igualdad en velocidad ocurre para cada estado de ionización por elemento en consideración, como puede observarse en los mapas correspondientes para el nitrógeno, (Figura 7.2), para el oxígeno, (Figura 7.3), y para el azufre, (Figura 7.4). De esta forma, es suficiente analizar sólo uno de cada par de mapas (el de mayor emisión, puesto que es el que proporciona mayor información).

La estructura de velocidad en nitrógeno ( $[\text{NII}]\lambda\lambda 6548, 6584$ , Figura 7.2) es muy parecida a la del hidrógeno ( $\text{H}\alpha$  y  $\text{H}\beta$ , Figura 7.1), presentando correspondencia en la ubicación de las velocidades máximas y mínimas. Las velocidades reportadas en el nitrógeno son, en promedio, ligeramente mayores ( $\sim 10 \text{ km s}^{-1}$ ). En las

velocidades del oxígeno ( $[\text{OIII}]\lambda\lambda 4959, 5007$ , Figura 7.3) hay menos variación de una zona a otra, es decir, las zonas más extensas presentan velocidades prácticamente constantes. Asimismo, las velocidades reportadas por este elemento son mayores que las del hidrógeno y las del nitrógeno. Las velocidades del azufre ( $[\text{SII}]\lambda\lambda 6716, 6731$ , Figura 7.4) vuelven a presentar una estructura muy similar a las del hidrógeno ya que, al igual que el nitrógeno, las zonas de mayores y menores velocidades se mantienen en cuanto a ubicación, sólo que en el caso del azufre, y a diferencia del nitrógeno y oxígeno, las velocidades son menores; de hecho, es en este elemento en el que se presentan las velocidades más bajas.

A continuación se presentan gráficos de la variación de la velocidad radial a lo largo de las diferentes posiciones de rendija, los cuales permiten observar con mayor detalle el comportamiento de la velocidad. Se muestran los correspondientes a las velocidades en  $\text{H}\alpha$  y  $[\text{OIII}]\lambda 5007$ , elegidas por ser las líneas más brillantes en los espectros obtenidos. Las velocidades radiales correspondientes a la emisión en  $\text{H}\alpha$  (Figuras 7.5 a 7.14) y  $[\text{OIII}]\lambda 5007$  (Figuras 7.15 a 7.24) exhiben claramente las variaciones de velocidad de estos elementos en NGC 604, así como las zonas donde hay desdoblamiento (notoriamente apreciables en la emisión  $\text{H}\alpha$ ). Las velocidades en  $\text{H}\alpha$  están acotadas en un rango que va desde los  $-350 \text{ km s}^{-1}$  a los  $-200 \text{ km s}^{-1}$ , mientras que para el  $[\text{OIII}]\lambda 5007$  van desde los  $-320 \text{ km s}^{-1}$  hasta los  $-230 \text{ km s}^{-1}$ .

Como se estudió anteriormente (Capítulo 5), NGC 604 presenta numerosos cascarones y filamentos de un gran variedad de tamaños e intensidades. La estructura de cascarones expandiéndose dentro de otros cascarones, implica la presencia de vientos y tal vez una distribución de densidad de la nube primigenia sumamente inhomogénea y rápidamente estructurada, así como un gran número de túneles y cavidades, a través de los cuales los vientos termalizados de las estrellas masivas pueden fluir libremente causando la expansión y crecimiento de los cascarones (Tenorio-Tagle et al. 2000).

El medio interestelar exhibe dos áreas con diferentes estados de excitación: una zona de alta excitación rodeada por otra de baja excitación con geometría concéntrica. Cada una de estas zonas muestran tanto una cinemática distinta como condiciones físicas diferentes.

# MAPAS DE VELOCIDAD DE NGC 604

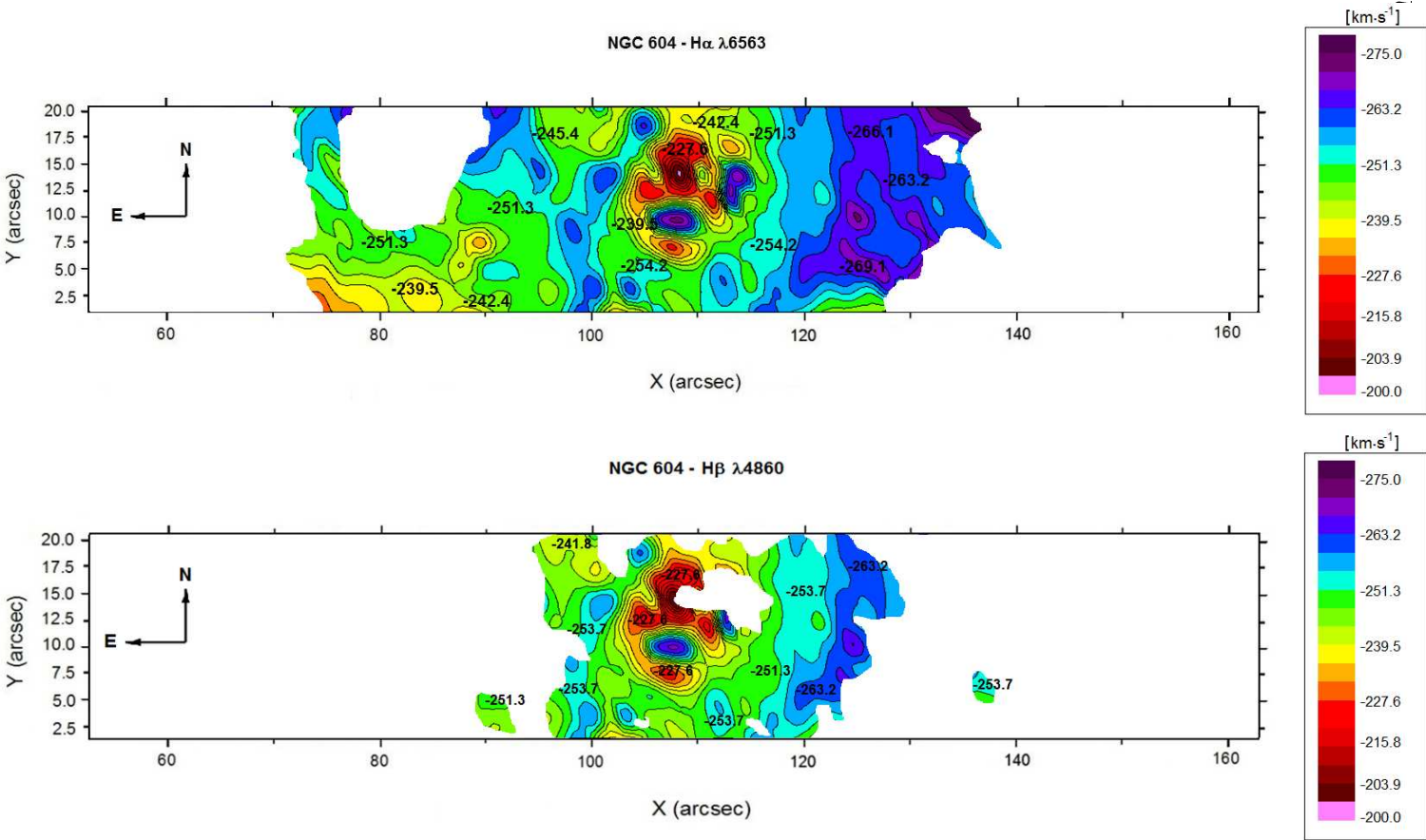


Figura 7.1: Mapa de velocidades para NGC 604 correspondiente a H $\alpha$  (arriba) y H $\beta$  (abajo).

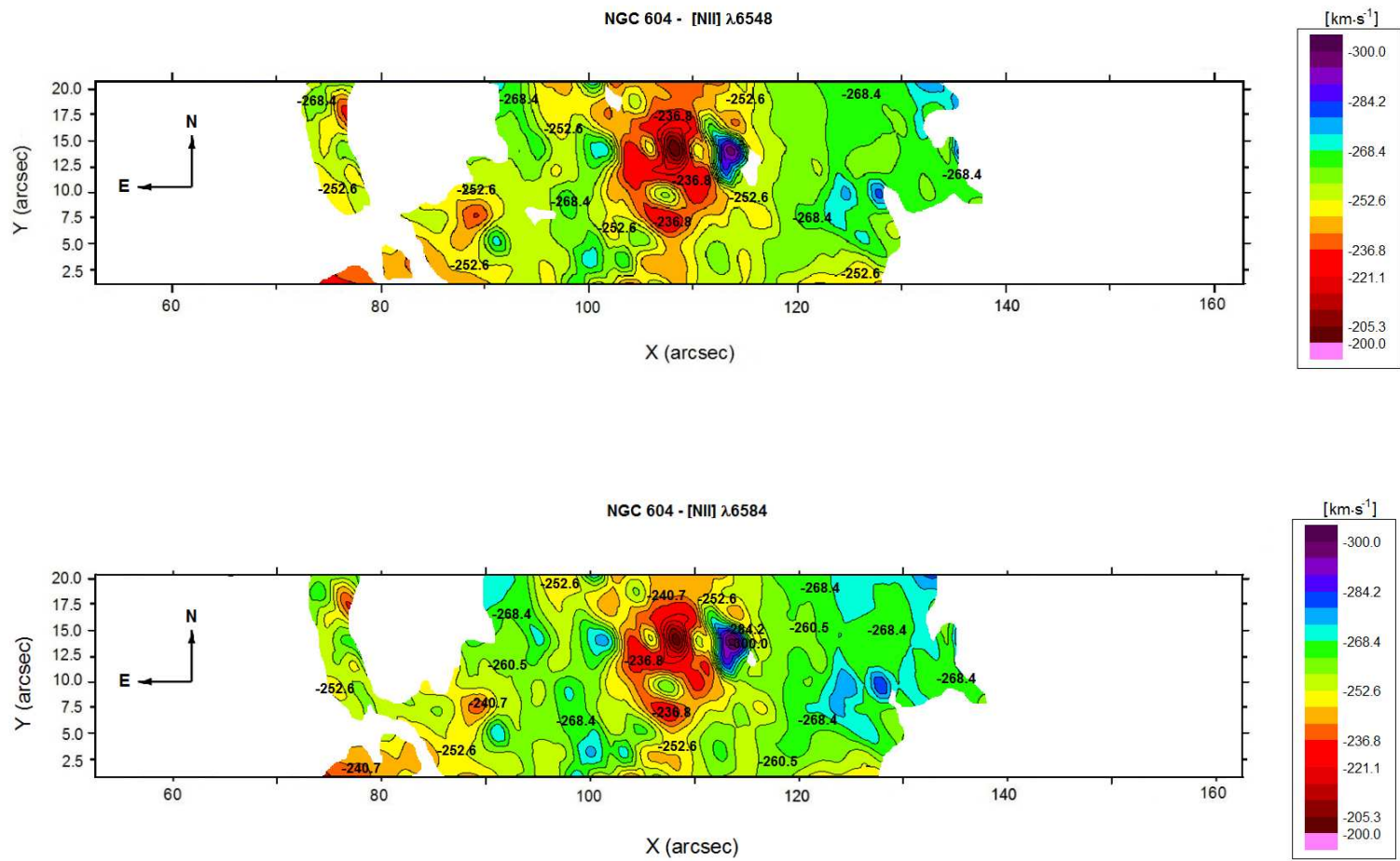


Figura 7.2: Mapa de velocidades para NGC 604 correspondiente al doblete de [NII]  $\lambda$ 6548 (arriba) y  $\lambda$ 6583 (abajo).

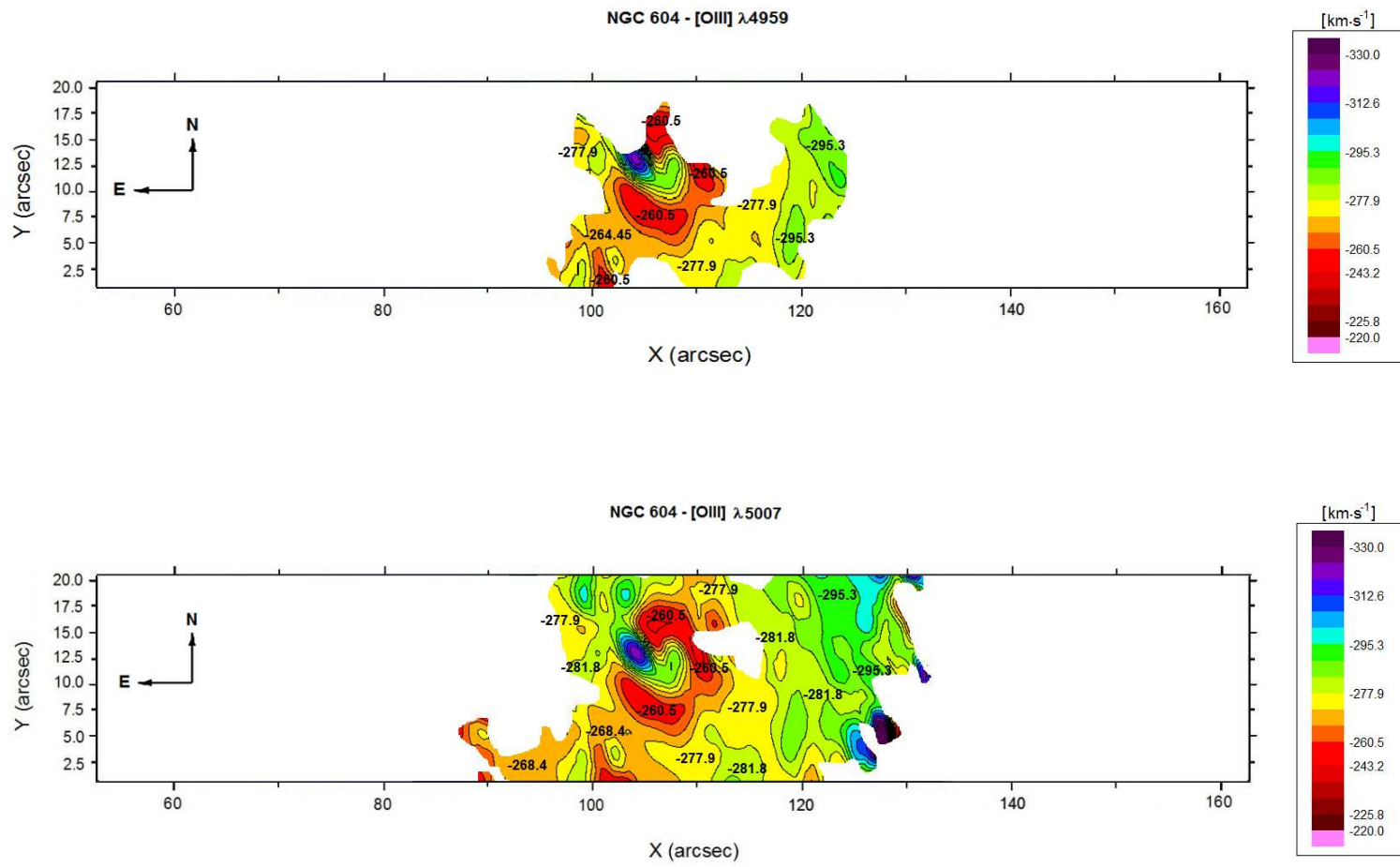


Figura 7.3: Mapa de velocidades para NGC 604 correspondiente al doblete de [OIII]  $\lambda$ 4959 (arriba) y  $\lambda$ 5007 (abajo).

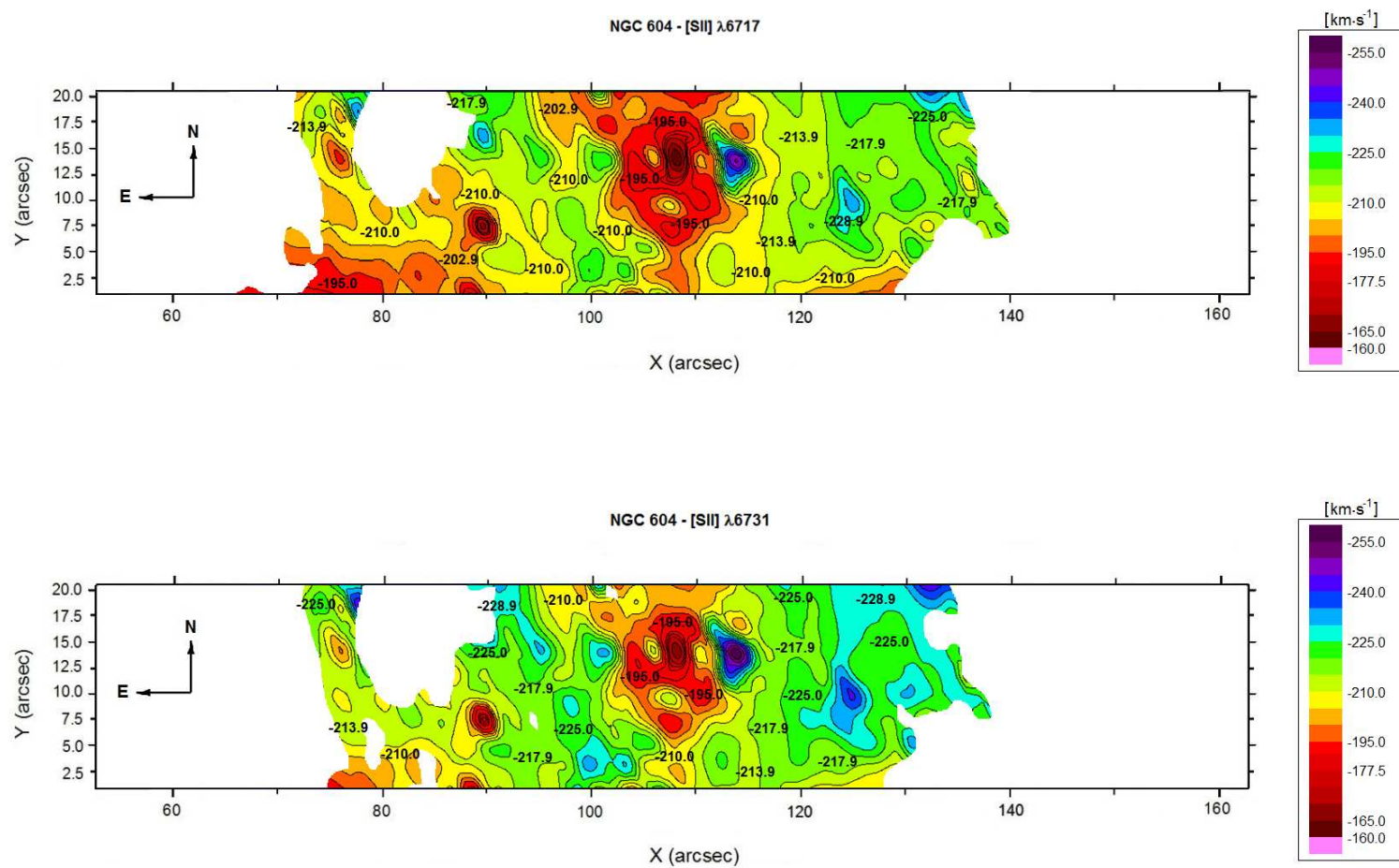


Figura 7.4: Mapa de velocidades para NGC 604 correspondiente al doblete de [SII]  $\lambda$ 6716 (arriba) y  $\lambda$ 6731 (abajo).

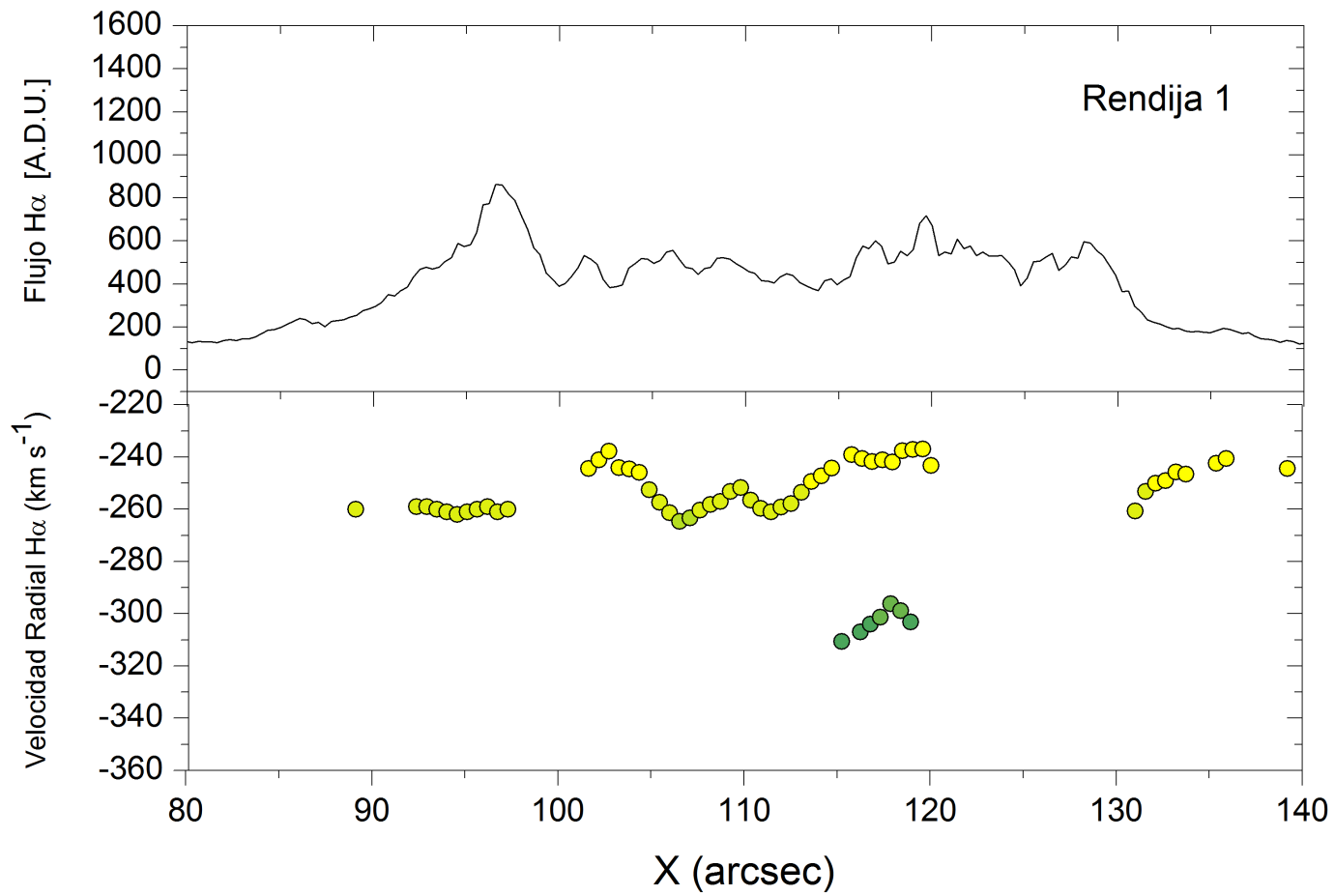


Figura 7.5: Perfil de velocidad radial en H $\alpha$  para la posición de rendija 1 de NGC 604.

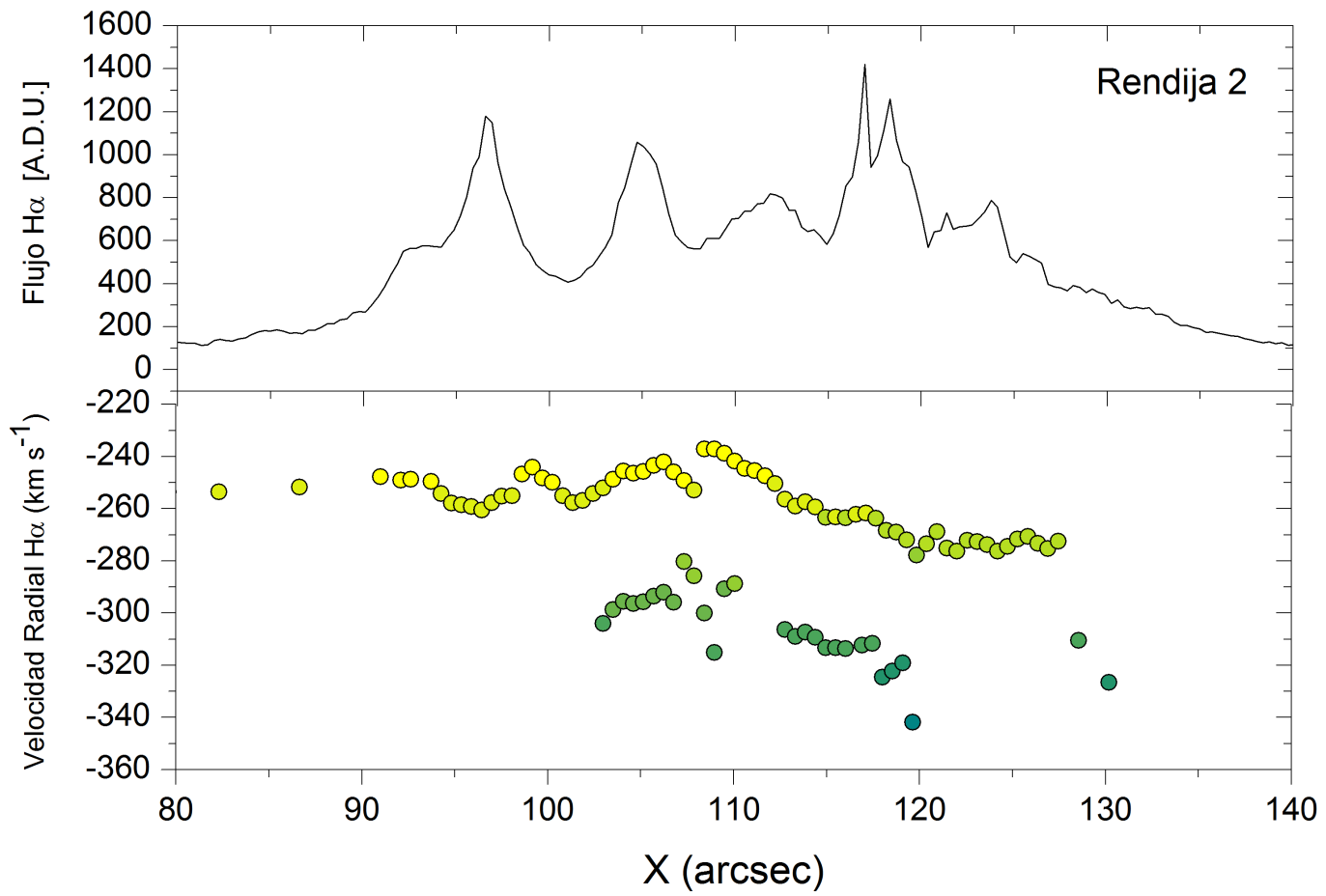


Figura 7.6: Perfil de velocidad radial en H $\alpha$  para la posición de rendija 2 de NGC 604.



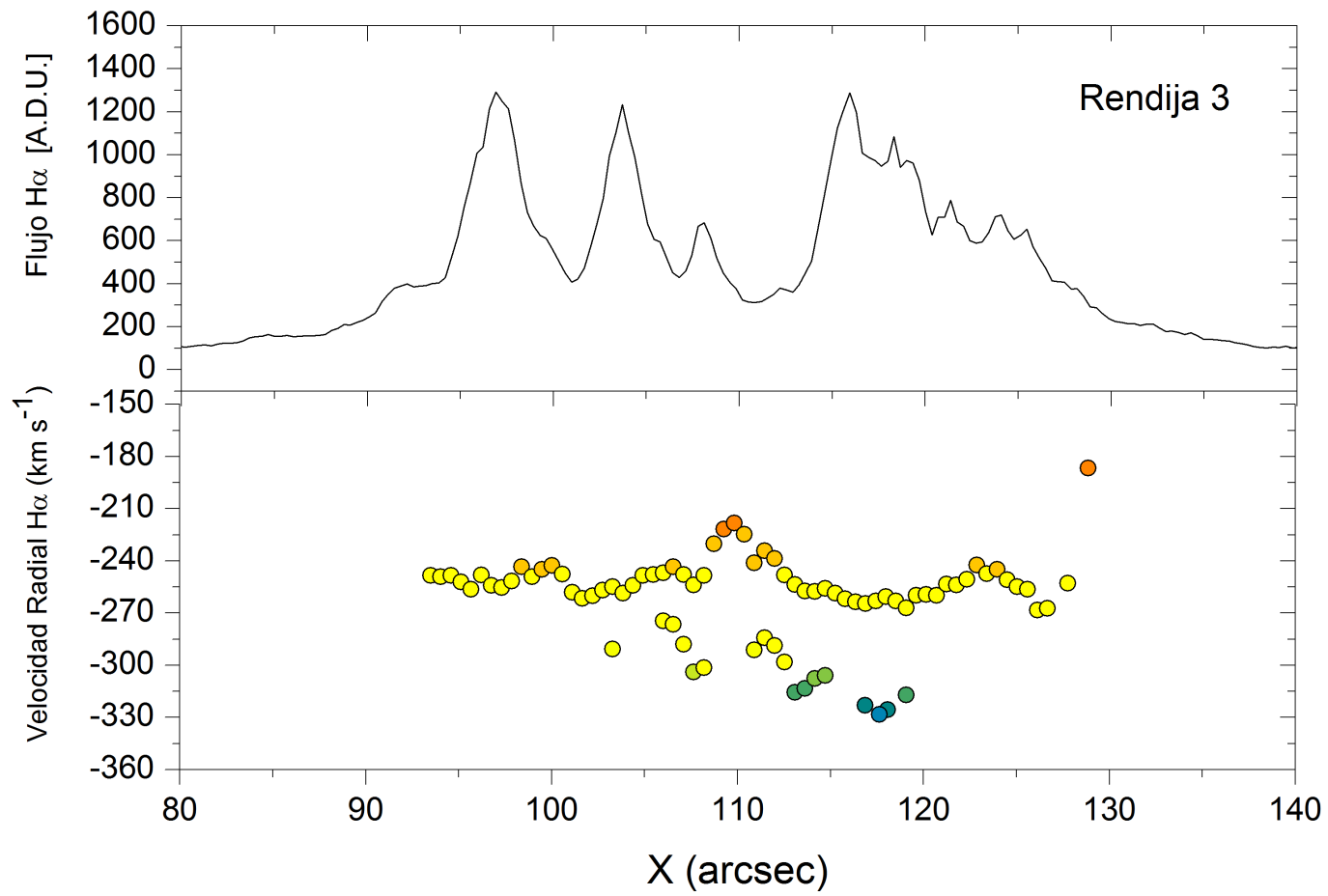


Figura 7.7: Perfil de velocidad radial en H $\alpha$  para la posición de rendija 3 de NGC 604.

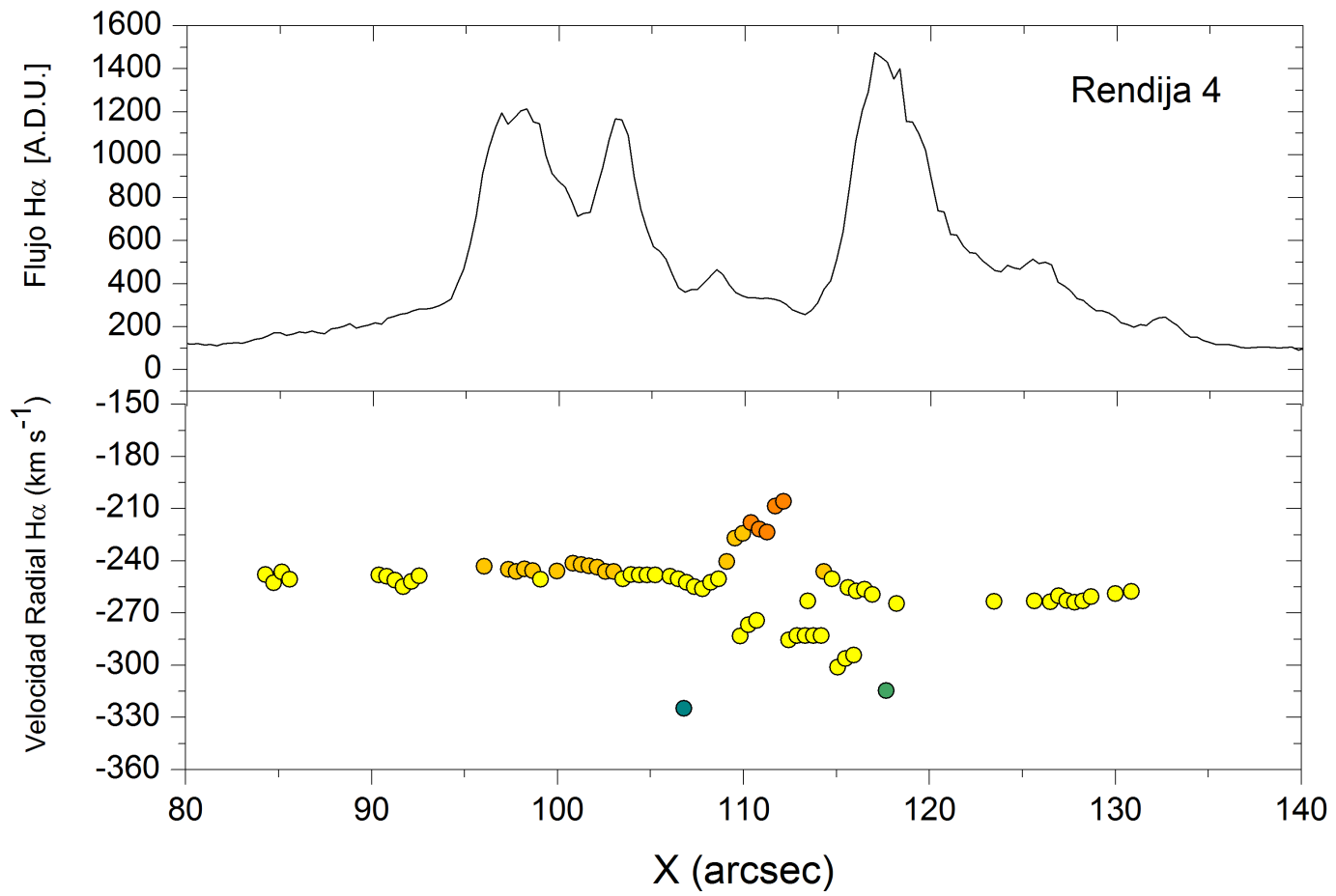


Figura 7.8: Perfil de velocidad radial en H $\alpha$  para la posición de rendija 4 de NGC 604.

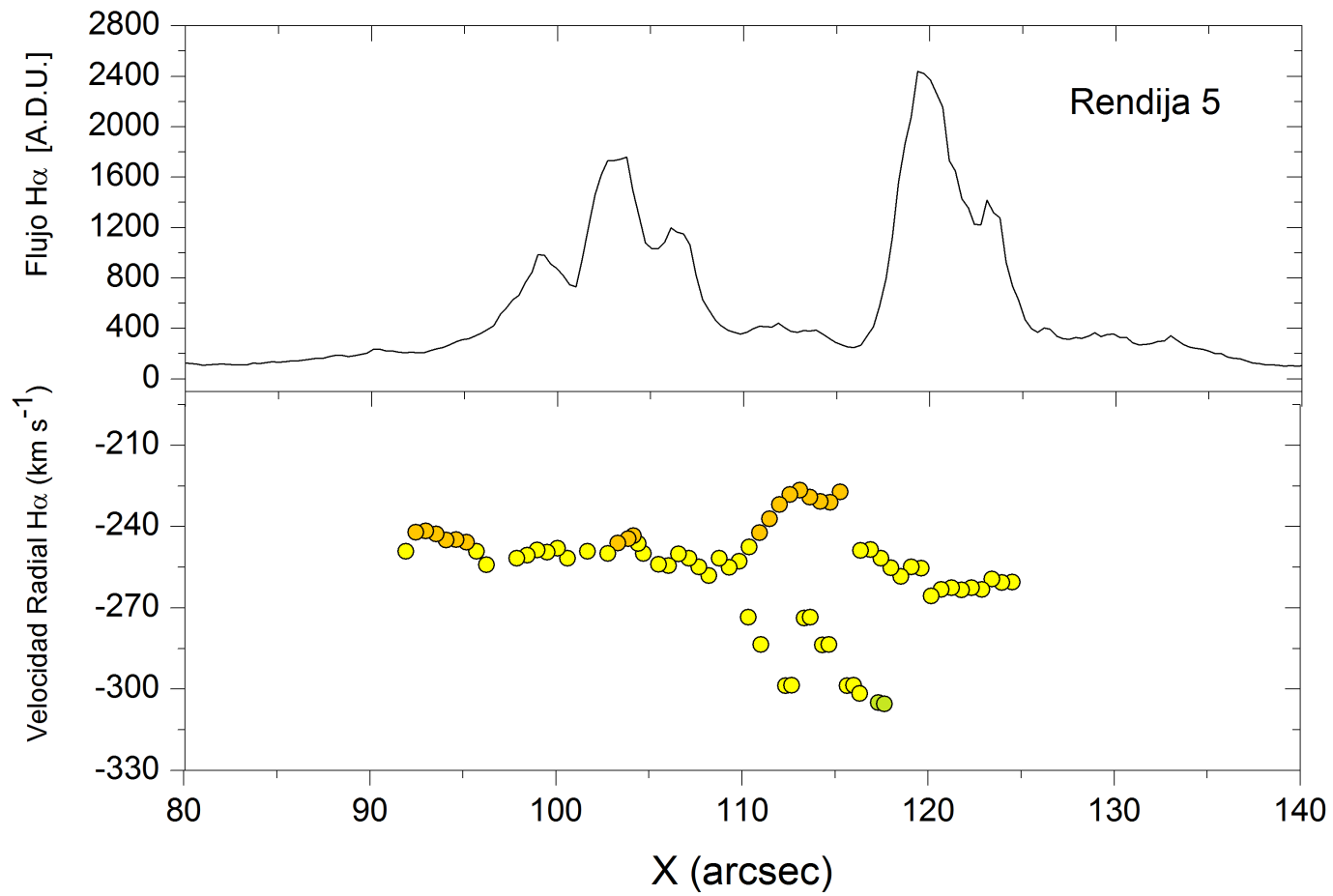


Figura 7.9: Perfil de velocidad radial en H $\alpha$  para la posición de rendija 5 de NGC 604.

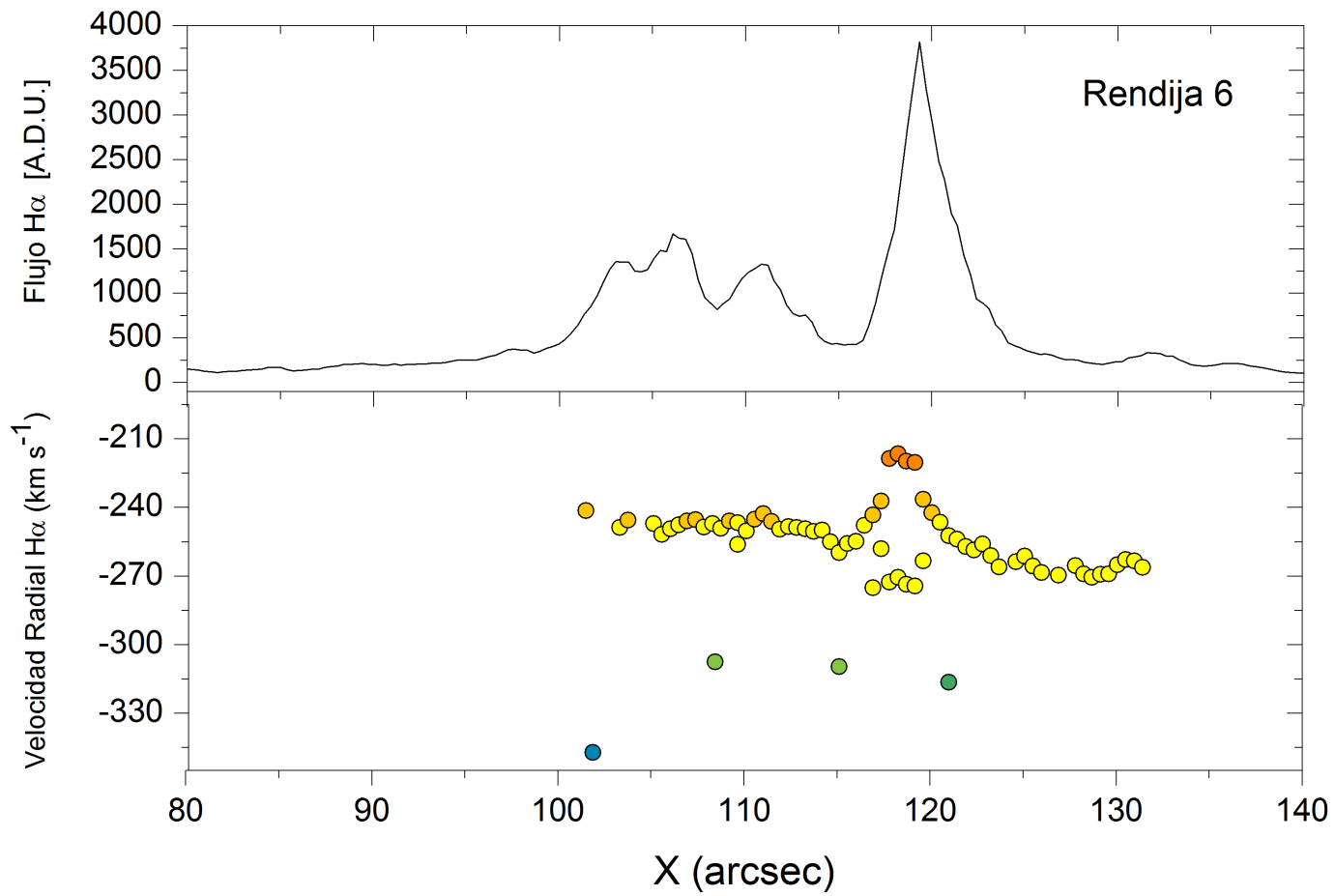


Figura 7.10: Perfil de velocidad radial en H $\alpha$  para la posición de rendija 6 de NGC 604.

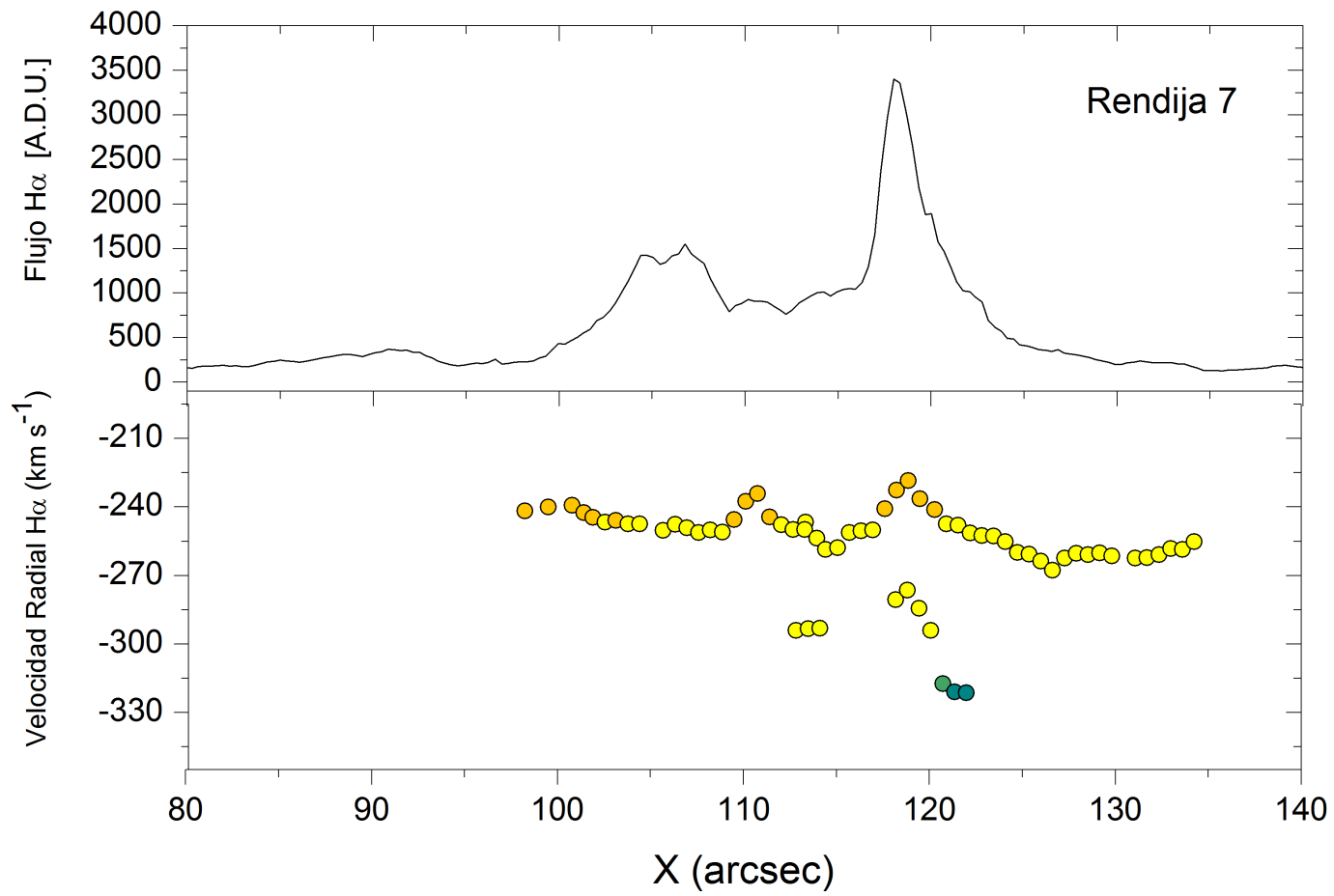


Figura 7.11: Perfil de velocidad radial en H $\alpha$  para la posición de rendija 7 de NGC 604.

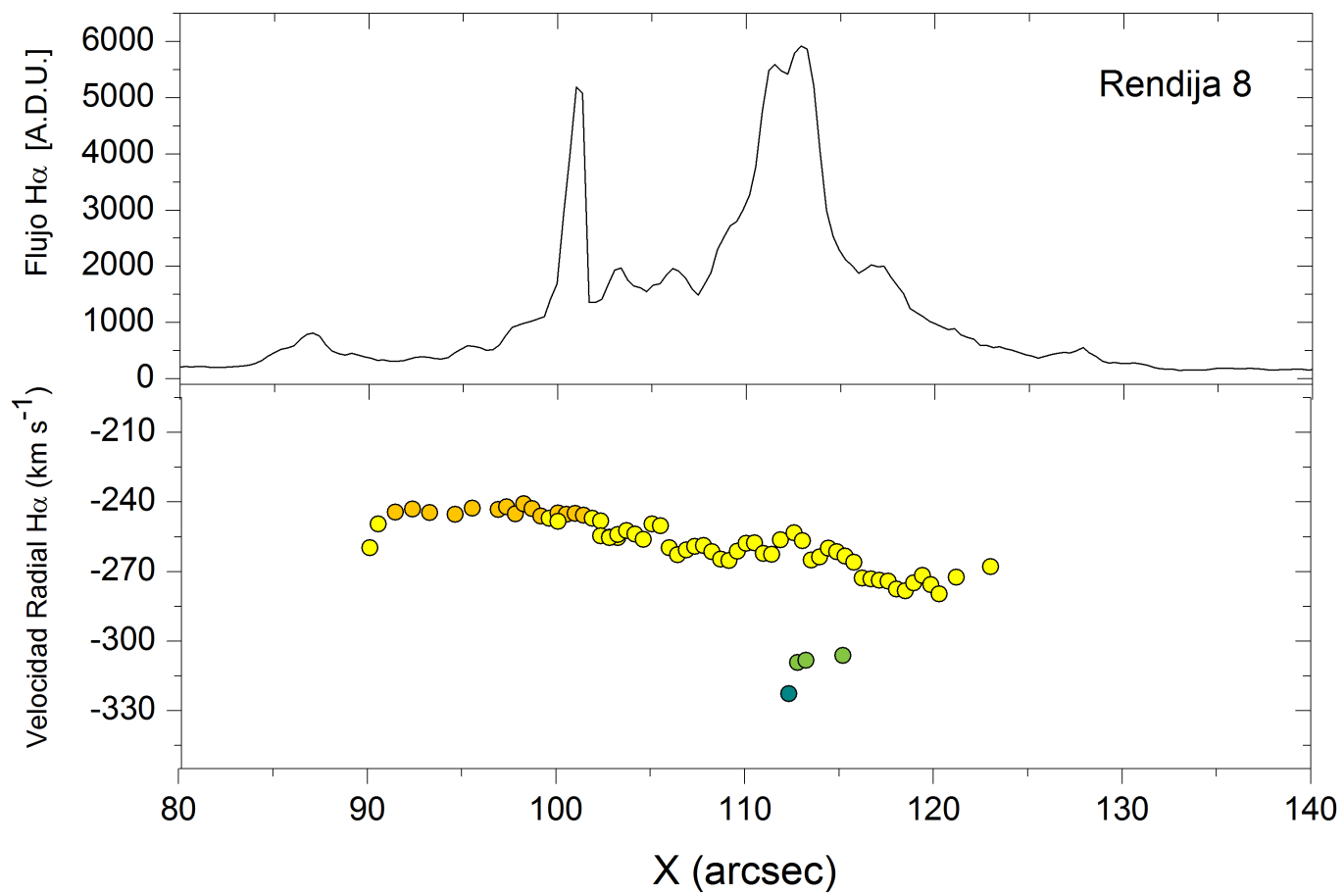


Figura 7.12: Perfil de velocidad radial en H $\alpha$  para la posición de rendija 8 de NGC 604.

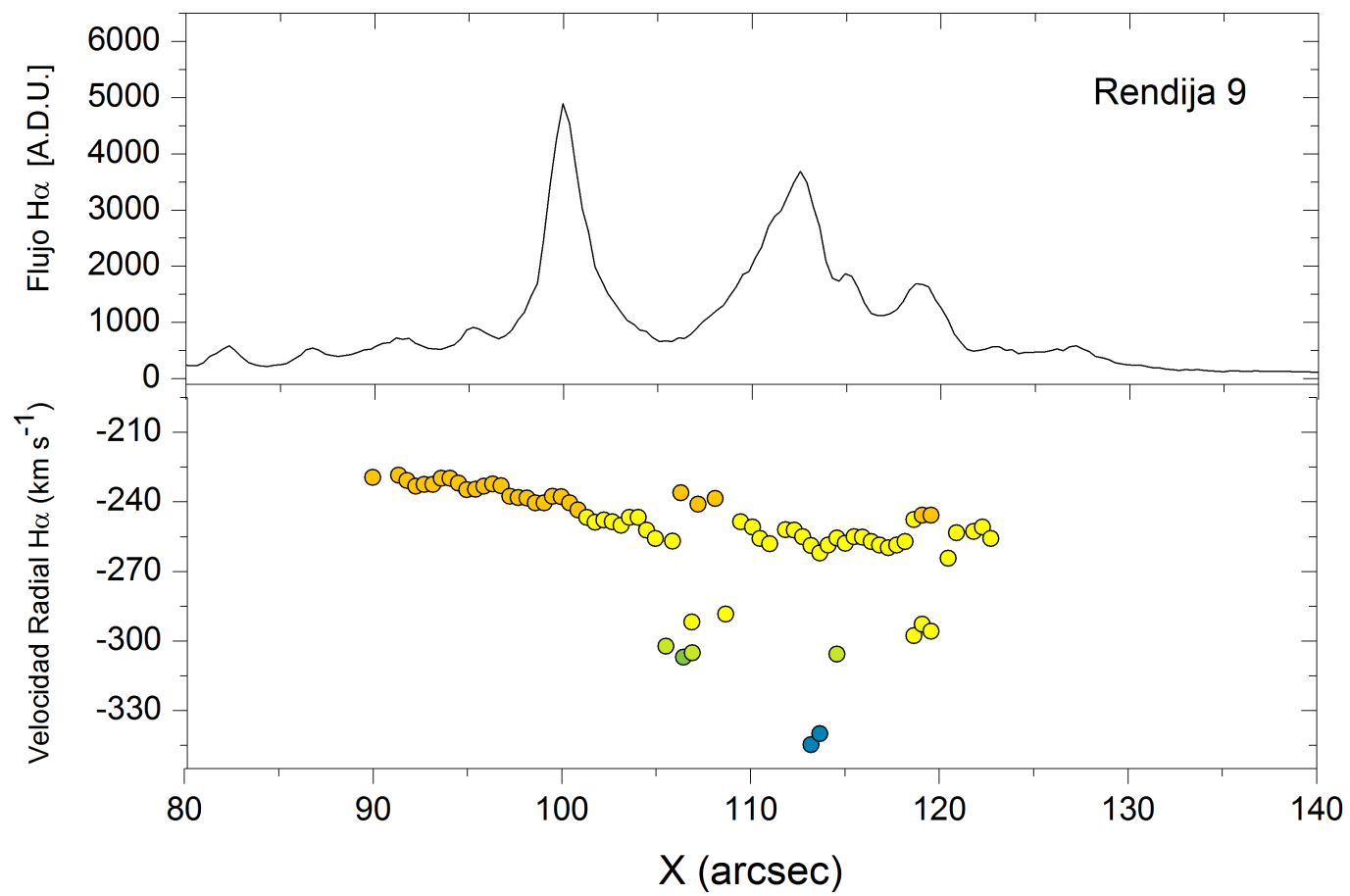


Figura 7.13: Perfil de velocidad radial en H $\alpha$  para la posición de rendija 9 de NGC 604.

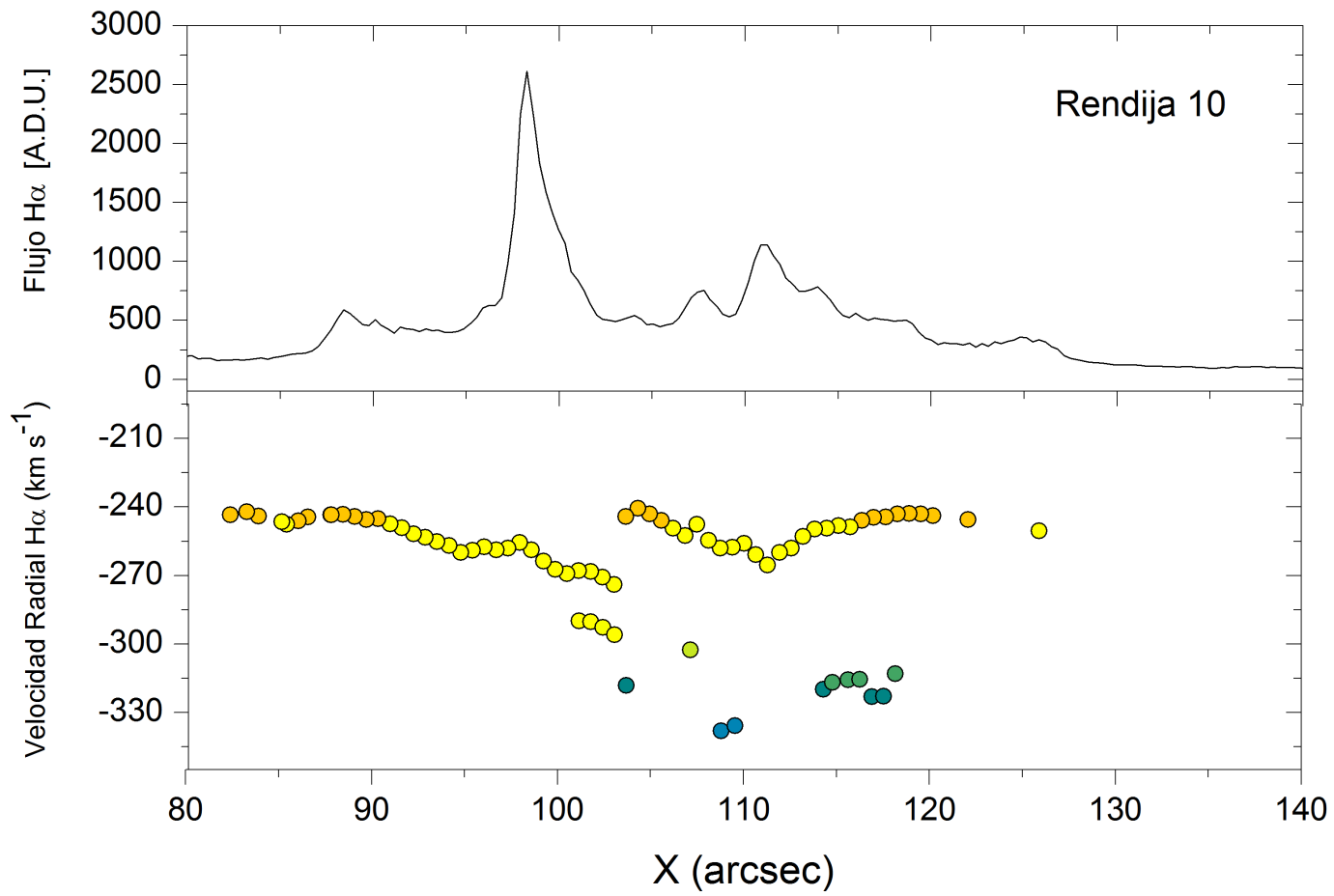


Figura 7.14: Perfil de velocidad radial en H $\alpha$  para la posición de rendija 10 de NGC 604.



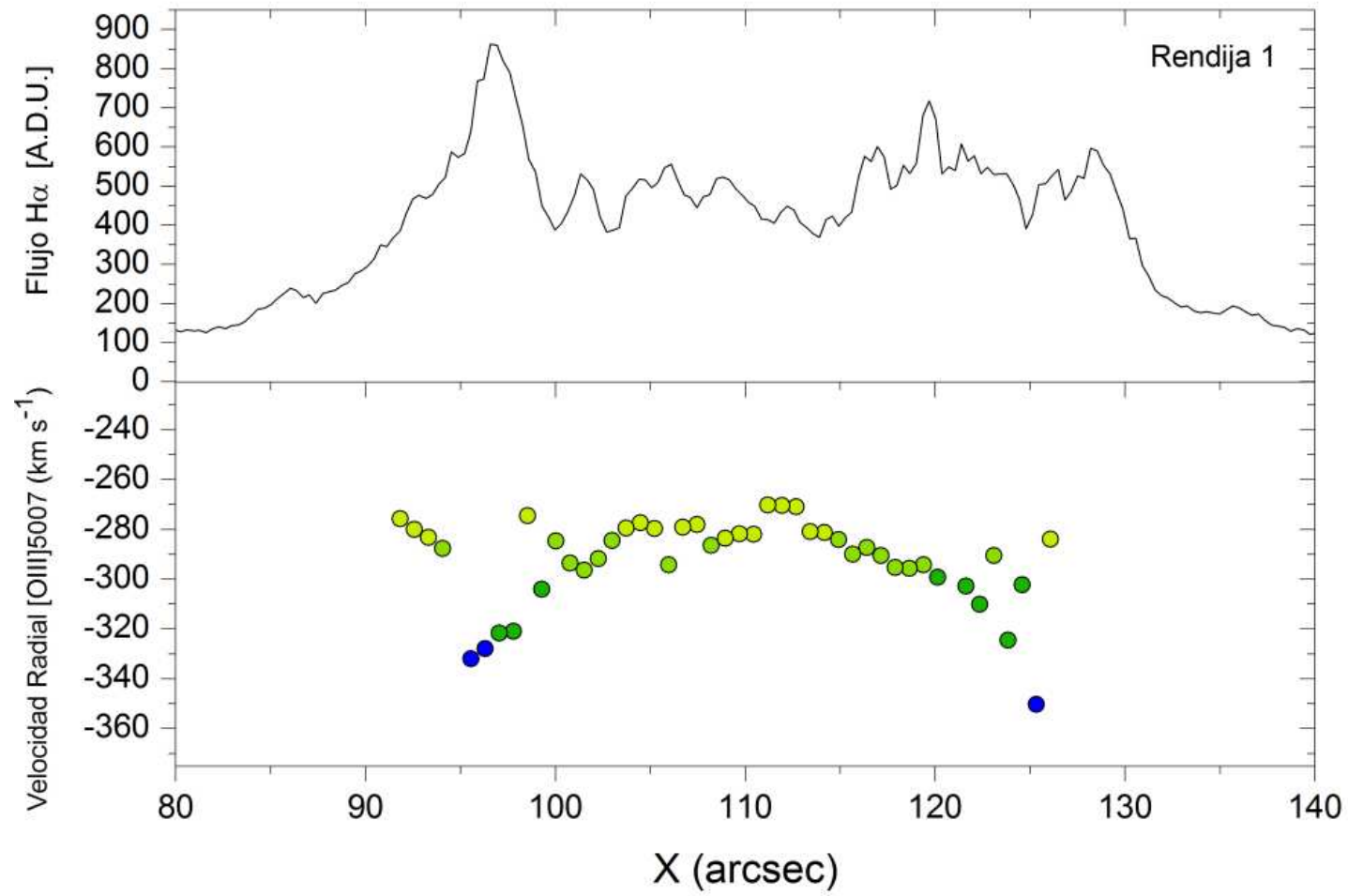


Figura 7.15: Perfil de velocidad radial en [OIII] para la posición de rendija 1 de NGC 604.

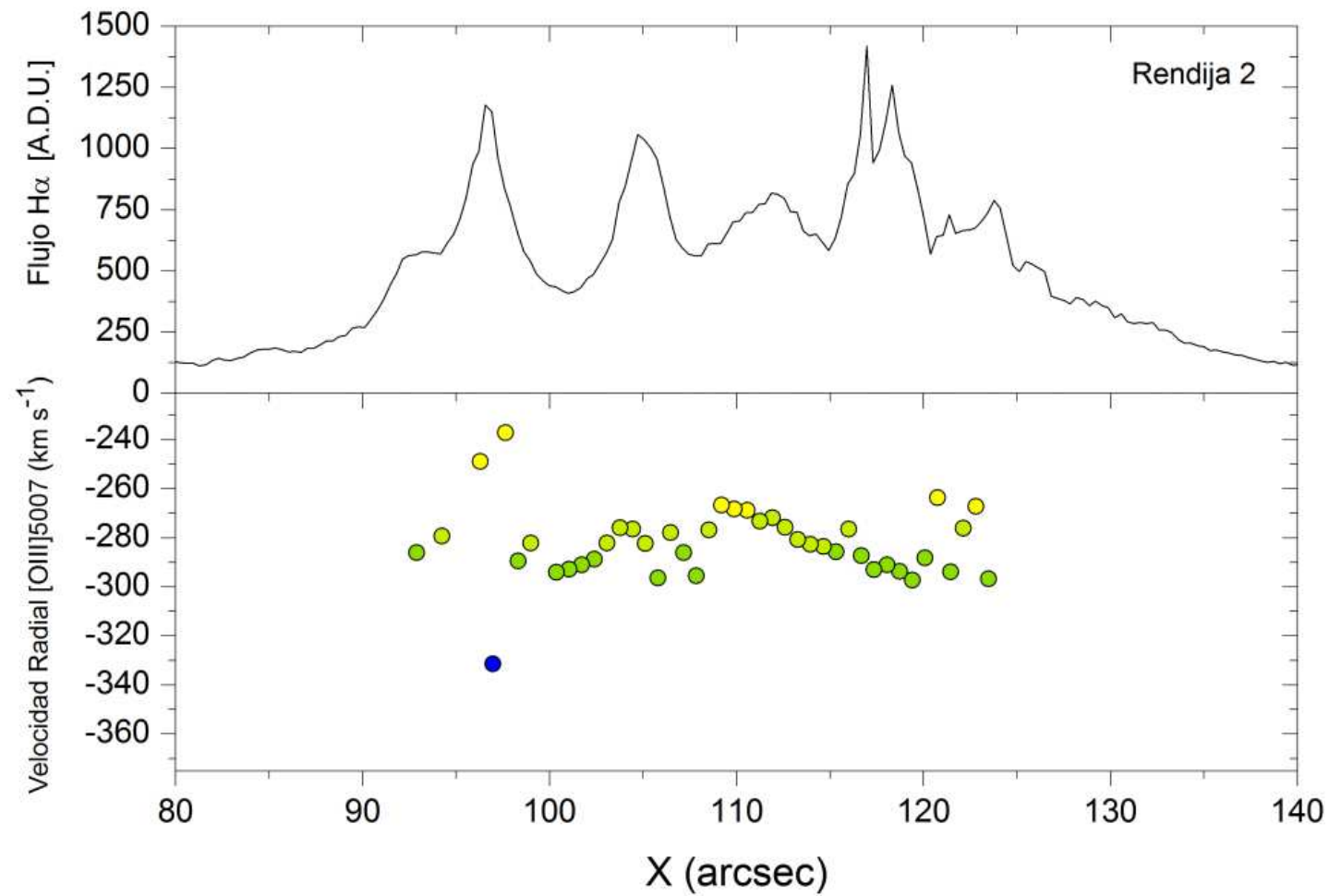


Figura 7.16: Perfil de velocidad radial en [OIII] para la posición de rendija 2 de NGC 604.

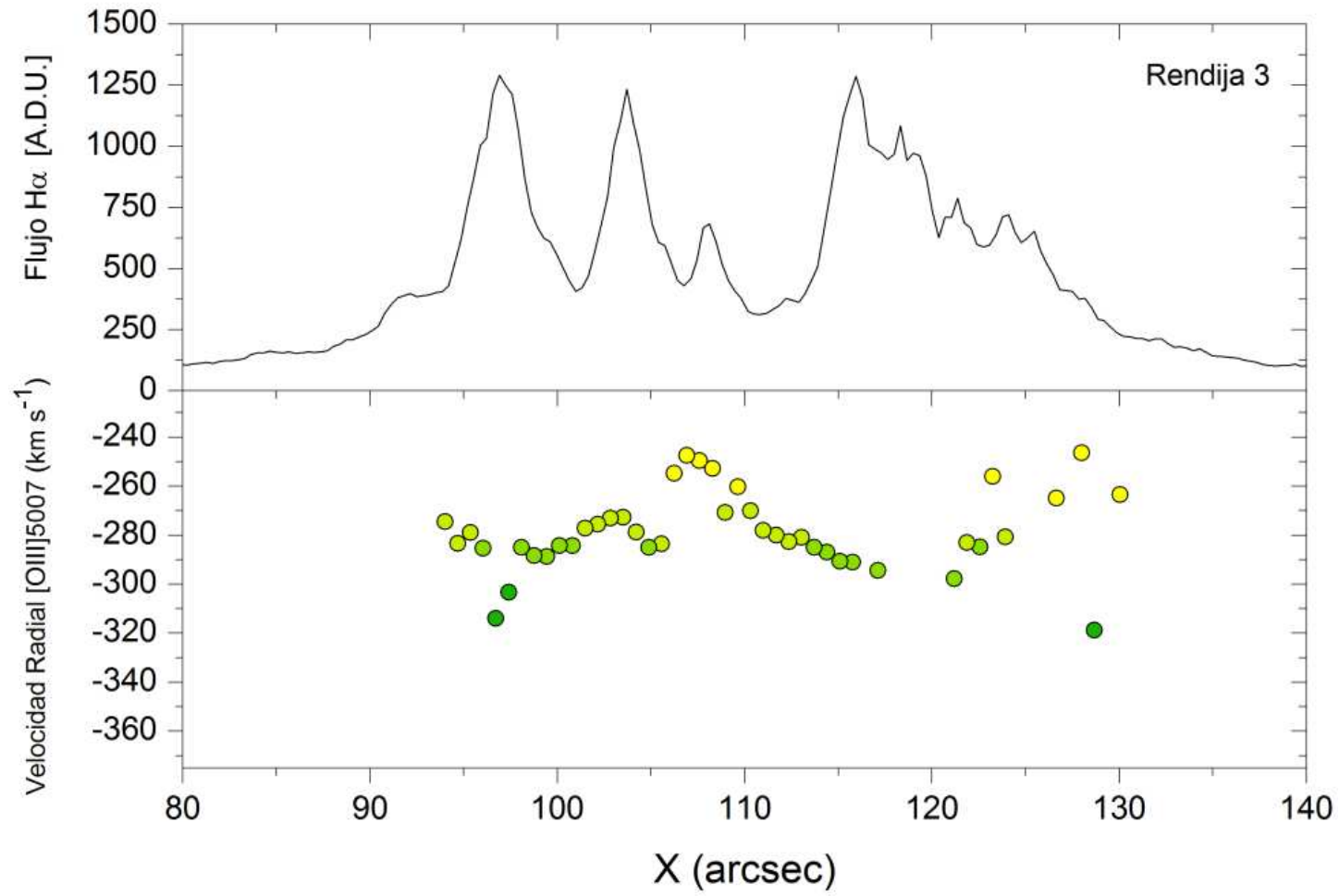


Figura 7.17: Perfil de velocidad radial en [OIII] para la posición de rendija 3 de NGC 604.

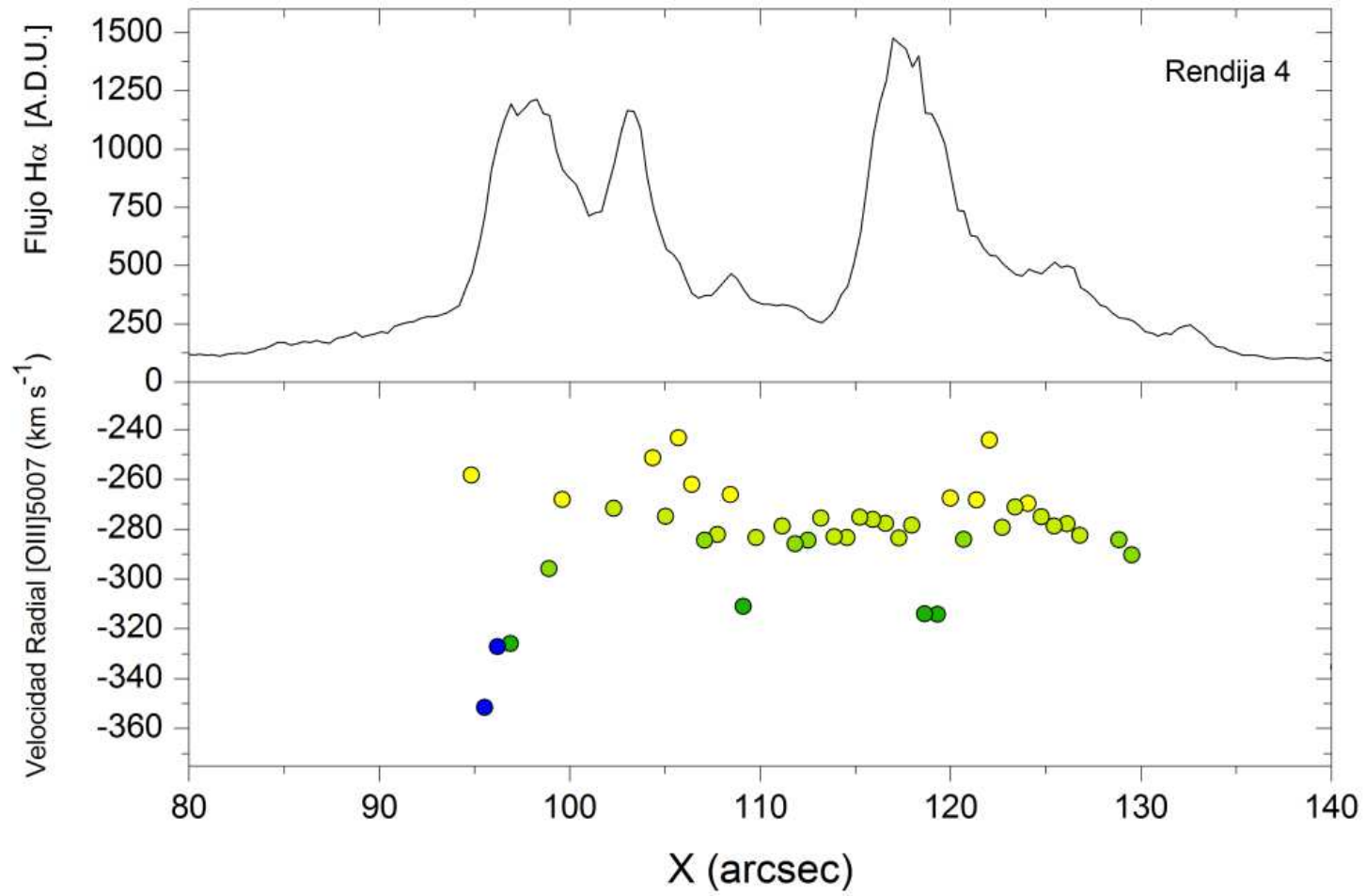


Figura 7.18: Perfil de velocidad radial en [OIII] para la posición de rendija 4 de NGC 604.

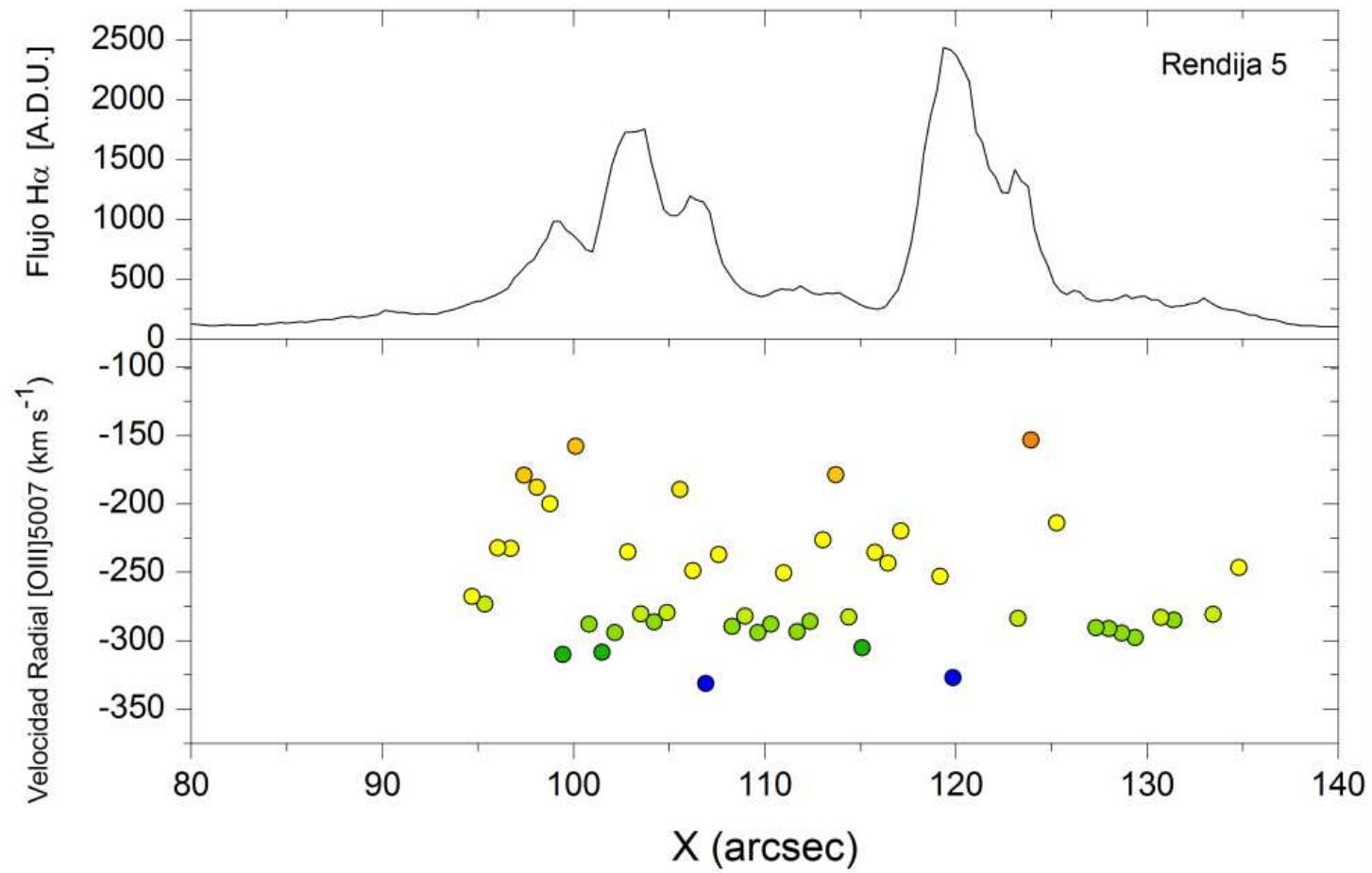


Figura 7.19: Perfil de velocidad radial en [OIII] para la posición de rendija 5 de NGC 604.

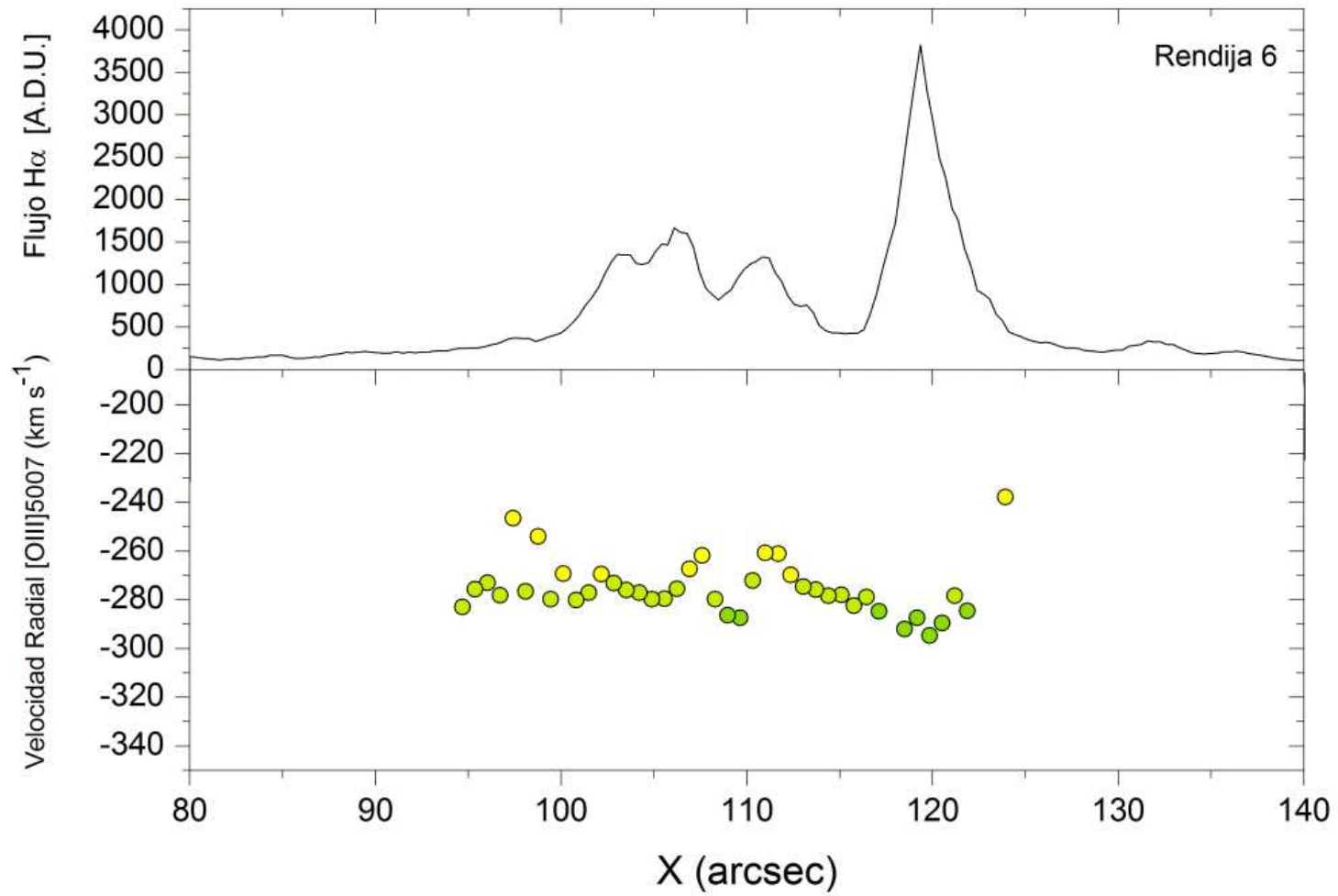


Figura 7.20: Perfil de velocidad radial en [OIII] para la posición de rendija 6 de NGC 604.

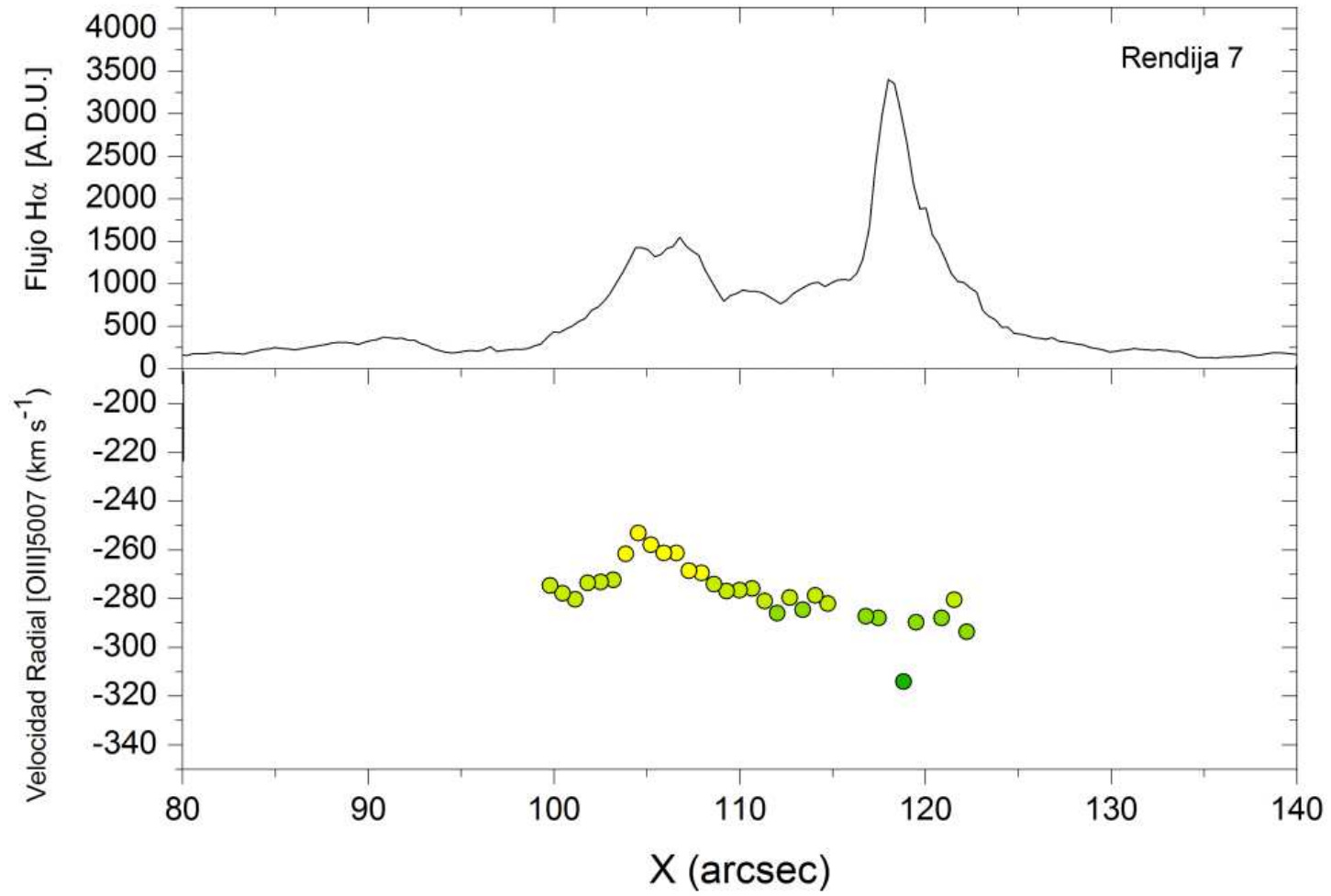


Figura 7.21: Perfil de velocidad radial en [OIII] para la posición de rendija 7 de NGC 604.

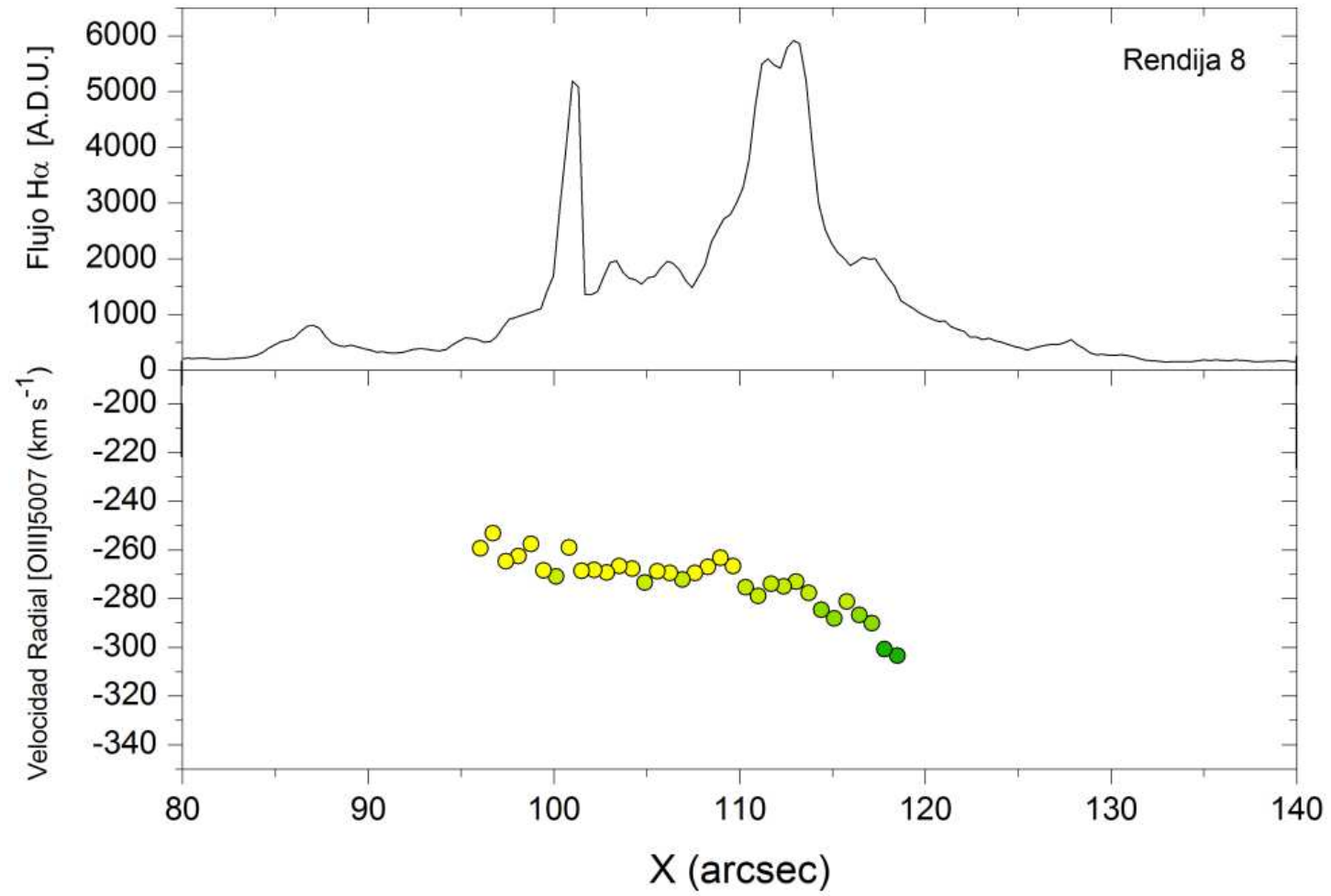


Figura 7.22: Perfil de velocidad radial en [OIII] para la posición de rendija 8 de NGC 604.



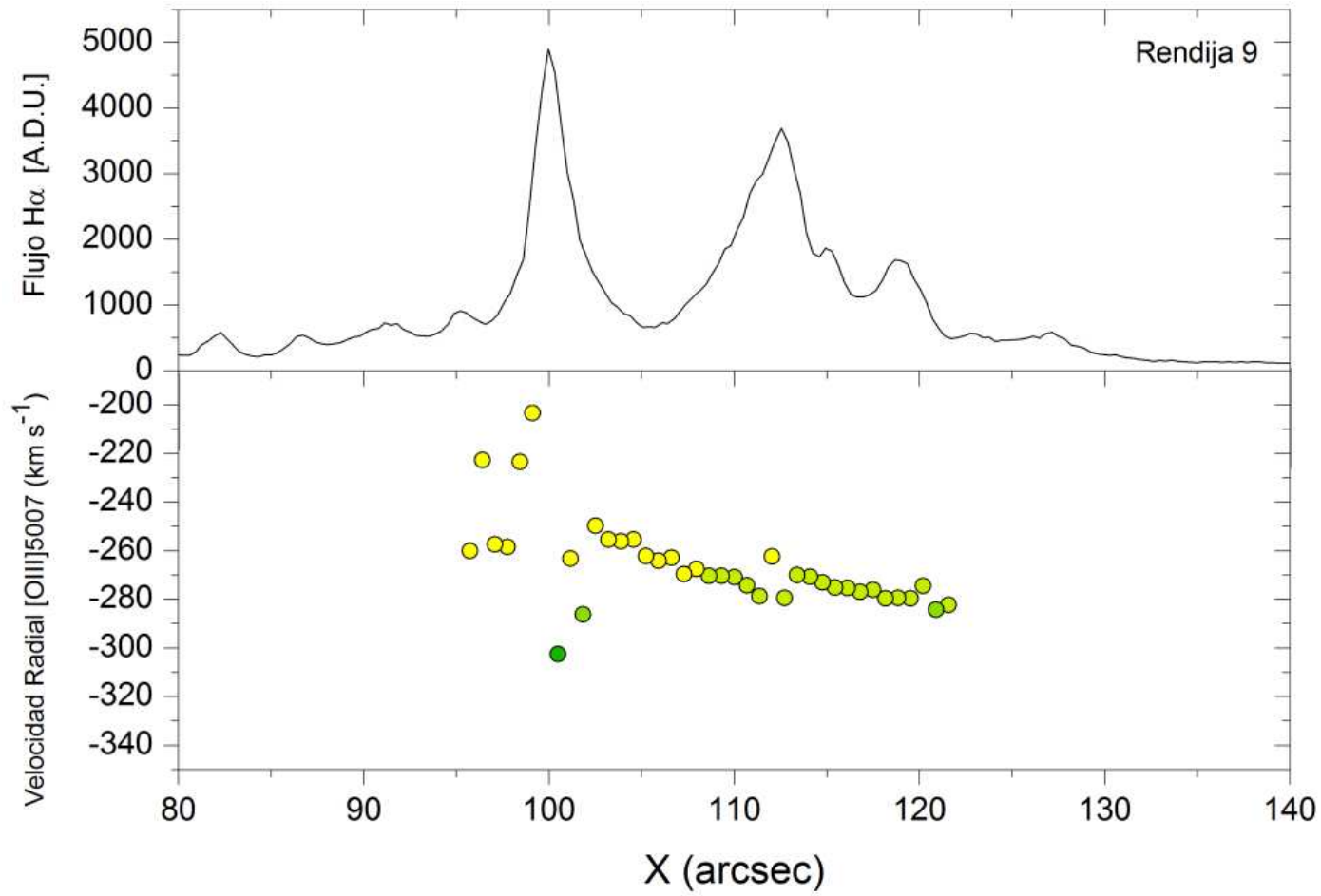


Figura 7.23: Perfil de velocidad radial en [OIII] para la posición de rendija 9 de NGC 604.

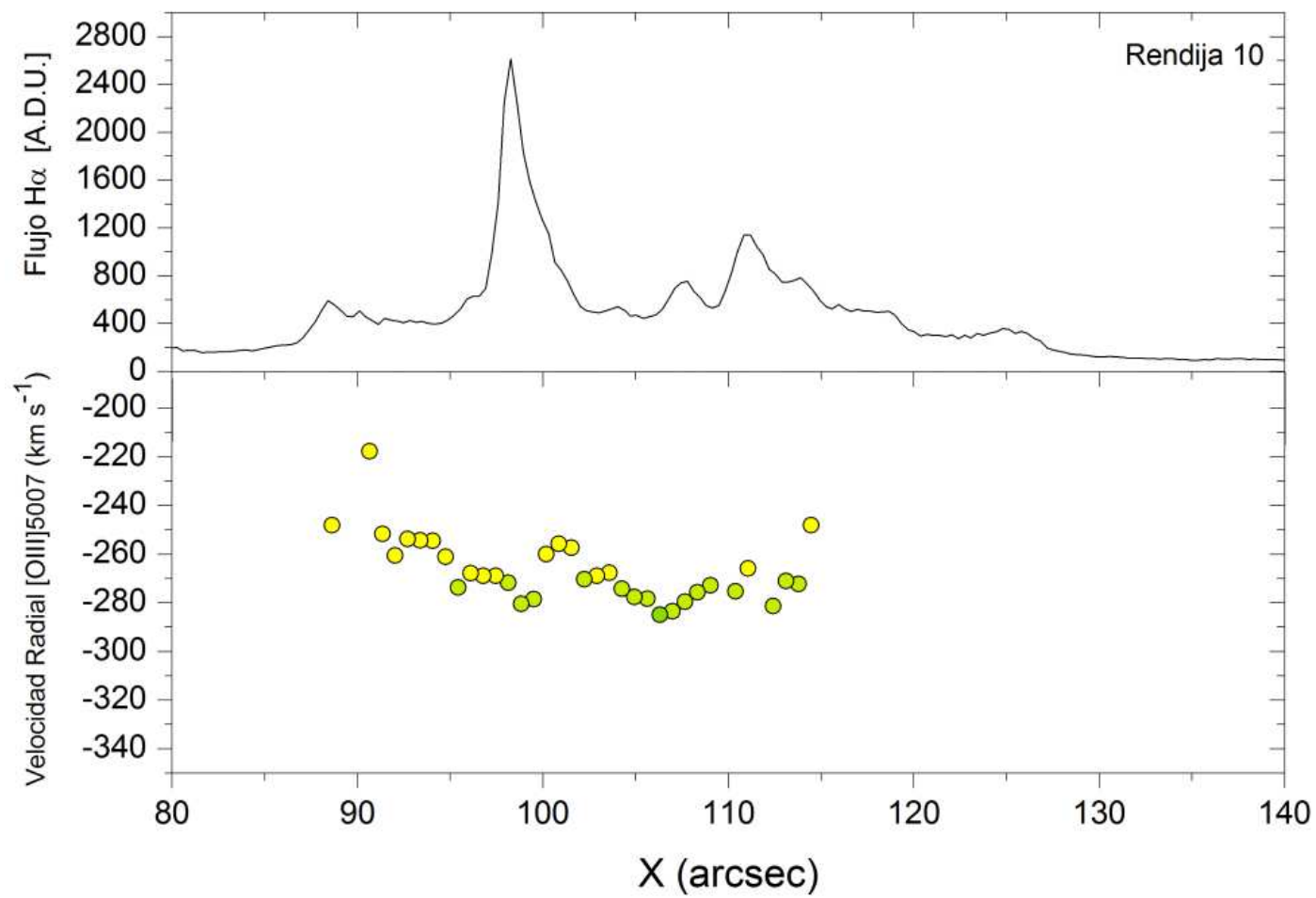


Figura 7.24: Perfil de velocidad radial en [OIII] para la posición de rendija 10 de NGC 604.

En el lado oeste, el cual corresponde a una zona de alta ionización, es posible identificar tres cavidades principales (cavidades A, B y D; Figura 5.5), las cuales parecen ser burbujas en interacción en el halo de M33 como confirman los estudios sobre NGC 604 de Tenorio-Tagle et al. (2000) y Maíz-Apellániz et al. (2004). Mientras tanto, el lado este, correspondiente a la zona de baja ionización, exhibe un comportamiento cinemático mucho más tranquilo. De esta forma, se resalta también una zona que sirve como frontera, definiendo la región este y oeste de la nebulosa. Ésta va desde el norte hasta el sur y se denomina “borde de la región”. Este comportamiento que distingue la zona este de la oeste, es observado también en la emisión en rayos X de acuerdo al estudio de Tüllmann et al. (2008).

Se sabe que los cascarones pueden ser fácilmente resquebrajados después de atravesar un gradiente de alta densidad (Tenorio-Tagle 2000). Este fenómeno, usualmente referido como “desvanecimiento” o “soplo” -hacia afuera- (*blowout*), se produce como si el cascarón sufriera una aceleración repentina, lo que conduce a crear fragmentaciones e inestabilidades Rayleigh-Taylor. Este evento conduce al desvanecimiento de las superburbujas interiores en gas de baja densidad donde un nuevo cascarón se desarrollará. Además, tal “desvanecimiento” conduce al escape de fotones UV, los que de otra forma se encontrarían atrapados dentro del cascarón. Así pues, el escape de radiación ionizante encabeza el desarrollo de un región HII extendida, de alto brillo superficial y cónica, al frente del choque de la superburbuja primaria (Tenorio-Tagle et al. 1999).

D’Odorico & Rosa (1981) sugieren que un brote de formación estelar ocurrió en el núcleo de NGC 604 hace  $4 \times 10^6$  años. En el lado este de NGC 604 puede apreciarse un bucle prácticamente circular el cual puede decirse que se asemeja a una burbuja, sin embargo parece haber un poco de emisión en  $H\alpha$  proveniente del interior de dicho bucle (vease Figura 5.6), lo cual indicaría que existe un poco de material a lo largo de nuestra línea de visión hacia el centro.

Los vientos de estas estrellas claramente dominan el movimiento del medio interestelar circundante. La dinámica de las burbujas potenciadas por vientos estelares en un medio uniforme ha sido estudiado de forma teórica por diferentes autores (Castor, McCray & Weaver 1975; Dyson 1977; Weaver et al. 1977), quienes encuentran relaciones entre el diámetro, la velocidad de expansión, la edad de las burbujas y la luminosidad de los vientos.

En el caso de NGC 604, puede apreciarse una cavidad en el borde de la nube, así como las estrellas centrales y el gas ionizado que se aleja. La causa de este comportamiento se debe indudablemente a los vientos estelares de las estrellas centrales. En el estudio de Israel et al. (1982) no se ha encontrado indicios de emisión no-térmica en radio. Además, las estrellas presentes han sido cuidadosamente estudiadas por D'Odorico & Rosa (1981) concluyendo que se necesitarían cerca de 50 estrellas tipo WN7 y 50 estrellas jóvenes tipo O para cubrir los requerimientos de ionización observados en la nebulosa, basándose en las mediciones de  $H\beta$  y los flujos en radio continuo.

Rosa & Solf (1984) observan varios cascarones expandiéndose rápidamente en NGC 604. Ellos concluyen que el movimiento de dichas burbujas se debe a la acción de vientos estelares. Sin embargo, hay otro tipo de hipótesis al respecto como el presentado por Yorke et al. (1984) que propone un modelo de flujo de champaña. Por otra parte, Skillman & Balick (1984) apuntan más bien a los remanentes de supernova. Diferentes estudios cinemáticos (Rosa & Solf 1984; Yang 1996; Maíz-Apellániz et al. 2004) tanto como el estudio aquí realizado, indican que muchas de ellas son cascarones que se encuentran verdaderamente en expansión. Se ha encontrado que la mayoría de estas estructuras de cascarón son en realidad cascarones en expansión, encontrando velocidades de expansión por encima de los  $100 \text{ km s}^{-1}$  (Yang et al. 1996).

Un comportamiento interesante en NGC 604 es el desdoblamiento en las líneas de emisión. Este comportamiento resulta fundamental para realizar un buen análisis de la cinemática de estas dos regiones. Las líneas que presentan desdoblamiento son el  $[SII]\lambda\lambda 6716, 6731$ ,  $H\alpha$  y  $[NII]\lambda\lambda 6548, 6583$ , pero no  $[OIII]\lambda\lambda 4959, 5007$ . Ilustramos las zonas de desdoblamiento de  $H\alpha$  y  $[SII]\lambda\lambda 6716, 6731$ , en las Figuras 7.27 y 7.29. En la Figura 7.25 puede apreciarse que cada una de las líneas de emisión aparecen dobles. En la Figura 7.26 se muestra un ejemplo de desdoblamiento para un espectro del doblete de  $[SII]$ .

El desdoblamiento de las líneas ha sido detectado para las dos cavidades principales (cavidad A y D, Figura 5.5). Las expansiones más grandes inferidas de los datos de espectroscopía (a partir del desdoblamiento de las líneas) muestran velocidades de  $\sim 100 \text{ km s}^{-1}$  con respecto al marco de referencia en reposo de M33. En todos los casos las componentes con corrimiento al rojo tienen valores máximos de  $\sim -260 \text{ km s}^{-1}$ . Por otra parte, las componentes con corrimiento al azul alcanzan valores de hasta  $\sim -370 \text{ km s}^{-1}$ , lo que implica velocidades

de expansión por encima de los  $\sim 100 \text{ km s}^{-1}$ . En todos los casos las componentes corridas al azul presentan intensidades de flujo bajas (por debajo de las 100 cuentas) excepto en la intrusión vista en la proyección dentro de la cavidad principal. La intrusión aparece como un núcleo denso (con intensidades arriba de las 2000 cuentas, ver rendija 6) y su corrimiento al azul es de  $\sim 20 \text{ km s}^{-1}$  con respecto al marco de referencia en reposo de M33. En la misma posición la contraparte de corrimiento al rojo alcanza velocidades de  $\sim 220 \text{ km s}^{-1}$ , que es muy similar a aquella detectada en la misma localización en las vecindades de las rendijas 5 y 7. Existen también algunas regiones, muy pocas sin embargo, que muestran más de dos componentes. Estas se encuentran dentro de la cavidad principal.

El desdoblamiento de líneas puede encontrarse cuando se observan los bordes y sus cavidades en un rango de  $\sim 60 - 70 \text{ km s}^{-1}$ . Siguiendo las posiciones de rendija a lo largo de las cavidades es posible apreciar que el desdoblamiento se encuentra confinado por los bordes de las mismas. Este hecho indica que los flujos provenientes de las cavidades han logrado superar las dimensiones que originalmente las confinaban. La tendencia detectada en tres de las cavidades principales de NGC 604 se asemeja a la observada por conos que conducen supervientos fuera de las galaxias starburst, como en NGC 253 y M82 (Tenorio-Tagle 2000; Heckman, Armus & Miley 1990). NGC 604, siendo una fuente mucho más pequeña y débil, representa una versión a pequeña escala de un superviento. Sin embargo, es un claro ejemplo del desvanecimiento del contenido de una superburbuja caliente en el halo de M33, así como de la fuga de radiación ultravioleta en el halo de la galaxia en la que se encuentra. Por lo tanto, de los datos cinemáticos obtenidos puede concluirse que las tres estructuras de burbuja principales han penetrado en el halo de M33, como se hace evidente a partir del desdoblamiento de líneas a lo largo de sección proyectada. Esto confirma la detección de las principales burbujas a partir de enfoques observacionales distintos como el de Muñón-Tuñón et al. 1996, donde se utilizan datos de Fabry-Perot. Las cavidades y túneles también se han expandido en otras direcciones, encabezando estructuras de bucles gigantes difusos y estructuras filamentosas. La detección de remanentes de cascarones o filamentos de baja intensidad a través de la línea de visión enfatiza la idea de profundidad de la estructura tridimensional de la nebulosa.

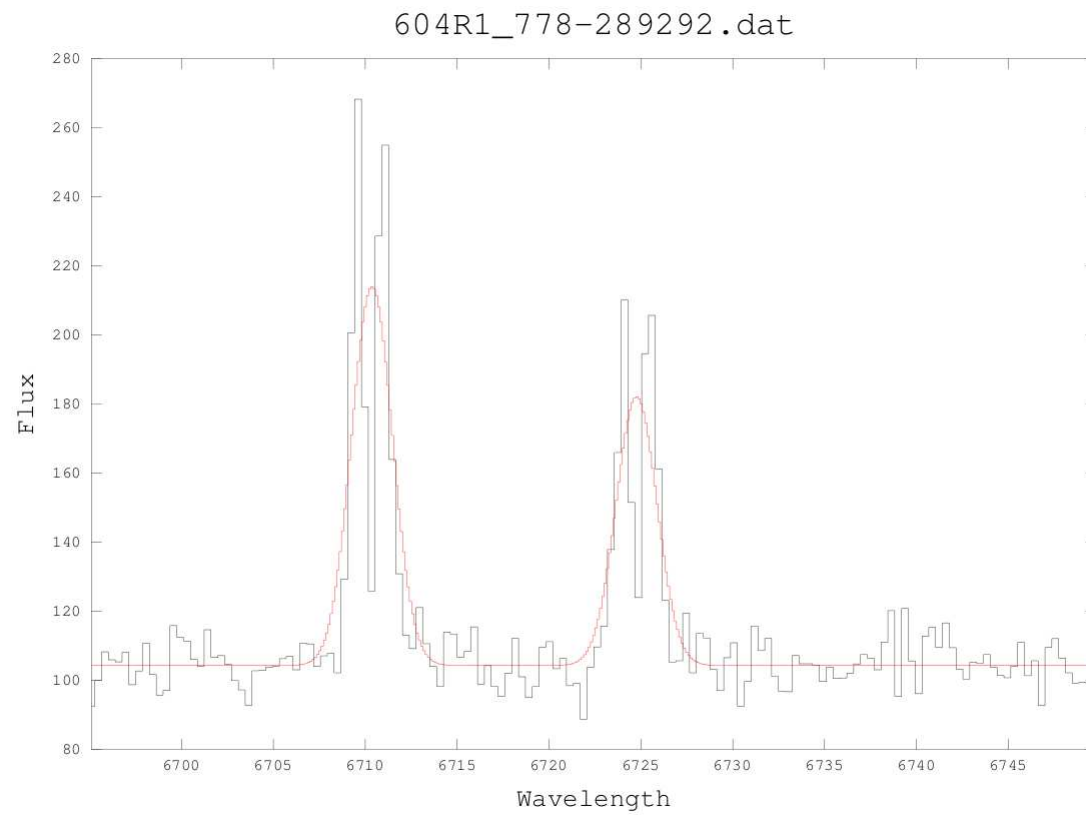


Figura 7.25: Imagen del desdoblamiento del doblete de azufre [SII]  $\lambda\lambda 6717, 6731$  en una de las posiciones de rendija de NGC 604, ajustando una gaussiana.

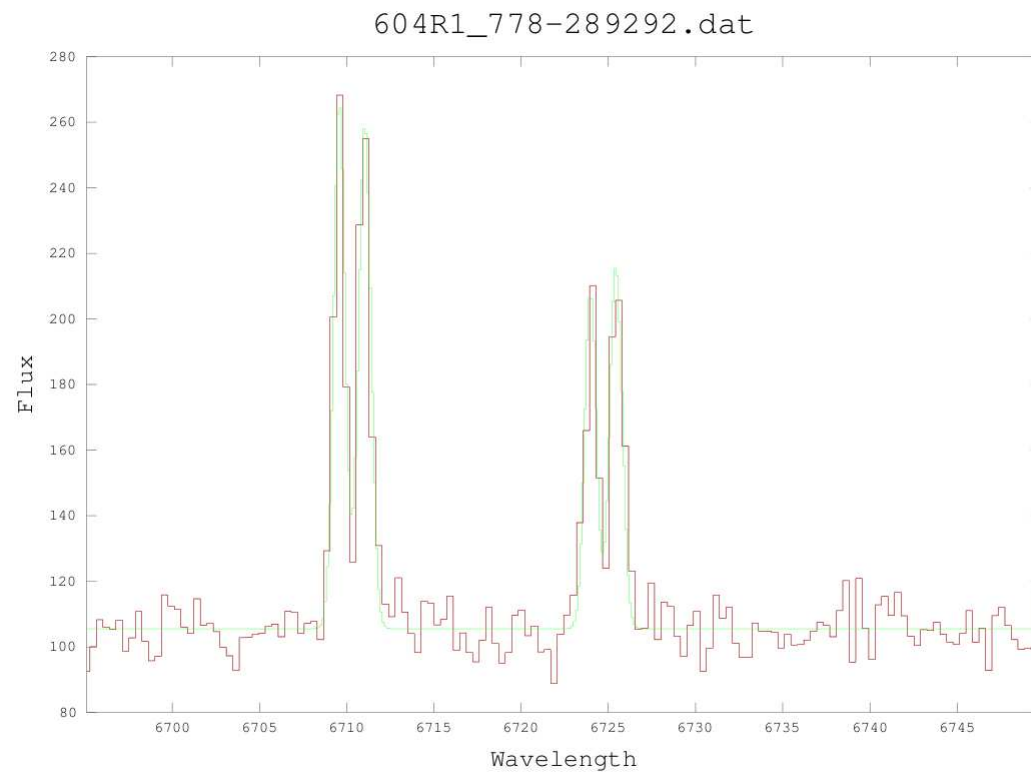


Figura 7.26: Imagen del ajuste del desdoblamiento del doblete de azufre [SII]  $\lambda\lambda 6717, 6731$  en una de las posiciones de rendija de NGC 604 (Se trata de la Figura 7.25 pero con el ajuste de cada una de las líneas correspondiente).

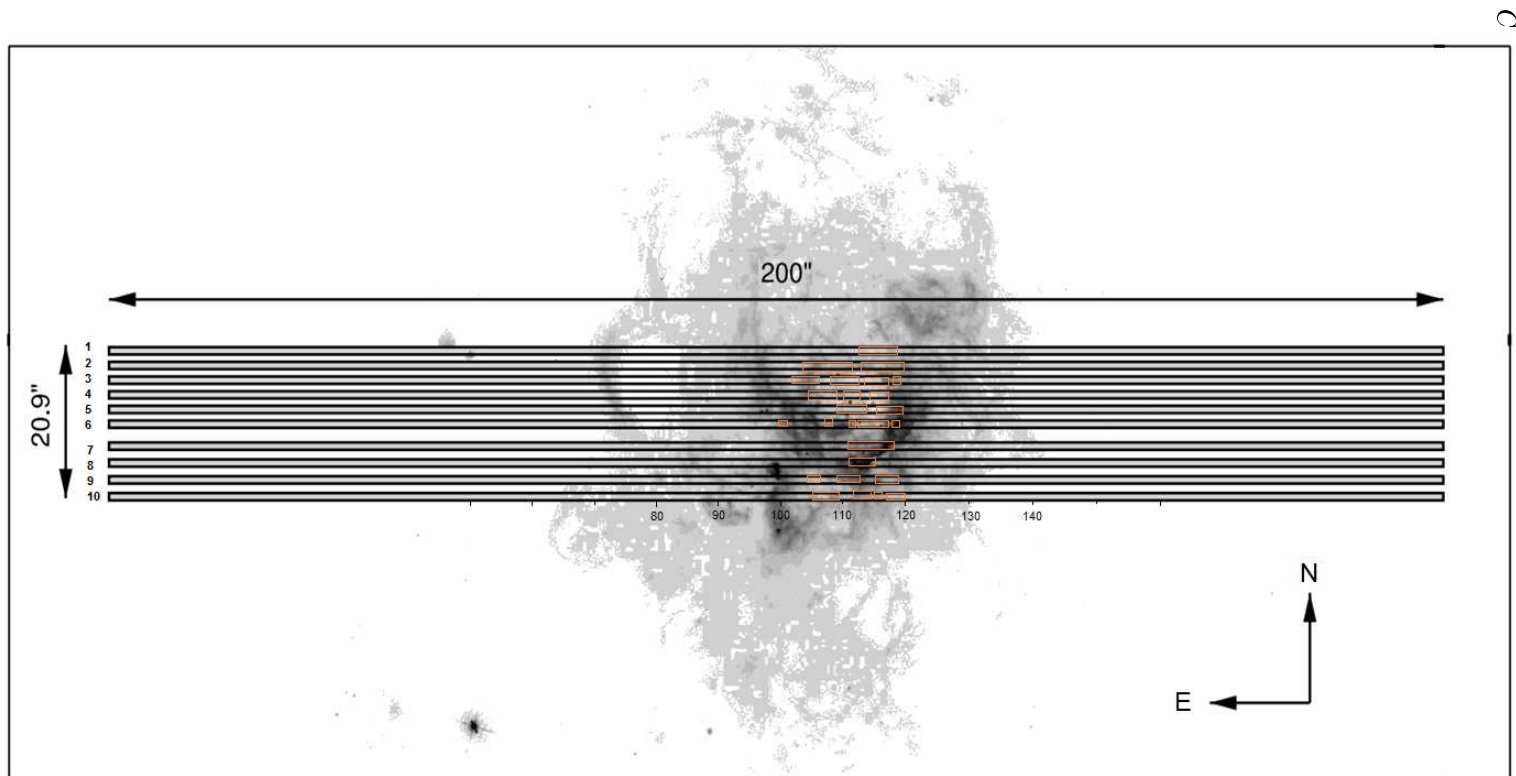


Figura 7.27: Zonas donde se observa el desdoblamiento del doblete de  $H\alpha$  en las diferentes posiciones de rendija de NGC 604 sobre la emisión en  $H\alpha$ .



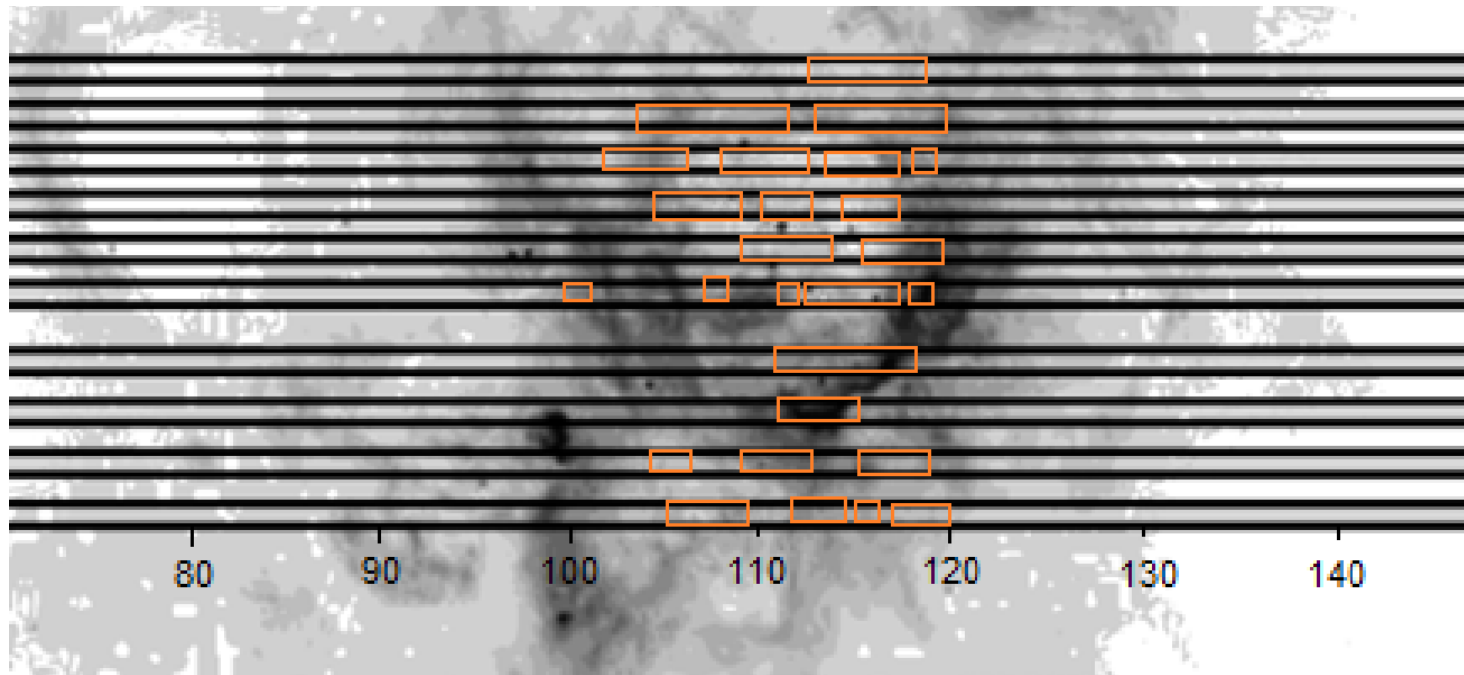


Figura 7.28: Acercamiento de la Figura 7.27.

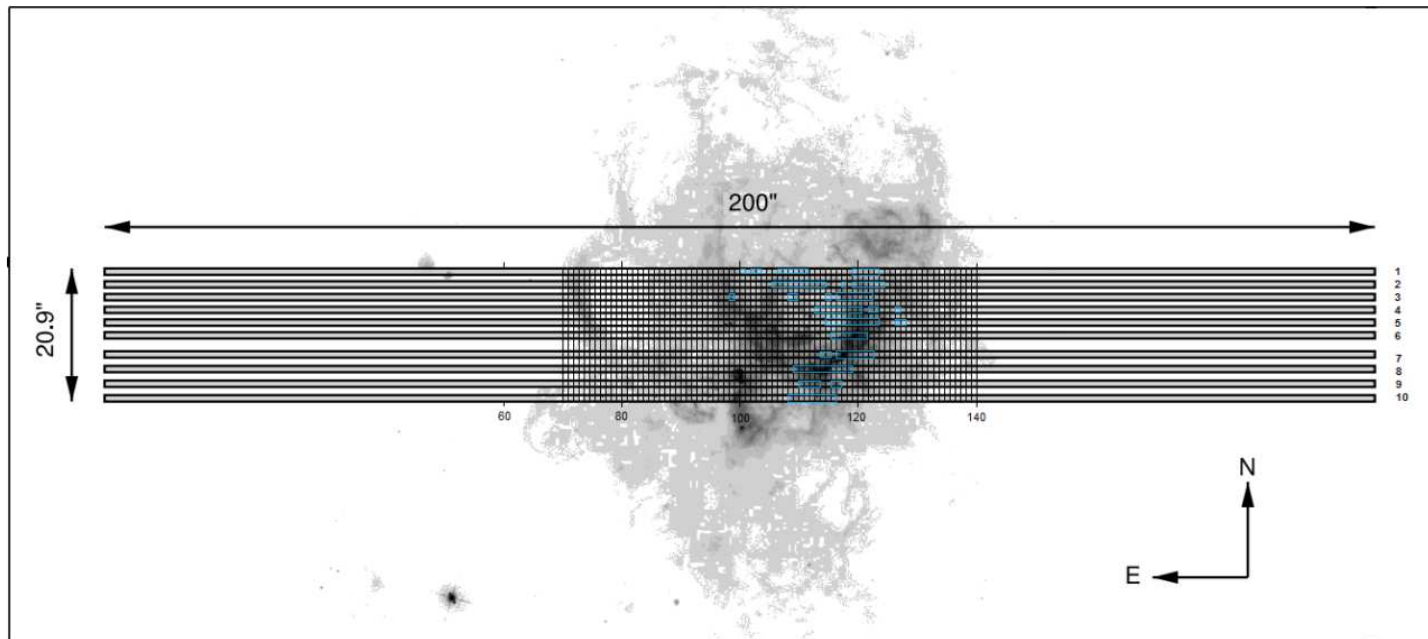


Figura 7.29: Zonas donde se observa el desdoblamiento del doblete de [SII] en las diferentes posiciones de rendija de NGC 604 sobre la emisión en  $H\alpha$ .

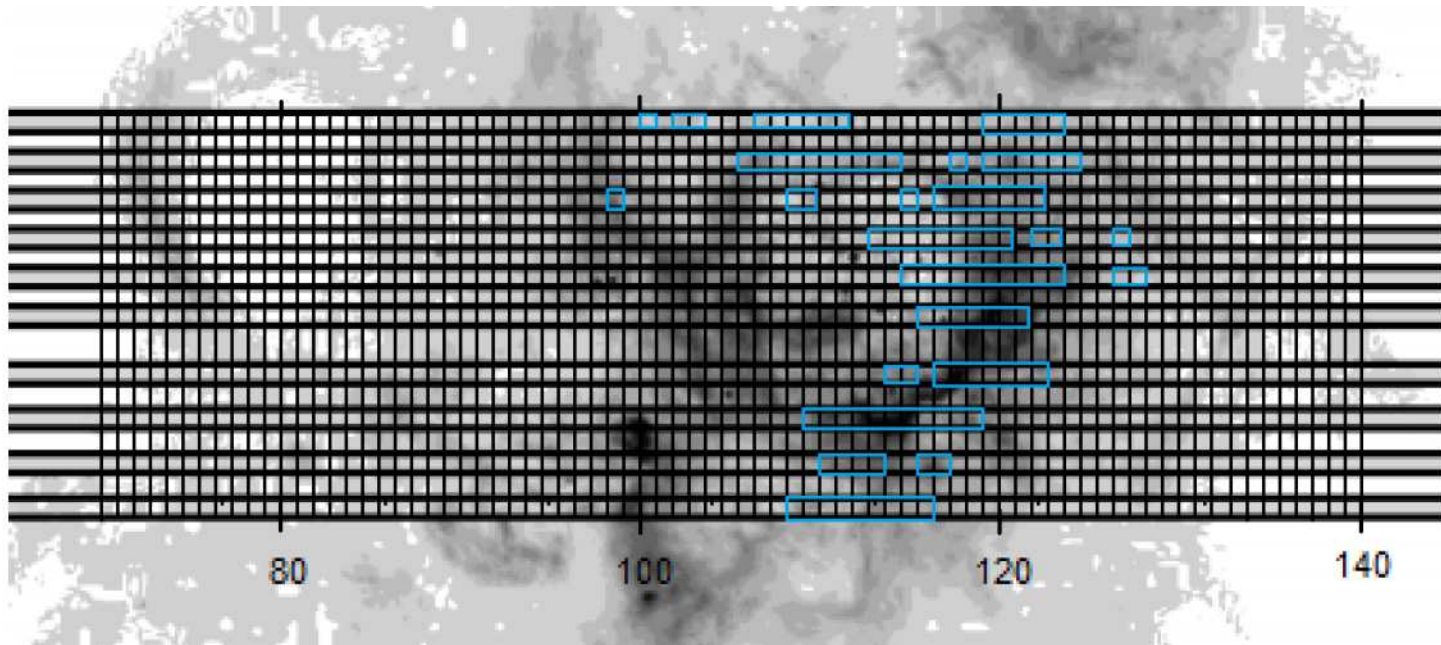


Figura 7.30: Acercamiento de la Figura 7.29.

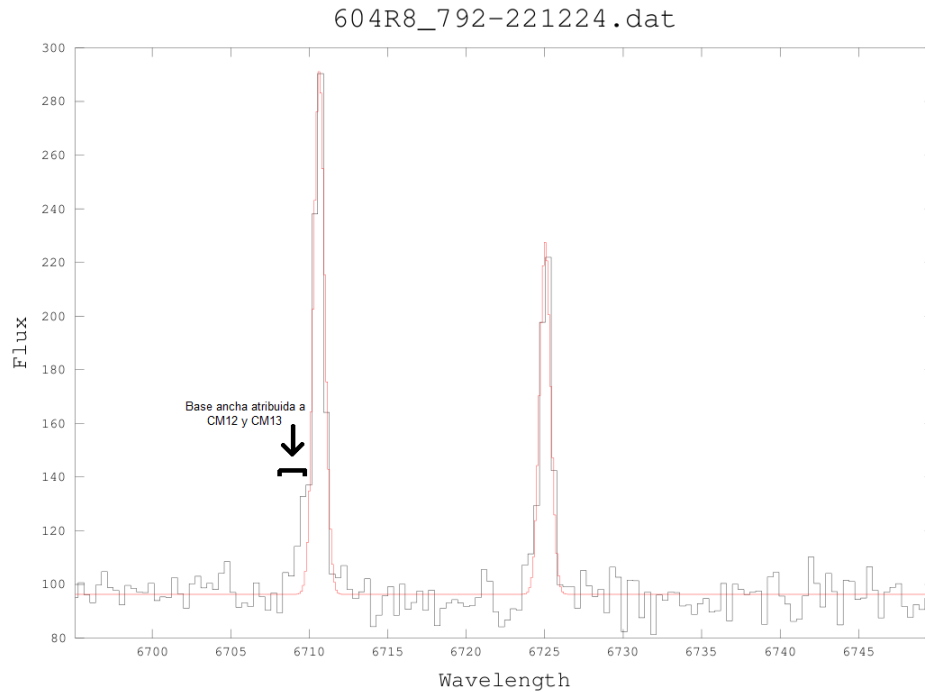


Figura 7.31: Ajuste del doblete de azufre [SII]  $\lambda\lambda 6717, 6731$  de NGC 604. Notar la base ancha presente atribuida a la acción de CM12 y CM13.

Respecto al desdoblamiento de las líneas de emisión, en el estudio de Clayton (1988) se hace referencia a CM12, el cual se trata de un cúmulo estelar, y a CM13, que se trata de una estrella tipo WR individual. Dichos objetos tienen una particular importancia en lo referente a los vientos estelares creados por ellos, además de atribuírseles el desdoblamiento observado en las líneas de emisión. De hecho, también puede deberse a CM12 y CM13 la base ancha en algunas de las líneas de emisión observadas (Figura 7.31, zona indicada con una flecha, para el caso del doblete de azufre) que puede apreciarse en diferentes emisiones:  $H\alpha$ , [N II] y [SII]. Tal comportamiento asimétrico (la base ancha en algunos perfiles) puede atribuirse a la contribución de movimiento en gran escala del gas. Además, el cascarón alrededor de CM12 parece quedar fuera del borde del pico en HI en el que las estrellas ionizantes se formaron.

De esta forma, la variación en intensidad en CM12 resulta ser un indicador de la presencia de una burbuja de material con picos correspondientes a los bordes

brillantes de la burbuja. Este sistema puede ser claramente descrito en términos de un modelo de burbuja (Clayton 1988). Cabe mencionar que en cuanto al análisis en morfología basado en los modelos champaña de Tenorio-Tagle (1979), aunque resulta consistente con la morfología del sistema, no podría explicar la cinemática en la que se observan burbujas en expansión y nubes de material ionizado separadas como lo indica el estudio de Clayton (1988).

Los mapas de velocidad muestran una tendencia diferente entre las regiones dominadas por [SII] y [OIII]. No existe una zona dentro del lado este en la región que muestre desdoblamiento en las líneas de emisión de [SII]. Todas las posiciones de rendija dentro de esta región dominada por [SII], a excepción de la intensidad en  $H\alpha$ , se ajustan bastante bien a una gaussiana simple, con velocidades de entre los -260 a los -280 km s<sup>-1</sup>.

Nótese también que ni siquiera el gran bucle de NGC 604, visible en todas las longitudes de onda en el borde noreste exterior de la nebulosa (visible en las posiciones 1-6), presenta señal alguna de desdoblamiento de las líneas. De esta forma puede concluirse que esta zona se trata de una estructura vieja en el borde de la nube molecular. Lo opuesto se cumple en la zona dominada por [OIII]. En ella el campo de velocidad muestra desdoblamiento, evidencia del efecto de las estrellas masivas capaces de desplazar el medio interestelar y generar grandes cavidades.

El análisis realizado en este trabajo apoya la hipótesis de Clayton sobre la presencia y producción de burbujas en movimiento haciéndose evidentes en el comportamiento de desdoblamiento observado, así como la importante acción de los vientos estelares en la producción de burbujas y superburbujas dentro de la región. Esta hipótesis está apoyada en el hecho de que la existencia de cascarones de gas ionizado expandiéndose por efecto de vientos alrededor de los objetos CM12 y CM13 (estrellas WR) ha sido confirmado por las líneas de emisión estudiadas por Hunter & Gallagher (1985), Viallefond (1992), Tenorio-Tagle (2000) y Maíz-Apellániz (2004), entre otros.

La información sobre la variación de la velocidad radial sobre la superficie de la nebulosa está limitada los trabajos de Hippelein (1984) en  $H\alpha$  y Yang et al. (1996) para las líneas de  $H\alpha$  y [OIII]. En el trabajo de Hippelein se observa un incremento en la velocidad radial desde el oeste hacia el sureste de la región, del orden de 30 km s<sup>-1</sup>. El autor sugiere que la rotación diferencial galáctica pudiera

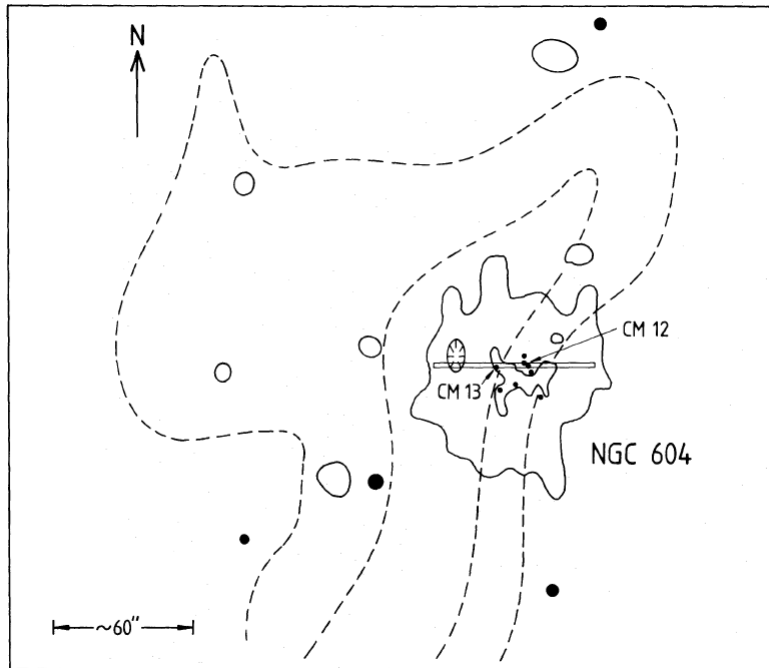


Figura 7.32: Contornos de emisión en  $H\alpha$  y las estrellas más brillantes embebidas en la región HII NGC 604. Los contornos en líneas punteadas indican la emisión en HI dada por Newton (1980). Se indican en particular el cúmulo estelar nombrado CM12 y la estrella WR, CM13 (Clayton 1988).

ser el resultante de ese efecto, dado que observaciones en HI de Newton (1980) indican un gradiente de velocidad radial. Este efecto también con claridad y con mayor detalle en nuestro mapa de  $H\alpha$ . Nótese que ese incremento se traduce en una disminución de la velocidad radial observada, desde el orden de  $-270 \text{ km s}^{-1}$  en el oeste, a  $-230/-240 \text{ km s}^{-1}$  en el sureste.

Este gradiente observado en nuestros mapas también se observa en otro estudio de rendija larga. En la Figura 15 del artículo de Maiz-Apellaniz et al. (2004) se grafica la velocidad radial en  $H\beta$  y  $[OIII]$  usando los datos de Gonzalez & Pérez (2000), medidos con una rendija de ancho  $14''$  y ángulo de posición de  $60$  grados. En la parte del suroeste la velocidad aumenta a  $-270 \text{ km s}^{-1}$  bruscamente, lo cual puede interpretarse como que la cáscara principal de la región se ha roto, con sus restos expulsados a lo largo de la línea de visión (explicando de esta manera

el abrupto cambio en velocidad en corrimiento al azul).

Existen distintos estudios de la cinemática de estas regiones HII en otros rangos del espectro electromagnético y para otras líneas de emisión diferentes a las estudiadas en este trabajo, ofreciendo así un panorama global del comportamiento de estas regiones HII. La información sobre la cinemática del gas procedente de otras longitudes de onda aumenta la comprensión sobre la estructura de la distribución de las diferentes componentes del medio interestelar que componen la región. Hemos examinado entonces la bibliografía disponible.

La existencia de cinco nubes moleculares gigantes en la misma posición de NGC 604 se descubrió a partir de observaciones de  $^{12}\text{CO}$  (Viallefond et al. 1992; Wilson & Scoville 1992; Engargiola et al. 2003; Rosolowsky et al. 2003). Viallefond et al. (1992) no pudieron obtener ofrecer información cinemática pero Wilson & Scoville (1992) dan información sobre la cinemática de 4 nubes en NGC04, encontrando que las velocidades oscilan entre  $-250$  y  $-221 \text{ km s}^{-1}$ . Las observaciones mas recientes en CO por parte de Miura et al. (2010) logran una alta resolución espacial, de  $4''.2 \times 2''.6$ , permitiendo indentificar 10 nubes moleculares. De éstas, las llamadas NMA-1, NMA-4, NMA-8 y NMA-11 se encuentran en la posición de NGC 604. NMA-4 y NMA-8 están asociadas con el cascarón A, mientras que que NMA-8 es una nube asociada al cascarón B.

El gas atómico asociado HI asociado con NGC 604 fue observado por Deul & van der Hulst (1987), donde se muestra una concentración de HI superpuesta a la región con una velocidad heliocéntrica de  $240\text{-}250 \text{ km s}^{-1}$ , que es similar a la velocidad sistémica de la región en  $\text{H}\alpha$ , lo que indica que esta se encuentra probablemente asociada físicamente con la nube molecular.

Para hidrógeno molecular existe el mapa de la emisión de  $\text{H}_2$  de Israel et al. (1990), que se encuentra en la zona sureste de NGC 604 (Figura 1), con una dimensión de la nube molecular comparable a la región HII, pero no hay datos sobre la cinemática del gas. Leboutiller et al. (2006) mide  $\text{H}_2$  con datos del satélite FUSE (Far Ultraviolet Spectroscopic Explorer), que corresponden a una velocidad de  $-251 \text{ km s}^{-1}$ .

Leboutiller et al. (2006) también obtiene información cinemática con los espectros de FUSE, observando líneas de absorción de elementos pesados contra el continuo de las estrellas masivas de la región. Los datos muestran que el gas

neutro esta físicamente asociado a la región HII. Las especies estudiadas son NI, OI, SiII, PII, ArI y FeII. Los autores sugieren que el gas neutro presenta menor corrimiento hacia el azul, con una velocidad media para las especies neutras de  $-244 \text{ km s}^{-1}$  comparado con el gas ionizado de NGC 604, asumiendo que la velocidad del gas es  $-250 \text{ km s}^{-1}$  para nuestro espectro integrado.

Con todos estos elementos sería posible discutir un modelo simple basado en las velocidades radiales observadas de las distintas especies iónicas detectadas en NGC 604. Una posibilidad es que, con respecto a un observador situado en la Tierra, la región HII se encuentre por delante de la nube molecular y de gas neutro. Detrás de la región HII se encontraría el  $\text{H}_2$ , HI y el CO. Podemos entonces considerar una estructura de capas estratificadas de gases que se mueven con diferentes velocidades radiales en dirección al observador.

## 7.2. NGC 595

Las Figuras 7.33 a 7.36 muestran los mapas bidimensionales en las diferentes longitudes de onda observadas para NGC 595. De igual forma que en NGC 604, los mapas asociados a un elemento con el mismo estado de ionización presentan las mismas velocidades. La velocidad sistémica obtenida para NGC 595 fue de  $-180 \text{ km s}^{-1}$  para  $\text{H}\alpha$ .

La Figura 7.33 (arriba), que muestra el mapa de velocidad en  $\text{H}\alpha$ , presenta las velocidades más altas abarcando el centro de la región y mostrando zonas extensas con velocidades altas hacia el este de la región. En comparación con la emisión en hidrógeno ( $\text{H}\alpha$  y  $\text{H}\beta$ , Figura 7.33), el nitrógeno ( $[\text{NII}] \lambda\lambda 6548, 6584$ , Figura 7.34) presenta velocidades mucho más bajas, así como menores variaciones de velocidad a lo largo de la región. En la región sur predominan las velocidades más bajas mientras que al norte se encuentran las velocidades más altas. Las velocidades asociadas al oxígeno ( $[\text{OIII}] \lambda\lambda 4959, 5007$ , Figura 7.35) presentan, a diferencia del comportamiento observado en el nitrógeno, gran variación en los valores. Las velocidades del azufre ( $[\text{SII}] \lambda\lambda 6717, 6731$ , Figura 7.36) presentan de nuevo una estructura parecida a la del hidrógeno pero con menores variaciones de una zona a otra, además de velocidades menores.

De acuerdo a estos mapas, en el hidrógeno (Figura 7.33) es posible ver que las velocidades mayores (de  $\sim -188.9 \text{ km s}^{-1}$  a  $-200 \text{ km s}^{-1}$ ) se encuentran en el



centro de la región y conforme nos alejamos hacia el borde de la región las velocidades disminuyen (velocidades de  $\sim -150 \text{ km s}^{-1}$  a  $-166 \text{ km s}^{-1}$ ). Con respecto al nitrógeno (Figura 7.34), el centro está definido por velocidades medias (de  $\sim -210 \text{ km s}^{-1}$  a  $-220 \text{ km s}^{-1}$ ), en la zona norte se encuentra el gas con velocidades mayores (de  $\sim -230 \text{ km s}^{-1}$  a  $-250 \text{ km s}^{-1}$ ) y el sur de la región es la zona donde el gas presenta menores velocidades (de  $\sim -180 \text{ km s}^{-1}$  a  $-200 \text{ km s}^{-1}$ ). El oxígeno (Figura 7.35) presenta una gran variación en la velocidad, cambiando drásticamente de una zona a otra en un rango de velocidades que va desde  $\sim -140 \text{ km s}^{-1}$  hasta  $-280 \text{ km s}^{-1}$ . Por último, el azufre (Figura 7.36) presenta principalmente velocidades medias (de  $\sim -170 \text{ km s}^{-1}$  a  $-190 \text{ km s}^{-1}$ ) en gran parte de la región; en el este se localiza el gas con las mayores velocidades (de  $\sim -200 \text{ km s}^{-1}$  a  $-220 \text{ km s}^{-1}$ ). El oxígeno es el elemento que presenta las velocidades más altas (de  $\sim -280 \text{ km s}^{-1}$ ), mientras que las velocidades más bajas las presenta el hidrógeno (de  $\sim -130 \text{ km s}^{-1}$ ).

Las Figuras 7.37 a 7.45 muestran los perfiles de velocidad para  $\text{H}\alpha$  y las Figuras 7.46 a 7.54 para  $[\text{OIII}]\lambda 5007$ . Estos confirman la velocidad sistémica obtenida de  $-180 \text{ km s}^{-1}$ . Además, hacen evidente la ausencia de zonas donde se presenta desdoblamiento notorio. Los perfiles en oxígeno (Figuras 7.46 a 7.54) muestran un rango de velocidades mucho mayor que las del hidrógeno (Figuras 7.37 a 7.45). Este comportamiento es de hecho, y como se esperaría, observable también en los mapas de velocidad correspondientes (Figuras 7.33, arriba, y 7.35, abajo). Esto indica, como se mencionó, la dinámica del oxígeno dos veces ionizado en la región: mientras que el resto de los iones se encuentran sin gran perturbación el oxígeno presenta constante movimiento.

Las observaciones en  $\text{H}\alpha$  y  $[\text{OIII}]$  revelan que los perfiles de velocidad simétricos dominan una fracción considerable del material ionizado. Sin embargo, existe evidencia de desdoblamiento de las líneas, el cual ha sido detectado en una muy pequeña región cerca de las estrellas más masivas del cúmulo estelar. Este comportamiento ha sido reportado por otros estudios como el de Lagrois & Joncas (2009). Un estudio cuantitativo propone que dos burbujas en expansión debidas a los vientos estelares son responsables del desdoblamiento mencionado.

## MAPAS DE VELOCIDAD DE NGC 595

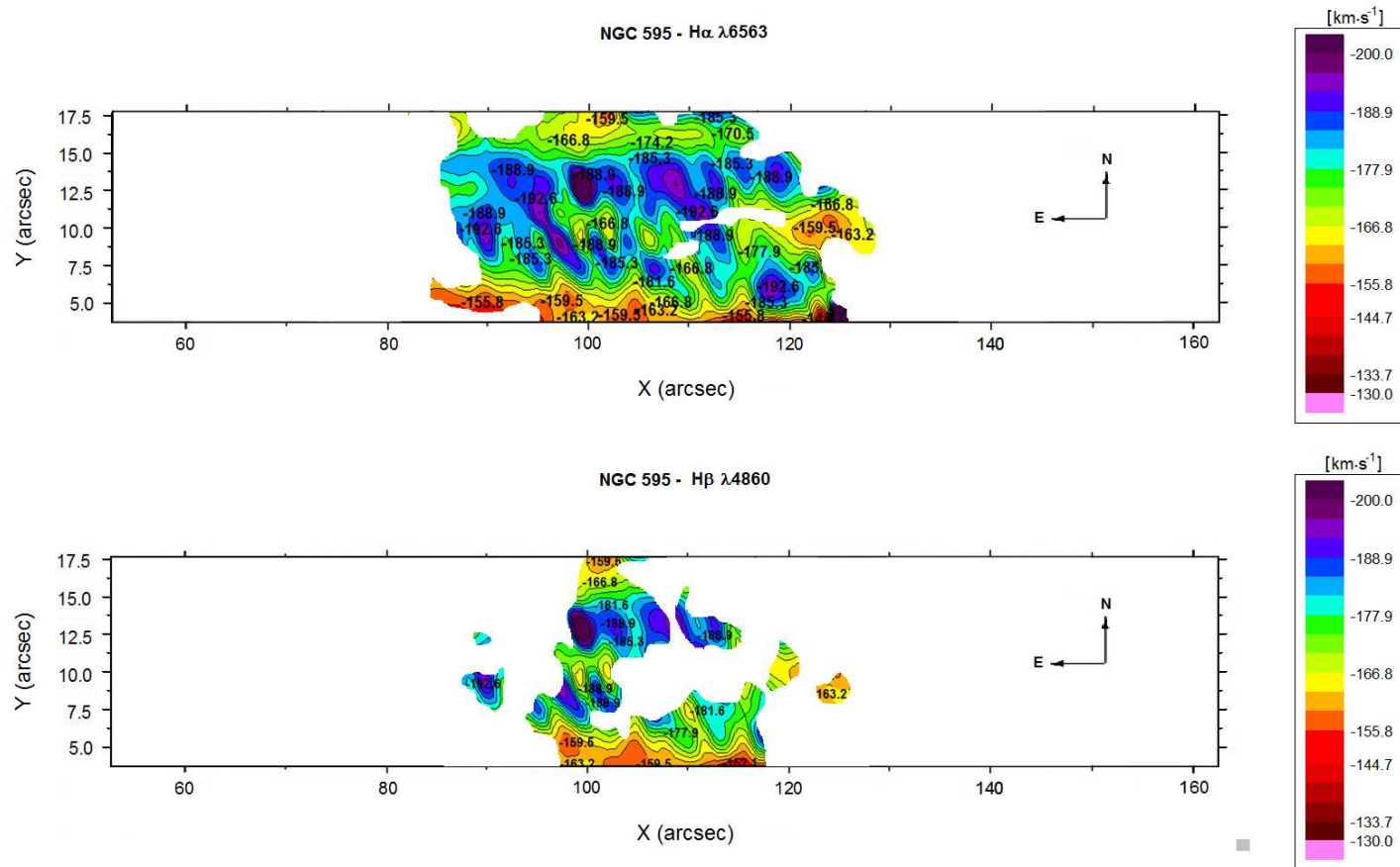


Figura 7.33: Mapa de velocidades para NGC 595 correspondiente a H $\alpha$  (arriba) y H $\beta$  (abajo).

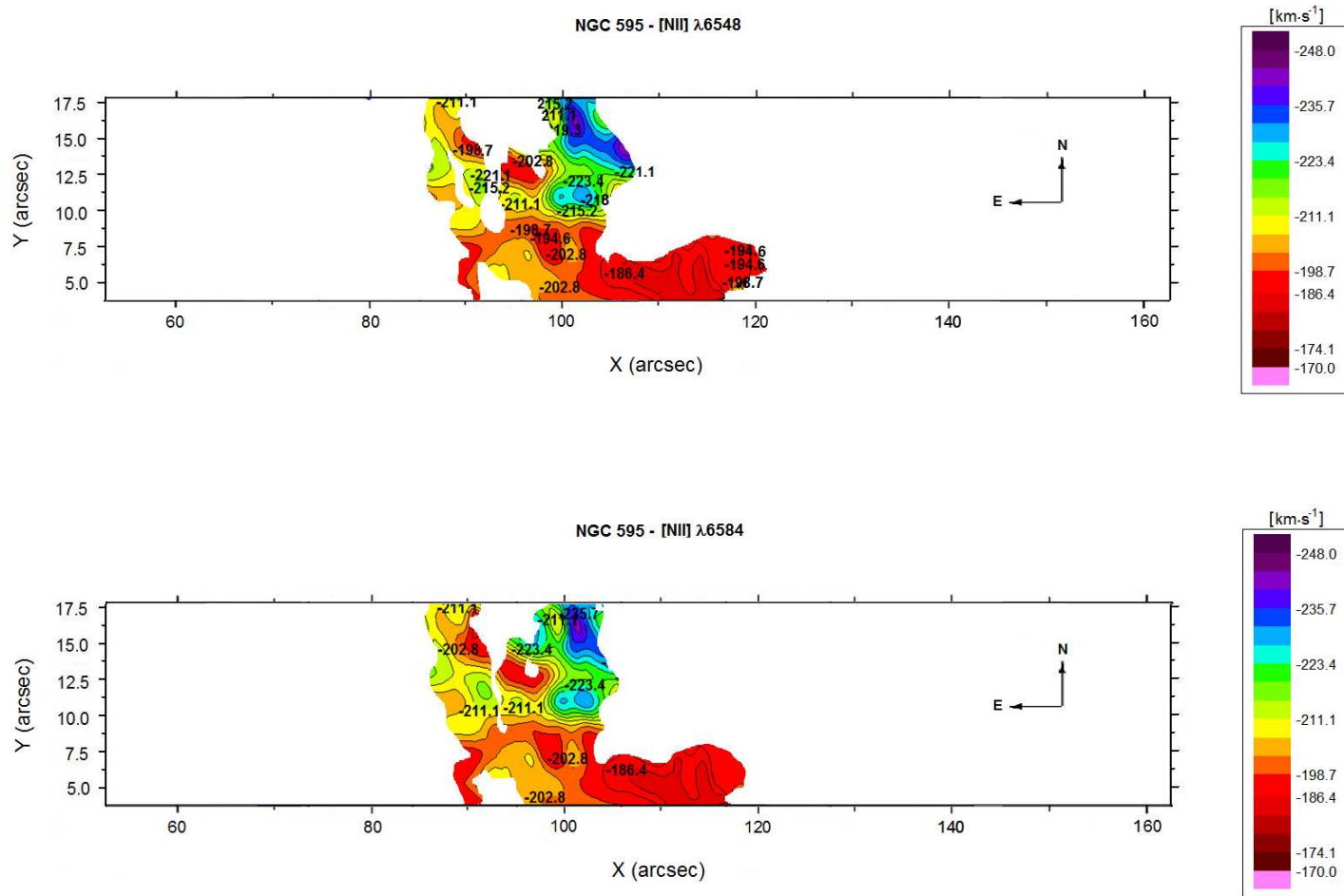


Figura 7.34: Mapa de velocidades para NGC 595 correspondiente al doblete de [NII]  $\lambda$ 6548 (arriba) y  $\lambda$ 6583 (abajo).

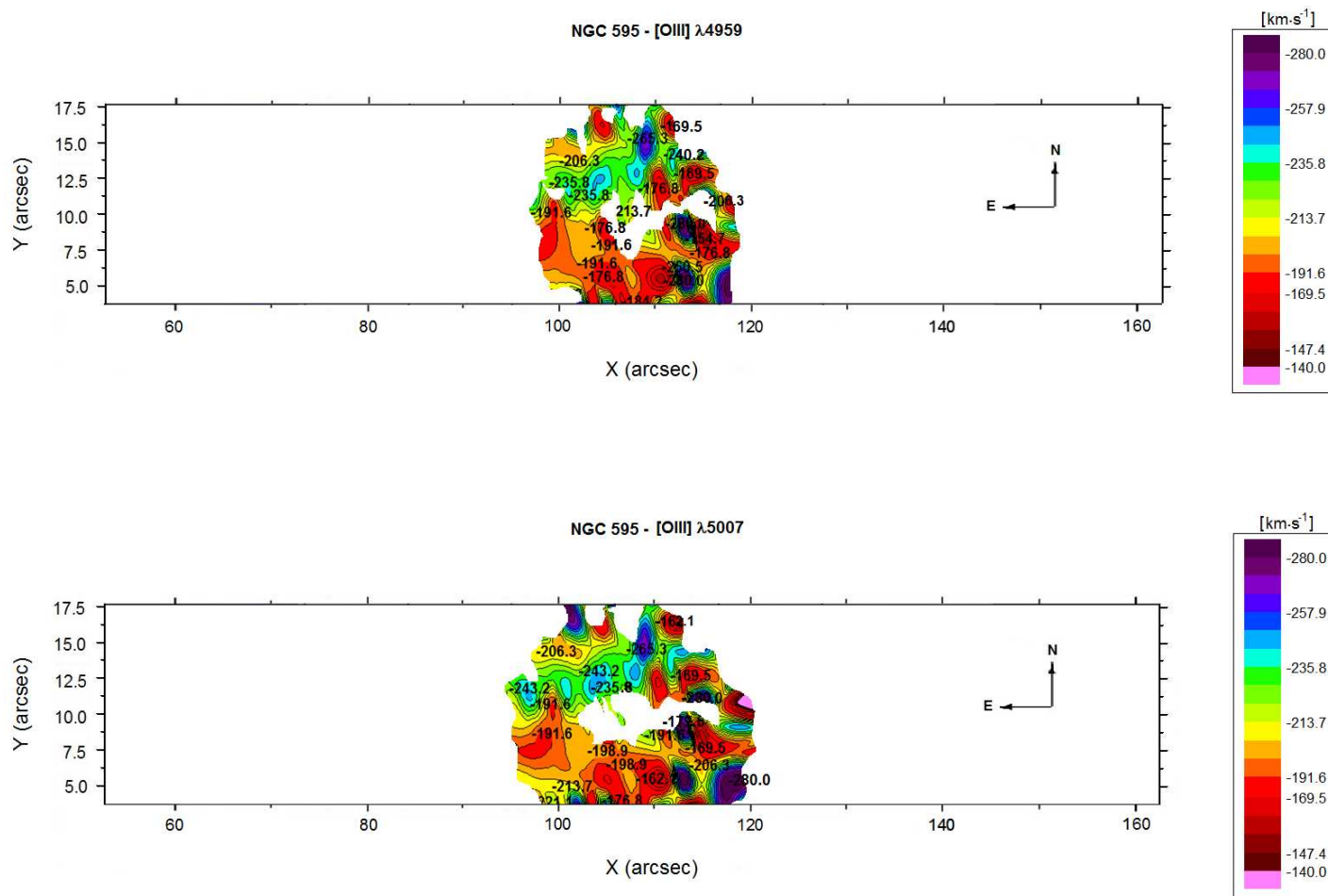


Figura 7.35: Mapa de velocidades para NGC 595 correspondiente al doblete de [OIII]  $\lambda 4959$  (arriba) y  $\lambda 5007$  (abajo).

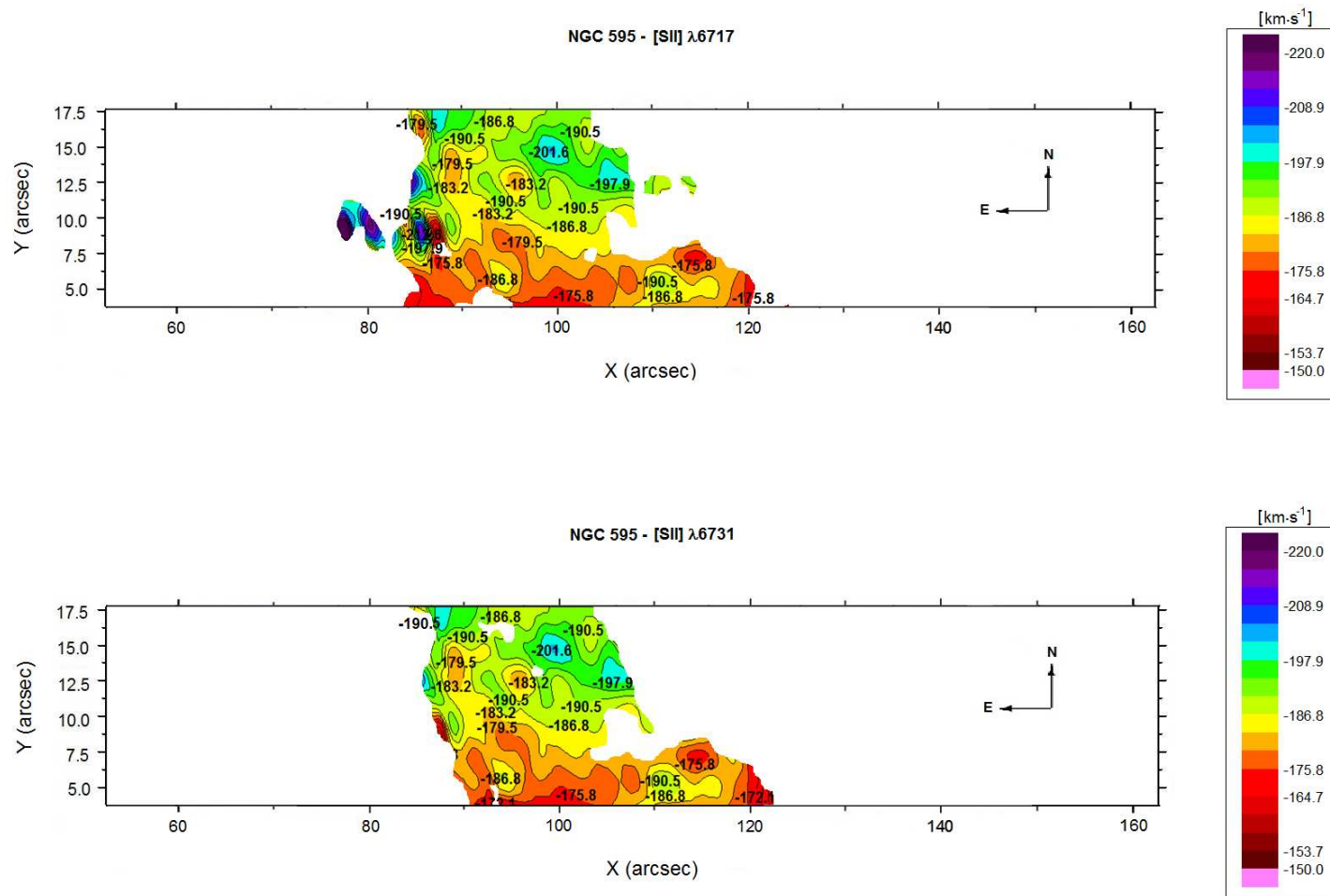


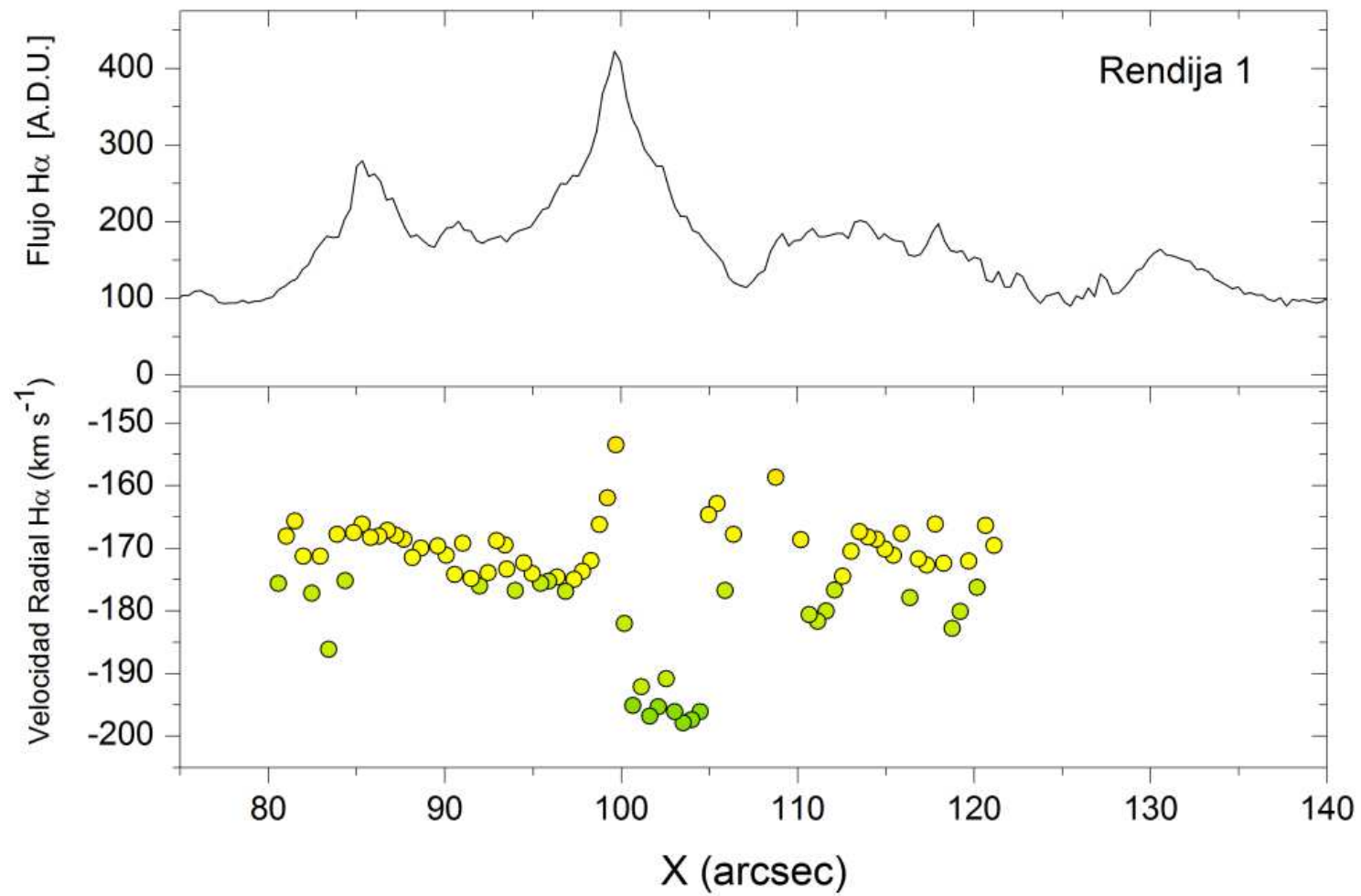
Figura 7.36: Mapa de velocidades para NGC 595 correspondiente al doblete de [SII]  $\lambda 6716$  (arriba) y  $\lambda 6731$  (abajo).

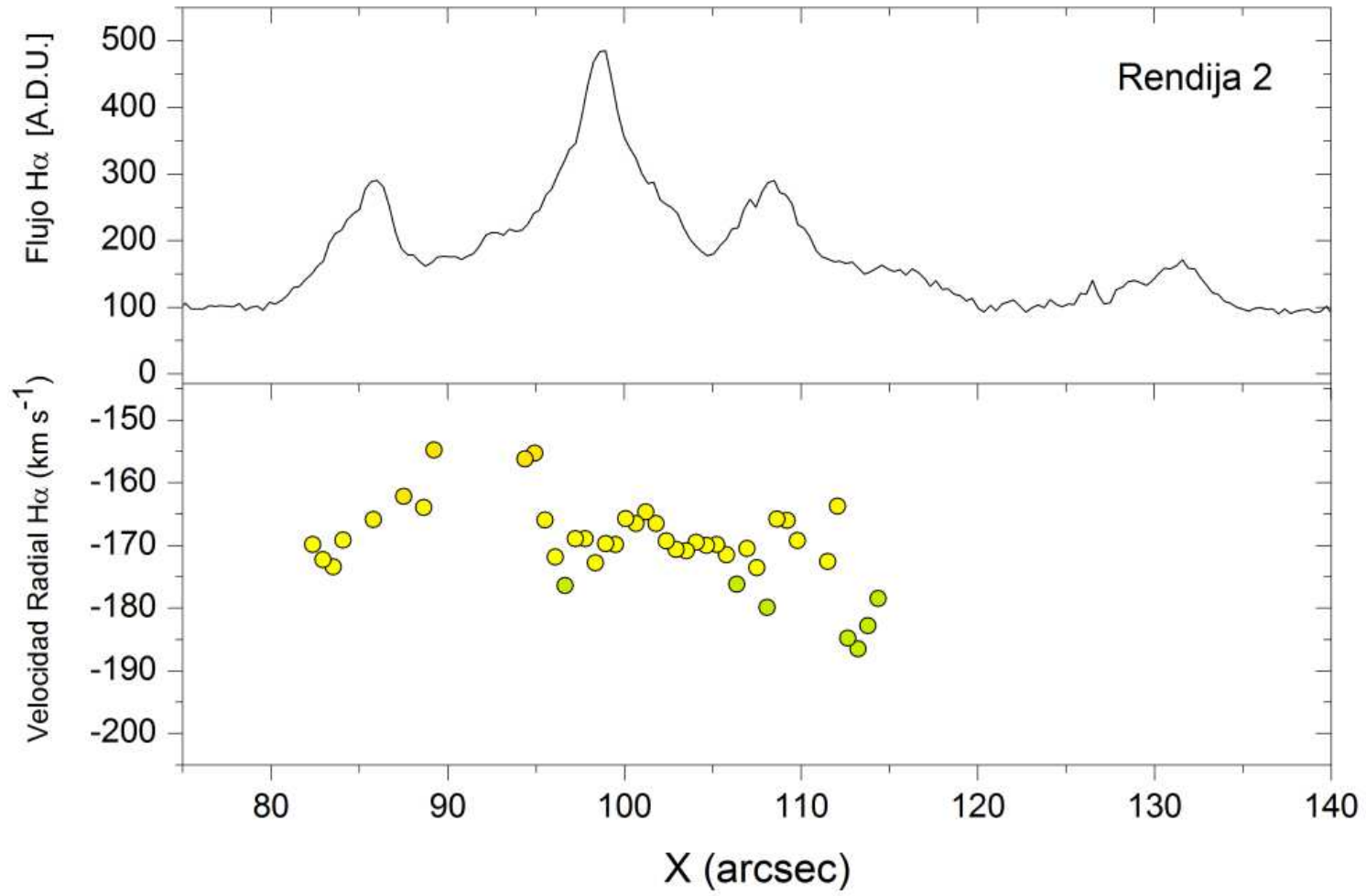
Dentro de los estudios más detallados para NGC 595 acerca de su cinemática se encuentra el de Lagrois & Joncas (2009). En dicho estudio utilizan observaciones espectro-interferométricas, utilizando las líneas de emisión en el óptico  $H\alpha$ , [OIII] y [SII] y observaciones en radio de la línea de 21 cm. Los mapas, obtenidos a través de la técnica de Fabry-Perot, abarcan un área mucho más extensa que la examinada en nuestra tesis. Sin embargo en nuestros mapas se obtiene mucho más detalle sobre la variación punto a punto de la velocidad.

Estos autores detectan desdoblamiento de líneas en un área limitada dentro de la región. Este efecto no se observa en nuestros espectros. Una de las posibles razones es que se cubre de manera limitada el área donde se produce el desdoblamiento. La segunda es que nuestra resolución es entre un factor 2 (para  $H\alpha$ ) y un factor 3 (para [OIII]) menor que su trabajo, lo que disminuye la detección de este efecto.

El trabajo de Lagrois & Joncas (2009) sugiere que la cinemática del gas ionizado indica la probable presencia de flujos de champaña en la periferia de la componente molecular guiando al gas ionizado acelerado hacia al resto del medio interestelar. Por ejemplo, en las cavidades de las nubes moleculares los autores indican que el material de  $H^+$  y  $S^+$  muestra un comportamiento cinemático que no concuerda con la posición del gas atómico. En la zona de mayor ionización, el material  $S^+$  muestra anchos de línea más estrechos que los mostrados por  $H\alpha$  y [OIII]. Lo anterior, aunado a la ausencia de desdoblamiento en las líneas de [SII], indica que esta componente probablemente se encuentre localizada en la periferia de la nebulosa.

Es posible establecer cierta relación entre NGC 595 y la región HII galáctica W4, como lo indica también el estudio de Lagrois & Joncas (2009), no sin enfatizar que tal relación debe tomarse con cuidado, pues se trata de objetos muy diferentes en edad, dimensiones y población estelar; sin embargo, la relación puede dar indicios entre el comportamiento observado en los perfiles de velocidad. La zona sur de W4 presenta perfiles  $H\alpha$  con una sola componente, y se han podido establecer además dos regímenes cinemáticos en ella, dependiendo del grado de erosión, la molecular y la atómica. La expansión de la región HII y de las burbujas que se forman en ella erosionan las nubes moleculares primogéneas, y se distingue entre erosión molecular y atómica por el tipo de gas afectado. En el primer caso, la fotoerosión de los grumos moleculares lleva a flujos de champaña bien definidos, principalmente dirigidos hacia las fuentes ionizantes y

Figura 7.37: Perfil de velocidad radial en H $\alpha$  para la posición de rendija 1 de NGC 595.

Figura 7.38: Perfil de velocidad radial en H $\alpha$  para la posición de rendija 2 de NGC 595.



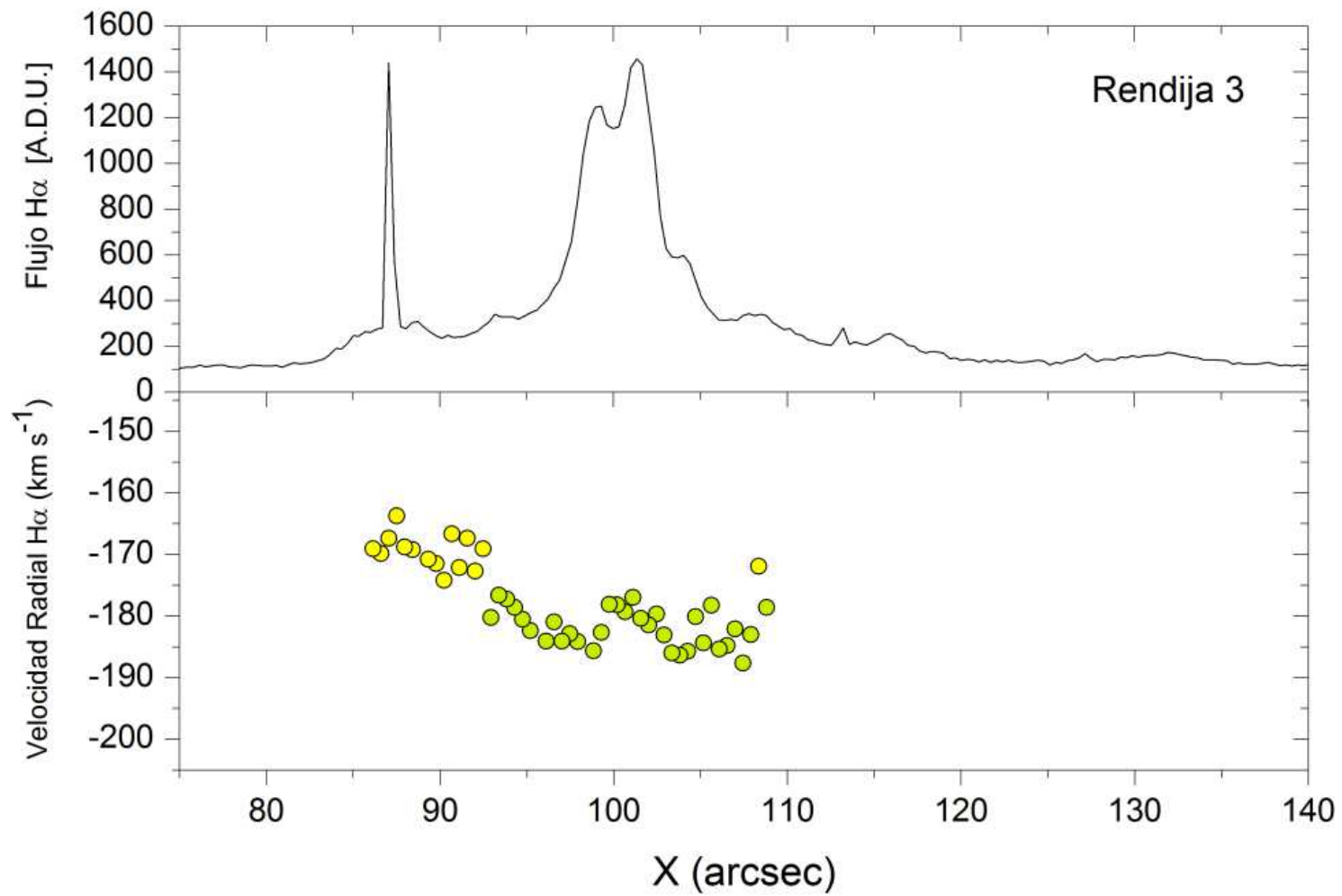
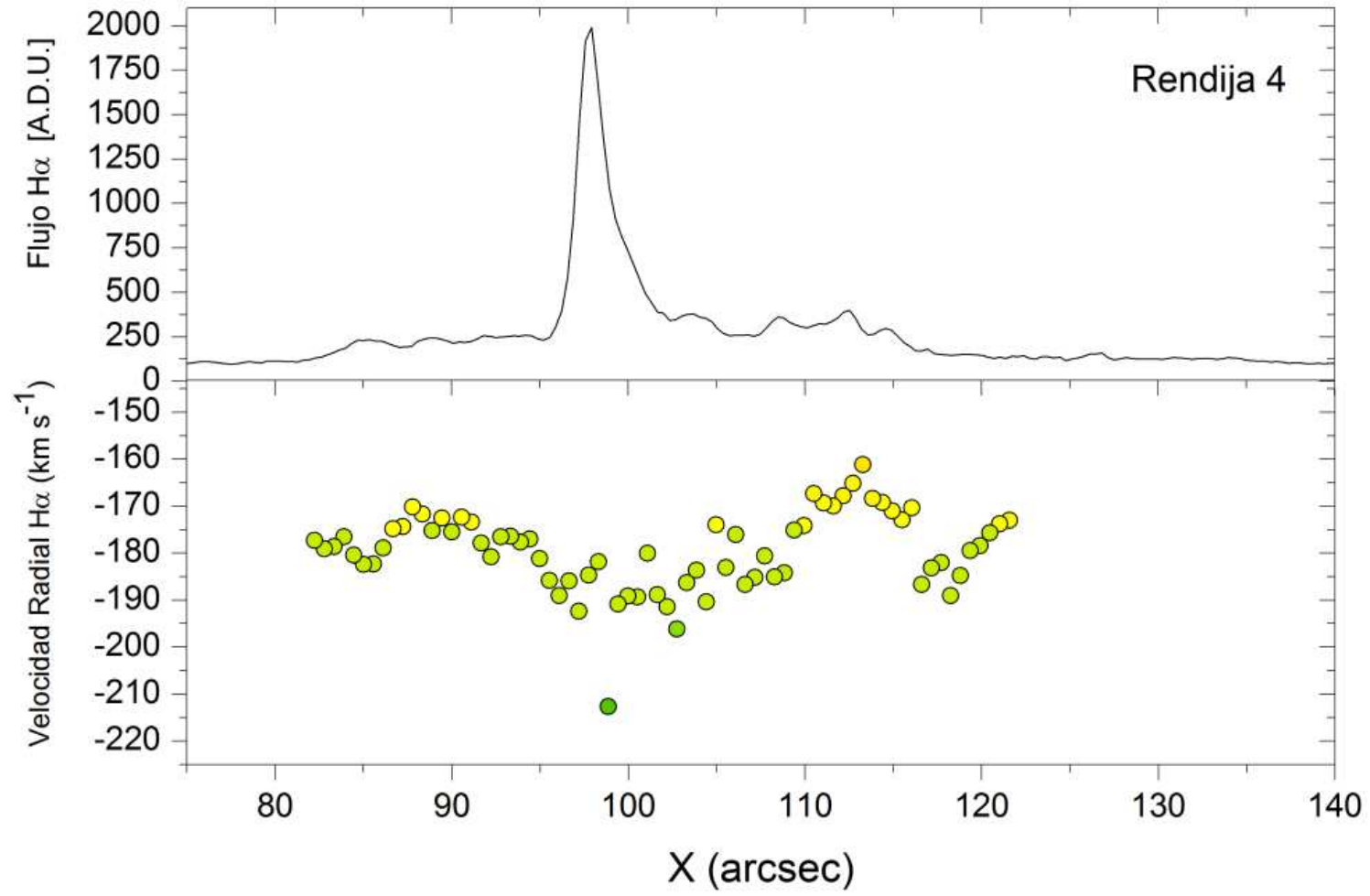
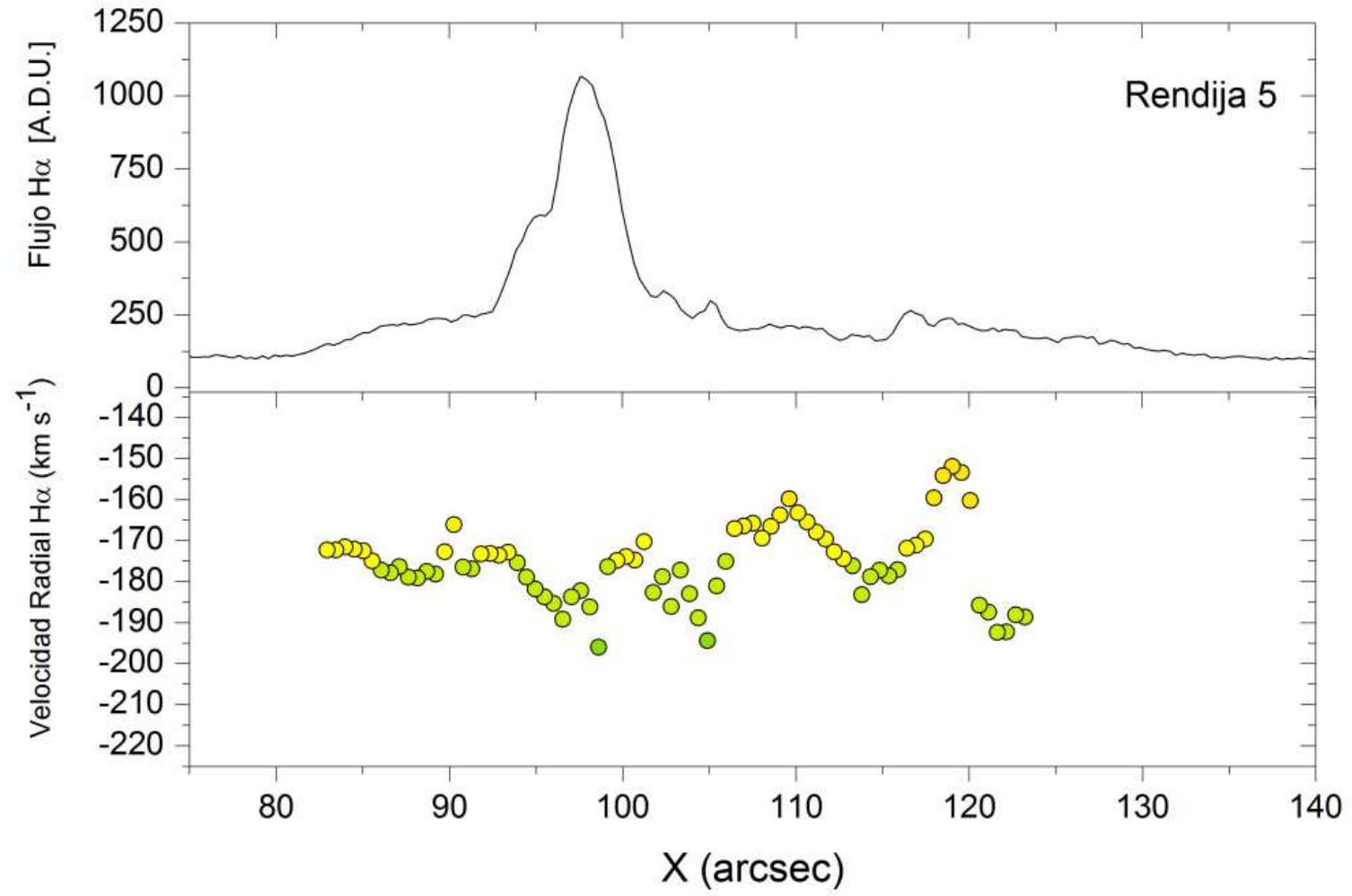
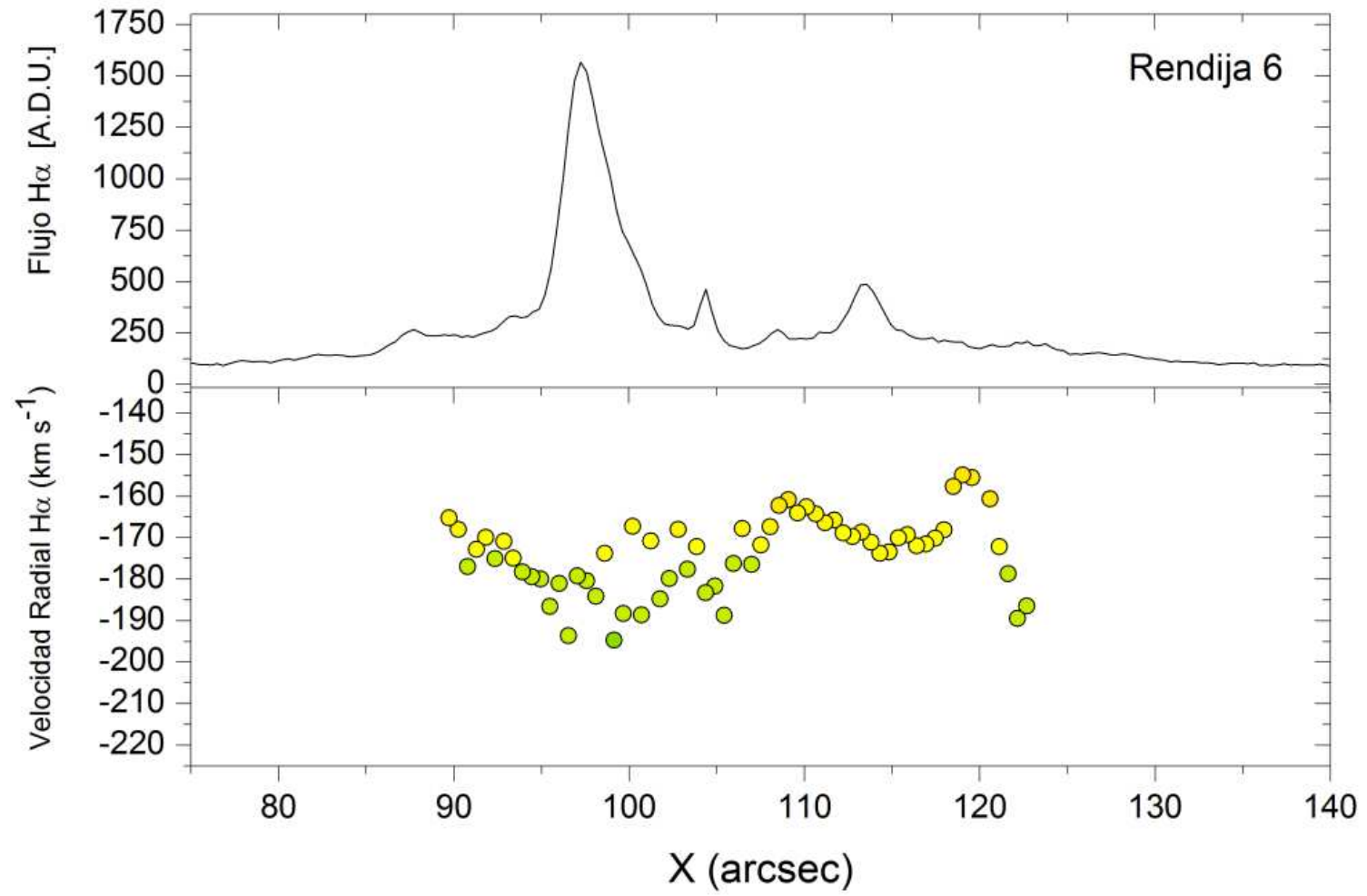
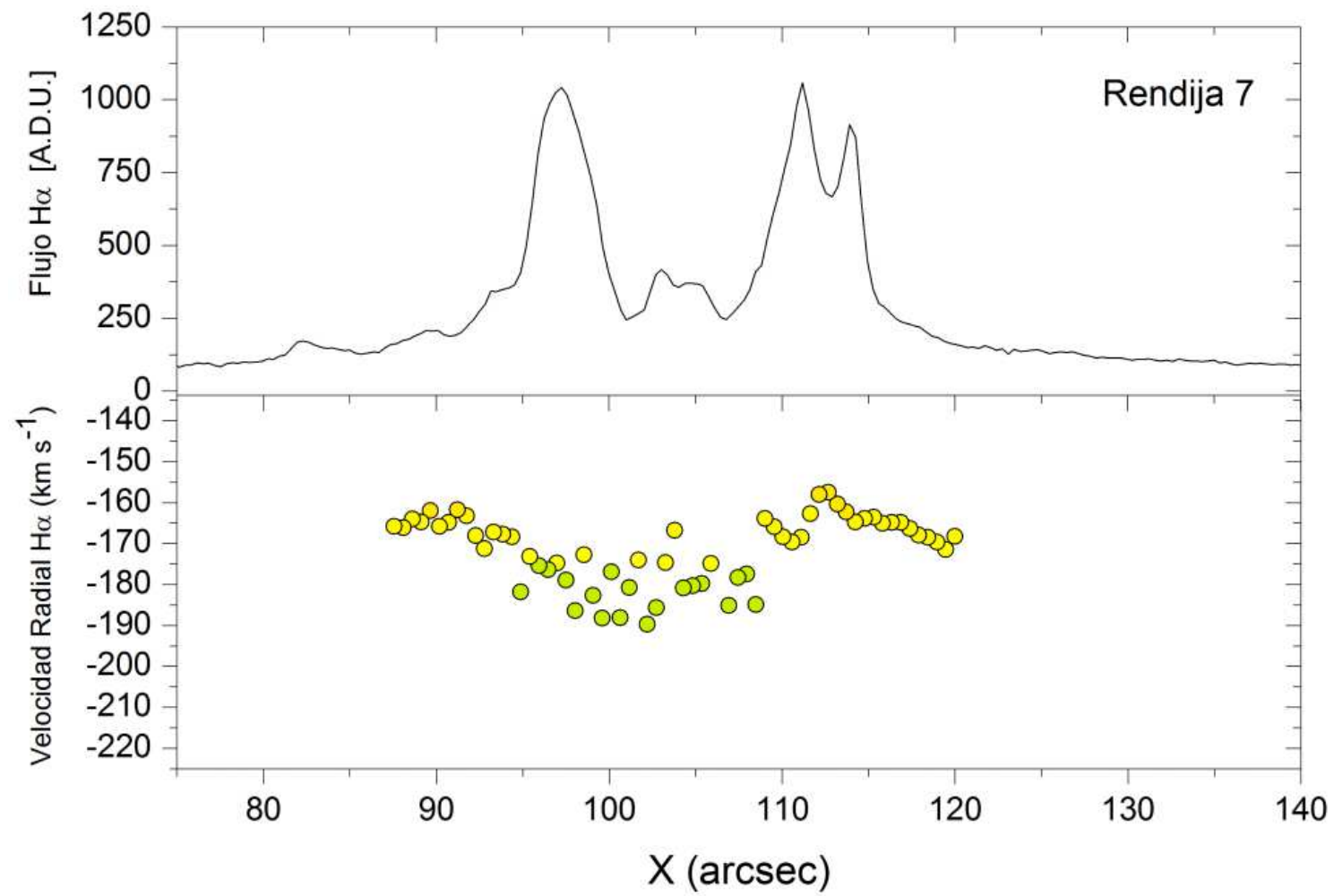


Figura 7.39: Perfil de velocidad radial en H $\alpha$  para la posición de rendija 3 de NGC 595.

Figura 7.40: Perfil de velocidad radial en H $\alpha$  para la posición de rendija 4 de NGC 595.

Figura 7.41: Perfil de velocidad radial en H $\alpha$  para la posición de rendija 5 de NGC 595.

Figura 7.42: Perfil de velocidad radial en H $\alpha$  para la posición de rendija 6 de NGC 595.

Figura 7.43: Perfil de velocidad radial en H $\alpha$  para la posición de rendija 7 de NGC 595.

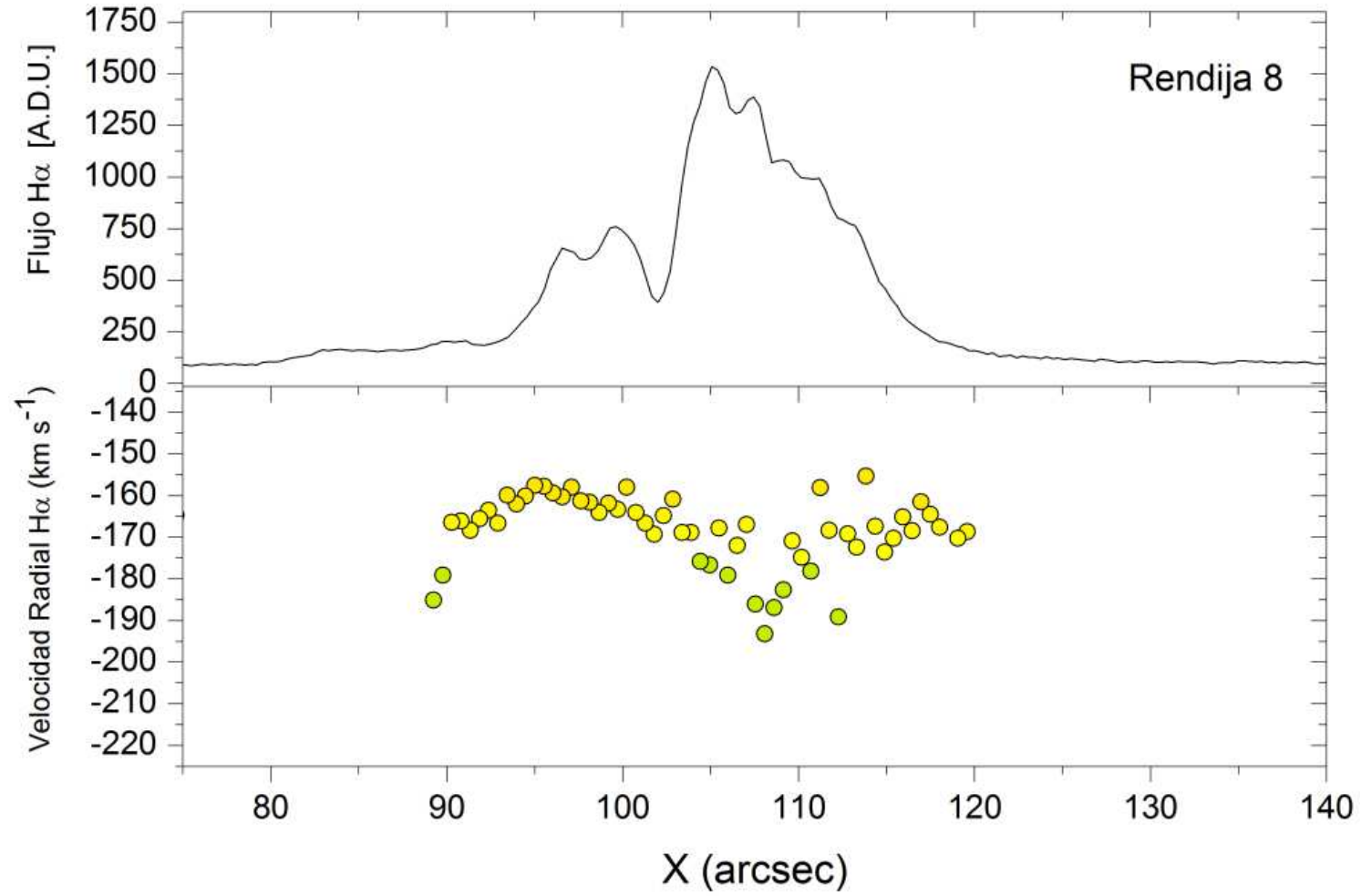
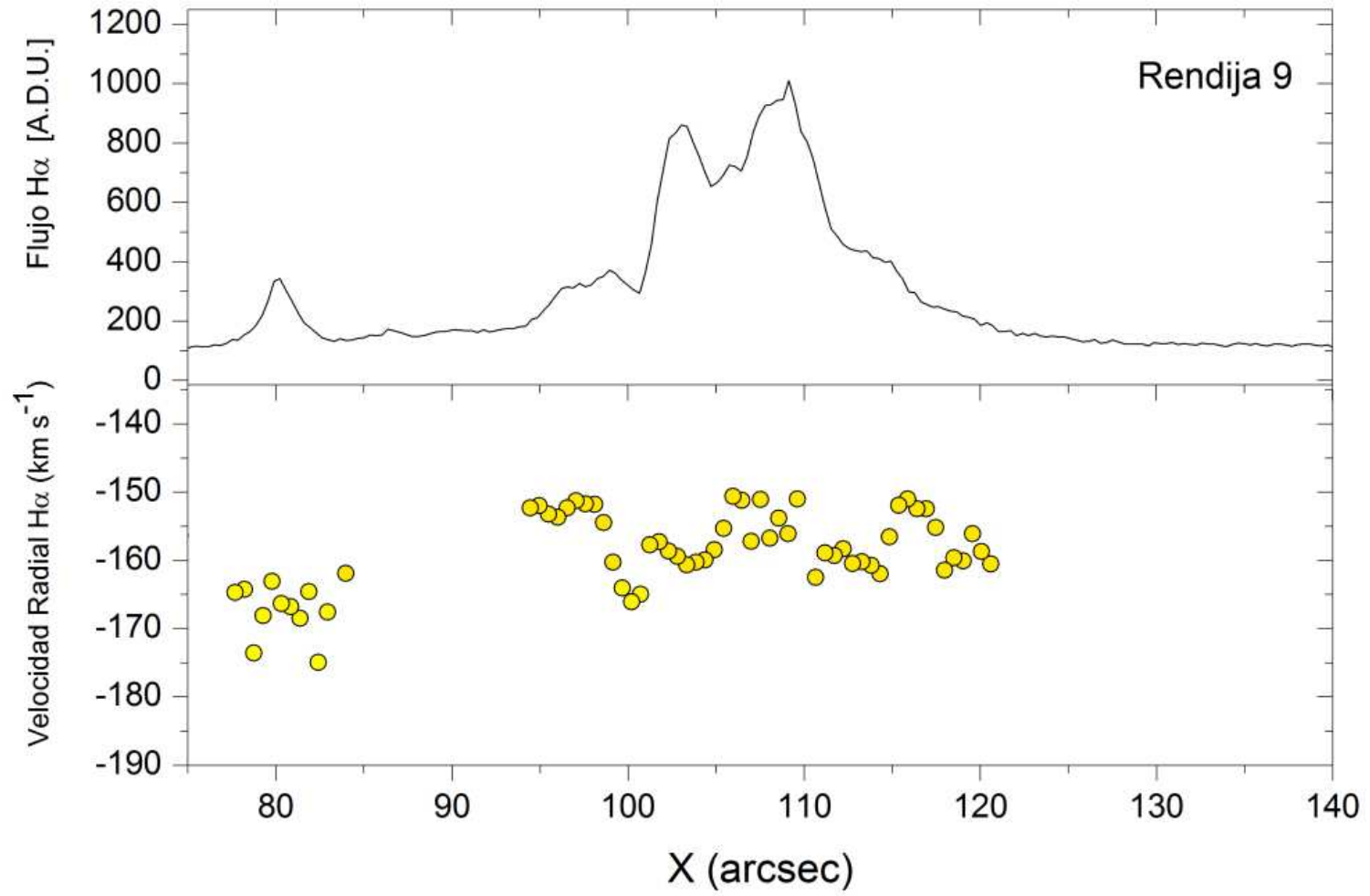


Figura 7.44: Perfil de velocidad radial en H $\alpha$  para la posición de rendija 8 de NGC 595.

Figura 7.45: Perfil de velocidad radial en H $\alpha$  para la posición de rendija 9 de NGC 595.

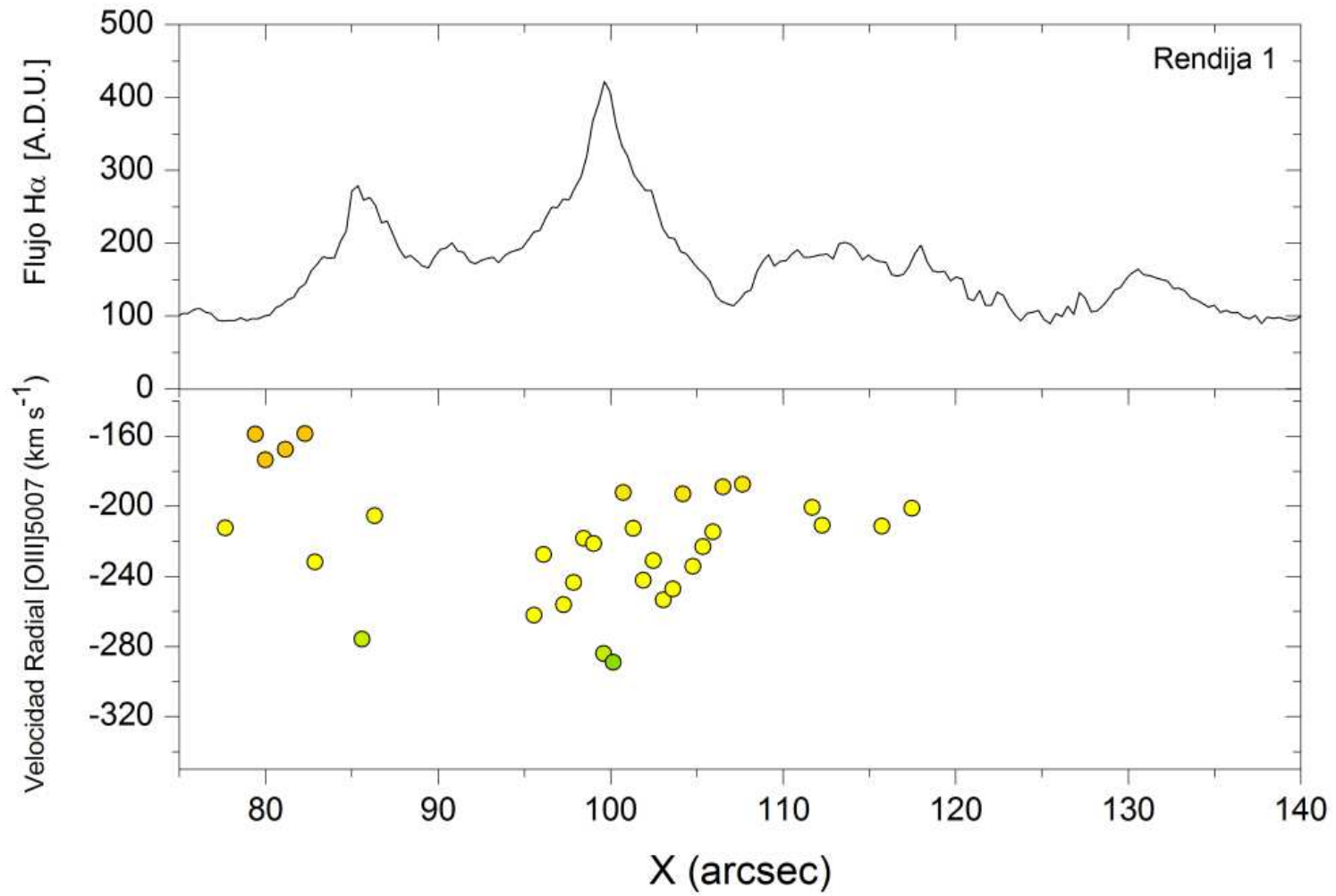


Figura 7.46: Perfil de velocidad radial en [OIII] para la posición de rendija 1 de NGC 595.



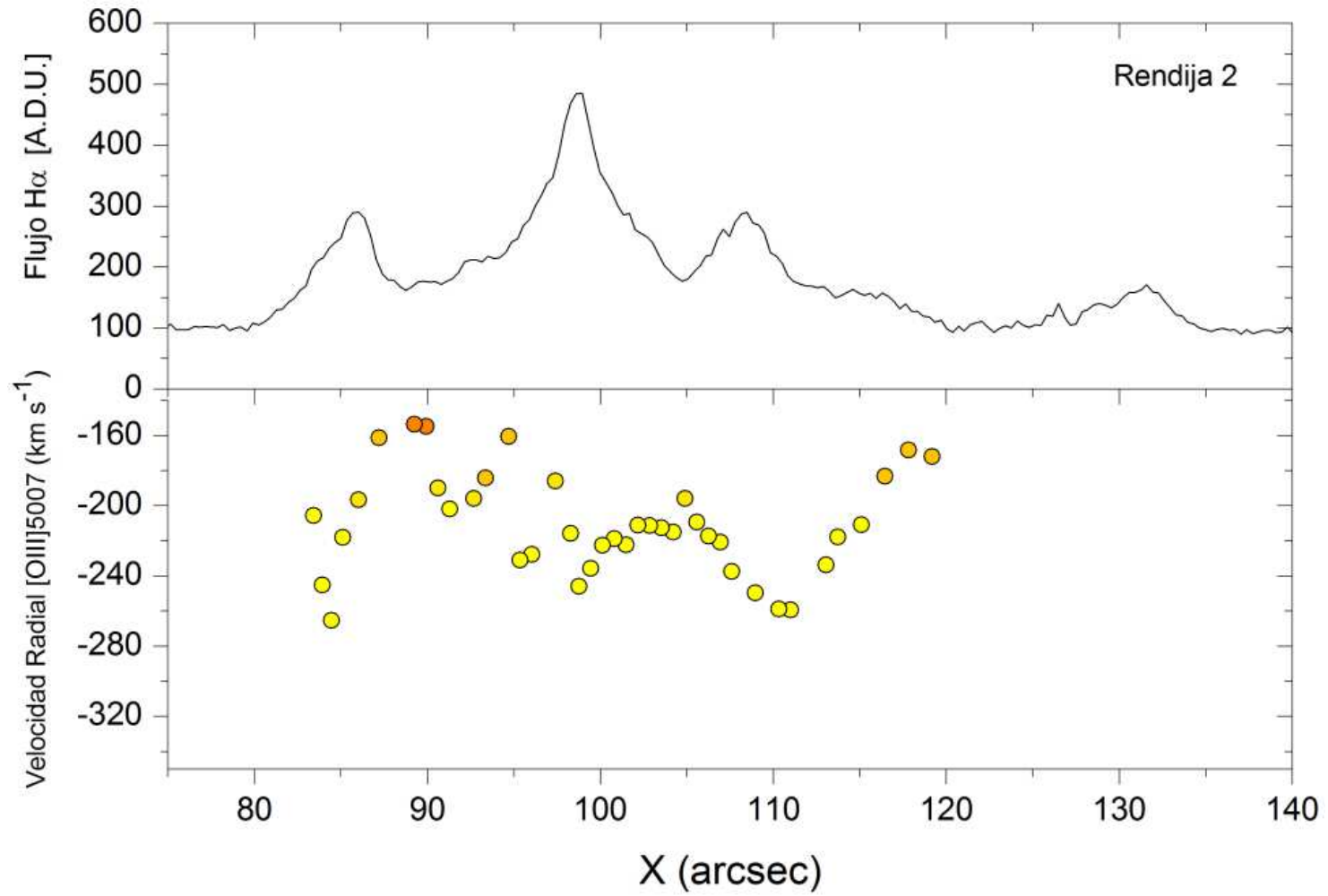


Figura 7.47: Perfil de velocidad radial en [OIII] para la posición de rendija 2 de NGC 595.

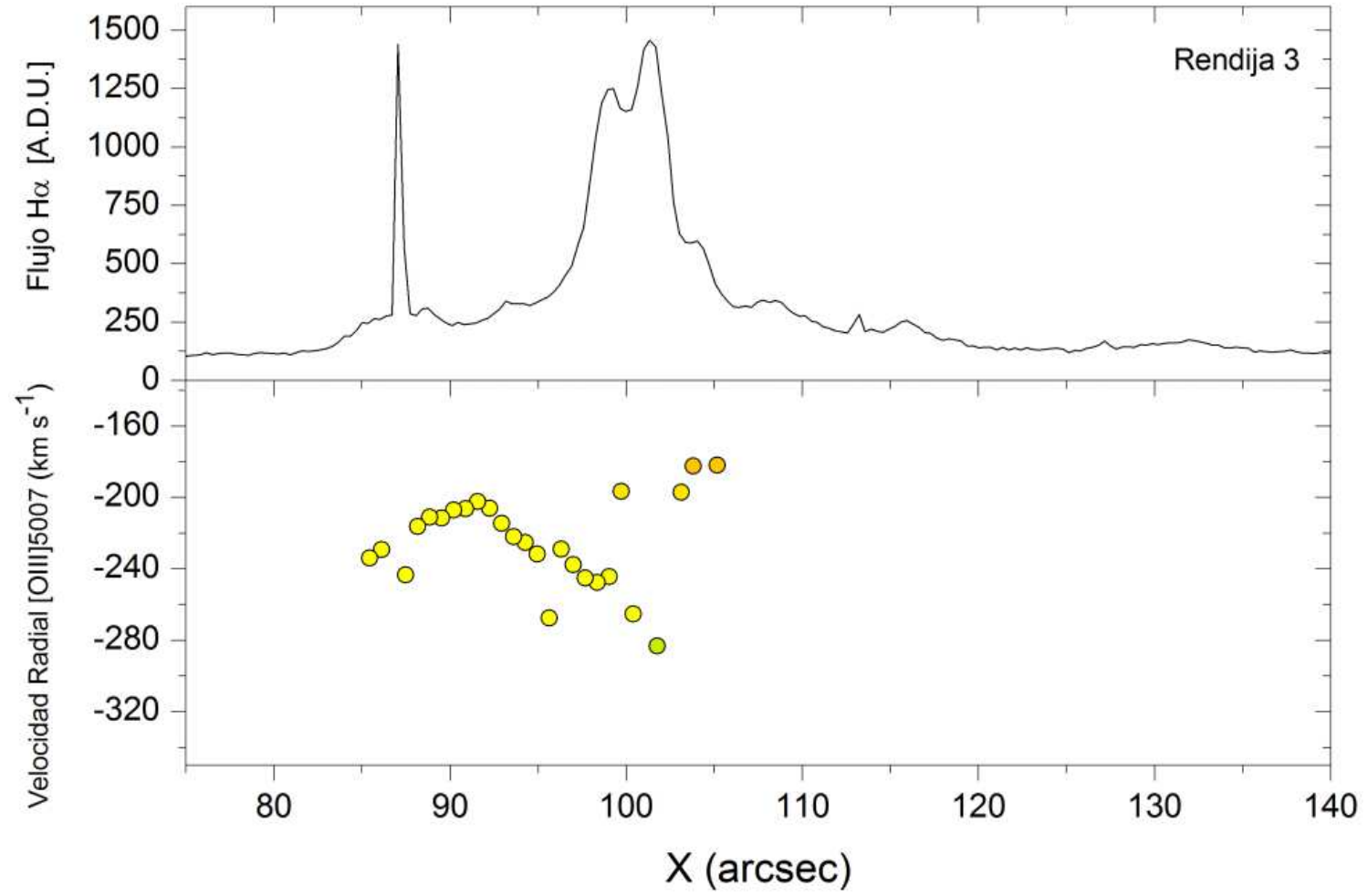


Figura 7.48: Perfil de velocidad radial en [OIII] $\alpha$  para la posición de rendija 3 de NGC 595.

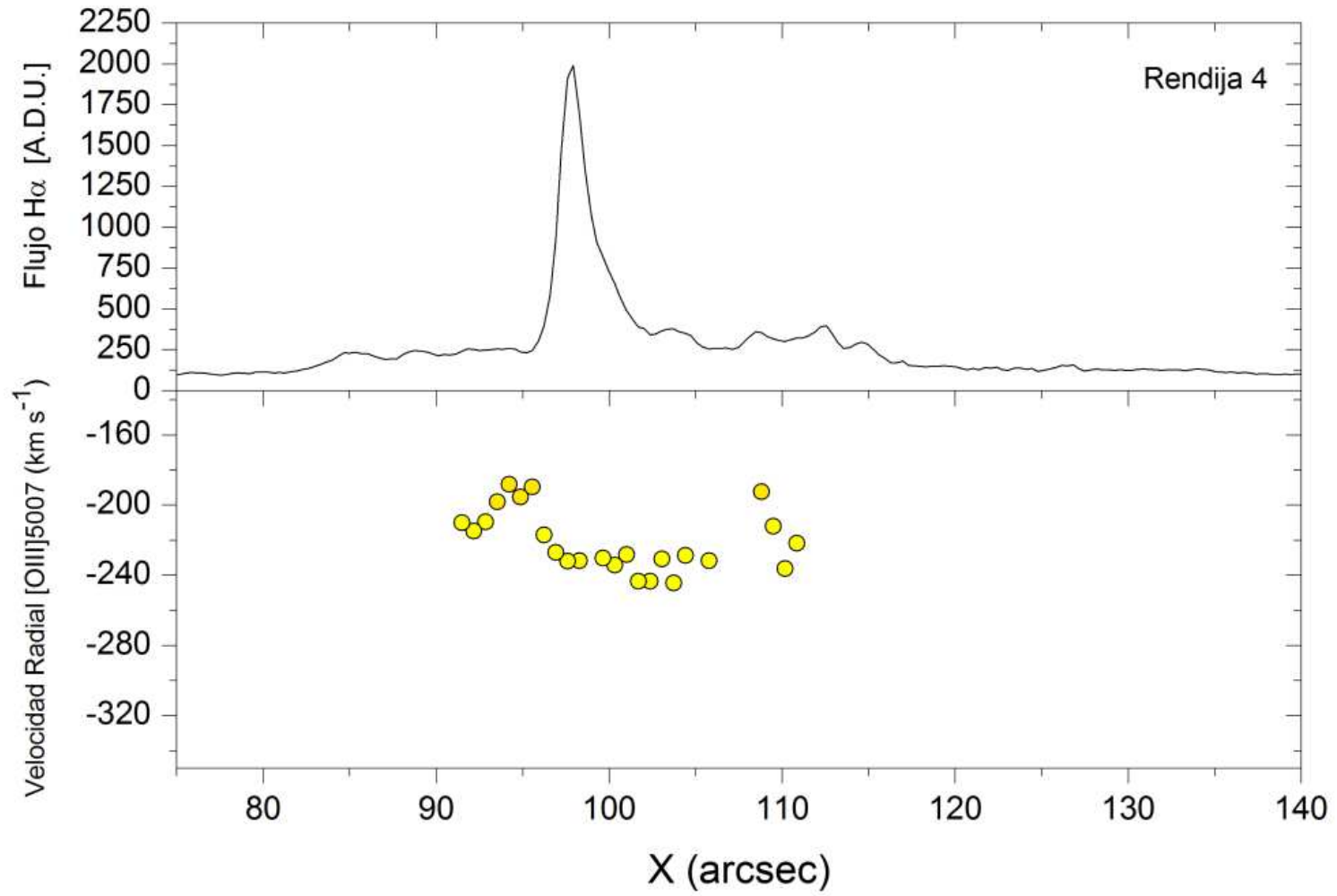


Figura 7.49: Perfil de velocidad radial en [OIII] para la posición de rendija 4 de NGC 595.

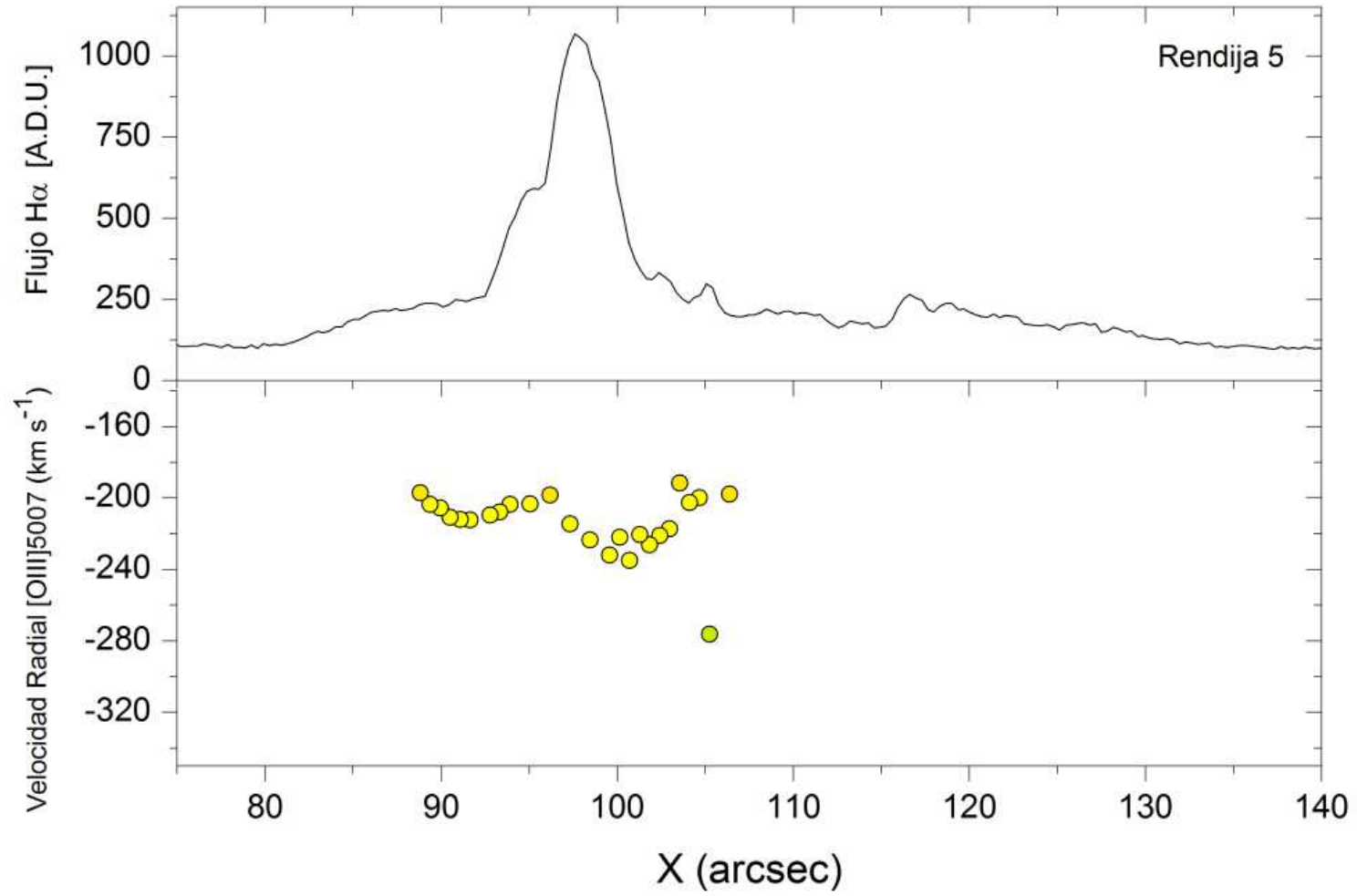


Figura 7.50: Perfil de velocidad radial en [OIII] para la posición de rendija 5 de NGC 595.

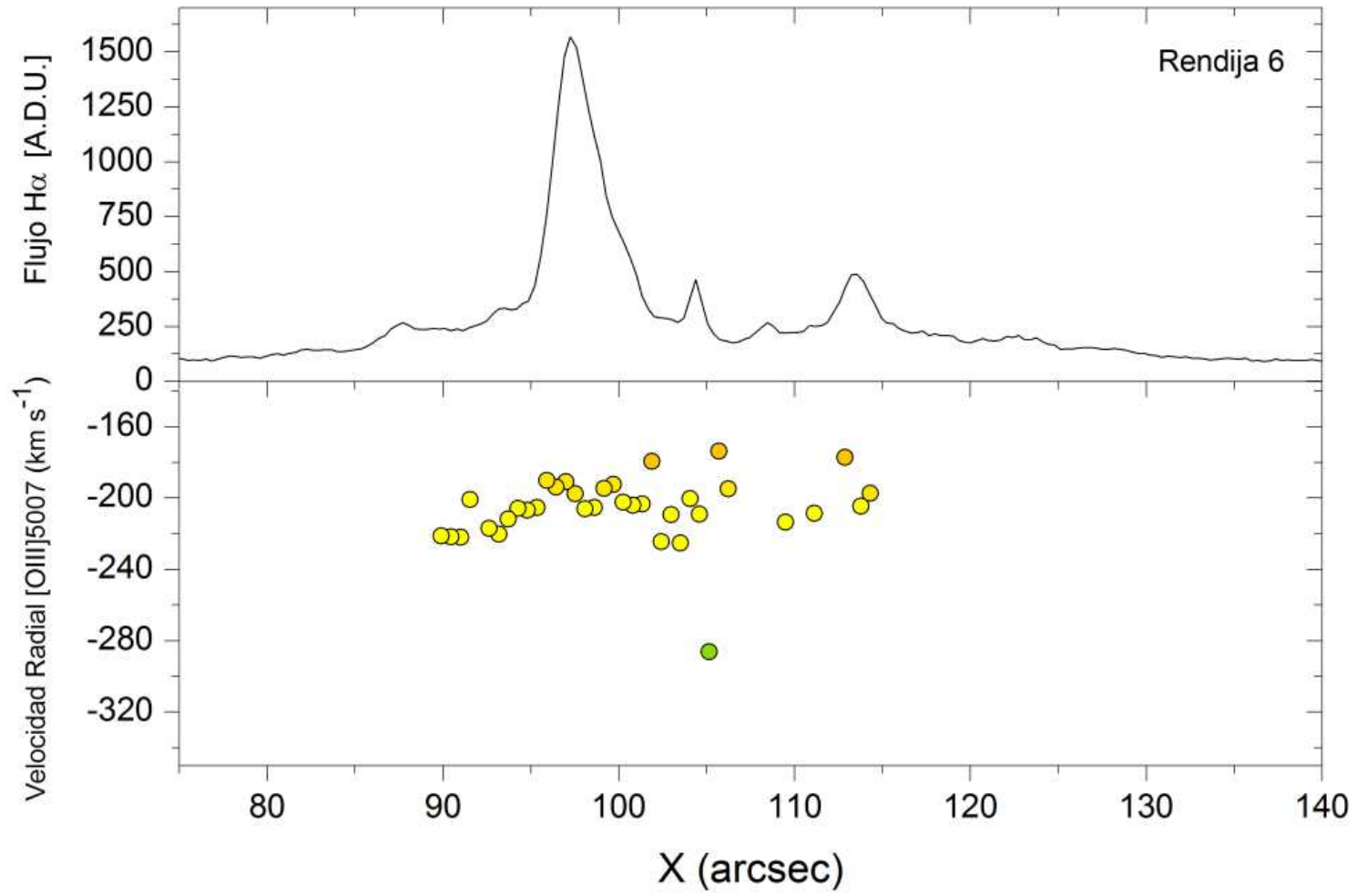


Figura 7.51: Perfil de velocidad radial en [OIII] para la posición de rendija 6 de NGC 595.

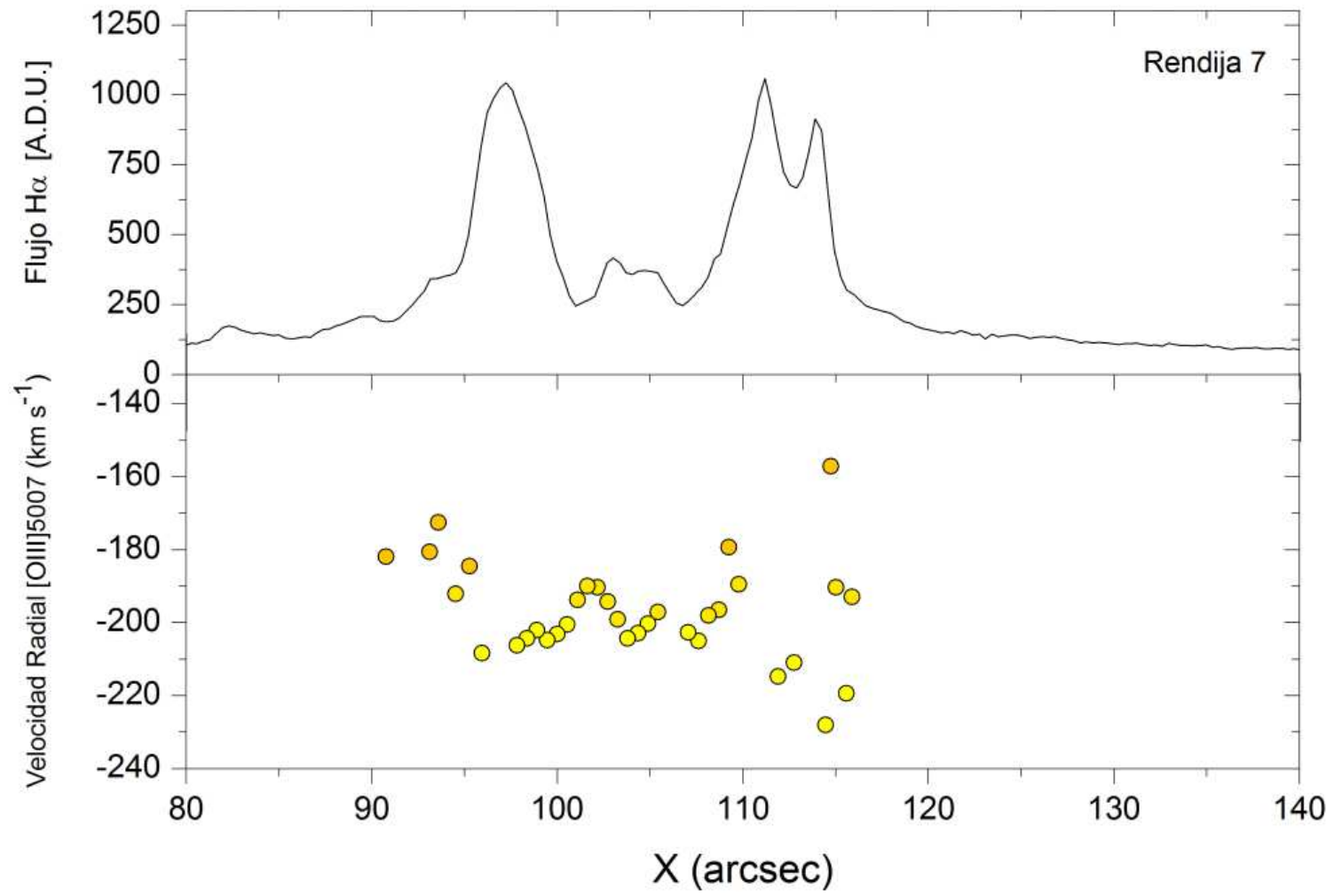


Figura 7.52: Perfil de velocidad radial en [OIII] para la posición de rendija 7 de NGC 595.

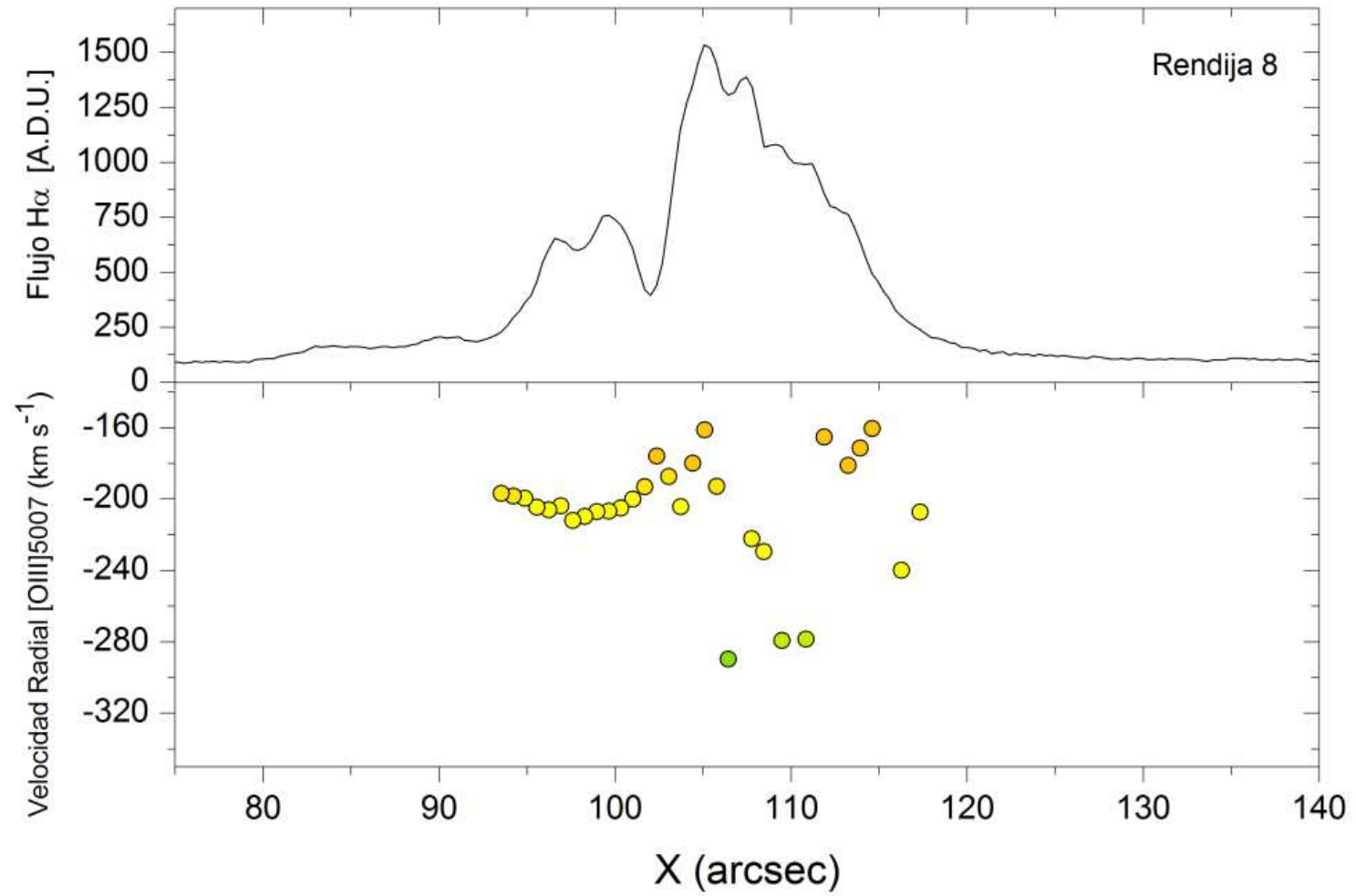


Figura 7.53: Perfil de velocidad radial en [OIII] para la posición de rendija 8 de NGC 595.

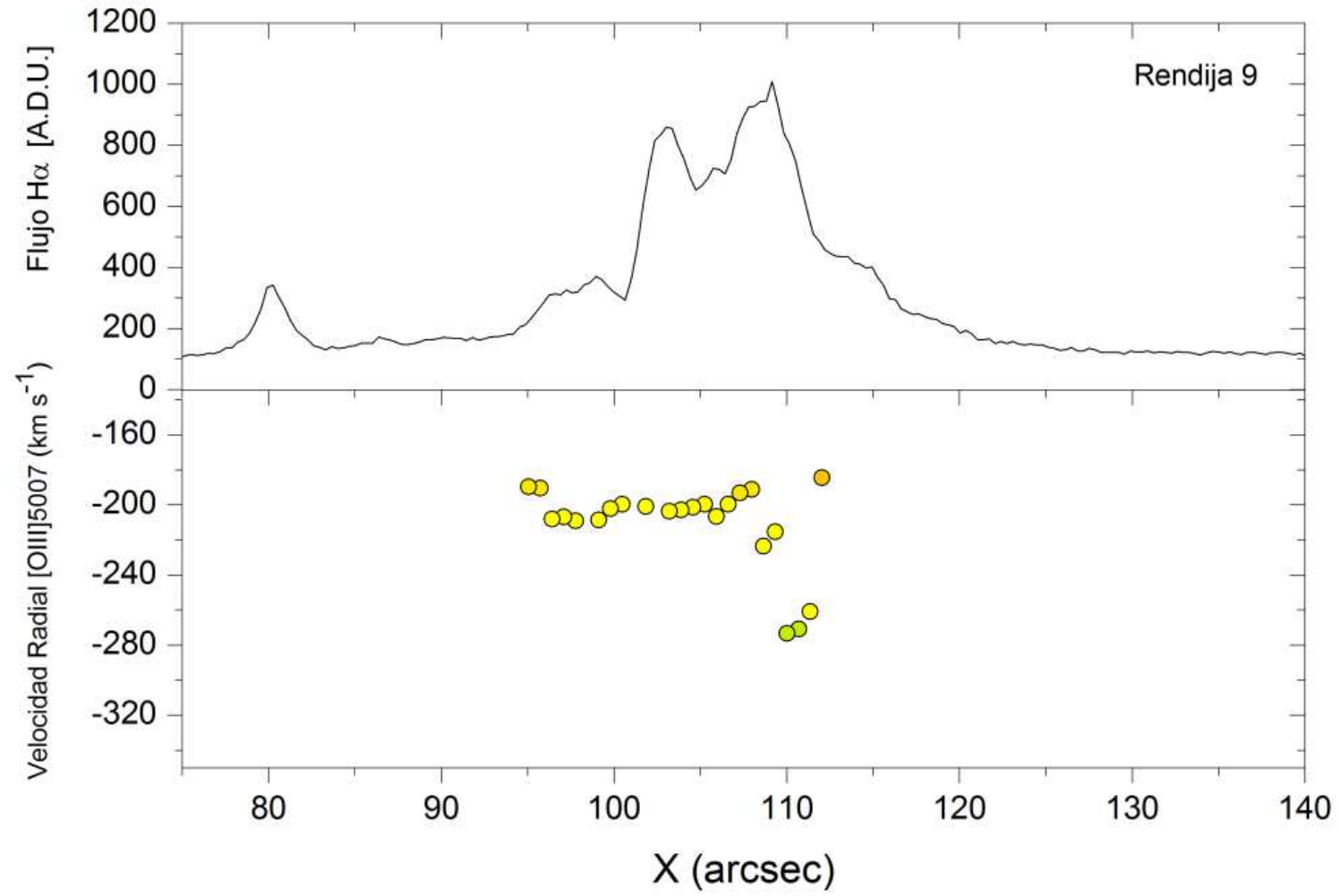


Figura 7.54: Perfil de velocidad radial en [OIII] para la posición de rendija 9 de NGC 595.



ocasionados por una fuerte discontinuidad entre la componente molecular y el medio interestelar circundante (Tenorio-Tagle 1979; Bodenheimer et al. 1979). Puesto que NGC 595 presenta similitudes en los perfiles de velocidad de H $\alpha$ , [OIII] y [SII], Lagrois & Joncas (2009) indican que podría esperarse numerosas similitudes entre ambas regiones HII.

De acuerdo a su estudio la cinemática observada indica la presencia de superburbujas de material ionizado que posiblemente se encuentre evolucionando como “chimeneas” dinámicas. Usualmente, los chorros ocurren de forma perpendicular al plano de la galaxia, permitiendo establecer una conexión con el halo galáctico (Dove et al. 2000) o la formación de nubes de alta y mediana velocidad (Shapiro & Field 1976). Sin embargo los autores concluyen que es posible que el material eyectado pudiera terminar sumamente enrarecido por lo que sería muy difícil obtener de éste una emisión de perfiles con una buena S/N en la cual poder confiar. Nuestros datos no permiten verificar esta hipótesis.

Por otra parte, la probabilidad de que explosiones de supernova hayan tenido lugar recientemente en NGC 595 debería ser significativa (Malumuth et al. 1996). La distribución de frecuencia de las estrellas como función de su vida en la secuencia principal indica que la población estelar en NGC 595 sería capaz de generar aproximadamente dos SN cada  $10^5$  años. El tiempo de vida detectable de los remanentes de supernova ópticos tiene duración similar. La emisión característica de [SII] $\lambda\lambda 6717, 6731$  en el óptico, así como la emisión sincrotrón en radio por las remanentes de supernova se ha utilizado para identificar estos objetos en M33 (Gordon et al. 1995). Sin embargo, cuando las remanentes de supernova están embebidas dentro de regiones HII gigantes su detección es mucho más difícil, puesto que la emisión del gas fotoionizado puede opacar la débil emisión de las SNR. La emisión en rayos X provee también otro importante trazador de SNRs, el cual resulta menos propicio para ser confundido por la emisión de la nebulosa ionizante (Schulman & Bregman 1995). Existe una zona del cúmulo en la nebulosa donde pueden ubicarse cuatro candidatos ópticos a SNR con una contraparte en radio (Gordon et al. 1995) y una en rayos-X (Schulman & Bregman 1995). Dentro de los límites del cúmulo de NGC 595 no existe evidencia en el óptico, radio o rayos X de la presencia de alguna remanente de supernova. Esta región está lo suficientemente separada como para no afectar la cinemática del gas ionizado.

Hemos examinado, de la misma manera que con la región NGC 604, informa-

ción sobre la cinemática del gas para otras componentes del medio interestelar, pero en este caso la información es mucho mas limitada. Observaciones interferométricas de Wilson & Scolville (1992) en CO revelan dos nubes moleculares individuales asociadas a NGC 595. Estas nubes se encuentran ligeramente hacia el sur del arco central que define la región (Relaño & Kennicutt 2009, Figura 8). Las velocidades son  $-186 \text{ km s}^{-1}$  (N595-1) y  $-189 \text{ km s}^{-1}$  (N595-2).

Así pues, NGC 595 presenta una cinemática compleja con presencia de burbujas potenciadas por vientos estelares. Aunque la presencia de cascarones viejos en el medio interestelar inmediato a NGC 595 apoyaría la idea de que esta nebulosa ha sido afectada por actividad de supernova, no existe evidencia observacional de remanentes dentro de la región.

### 7.3. Discusión general

Para las regiones HII estudiadas existen espectros integrados en  $H\alpha$  y [OIII] obtenidos con espectroscopía Fabry-Perot (Hippelein 1986; Melnick 1977; Roy et al. 1986; Arsenault & Roy 1986) y rendija larga de alta resolución (ODell & Townsley 1988) dan información sobre la velocidad global del gas ionizado. Esta información puede correlacionarse con nuestros resultados del estudio de la cinemática.

Como se ha discutido anteriormente, las imágenes de las dos regiones muestran estructuras en formas de cascarones, lo cual indica el efecto de los vientos estelares sobre el gas ionizado, siendo este efecto mas prominente en el caso de NGC 604. Al mismo tiempo, esta implicación se ve reforzada por los datos de cinemática, donde las líneas de emisión se ven desdobladas, y nuevamente este efecto se detecta mas claramente en NGC 604. Ese comportamiento está reflejado en el perfil del espectro integrado. En el artículo de Arsenault & Roy (1986) el espectro integrado de NGC 595 tiene un perfil gaussiano, mientras que NGC 604 tiene un perfil de de Voigt. Los autores interpretan dos situaciones: en el caso de un perfil gaussiano, este representa las velocidades aleatorias del gas ionizado. El perfil de de Voigt (donde la línea muestra alas) representa zonas de gas que se apartan de la velocidad radial promedio, lo que sería el caso de las cáscaras de gas ionizado, o bien gas a alta velocidad dentro de la región.

El efecto indirecto de la compleja cinemática del gas (cascarones y desdoblamiento de líneas indicando expansión del gas) se ve también en los espectros de muy alta resolución obtenidos por O'Dell & Townsley (1988) donde el espectro integrado de la región se puede resolver en dos componentes, con velocidades de  $-251 \text{ km s}^{-1}$  y  $-244 \text{ km s}^{-1}$ , que los autores interpretaron por la existencia de superburbujas, cuya existencia se ha confirmado cuando se obtuvieron imágenes de alta resolución espacial.

# Conclusiones

La presente tesis constituye un estudio observacional punto a punto de las principales zonas de las dos regiones HII gigantes, NGC 604 y NGC 595, en la galaxia del Grupo Local M33, las dos regiones más grandes y luminosas de dicha galaxia. Para ello se ha empleado datos de espectroscopía de rendija obtenidos con el instrumento ISIS del telescopio William Herschel, en el Observatorio de La Palma (Islas Canarias, España).

El estudio realizado permite caracterizar sus características morfológicas, la estructura en densidad y la cinemática del gas ionizado.

En primer lugar se adquirió el dominio sobre las principales técnicas en el procesamiento de datos astronómicos. Se utilizaron técnicas para hacer reducción de datos correspondientes a observaciones realizadas mediante espectroscopía de rendija larga.

Una vez finalizada la reducción de datos se procedió a realizar los mapas de emisión, densidad y velocidad de las diferentes líneas de emisión observadas.

La utilización del método numérico Renka-Cline juega un papel importante en los mapas bidimensionales presentados. Tal método consiste en una interpolación bidimensional, de tal forma que se aplica a un conjunto de datos con tres entradas principales: dos correspondientes a las coordenadas espaciales (se considera aquí como objetos bidimensionales a las regiones estudiadas) y una correspondiente a la propiedad física (flujo, densidad o velocidad) que se desea graficar. Tales datos no deben tener necesariamente una distribución regular. Los mapas obtenidos presentan contornos que describen visualmente el comportamiento de la propiedad graficada.

## CONCLUSIONES

---

De esta forma se obtuvieron mapas para cada una de las líneas observadas, las cuales se encuentran en el óptico, en rangos que van de los 4665 a los 5965 Å y de los 6390 a los 6849 Å. En total, es posible realizar mapas para 8 líneas de emisión. Estas son, la emisión más importante del hidrógeno ( $H\alpha$  y  $H\beta$ ), la emisión correspondiente al doblete de azufre ([SII]6716,6731, el doblete de nitrógeno ([N II]6548,6583 y el doblete de oxígeno ([OIII]4959,5007. En total, es posible realizar mapas para las dos regiones estudiadas.

Los mapas presentados para las dos regiones son una contribución original de esta tesis, pues por primera vez están disponibles imágenes que proveen información morfológica y cinemáticas para las líneas de  $H\beta$ , [N II]6548,6583.

En relación a NGC 604, esta nebulosa constituye una región HII gigante extragaláctica prototipo, la cual por sus características en tamaño, brillo, cercanía y semejanza con otras regiones de formación estelar cercanas, resulta un ejemplo perfecto para el estudio del nacimiento y formación estelar, haciendo de ella un objeto de estudio referente e interesante. Su morfología en  $H\alpha$  es de tipo núcleo-halo (core-halo). Presenta un halo difuso con estructuras ricas en filamentos.

Cabe mencionar que a este respecto, los mapas del presente estudio proporcionan una mejora en el sentido de que permiten apreciar con mayor detalle las zonas principales de la región.

El núcleo de NGC 604 muestra zonas brillantes de emisión las cuales son rodeadas por una región más difusa compuesta por varias zonas de nebulosidad filamentosa. Ésta región se encuentra además caracterizada por puntos brillantes y cascarones de varios tamaños superpuestos en lo que podría denominarse una componente difusa de mayor extensión.

Se obtuvo la densidad electrónica del gas ionizado usando el cociente de doblete de [SII]. Se calculó la variación de la densidad a lo largo de cada posición de rendija. También fue posible crear un mapa bidimensional de la estructura en densidad. Las densidades oscilan entre 50-250  $\text{cm}^{-3}$ , dentro del régimen de baja densidad. Las zonas más brillantes en flujo de  $H\alpha$  parecen estar asociadas a zonas de alta densidad electrónica.

La estructura cinemática y morfológica de los diferentes componentes de la región indica un comportamiento complejo, la cual involucra la creación y movimiento de burbujas dentro de la región, e incluso la posible presencia de un

## CONCLUSIONES

---

jet dentro de ella. A partir de la visualización individual de los ajustes realizados con el programa Dipso, se notó el desdoblamiento en las líneas de emisión, indicando la presencia de burbujas en movimiento en la región. Desdoblamiento de las línea de H $\alpha$ , [SII] y [NII]. La velocidad sistémica del gas para NGC 604 es  $-250 \text{ km s}^{-1}$ .

Con respecto a NGC 595 se estudió a partir de la elaboración de los mapas de emisión en las principales longitudes de onda en el óptico, los cuales en su mayoría (comúnmente suele presentarse sólo el mapa de emisión en H $\alpha$ ) no se encuentran en la literatura existente. NGC 595 presenta también una morfología compleja con numerosas estructuras de cascarón, filamentos y cavidades.

La morfología H $\alpha$  mostrada por NGC 595 indica la acción de vientos estelares de las estrellas en su interior. Su estructura H $\alpha$  está bien delineada y se extiende desde el suroeste hasta el norte en una estructura arqueada con el máximo en H $\alpha$  localizado cerca de las estrellas ionizantes. Sus puntos de mayor emisión corresponden a la localización de los cúmulos estelares.

Su estructura en densidad presenta, en general, pocas variaciones, manteniendo un comportamiento más bien plano en las zonas de mayor emisión en H $\alpha$ . El cociente de las líneas de emisión del doblete de azufre [SII]6717,6731 de NGC 595 no muestra ninguna estructura, lo que implica que la densidad electrónica en la región se mantiene bastante constante en esta región a pesar de la marcada morfología observada en la emisión en H $\alpha$ . Los valores de [SII]6717, [SII]6731 son consistentes con el límite de baja densidad. Los valores de densidad encontrados para NGC 604 se encuentran en un rango de  $50\text{-}250 \text{ cm}^{-3}$ , con una densidad promedio de  $108 \text{ cm}^{-3}$ , mientras que para NGC 595 se obtuvieron densidades menores que en NGC 604, con un rango que va de los  $60\text{--}170 \text{ cm}^{-3}$ , con una densidad promedio de  $80 \text{ cm}^{-3}$ , concordando en ambos casos con los obtenidos en la literatura existente.

NGC 595 presenta una cinemática compleja con presencia de burbujas potenciadas por vientos estelares. El estudio de los ajustes individuales de NGC 595 tiene zonas de desdoblamiento, sin embargo, tales zonas son muy pequeñas en comparación, por ejemplo, del área en donde hay presencia de desdoblamientos para NGC 604. La velocidad sistémica del gas para NGC 595 en H $\alpha$  es  $-180 \text{ km s}^{-1}$ .

## Trabajo Futuro

Este trabajo de tesis presenta la base para una comprensión en mayor profundidad de las propiedades físicas de las regiones HII estudiadas en la tesis.

En primer lugar, una línea de trabajo es un estudio de mayor precisión sobre la variación de la densidad electrónica a través del uso del doblete de [OII], que es mas sensible a condiciones de baja densidad, y mas adecuado para estos objetos que el doblete de [SII]. Sin embargo, esto requerirá el uso de telescopios mas potentes combinados con espectrógrafos de alta resolución, una combinación al que no es fácil acceder en este momento.

Una vez analizada la estructura cinemática de los objetos, es posible estudiar el fenómeno de turbulencia en las nebulosas gaseosas con los datos obtenidos en nuestro trabajo. Los mapas de velocidad radial permiten un análisis estadístico del campo de velocidades, a través de la función de correlación de segundo orden. Por otro lado, los mapas de anchos de línea, luego de la corrección por ancho instrumental y térmico, permitirían estudiar la variación de la turbulencia del gas punto a punto. Este trabajo permitiría alcanzar una mayor comprensión sobre el origen de la turbulencia supersónica en las regiones HII gigantes.

Finalmente, luego de la calibración en flujo de los datos, podrá realizarse un estudio sobre la variación de las condiciones de excitación del gas en las regiones, y a partir de allí estudiar el comportamiento de parámetros tales como la temperatura electrónica y las abundancias químicas.

# Bibliografía

Aller L. H. Physics of thermal gaseous nebulae: Physical processes in gaseous nebulae. Dordrecht, Holland and Boston and Hingham, MA, U.S.A. 1984.

Arsenault, R.; Roy, J.-R. Integrated H-alpha profiles of giant extragalactic H II regions. *Astronomical Journal* (ISSN 0004-6256), vol. 92, Sept. 1986, p. 567-579. Research supported by the National Research Council of Canada, Ministère de l'Éducation du Québec, and NSERC. 1986AJ.....92..567A. 1986.

Arsenault, R.; Roy, J.-R. Correlations between integrated parameters and H-alpha velocity widths in giant extragalactic H II regions - A new appraisal. *Astronomy and Astrophysics* (ISSN 0004-6361), vol. 201, no. 2, Aug. 1988, p. 199-207. Research supported by the European Southern Observatory. 1988A&A...201..199A. 1988.

Baker, J. G., Menzel, D. H., & Aller, L. H., Physical Processes in Gaseous Nebulae. V. Electron Temperatures, *ApJ*, 88, 422B. 1938.

Baldwin, Jack A.; Ferland, Gary J.; Martin, P. G.; Corbin, Michael R.; Cota, Stephen A.; Peterson, Bradley M.; Slettebak, Arne, Physical conditions in the Orion Nebula and an assessment of its helium abundance, *ApJ*, 374, 580-609 (1991)

Barbá, Rodolfo H.; Maíz Apellániz, Jesús; Pérez, Enrique; Rubio, Mónica; Boffatto, Alberto; Fariña, Cecilia; Bosch, Guillermo; Walborn, Nolan R., A Hubble Space Telescope/NICMOS view of the prototypical giant HII region NGC604 in M33, *Ap&SS*, 324, 309-313 (2009).

Bordalo, V., Plana, H., Telles, E., *ApJ*, Vol. 696, 1668, 2009



## BIBLIOGRAFÍA

---

Bosch, Guillermo; Terlevich, Elena; Terlevich, Roberto. Narrow-band CCD photometry of giant H II regions. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Volume 329, Issue 3, pp. 481-496. 2002MNRAS.329..481B. 2002.

Bresolin F., Robert C. Kennicutt, Jr. y Peter B. Stetson, An hst study of ob associations and star clusters in M101(1), *Astron.J.* 112, 1009 (1996).

Bruhweiler, Fred C.; Miskey, Cherie L.; Smith Neubig, Margaret, STIS Spectral Imagery of the OB Stars in NGC 604. II. The Most Luminous Stars, *AJ*, 125, 3082-3096 (2003)

Castañeda, H. O. The velocity structure, turbulence at the center of the Orion Nebula. *ApJS*, vol. 67, páginas 93–133, 1988.

Castañeda, H. O., Vilchez, J. M. y Copetti, M. V. F. Density studies on giant extragalactic HII regions. *A&A*, vol. 260, páginas 370–380, 1992.

Castañeda, H. O. Supersonic turbulence in giant extragalactic HII regions. *Ap&SS*, vol. 216, páginas 285–289, 1994.

Chandrasekhar 1949, S. Turbulence - a Physical Theory of Astrophysical Interest. *ApJ* , vol. 110, página 329, 1949.

Chiavassa, A.; Plez, B.; Josselin, E.; Freytag, B. Radiative hydrodynamics simulations of red supergiant stars: I. interpretation of interferometric observations. *Astronomy and Astrophysics*, Volume 506, Issue 3, 2009, pp.1351-1365. 2009A&A...506.1351C. 2009.

Corbelli, Edvige. Dark matter and visible baryons in M33. *Monthly Notice of the Royal Astronomical Society*, Volume 342, Issue 1, pp. 199-207. 2003MNRAS.342..199C. 2003.

Conti, P. S.; Massey, P., Wolf-Rayet stars and giant HII regions in M33 - Casual associations or meaningful relationships, *ApJ*, 249, 471-480. 1981.

Courtes, G.; Petit, H.; Petit, M.; Sivan, J.-P.; Dodonov, S., H-alpha survey of M33 with the six-meter telescope Morphology of the general diffuse emission, evidence for a chaotic medium of bubbles and filaments, *A&A*, 174, 28-56 (1987).

## BIBLIOGRAFÍA

---

Crowther, Paul A. Physical Properties of Wolf-Rayet Stars. Annual Review of Astronomy & Astrophysics, vol. 45, Issue 1, pp.177-219. 2007ARA&A..45..177C. 2007.

Diaz, Angeles I.; Terlevich, Elena; Pagel, B. E. J.; Vilchez, Jose M.; Edmunds, Michael G. Detailed spectrophotometric study of the giant H II region NGC 604. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (ISSN 0035-8711), vol. 226, May 1, 1987, p. 19-37. 1987MNRAS.226...19D. 1987.

Dodorico, S.; Rosa, M. Wolf-Rayet stars in the giant H II region NGC 604. Astrophysical Journal, Part 1, vol. 248, Sept. 15, 1981, p. 1015-1020. 1981ApJ...248.1015D. 1981.

Drissen, Laurent; Moffat, Anthony F. J.; Shara, Michael M., A Hubble Space Telescope planetary camera view of giant HII regions - The Wolf-Rayet content of NGC 595 and NGC 604 in M33, AJ, 105, 1400-1410 (1993).

Drissen, Laurent; Crowther, Paul A.; Úbeda, Leonardo; Martin, Pierre, Wolf-Rayet stars in M33 - II. Optical spectroscopy of emission-line stars in giant HII regions, MNRAS, 389, 1033-1040 (2008).

Dyson, J.; Franco, J. H II Regions. Murdin, P. Publication: "Encyclopedia of Astronomy and Astrophysics, Edited by Paul Murdin, article 1709. Bristol: Institute of Physics Publishing, 2001. 2000eaa..bookE1709D. 2000.

Drissen, Laurent; Moffat, Anthony F. J.; Shara, Michael M., The Wolf-Rayet star population in the most massive giant HII regions of M33, ApJ, 364, 496-512 (1990).

Drissen, Laurent; Crowther, Paul A.; Úbeda, Leonardo; Martin, Pierre, Wolf-Rayet stars in M33 - II. Optical spectroscopy of emission-line stars in giant HII regions, MNRAS, 389, 1033-1040 (2008).

Deul, E. R.; van der Hulst, J. M., A survey of the neutral atomic hydrogen in M33, A&A, 67, 509-539 (1987).

Deul, E. R.; den Hartog, R. H., Small-scale structures in the HI distribution of M33, A&A, 229, 362-377 (1990).

## BIBLIOGRAFÍA

---

Dudik, R.P., Weingartner, J.C., Satyapal, S., Fischer, J., Dudley, C.C., O'Halloran, B., *ApJ*, vol. 664, p. 71, 2007.

Estalella R. y Anglada G. *Introducción a la física del medio interestelar*. Ediciones Universidad Barcelona. 1999.

Esteban, César; Bresolin, Fabio; Peimbert, Manuel; García-Rojas, Jorge; Peimbert, Antonio; Mesa-Delgado, Adal, *Keck HIRES Spectroscopy of Extragalactic HII Regions: C and O Abundances from Recombination Lines*, *ApJ*, 700, 654-678 (2009).

Eldridge, John J.; Relaño, Mónica, *The red supergiants and Wolf-Rayet stars of NGC 604*, *MNRAS*, 411, 235-246 (2011)

Engargiola, G.; Plambeck, R. L.; Rosolowsky, E.; Blitz, L., *Giant Molecular Clouds in M33. I. BIMA All-Disk Survey*, *ApJS*, 149, 343-363 (2003).

Franco, J., García-Barreto, J.A., de La Fuente, E. *ApJ*, vol. 544, p. 277, 2000.

Franke R., *A Critical Comparison of Some Methods for Interpolation of Scattered Data*, Naval Postgraduate School, TR NPS-53-79-003, 1979.

Freedman, Wendy L.; Wilson, Christine D.; Madore, Barry F., *New Cepheid distances to nearby galaxies based on BVRI CCD photometry. II - The local group galaxy M33*, *ApJ*, 372, 455-470 (1991).

Galleti, S.; Bellazzini, M.; Ferraro, F. R., *The distance of M 33 and the stellar population in its outskirts*, *A&A*, 423, 925-934 (2004).

Garcia-Segura G., Franco J. *From Ultracompact to Extended H II Regions*. *Astrophysical Journal* v.469, p.171. 1996*ApJ*...469..171G. 1996.

Garnett, Donald R. *The Luminosity-Metallicity Relation, Effective Yields, and Metal Loss in Spiral and Irregular Galaxies*. *The Astrophysical Journal*, Volume 581, Issue 2, pp. 1019-1031. 2002*ApJ*...581.1019G. 2002.

Georgelin Y.M., Georgelin Y.P. *The spiral structure of our Galaxy determined from HII regions*, *Astron.Astrophys.* 49, 57-79. 1976.

## BIBLIOGRAFÍA

---

González Delgado, Rosa M.; Pérez, Enrique, The massive stellar content of the HII region NGC 604 and its evolutionary state, *MNRAS*, 317, 64-78 (2000).

Habing H.J., Israel F.P. Compact HII regions and ob star formation, *Ann.Rev. Astron. Astrophys.* 17, 345-383 (1979).

Heiner J.S., Allen R.J., van der Kruit P.C. A photodissociation model for the morphology of the HI near OB associations in M33, *Astrophys.J.* 700, 545-550. 2009

Hester, J. J.; Scowen, P. A.; Sankrit, R.; Lauer, T. R.; Ajhar, E. A.; Baum, W. A.; Code, A.; Currie, D. G.; Danielson, G. E.; Ewald, S. P.; Faber, S. M.; Grillmair, C. J.; Groth, E. J.; Holtzman, J. A.; Hunter, D. A.; Kristian, J.; Light, R. M.; Lynds, C. R.; Monet, D. G.; O'Neil, E. J., Jr.; Shaya, E. J.; Seidelmann, P. K.; Westphal, J. A. Hubble Space Telescope WFPC2 Imaging of M16: Photoevaporation and Emerging Young Stellar Objects. *Astronomical Journal* v.111, p.2349. 1996AJ...111.2349H. 1996.

Heydari-Malayeri, M. A Multilingual on-line Dictionary of Astronomical Concepts. Instrumentation and Methods for Astrophysics. Interactive dictionary of Astronomy and Astrophysics, see: <http://www.obspm.fr/dico>. 2009arXiv0911.4687H. 2009.

Hippelein, H.; Fried, J. W., Turbulent gas motions in giant HII regions. I - The case of NGC 604, *A&A*, 141, 49-55 (1984)

Hippelein, H.; Fried, J. W., Turbulent gas motions in giant HII regions. I - The case of NGC 604, *A&A*, 141, 49-55 (1984).

Ho L.C., Alexei V. Filippenko, Wallace L.W. Sargent, Properties of HII regions in the centers of nearby galaxies, *arxiv:astro-ph/9704101*. 1997.

Hunter, Deidre A.; Shaya, Edward J.; Scowen, Paul; Hester, J. Jeff; Groth, Edward J.; Lynds, Roger; O'Neil, Earl J., Jr., Gas near the center of 30 Doradus as revealed by Hubble Space Telescope images, *ApJ*, 444, 758-764 (1995).

Hunter, Deidre A.; Baum, William A.; O'Neil, Earl J., Jr.; Lynds, Roger, The Intermediate Stellar Mass Population in NGC 604 Determined from Hubble Space Telescope Images, *ApJ*, 456, 174 (1996).

## BIBLIOGRAFÍA

---

- Ivanov, A. V. On the Critical Behaviour of a Model Self-Gravitating System. *Astronomicheskii Tsirkulyar* NO.1550/SEP, P. 3, 1991. 1991ATsir1550....3I. 1991.
- Kennicutt, Robert C., Jr.; Bresolin, Fabio; French, Howard; Martin, Pierre. An Empirical Test and Calibration of H II Region Diagnostics. *The Astrophysical Journal*, Volume 537, Issue 2, pp. 589-612. 2000ApJ...537..589K. 2000.
- Kang, Xiaoyu; Chang, Ruixiang; Yin, Jun; Hou, Jinliang; Zhang, Fenghui; Zhang, Yu; Han, Zhanwen, The evolution and star-formation history of M33, *MNRAS*, 426, 1455-1464 (2012).
- Keel, William C.; Holberg, Jay B.; Treuthardt, Patrick M. Far-Ultraviolet Spectroscopy of Star-forming Regions in Nearby Galaxies: Stellar Populations and Abundance Indicators. AA(Department of Physics and Astronomy, University of Alabama, Box 870324, Tuscaloosa, AL 35487 keel@bildad.astr.ua.edu), AB(Lunar and Planetary Laboratory, University of Arizona, Tucson, AZ 85721 holberg@argus.lpl.arizona.edu), AC(Department of Physics and Astronomy, University of Alabama, Box 870324, Tuscaloosa, AL 35487). 2004AJ....128..211K. 2004.
- Kennicutt RC, Bothun GD, Schommer RA. *Astron. J.* 89, 1279-87.1984.
- Kewley, Lisa J.; Rupke, David; Zahid, H. Jabran; Geller, Margaret J.; Barton, Elizabeth J. Metallicity Gradients and Gas Flows in Galaxy Pairs. *The Astrophysical Journal Letters*, Volume 721, Issue 1, pp. L48-L52 (2010). 2010ApJ.721L..48K. 2010.
- Lagrois, Dominic; Joncas, Gilles, A Multi-ionic Kinematic Investigation of NGC 595, a Giant Extragalactic HII Region in M33, *ApJ*, 700, 1847-1877. 2009.
- Maíz-Apellániz, Jesús. Bidimensional Spectroscopy of Nearby Starbursts. *The Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, Volume 112, Issue 774, pp. 1138-1139. 2000PASP..112.1138M. 2000.
- Maíz-Apellániz, J.; Pérez, E.; Mas-Hesse, J. M., NGC 604, the Scaled OB Association (SOBA) Prototype. I. Spatial Distribution of the Different Gas Phases and Attenuation by Dust, *AJ*, 128, 1196-1218 (2004).
- Malumuth, Eliot M.; Waller, William H.; Parker, Joel Wm., The Stellar Initial Mass Function in the Giant HII Region NGC 595, *AJ*, 111, 1128 (1996).

## BIBLIOGRAFÍA

---

Martinez-Galarza, J.R., Hunter, D., Groves, B., Brandl, B., ApJ, vol 761, p. 3, 2012.

Massey, Philip; Johnson, Olivia, Evolved Massive Stars in the Local Group. II. A New Survey for Wolf-Rayet Stars in M33 and Its Implications for Massive Star Evolution: Evidence of the “Conti Scenario” in Action, APJ, 505, 793-827 (1998).

Matteucci D., Thomas L., Greggio R., Bender R. Stellar yields and chemical evolution. 1. Abundance ratios and delayed mixing in the solar neighbourhood, Mon.Not.Roy.Astron.Soc. 269, 119 (1998).

McCall Richard C., N.E. Ipe, R.A. Shore, Synchrotron Radiation Shielding For Slc Alcove Electronics, SLAC-CN-289 (1985).

Medina Tanco, G. A.; Sabalisck, N.; Jatenco-Pereira, V.; Opher, R., Structure, Velocity Field, and Turbulence in NGC 604, ApJ, 487, 163 (1997).

Melnick, J. Velocity dispersions in giant H II regions - Relation with their linear diameters. Astrophysical Journal, Part 1, vol. 213, Apr. 1, 1977, p. 15-17. 1977ApJ...213...15M. 1977.

Melnick, J. Giant H II regions and the quest for the Hubble constant. ESO Messenger (ISSN 0722-6691), March 1987, p. 4-7. 1987Msng...47....4M. 1987.

Miura, Rie; Okumura, Sachiko K.; Tosaki, Tomoka; Tamura, Yoichi; Kurono, Yasutaka; Kuno, Nario; Nakanishi, Kouichiro; Sakamoto, Seiichi; Hasegawa, Takashi; Kawabe, Ryohei, Aperture Synthesis Observations of CO, HCN, and 89 GHz Continuum Emission Toward NGC 604 in M33: Sequential Star Formation Induced by a Supergiant HII Region, ApJ, 724, 1120-1132 (2010).

Muñoz-Tuñón, C.; Tenorio-Tagle, G.; Castañeda, H. O.; Terlevich, R. Formation, Evolution and Disruption of Giant HII Regions. The Interplay Between Massive Star Formation, the ISM and Galaxy Evolution. Proceedings of the 11th IAP Astrophysics Meeting, Institut d’Astrophysique, Paris, July 3-8, 1995, Gif-sur-Yvette: Editions Frontieres. Edited by Daniel Kunth, B. Guiderdoni, M. Heydari-Malayeri, and Trinh Xu Thuan, 1996., p.573. 1996ibms.conf..573M. 1996.

## BIBLIOGRAFÍA

---

O'dell, C. R.; Townsley, L. K., A very high resolution study of emission line widths in Galactic and extragalactic HII regions, *A&A*, 198, 283-286 (1988).

Osterbrock, D. E. *Astrophysics of Gaseous Nebulae, Active Galactic Nuclei*. University Science Books, 1989.

Pagel, B. E. J. *Nebulae and abundances in galaxies*. Astronomical Society of the Pacific, Publications (ISSN 0004-6280), vol. 98, Oct. 1986, p. 1009-1011. 1986PASP...98.1009P. 1986.

Peimbert, M., Peimbert, A., Luridiana, V, Ruiz, M.R. en "Star Formation through Time, ASP Conference Series, Vol. 297, p.81, 2003.

Pellerin, Anne. Massive Stellar Content of Giant H II Regions in M33 and M101. Massive Stellar Content of Giant H II Regions in M33 and M101. *The Astronomical Journal*, Volume 131, Issue 2, pp. 849-858. 2006AJ....131..849P. 2006.

Pérez-Montero, E.; Relaño, M.; Vílchez, J. M.; Monreal-Ibero, A. A photoionization model of the spatial distribution of the optical and mid-infrared properties in NGC 595. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Volume 412, Issue 1, pp. 675-683. 2011MNRAS.412..675P. 2011.

Regan, Michael W.; Vogel, Stuart N., The near-infrared structure of M33, *ApJ*, 434, 536-545 (1994).

Relaño, Mónica; Kennicutt, Robert C., Jr., Star Formation in Luminous HII Regions in M33, *ApJ*, 699, 1125-1143 (2009).

Relaño, M.; Monreal-Ibero, A.; Vílchez, J. M.; Kennicutt, R. C., Spatially resolved study of the physical properties of the ionized gas in NGC 595, *MNRAS*, 402, 1635-1648 (2010).

Renka R.L. & Cline A.K. A triangle-based interpolation method, *Rocky Mountain J. Math.*, 14, 223-238 (1984).

Richmond G. Structure and Bonding of Molecules at Aqueous Surfaces. *Annual Review of Physical Chemistry*, vol. 52, p.357-389. 2001ARPC...52..357R. 2001.

## BIBLIOGRAFÍA

---

- Robles-Valdez F., L. Carigi, M. Peimbert, Outside-in stellar formation in the spiral galaxy M33?, arXiv:1208.4889 (2012).
- Rosa M.R., P. Benvenuti, The IMF and the extinction law in M 101 HST FOS spectra of extragalactic HII regions, *Astron.Astrophys.* 291, 1 (1994)
- Rosa, M.; Dodorico, S. Wolf-Rayet stars in extragalactic H II regions. II - NGC604 - A giant H II region dominated by many Wolf-Rayet stars. Garching bei München, Germany) Publication: *Astronomy and Astrophysics*, vol. 108, no. 2, Apr. 1982, p. 339-343. Deutsche Forschungsgemeinschaft. 1982A&A...108..339R. 1982.
- Rosa, M.; Solf, J., The internal kinematics of the giant extragalactic HII complex NGC 604, *A&A*, 130, 29-38 (1984).
- Rosolowsky, E.; Engargiola, G.; Plambeck, R.; Blitz, L., Giant Molecular Clouds in M33. II. High-Resolution Observations, *ApJ*, 599, 258-274 (2003).
- Rozas, M.; Castaneda, H. O.; Beckman, J. E. Radial brightness profiles of extragalactic H II regions. *Astronomy and Astrophysics*, v.330, p.873-880 (1998). 1998A&A...330..873R. 1998.
- Rubin, R. H. The effect of density variations on elemental abundance ratios in gaseous nebulae. *Astrophysical Journal Supplement Series* (ISSN 0067-0049), vol. 69, April 1989, p. 897-910. 1989ApJS...69..897R. 1989.
- Sabalisk, Nanci S. P.; Tenorio-Tagle, Guillermo; Castaneda, Hector O.; Munoz-Tunon, Casiana, On the supersonic turbulence of NGC 604, *ApJ*, 444, 200-206 (1995).
- Sánchez, S. F.; Cardiel, N.; Verheijen, M. A. W.; Martín-Gordón, D.; Vilchez, J. M.; Alves, J., PPAK integral field spectroscopy survey of the Orion nebula. Data release, *A&A*, 465, 207-217 (2007).
- Sander, A.; Hamann, W.-R. Stellar Parameters of Galactic WC Stars. Proceedings of a Scientific Meeting in Honor of Anthony F. J. Moffat held at Auberge du Lac Taureau, St-Michel-Des-Saints, Québec, Canada, held 11-15 July 2011. ASP Conference Series, Vol. 465. San Francisco: Astronomical Society of the Pacific, 2012., p.249. 2012ASPC..465..249S. 2012.



## BIBLIOGRAFÍA

---

Searle, L., Sargent, W.L.W., Inferences from the Composition of Two Dwarf Blue Galaxies, *Astrophys. J.* 173, 25 (1972).

Shaw, Richard A.; Dufour, Reginald J., Software for the Analysis of Emission Line Nebulae, *PASP*, 107, 896 (1995).

Shields G.A. Starburst and active galactic nuclei. *Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica* (ISSN 0185-1101), vol. 18, Sept. 1989, p. 173-176. 1989RM-xAA..18..173S. 1989.

Shields G.A. Extragalactic HII Regions. Annual review of astronomy and astrophysics. Vol. 28 (A91-28201 10-90). Palo Alto, CA, Annual Reviews, Inc., 1990, p. 525-560. 1990.

Smith, Malcolm G.; Weedman, Daniel W. Internal Motions in Galactic and Extragalactic H II Regions. *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 2, p.345. 1970BAAS....2S.345S 1970.

Spitzer, L. 1978, *Physical Processes in the Interstellar Medium* (New York: Wiley).

Stanghellini, L.; Magrini, L.; Villaver, E.; Galli, D. The population of planetary nebulae and H II regions in M 81. A study of radial metallicity gradients and chemical evolution. *Astronomy and Astrophysics*, Volume 521, id.A3, 12 pp. 2010A&A...521A...3S. 2010.

Strömgren, B., The physical state of interstellar hydrogen, *ApJ*, 89, 526. 1939.

Struve, Otto; Elvey, C. T., The Intensities of Stellar Absorption Lines, *ApJ*, 79, 409. 1934.

Tenorio-Tagle, G; Muñoz-Tuñón, C.; Pérez, E.; Maíz-Apellániz, J.; Medina-Tanco, G. On the Ongoing Multiple Blowout in NGC 604. *The Astrophysical Journal*, Volume 541, Issue 2, pp. 720-727. 2000ApJ...541..720T. 2000.

Terlevich, R.; Melnick, J. The dynamics and chemical composition of giant extragalactic H II regions. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, vol. 195, June 1981, p. 839-851. Research supported by the Cambridge University. 1981MNRAS.195..839T. 1981.

## BIBLIOGRAFÍA

---

Terlevich, E.; Díaz, A. I.; Terlevich, R.; González-Delgado, R. M.; Pérez, E.; García Vargas, M. L. A spectroscopic search for red supergiants in the M33 giant H II region NGC 604. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, Vol. Vol. 279, No. 4, p. 1219 - 1234. 1996MNRAS.279.1219T. 1996.

Tosaki, T.; Miura, R.; Sawada, T.; Kuno, N.; Nakanishi, K.; Kohno, K.; Okumura, S. K.; Kawabe, R., Arclike Distribution of High CO (J=3-2)/CO (J=1-0) Ratio Gas Surrounding the Central Star Cluster of the Supergiant HII Region NGC 604, *ApJ*, 664, L27-L30 (2007)

Tremonti, C. A. Properties of Young Massive Clusters Derived from Spectroscopy. *The Formation and Evolution of Massive Young Star Clusters*, ASP Conference Series, Vol. 322. Edited by H.J.G.L.M. Lamers, L.J. Smith, and A. Nota. San Francisco: Astronomical Society of the Pacific, 2004., p.81. 2004ASPC..322.81T. 2004.

Viallefond, F.; Goss, W. M. H II regions in M33. III - Physical properties. *Astronomy and Astrophysics (ISSN 0004-6361)*, vol. 154, no. 1-2, Jan. 1986, p. 357-369. 1986A&A...154..357V. 1986.

Viallefond, F.; Donas, J.; Goss, W. M., HII regions in M33. I - Radio and H-alpha observations of the HII complex NGC595, *A&A*, 119, 185-191 (1983).

Viallefond, F.; Boulanger, F.; Cox, P.; Lequeux, J.; Perault, M.; Vogel, S. N., CO observations in NGC 604. I - Physical properties, *A&A*, 265, 437-446 (1992).

Vilchez, J. M.; Pagel, B. E. J.; Diaz, Angeles I.; Terlevich, Elena; Edmunds, M. G. The chemical composition gradient across M 33. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society (ISSN 0035-8711)*, vol. 235, Dec. 1, 1988, p. 633-653. 1988MNRAS.235..633V. 1988.

Walch S., A.P. Whitworth, T. Bisbas, R. Wunsch, D. Hubber, Dispersal of molecular clouds by ionising radiation, arXiv:1206.6492. 2012.

Weaver R., McCray R., Castor J., Shapiro P., Moore R. *Interstellar Bubbles. II. Structure and Evolution.* *AJ* 218:377-395. 1977.

Wilson C.D., B.C. Matthews, The star formation histories and efficiencies of two giant hii regions in m33, astro-ph/9506104 (1995).

## BIBLIOGRAFÍA

---

Wilson, Christine D.; Scoville, Nick, The molecular interstellar medium in two giant HII regions in M33 - NGC 604 and NGC 595, *ApJ*, 385, 512-521 (1992).

Yang, Hui; Chu, You-Hua; Skillman, Evan D.; Terlevich, Roberto, The Violent Interstellar Medium of NGC 604, *AJ*, 112, 146 (1996).