



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO**  
**PROGRAMA DE POSGRADO EN ASTROFÍSICA**

Centro de Radioastronomía y Astrofísica

**UN CATÁLOGO DE CHOQUES DE PROA ESTACIONARIOS EN LA NEBULOSA DE  
ORIÓN**

TESIS  
QUE PARA OPTAR POR EL GRADO DE  
MAESTRO EN CIENCIAS (ASTROFÍSICA)

PRESENTA  
LUIS ÁNGEL GUTIÉRREZ SOTO

TUTOR  
DR. WILLIAM JOHN HENNEY STRUTT  
CENTRO DE RADIOASTRONOMÍA Y ASTROFÍSICA

MÉXICO, D.F. ENERO DE 2015



# Índice general

<b>1</b>	<b>Introducción</b>	<b>1</b>
1.1	Orión y la formación estelar . . . . .	1
1.1.1	Estrellas masivas en Orión . . . . .	2
1.1.2	Formación estelar en Orión . . . . .	3
1.1.3	El papel de las estrellas masivas en la formación estelar . . . . .	5
1.2	Proplyds . . . . .	6
1.2.1	Descubrimiento . . . . .	6
1.2.2	Modelo estandar de los proplyds . . . . .	8
1.2.3	Choques de proa asociados a proplyds . . . . .	9
1.3	Objetos LL en la Nebulosa de Orión . . . . .	10
1.3.1	Naturaleza de los arcos de proa LL . . . . .	10
1.4	Choques de proa estacionarios en la Nebulosa de Orión . . . . .	12
1.4.1	Choques de proa producidos por Objetos HH y su relación con los Objetos LL . . . . .	12
1.4.2	Notación de los objetos LL y de los proplyds . . . . .	15
1.5	Estructura de la tesis . . . . .	16
<b>2</b>	<b>Descripción de las observaciones empleadas</b>	<b>17</b>
2.1	La cámara ACS-WFC, El programa GO-9825 y el filtro F658N . . . . .	19
2.2	Programa Treasury del Telescopio Espacial Hubble . . . . .	21
2.3	Otras observaciones de la cámara WFPC2: mosaicos viejos . . . . .	24
<b>3</b>	<b>Metodología observacional</b>	<b>25</b>
3.1	Formas de los arcos . . . . .	25
3.2	Estimación de los parámetros. $D$ , $R_0$ , $R_c$ y $h_0$ . . . . .	26
3.3	Estimación y calibración final del flujo-líneas de emisión en las imágenes del ACS y WFPC2 . . . . .	28
3.3.1	Determinación de los valores de la emisión en las imágenes del ACS y WFPC2 . . . . .	28
3.3.2	Estimación de las constantes de calibración . . . . .	30
3.3.3	Corrección por extinción . . . . .	32
3.3.4	Corrección por emisión de [N II] . . . . .	32
<b>4</b>	<b>Resultados empíricos</b>	<b>35</b>
4.1	Catálogo: Imágenes de los arcos de proa estacionarios . . . . .	35
4.2	Más sobre las observaciones: distancias, formas, tamaños y posiciones . . . . .	36
4.3	Detalles sobre las posiciones angulares y poblaciones de choques LL y proplyds . . . . .	49
<b>5</b>	<b>Resultados astrofísicos</b>	<b>53</b>
5.1	Derivación de parámetros físicos en la cáscara . . . . .	54
5.1.1	Densidad en la cáscara chocada . . . . .	54
5.1.2	Proyección en el plano del cielo . . . . .	56

5.1.3	Estimación de la longitud del camino de la línea de visión a través de la cáscara, $\Delta\zeta$	56
5.1.4	Presión térmica en la cáscara chocada	56
5.2	Emisión del choque versus emisión de la cáscara	58
5.3	Interacción de dos vientos	62
5.3.1	Presión hidrodinámica	63
5.3.2	Flujo de momento del viento externo y del viento interno	64
5.4	Resultados físicos: cálculo de las propiedades físicas	64
5.4.1	Densidad promedio en la cáscara	65
5.4.2	Flujo de momento externo: $\dot{M}V$	65
5.4.3	Flujo de momento interno: $\dot{M}_w V_w$	68
<b>6</b>	<b>Conclusiones y trabajo a futuro</b>	<b>70</b>
6.1	Conclusiones generales	70
6.2	Trabajo a futuro	73



## Agradecimientos

A la UNAM por darme la oportunidad de estudiar la Maestría en Ciencias (Astrofísica) con sede en la Ciudad de Morelia, Michoacán.

Investigación realizada gracias al Programa de Apoyo a Proyectos de Investigación e Innovación Tecnológica (PAPIIT) de la UNAM. Clave del proyecto: IN102012. Título del proyecto: Abundancias químicas en discos protoplanetarios. Agradezco a la DGAPA-UNAM la beca recibida.

Al Dr William Henney por haber dirigido esta tesis de maestría, por sus consejos, por sus enseñanzas tanto en temas de astrofísica como en programación y por tenerme tanta paciencia.

A mi familia por su apoyo incondicional durante todo este tiempo, por su cariño y por estar siempre conmigo a pesar de la distancia.

## Resumen

En esta tesis presentamos un catálogo completo de todos los arcos estacionarios radiativos asociadas a estrellas jóvenes (T Tauri) en la nebulosa de Orión. Identificamos nuestra muestra a partir de imágenes en la línea H $\alpha$  del Telescopio Espacial Hubble (HST por sus siglas en inglés). Estos arcos se interpretan como el resultado de una interacción supersónica entre dos flujos: el primero es un flujo interno que proviene de una estrella joven, mientras que el segundo es un flujo externo que proviene de su ambiente dentro de la región fotoionizada, el cuál está dominado por las estrellas masivas del Trapecio. El objetivo principal de este trabajo es proporcionar los datos empíricos para poder investigar la naturaleza de estos flujos.

El número total de objetos detectados es de 73, de los cuales 20 no han sido reportados previamente en la literatura, y sus distancias proyectadas del Trapecio varían de  $< 0.1'$  hasta  $> 10'$ , que corresponde a 0.01 a 1 parsec. Clasificamos la forma de los arcos radiativos, mediante el ajuste de círculos en los límites internos y externos de la cáscara chocada, así determinando su radio (distancia de la estrella T Tauri a la cáscara) y radio de curvatura, así como el ancho de la cáscara. Además, calculamos el brillo superficial de la cáscara y del fondo nebuloso en la línea H $\alpha$ , corregidos por contaminación de las líneas [N II] y por extinción .

Encontramos muy poca dependencia del radio de la cáscara con la distancia proyectada del Trapecio. Sin embargo la forma de la cáscara sí muestra cambios significativos con distancia. Los arcos más distantes del Trapecio tienden a tener cáscaras más anchas y más abiertas que los arcos más interiores. La orientación de los ejes de simetría de los arcos es siempre cercana a la dirección radial, pero hay desviaciones sistemáticas y significativas de hasta  $\approx 30^\circ$ , particularmente en el sur de la nebulosa. Una comparación de la distribución de las posiciones de los arcos con las distribuciones de las estrellas y de los proplyds en el cúmulo de la Nebulosa de Orión indica que hay al menos tres poblaciones distintas de arcos estacionarios, con las dos interiores asociadas a los proplyds pero la exterior no.

Demostramos que la emisión H $\alpha$  de los arcos está dominada por gas que está en equilibrio térmico a la misma temperatura que la nebulosa ( $\approx 10^4$  K) y que la emisión de gas más caliente producido por los choques es despreciable. Así, podemos determinar la densidad y presión térmica en las cáscaras a partir de nuestras observaciones de sus radios, anchos y brillo en H $\alpha$ . Por suponer que la presión térmica de la cáscara sea igual a las presiones hidrodinámicas del flujo interno y externo, calculamos el flujo de momento de estos dos flujos para cada arco de nuestra muestra. Encontramos que el flujo de momento de los vientos estelares de las estrellas masivas del Trapecio es suficiente para confinar la población más interior de arcos, pero que los arcos más distantes que 0.05 pc requieren un flujo de momento 10 a 100 veces más grande. El flujo interno de momento no depende de la distancia para los arcos dentro de 0.2 pc del Trapecio, que son todos asociados a proplyds. Los arcos más distantes que 0.2 pc, de los cuales sólo la mitad son asociados a proplyds, muestran un flujo interno de momento que es  $\sim 10$  veces más débil y con una tendencia a ser más fuertes en las fuentes que no son proplyds.

# Capítulo 1

## Introducción

Este trabajo es el resultado de la identificación y detección de arcos de emisión en los alrededores de  $\theta^1$  Ori C (O7 V) en la Nebulosa de Orión. Dichos arcos radiativos pueden ser interpretados como choques de proa que se producen por la interacción de dos vientos, esta interacción provoca que se forme una estructura con un doble choque y que la cáscara chocada está en equilibrio, es así que se puede considerar que los arcos son estacionarios. Por otro lado se tiene que los arcos interiores están asociados a proplyds, mientras que en regiones más externas y lejanas del grupo de las estrellas masivas llamado el Trapecio, los arcos están asociados a estrellas jóvenes de baja masa (estrellas T-Tauri). Por tanto uno de los objetivos de esta tesis, además de hacer un catálogo de choques de proa, es plantear características diferenciadoras entre los choques de los proplyds cerca de  $\theta^1$  Ori C, con los choques ubicados en las afueras de la Nebulosa de Orión, usando parámetros observacionales para estudiar sus formas y tamaños y parámetros astrofísicos para estudiar la naturaleza de la cáscara chocada de los objetos, de la región H II y de los flujos que colisionan en ambas regiones de la nebulosa.

De acuerdo a lo dicho anteriormente, vemos varios componentes involucrados en la formación de los arcos de proa en la Nebulosa de Orión, por tanto en este primer capítulo exploraremos un poco sobre la formación estelar en Orión, la población de estrellas masivas en esta región y su papel e importancia en la formación de los choques y la subsecuente formación de estrellas. Se habla de los proplyds y su naturaleza, de sus flujos de gas ionizados provenientes de su frente de ionización y de la interacción de este con el viento estelar para formar los choques. Por último, se menciona en detalle la naturaleza de los arcos de emisión, donde se distinguen dos grupos: un primer grupo, que corresponde a los choques de proa de los clásicos proplyds y un segundo grupo, que son los arcos hiperbólicos LL en las regiones más alejadas de la nebulosa, donde se sugiere que los choques se forman por la interacción de un viento de una estrella T-Tauri con el transónico flujo de champaña del núcleo de la nebulosa. En los demás capítulos de la tesis estas suposiciones son probadas.

### 1.1 Orión y la formación estelar

Orión es la región de formación estelar más estudiada, sus estrellas jóvenes y el gas nos proporcionan señales claras sobre la física en los procesos de formación estelar, la formación, evolución y destrucción de las nubes en las que se forman las estrellas, además nos dan pistas claves y sutiles de la dinámica del medio interestelar y del papel que cumplen las estrellas de alta masa y las asociaciones OB en los ciclos del gas entre las distintas fases del medio interestelar.

### 1.1.1 Estrellas masivas en Orión

Primero hablemos de la **Vecindad Solar** (región dentro de aproximadamente 0.5 a 1 kpc del sol) que es un caso particular donde es posible el estudio de los movimientos y distribuciones de las estrellas jóvenes relacionadas con el gas, que nos permiten trazar la historia de la formación estelar y la del medio interestelar. Como hay estrellas masivas, se crean regiones H II y estas junto a estrellas T-Tauri de baja masa trazan los sitios más recientes de formación estelar con edades entre 3 y 5 Myr (Bally, 2008), de la misma manera las asociaciones OB pueden trazar la historia de la formación estelar. Las asociaciones OB son las estrellas más masivas de la región y con ellas se pueden identificar lugares donde se han formado estrellas hace 40 Myr. Es así que las posiciones, velocidades, edades y masas de estrellas jóvenes y las propiedades del gas relacionadas con las asociaciones OB, son claves para entender la historia de la formación de estrellas y el origen, evolución y destrucción de las nubes moleculares en los últimos 100 Myr, logrando con esto desentrañar la naturaleza y la reciente historia del medio interestelar vinculada al nacimiento de las estrellas en esta región de la Vía Láctea.

Como el objetivo de nuestro estudio está centrado en la formación de estrellas jóvenes de baja masa, asociadas a estrellas masivas y regiones HII particularmente en **Orión**, entonces nos concentraremos en esta región. Las asociaciones OB en Orión consisten en un grupo de estrellas de diferentes edades que están parcialmente superpuestas a lo largo de nuestra línea de visión, dentro de esta región existen varios de estos subgrupos OB integradas por este tipo de estrellas masivas. Por ejemplo tenemos el grupo OB1a, del cual muchos trabajos coinciden de que se trata del grupo de estrellas masivas más viejo de esta región, se encuentra ubicado en el noroeste del *Cinturón de Orión* y su edad oscila entre 8 y 12 Myr (Blaauw, 1991; Brown et al., 1994). Dentro de este grupo hay un subgrupo conocido como el grupo 25 Orionis (25 Orionis group en inglés). El subgrupo OB1b está centrado en el cinturón y se ha estimado que su edad comprende un rango entre 1.7 y 8 Myr. Sin embargo, la edad más joven es inconsistente con la presencia de las tres estrellas gigantes que forman el cinturón ( $\zeta$  Orionis,  $\epsilon$  Orionis y  $\delta$  Orionis) puesto que deberían ser al menos 5 Myr más viejas, de acuerdo a sus masas (Bally, 2008). Un grupo descubierto recientemente de estrellas viejas con edades entre 7 y 10 Myr centrado alrededor de las 25 Ori en el extremo noroccidental del Cinturón de Orión (Briceño et al., 2007). Aunque formalmente una parte del sub-grupo de Orión OB1a, el cúmulo 25 Ori tiene una velocidad radial distinta, siendo unos  $10 \text{ km s}^{-1}$  inferiores a los miembros tradicionales del subgrupo 1a. Se ha propuesto que el grupo de 25 Ori se formó como la región H II creado por el subgrupo 1a, el cual expandió el gas circundante y provocó un estallido de formación estelar. Así, el grupo Ori 25 puede representar un grupo que se formó entre Ori 1a y 1b.

En esta región se encuentra el subgrupo OB1c con edades entre 2 a 6 Myr, consiste básicamente en estrellas que se encuentran en la *espada de Orión*, justamente frente de la Nebulosa de Orión. Este subgrupo contiene dos cúmulos, NGC 1980 ubicado en el extremo sur de *Espada*, y NGC 1981 situada en el extremo norte (ver figura 1.1). Las estrellas más viejas en el Sword se superponen con poblaciones de estrellas mucho más jóvenes asociadas a la Nebulosa de Orión, M43, NGC 1977, OMC1 y 3 regiones en el *Integral Shaped Filament* en el extremo norte de la nube molecular Orión A. Por otro lado tenemos a OB1d, que está formado por las estrellas de el cúmulo de la Nebulosa de Orión (ONC por sus siglas en inglés) situada en la nube molecular Orión A y por NGC 2024 ubicada en la nube molecular Orión B, son los dos cúmulos más grandes de este grupo que además resulta ser jóven, es decir con edades que van desde 2 Myr (Muench et al., 2008). Es difícil separar estos dos tipos de poblaciones estelares, puesto que no es claro aún si estos dos subgrupos (1c y 1d) representan diferentes poblaciones o más bien son grupos estelares jóvenes y viejos que se formaron en la nube Orión A en diferentes épocas, que desde luego han emigrado.

### 1.1.2 Formación estelar en Orión

Es bien sabido que la formación estelar ocurre cuando zonas de nubes moleculares como Orión colapsan debido a su propia gravedad, es en ese momento cuando se desencadena la formación de estrellas de alta y baja masa. Como ya se dijo, en Orión tales fenómenos están presentes. Por ejemplo el subgrupo OB1d además de contener el cúmulo de la nebulosa de Orión (ONC) y a NGC 2024 como se describió arriba, contiene una docena de pequeños cúmulos y una distribución de estrellas en el fondo que están mas o menos aisladas, que se han formado en núcleos a lo largo de nubes moleculares en Orión. Es el caso de las estrellas formadas en NGC 2068 y NGC 2071 en Orión. Varios miles de estrellas en su mayoría de baja masa, miembros del subgrupo 1d fueron formadas a partir del *Integral Shaped Filament* (Bally et al., 1987) en la parte Norte de la nube molecular Orión A, que contiene como ya sabemos a la Nebulosa de Orión (Johnstone & Bally, 1999). Entonces cerca de 2000 estrellas de baja masa con edades menores a  $10^6$  años están concentradas alrededor de un cúmulo de estrellas masivas denominado el Trapecio en la misma Nebulosa de Orión (Hillenbrand, 1997) ubicada esta última a una distancia de  $436 \pm 20$  pc (O'Dell & Henney, 2008). Hay que subrayar que cientos se están formando en el núcleo denso de OMC2 y en 3 núcleos situados en la parte norte de la Nebulosa de Orión. Hay que decir que hay otro tipo de objetos que se han formado bajo estas circunstancias (proplyds y objetos LL) de los cuales hablaremos más adelante. A pesar de que no se sabe con certeza acerca de todos los miembros de la asociación OB, es probable que entre 5000 y 20000 estrellas se han formado en la región de Orión en los últimos 15 Myr. No obstante las edades y ubicaciones de varios subgrupos en Orión indican que la formación de estrellas, ha sido propagada a través de la nube de Orión de una forma secuencial (Bally, 2008).

Ya desde hace muchos años se tiene conocimiento de que las estrellas fugitivas son comúnmente las estrellas O, raramente se da entre estrellas B y es inexistente en las estrellas de tipo espectral posteriores a las ya mencionadas (Gies & Bolton, 1986; Gies, 1987). En este sentido Orión es una fuente de varias estrellas fugitivas, dentro de estas se incluyen a AE Auriga que tiene una velocidad de  $150 \text{ km s}^{-1}$  y a  $\mu$  Columbae con una velocidad de  $117 \text{ km s}^{-1}$  moviéndose exactamente en direcciones opuestas (Blaauw, 1991). Datos de Hipparcos sobre movimientos propios han mostrado que estas dos estrellas y la colisión de vientos de la binaria de rayos-x  $\iota$  Orionis, estaban ubicadas en la misma posición en el cielo hace más o menos 2.6 Myr (Hoogerwerf et al., 2001). Algunos científicos han argumentado que estas dos estrellas (AE Auriga y  $\mu$  Columbae) junto a  $\iota$  Orionis experimentaron una interacción de cuatro cuerpos que los llevó a sufrir cambios significativos, de tal manera que las estrellas más masivas se volvieron la binaria  $\iota$  Orionis, mientras que en las estrellas menos masivas, la energía gravitacional liberada durante el encuentro lanzó a estas dos estrellas fuera de la región a muy altas velocidades (Gualandris et al., 2004).

Tenemos que los movimientos propios en el cúmulo de la Nebulosa de Orión la sitúan en la interacción de los cuatro cuerpos aproximadamente hace 2.6 Myr. Es así que la presencia de algunas de las estrellas viejas en el cúmulo de la Nebulosa de Orión indican que ha ocurrido formación estelar en esta región. Sin embargo el número de estrellas viejas indican que la formación estelar en el gas para formar la ONC era más suave hace 2.6 Myr. Hay que resaltar que la tasa de formación estelar se ha ido acelerando con el tiempo, culminando recientemente con la formación de un grupo de estrellas masivas conocidas como el Trapecio y este proceso aún continua hasta el día de hoy.

Si se asume que NGC 1980<sup>1</sup> comparte su movimiento a través del espacio con  $\iota$  Orionis, este cúmulo podría haber estado situado en el mismo lugar que el material, del cual más tarde se formaría la Nebulosa de Orión. Esto lleva a pensar que el material del cual se

---

<sup>1</sup>NGC 1980 ha sido asociado con el subgrupo 1c de la asociación OB ubicada justamente en frente de la Nebulosa de Orión y también con la nube molecular Orión A (ver figura 1.1).

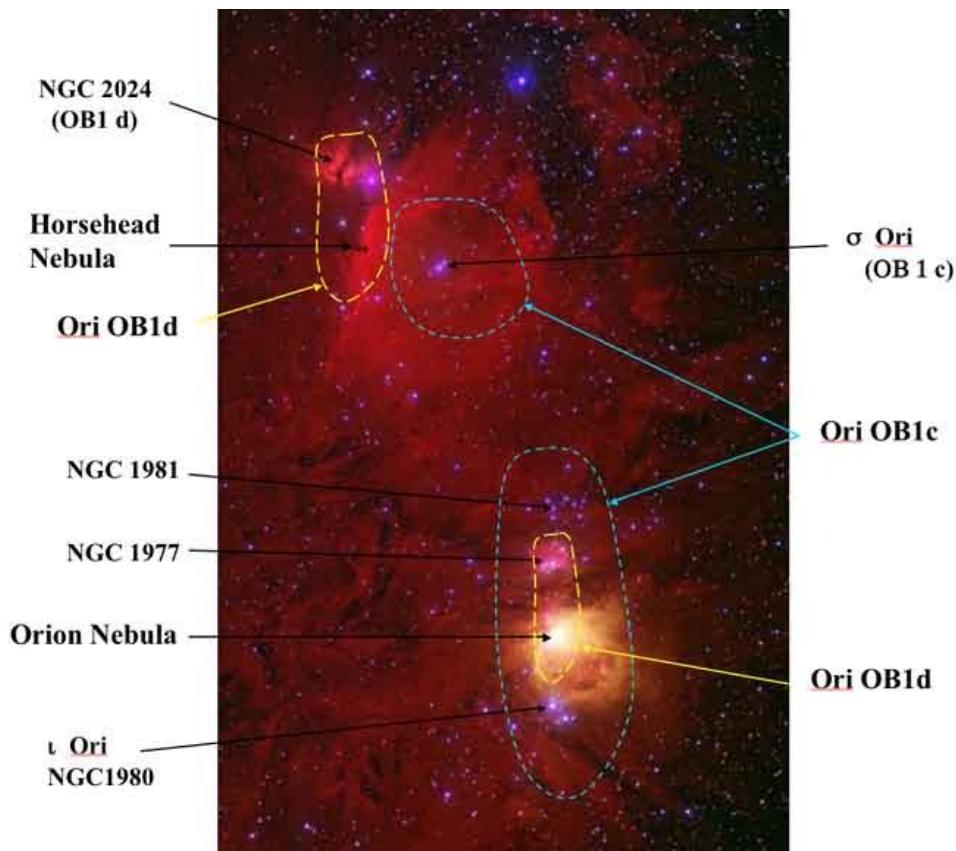


Figura 1.1: Parte sur de Orión que contiene los subgrupos OB1c y OB1d de las asociaciones OB1 de Orión. También se logra apreciar que el subgrupo OB1c parece estar directamente en frente del subgrupo más joven OB1d (Bally, 2008). Otros cúmulos son marcados.

formaron la Nebulosa de Orión y la ONC estaba aparentemente cerca de NGC 1980 hace varios millones de años, sugiriendo que la formación de las mismas estaría desencadenada por las estrellas viejas del cúmulo NGC 1980. Si esto es verdad, las estrellas más viejas de la ONC pueden ser miembros de NGC 1980 y del sub-grupo OB1c.

Las ubicaciones y las edades de los grupos estelares en Orión indican que la formación estelar puede propagarse a través de una nube de una forma no lineal (Bally, 2008). Una primera generación de estrellas desencadena el nacimiento de las posteriores generaciones. Es así que en Orión al parecer el subgrupo 1a fue el primero en formarse, consecuentemente estas estrellas masivas contribuyeron al nacimiento de las 25 Ori y del subgrupo 1b. Posteriormente estas activaron la formación estelar en la *Espada de Orión* al sur,  $\sigma$  Ori en el sureste, y posiblemente  $\lambda$  Ori en el norte, por tanto en los últimos Myr se ha propagado la formación estelar dentro de *Filament Integral Shaped* en la nube molecular Orión A, para formar la Nebulosa de Orión, M43, OMC2, OMC3 y NGC 1977.

### 1.1.3 El papel de las estrellas masivas en la formación estelar

Las estrellas masivas inyectan energía en el medio interestelar a través de su radiación del continuo de Lyman (EUV), de sus vientos estelares y a través de la explosión de supernovas (SN). Ahora, si se usa la función de masa estandar (IMF), entonces la población estimada de estrellas jóvenes en Orión indica que entre 30 y 100 estrellas más masivas que  $8 \text{ M}_\odot$ , se han formado en esta región en los últimos 12 Myr, y muchas de estas estrella han alcanzado la secuencia principal y posteriormente han explotado. Usando la relación edad-masa  $\tau(M) \propto M^{-\beta}$ , con  $\beta = 1.6 \pm 0.15$  en un rango de masas de  $8$  a  $80 \text{ M}_\odot$ , Shull & Saken (1995) han mostrado que estrellas en el subgrupo 1a más masivas que  $13 \text{ M}_\odot$  han explotado. En los subgrupos 1b y 1c, las estrellas con edades promedio de 6 Myr y con masas mayores a  $20 \text{ M}_\odot$ , parecen indicar que también han corrido con la misma suerte. Es así que han habido entre 10 y 20 explosiones de supernovas en la región de Orión en los últimos 12 Myr. Como consecuencia esta energía cinética liberada ( $> 10^{52} \text{ ergs}$ ) ha formado una enorme burbuja de gas de emisión de rayos-x, que se ha extendido creando una cáscara masiva de gas y polvo, conocida como la superburbuja Orión/Eridanus.

La estructura del medio interestelar en la burbuja Orion/Eridanus proporciona evidencias de que la energía liberada por estrellas de alta masa ha alterado profundamente la cinemática, la forma y la estructura del gas en esta región, debido a que la radiación de las asociaciones OB ha provocado que la burbuja se haya inflado un poco más. La emisión de H $\alpha$  traza la ubicación actual del frente de ionización en Orión, además estas bajas densidades del gas se están expandiendo con una velocidad promedio cerca de 10 a 60 Km s $^{-1}$  hacia altas latitudes galácticas y hacia nosotros, este gas se puede ver en absorción y especialmente en el UV.

Por otro lado, si nos situamos en determinadas regiones, por ejemplo donde se situa a la ONC, tenemos que la ionización está dominada por  $\theta^1$  Ori C, que es una de las estrellas masivas y jóvenes que forman el ya mencionado Trapecio. La densidad del gas ionizado decrece desde un pico de densidad electrónica de unos  $10^4 \text{ cm}^{-3}$  en el frente de ionización, puesto que el gas se acelera lejos del frente (Henney et al., 2005). En la parte más brillante de la nebulosa es decir, en el oeste del Trapecio, la capa que emite es delgada ( $< 0.05 \text{ pc}$ ), mientras que la región que emite en el este de la nebulosa es mucho más gruesa ( $\simeq 0.3 \text{ pc}$ ), y esto puede relacionarse fácilmente con la extensión lateral y la distancia de  $\theta^1$  Ori C al frente de ionización. Por otro lado los choques estacionarios que se forman en el frente de los Proplyds cerca de la estrella ionizante (Bally et al., 2000), son un indicativo de que hay una cavidad formada por los vientos de alta velocidad que vienen de esta estrella luminescente. Además la presencia de líneas de He I en absorción en el espectro de las estrellas

del Trapecio (O'Dell et al., 1993; Baldwin et al., 1991) indican que hay baja densidad en las regiones que se encuentran en la vecindad del centro del cúmulo de la Nebulosa de Orión.

**En resumidas cuentas**, se tiene que la presencia de estrellas masivas dispara el nacimiento de futuras generaciones de estrellas, como ha ocurrido en la región de Orión. Por otro lado hemos aprendido que los vientos estelares que son básicamente un flujo de partículas cargadas, que vienen de las estrellas másivas OB, o en el caso particular de  $\theta^1$  Ori C del grupo del Trapecio en el Cúmulo de la Nebulosa de Orión, crean zonas de baja densidad. Además estos vientos estelares interaccionan con el gas de la Nebulosa para formar las ondas de choques, también se da el caso que chocan con otros flujos de gas provenientes de los proplyds en las cercanías de la estrella ionizadora formando los ya mencionados choques estacionarios y con estrellas T Tauri según sea el caso en las partes más alejadas para formar los arcos de emisión. Dichos choques compactan el gas en la nebulosa y crean densidades no homogéneas que provocan el colapso gravitacional de la nube.

## 1.2 Proplyds

La nebulosa de Orión alberga un conjunto de *Objetos Estelares Jóvenes* (YSOs por sus siglas en inglés). Por lo tanto esta nebulosa nos brinda la posibilidad de estudiar las estrellas, que aún están siendo rodeadas por su material primordial. En primera instancia una oportunidad de estudiarlas surge cuando estos objetos son iluminados por una estrella ionizante, en este contexto por  $\theta^1$  Ori C, de tal manera que el gas que rodea a las estrellas será ionizado y como consecuencia este material será visible en las mismas líneas de emisión que la nebulosa. Por otro lado es posible ver la componente del polvo en extinción contra la emisión de la nebulosa, dado que la mayoría de la emisión de la nebulosa viene del fondo de la misma, como ha argumentado O'Dell et al. (2008). Pero no todo termina aquí, puesto que la iluminación de la estrella masiva sobre estos YSOs, no sólo permite verlos, sino que además en el proceso parcial o total de la fotoionización de los mismos, genera un excedente de presión que provoca que el material sea expulsado a través del mecanismo de la fotoevaporación y en este sentido habrá como resultado una destrucción inevitable de sus envolventes. Estas estrellas jóvenes que tienen esa particularidad, es decir características especiales locales de su entorno, se han etiquetado como una subclase dentro de los YSOs y han sido llamados proplyds (un acrónimo para “disco protoplanetario”) (O'Dell & Wen, 1994).

Siendo más rigurosos un proplyd puede ser definido como una estrella de baja masa de presecuencia principal, envuelta en un disco protoplanetario que está siendo fotoevaporado por los fotones ultravioletas (UV) de una estrella masiva. En la Nebulosa de Orión los proplyds son vistos en líneas de emisión como se dijo arriba, con una forma alargada donde uno de sus extremos, que es más ancho que el otro (cabeza del proplyd), apunta en dirección a la estrella  $\theta^1$  Ori C.

### 1.2.1 Descubrimiento

El primero de estos objetos descubierto y posteriormente identificado como proplyd fue LV 2 (167-317) y fue visto en la cercanías del Trapecio. En trabajos posteriores se identificaron un conjunto de seis líneas de emisión no resueltas, en las cercanías del Trapecio (Laques & Vidal, 1979). Hasta el momento no se conocía de manera clara la naturaleza de los proplyds, pero dado que son fuentes de radio compactas de emisión térmica, fueron descubiertos en estudios llevados a cabo por el *Very Large Array* realizados en el interior de la región de Huygens (Garay et al., 1987), por tanto con las interpretaciones de las radio fuentes, fue posible identificar los proplyds (Churchwell et al., 1987). Con la intervención del *Telescopio Espacial Hubble (HST)* se pudo establecer la verdadera naturaleza de los proplyds, ya que con la cámara WFPC2 (O'Dell & Wen, 1994) pudieron obtener imágenes más claras de esta

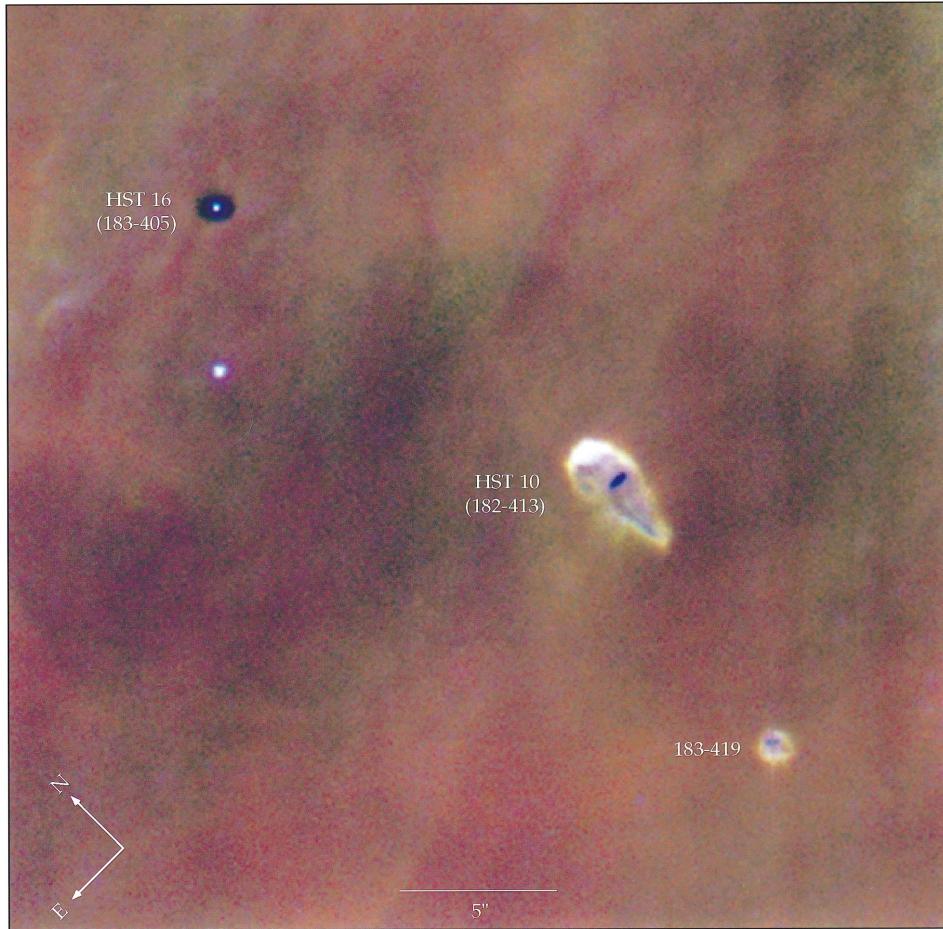


Figura 1.2: Imagen tomada con la Cámara Planetaria (PC) WFPC2-*HST*. Los colores indican las líneas de emisión o filtros usados; verde =  $\text{H}\alpha \lambda 6563$ , rojo =  $[\text{N II}] \lambda 6584$  y azul =  $[\text{O III}] \lambda 5007$  (Bally et al., 1998). En la imagen son perceptibles los proplyds 183-405 y 182-413, además se observa un objeto con emisión algo débil llamado 183-419.

región, como se puede ver en la figura 1.2. En dichas imágenes se pueden apreciar unos objetos cerca de la estrella ionizadora, con una estrella central de baja masa y en algunas ocasiones con una región oscura en el centro.

Como los proplyds emiten radiación en las mismas líneas que la nebulosa, se obtuvo su espectro corregido por la contribución de la radiación provenientes del fondo. Entonces con las primeras observaciones terrestres tomadas con Fabry-Perot (de La Fuente et al., 2003) y el espectrómetro Manchester Echelle Spectrometer del telescopio Isaac Newton (Henney et al., 1997) se lograron obtener espectros de los proplyds muy útiles para su estudio, pero no se tenía mucha confianza en estos espectros debido a la alta corrección que se había hecho por la radiación proveniente del fondo. Más tarde con espectrografía echelle de telescopios terrestres más grandes se produjeron mejores espectros a partir de líneas más fuertes de cuatro proplyds: 170-337 (HST 2), 177-341 (HST 1), 182-413 (HST 10) y 244-440 (Henney & O'Dell, 1999). Posteriormente se obtuvieron observaciones espectroscópicas con una alta resolución espacial del proplyd 167-317 (LV 2) (Vasconcelos et al., 2005). Los objetos 158-327 (LV 6) y 159-350 (HST 3) fueron estudiados con una buena resoluciónpectral en unas

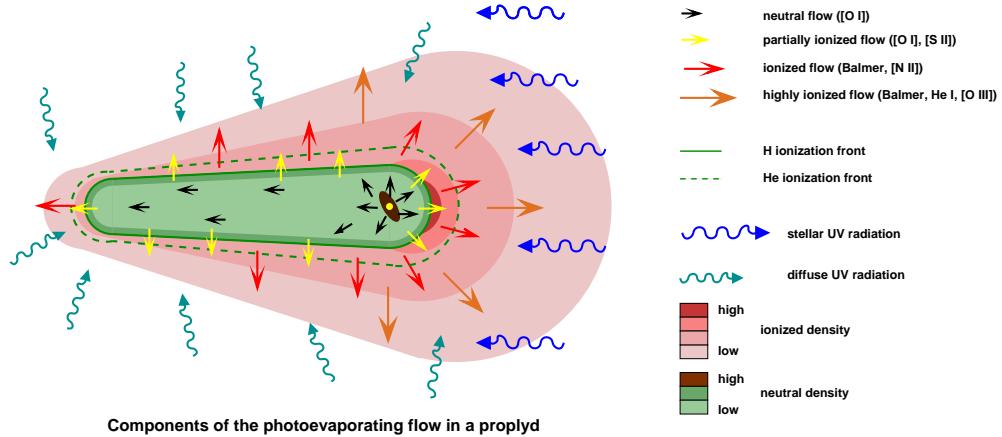


Figura 1.3: Modelo ampliamente aceptado para los proplyds, que básicamente representa un flujo fotoevaporado. Se tiene que el disco protoplanetario de una estrella jóven de baja masa es afectado por los fotones estelares FUV y EUV. En este sentido la radiación FUV penetra en la superficie del disco de acreción generando una tasa de pérdida de masa, implicando con ello que se forme un flujo lento de gas neutro. Este gas neutro funciona como una capa protectora, pues adsorbe la radiación EUV y es así como se forma un frente de ionización que apunta en la dirección de la estrella ionizadora, entonces este frente de ionización no es más que la cabeza del proplyd. La cola del proplyd se forma debido a la fotoevoparación de la parte trasera del disco, por la radiación difusa UV. No obstante el campo de ionización difuso, que es el resultado de la recombinación del hidrógeno a su estado base (Henney & O'Dell, 1999), influye de manera importante en el flujo ionizado de la cola. Claramente se puede ver que un proplyd es semejante a un cometa, aunque su cola no se debe al arrastrado por la presión de radiación como ocurre en los cometas reales.

imágenes de la Faint Object Camera del *HST* (Bally et al., 1998). El más completo estudio realizado sobre LV 2 a una alta resolución, vienen de unas observaciones (Henney et al., 2002) del doblete a 1907-1909 Å de [C III], usando el espectrómetro del *HST/STIS*, este análisis estuvo centrado en el microjet que sale del frente de ionización del proplyd.

### 1.2.2 Modelo estandar de los proplyds

En la sección anterior se ha dicho que la verdadera naturaleza de los proplyds en la ONC fue revelada por observaciones de alta resolución del *HST*, aunque ya anteriormente Churchwell et al. (1987) había escudriñado en su naturaleza con observaciones en el radio. Al comienzo se pensó que la cabeza, se formaba por la interacción de un viento suave proveniente del disco de acreción estelar, con el viento rápido de  $\theta^1$  Ori C. Como a veces suele suceder en la ciencia, este modelo se dejó a un lado, puesto que se estableció que esta parte brillante del proplyd (cabeza), no eran más que frentes de ionización locales (O'Dell & Wen, 1994), en los cuales su brillo superficial disminuía como es de esperarse con la distancia a  $\theta^1$  Ori C.

Es así que el modelo estandar y ampliamente aceptado postula la existencia de un disco de acreción interno de material molecular que está rodeando una estrella jóven de baja masa de presecuencia principal, que a su vez está siendo fotoevaporado por los fotones ultravioletas de una estrella masiva (Johnstone et al., 1998; Henney & Arthur, 1998). Este disco sólo es afectado por la radiación externa en la banda del ultravioleta lejano (FUV,  $\lambda > 912$  Å), es decir radiación con energía menor a los 13.6 eV necesarios para fotoionizar el hidrógeno (ver figura 1.3). Esto ocurre porque la fotodisociación de gas molecular que es calentado y suavemente expulsado a partes externas del disco forma una atmósfera extendida que es ópticamente gruesa a la radiación del continuo Lyman (EUV,  $h\nu > 13.6$  eV;  $\lambda < 912$  Å). En

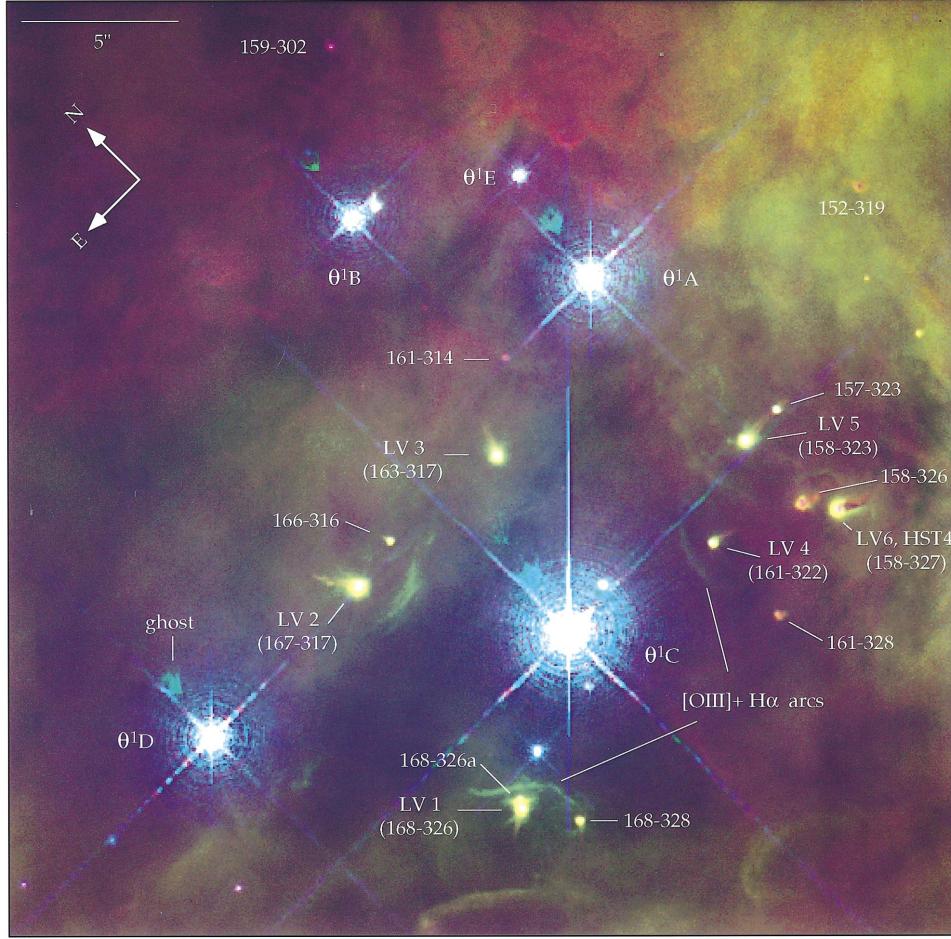


Figura 1.4: Región de la Nebulosa de Orión centrada en el Trapecio, como el resultado de un mosaico de imágenes de la Cámara; WFPC2 del *HST* tomadas durante el ciclo 4 en unas observaciones de la Nebulosa de Orión, usando unos filtros de banda angosta. Los colores indican: verde es  $\text{H}\alpha$ , rojo es  $[\text{N II}]$  y azul es  $[\text{O I}]$ . Imagen tomada del artículo de Bally et al. (1998).

otras palabras los fotones FUV son los responsables de disociar las moléculas y de calentar el gas de la región de fotodisociación (PDR) a  $T \sim 100 - 1000$  K dejando como resultado una estela de material neutro (Johnstone et al., 1998). Lo anteriormente dicho implica que esta atmósfera interna está siendo rodeada por un frente de ionización local, que es más brillante en la dirección en la que se encuentra la estrella ionizante dominante. También tiene una zona con un brillo más débil que tiene la forma de la cola de un cometa, debido a la fotoionización del material por la radiación difusa del continuo de Lyman.

### 1.2.3 Choques de proa asociados a proplyds

Los proplyds que están situados cerca de la estrella masiva  $\theta^1$  Ori C están acompañados por arcos débiles, que son visibles por la emisión de  $[\text{O III}]$  y de  $\text{H}\alpha$ . También se pueden ver por la emisión de polvo de silicato, es decir en el infrarrojo a  $11.7\ \mu\text{m}$  (García-Arredondo et al., 2001; Hayward et al., 1994). A partir de unas imágenes de  $\text{H}\alpha+[\text{N II}]$  del *HST* donde se observan los arcos en estas líneas de emisión, Bally et al. (1998) proponen que estos

arcos trazan la estructura de choques de proa formados por la interacción del viento estelar proveniente de  $\theta^1$  Ori C, con el flujo de material fotoevaporado del frente de ionización de los propyds. La figura 1.4 es una región de la Nebulosa de Orión centrada en el Trapecio, que contiene los primeros objetos descubiertos por Laques & Vidal (1979). Cerca de una docena de proplyds iluminados externamente son visibles en esta imagen, además se logra apreciar que algunos tienen arcos radiativos y que todos tienen un frente muy brillante por las líneas de emisión en dirección a  $\theta^1$  Ori C.

## 1.3 Objetos LL en la Nebulosa de Orión

Los típicos Objetos LL, llamados así por la primera versión de estrellas LL orionis descubierta en la Nebulosa de Orión, son básicamente arcos de emisión (vistos en líneas de emisión) asociados a estrellas jóvenes de baja masa de presecuencia principal situadas en regiones externas de la Nebulosa de Orión (Henney et al., 2013) (ver figura 1.5). El prototipo de estos objetos es la estrella T Tauri LL Ori cuyo arco de emisión fue descubierto hace 36 años (Gull & Sofia, 1979). Posteriormente se identificaron seis objetos más, con características similares (Bally & Reipurth, 2001) y fueron denotados empezando desde LL1 hasta LL7, donde el primero de estos corresponde a LL Ori. La lista de Objetos LL detectados siguió incrementándose, puesto que gracias a datos de líneas de emisión en el óptico ( $H\alpha$  6563 Å, [N II] 6584 Å y [SII] 6716, 6731 Å) del Telescopio Espacial Hubble (HST) (Bally et al., 2000, 2006) se han identificado cerca de 20 objetos. No obstante muchos de estos objetos tienen jets muy colimados que se originan en la estrella T Tauri, que de alguna u otra forma alteran la morfología de los arcos de emisión. Es el caso de LL1 quien posee un jet hipersónico del tipo Herbig Haro conocido como HH 888.

### 1.3.1 Naturaleza de los arcos de proa LL

Los objetos LL Orionis pueden ser interpretados como la interacción supersónica de un viento interno de una estrella T-Tauri, con el flujo ambiental de la Nebulosa, aunque es apresurado pensar en una típica estrella T Tauri como el objeto que proporciona el viento interno, puesto que aún no se conoce con certeza la naturaleza del viento interno, debido a que el flujo fotoevaporado proveniente del disco protoplanetario de un proplyd también es un candidato muy fuerte para el viento interno (en esta tesis se intentarán esclarecer estos argumentos). En una escala más grande el viento externo parece ser originario de la región H II en el núcleo de la Nebulosa de Orión. Esto es debido a que cuando un frente de ionización envuelve un objeto muy denso, se forma un flujo fotoevaporado de gas ionizado con un frente D-crítico (Dyson, 1968). A este flujo de ahora en adelante lo llamaremos flujo de champaña y como han indicado Mellema et al. (2006); ?, este flujo surge durante los procesos de evolución de una región H II dentro de una nube molecular turbulenta.

**Esquema general de los Objetos LL.** La figura 1.6 nos muestra un esquema general de los choques de proa en la Nebulosa de Orión. Los arcos hiperbólicos de los objetos LL se forman debido a que el flujo de Champaña (izquierda), que entre otras cosas es ligeramente supersónico ( $M \simeq 2$ ), choca con un obstáculo (derecha), que en este caso es un flujo también supersónico asociado a una estrella joven de baja masa. No obstante el choque externo es muy radiativo proporcionando con esto, un arco de emisión brillante, es decir muy visible. La naturaleza del obstáculo aún no es clara; puesto que es posible que sea el flujo suave de un gas ionizado proveniente del frente de ionización del Proplyd (panel superior derecho de la figura 1.6) o podría ser el viento de una estrella T Tauri (panel inferior derecho de la figura 1.6).

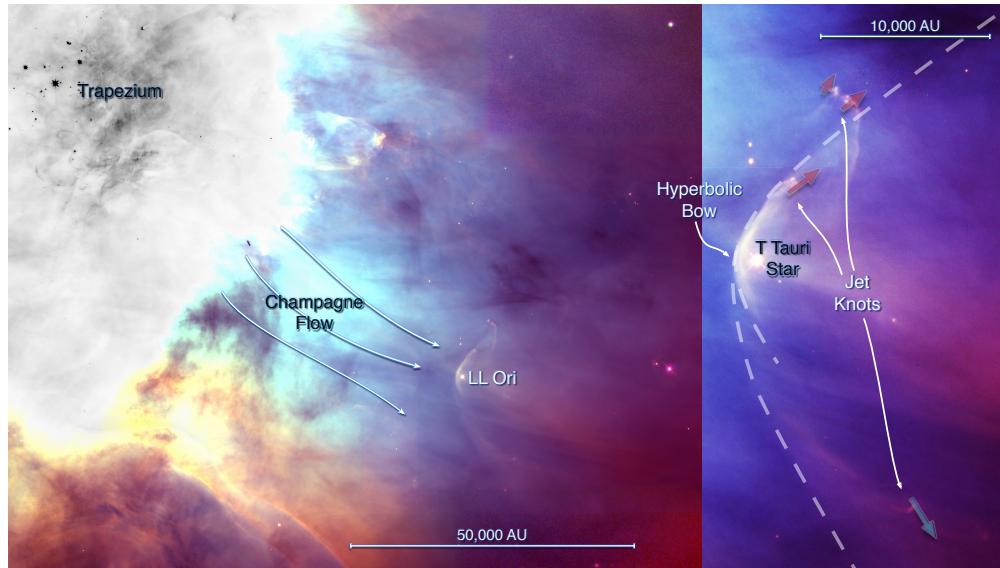


Figura 1.5: *Izquierda.* Ubicación de LL Ori en el suroeste de la Nebulosa de Orión. Esta imagen es el resultado de la combinación de observaciones del HST-WFPC2 (O'Dell & Wong, 1996) con los filtros:  $\text{H}\alpha \lambda 6563$  (verde),  $[\text{N II}] \lambda 6584$  (rojo) y  $[\text{O III}] \lambda 5007$  (azul). Hay una región de saturación en el Trapecio y esta aparece en color blanco siendo una imagen superpuesta de  $\text{H}\alpha$ . *Derecha.* Es una ampliación de la zona donde se encuentra LL Ori. Se puede ver el hiperbólico choque de proa, que se forma debido a la interacción de un viento de una estrella T Tauri, con el flujo de champaña de gas ionizado proveniente del núcleo de la Nebulosa de Orión. También se puede apreciar un objeto HH (jet) asociado a la estrella T Tauri, en el cual el choque de este tiene movimientos propios (Henney et al., 2013) y una velocidad radial (flecha de color). Las velocidades de las alas del choque es de  $\sim 20 \text{ km s}^{-1}$ , mientras que la velocidad del jet es muy superior ( $60 - 120 \text{ km s}^{-1}$ ). Imagen de William Henney.

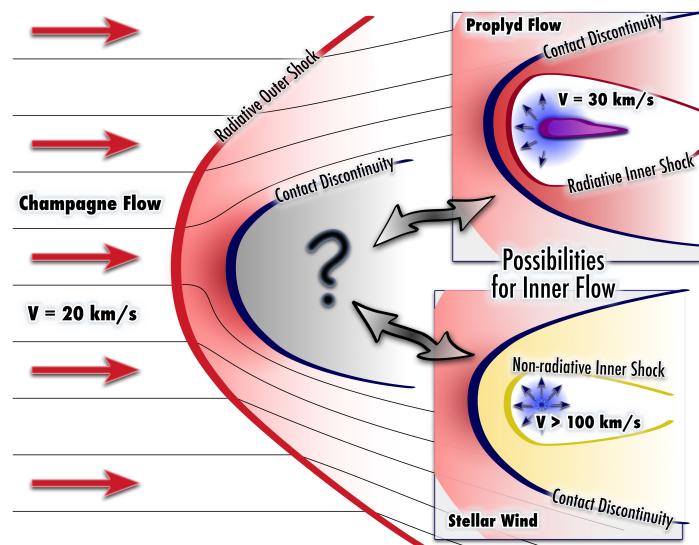


Figura 1.6: Esquema general de los Objetos LL. Imagen de William Henney.

## 1.4 Choques de proa estacionarios en la Nebulosa de Orión

**La zona chocada.** En general se dice que los choques de proa de los objetos LL y de los proplyds son estacionarios, debido a que no se les han detectado movimientos propios y además muestran pequeñas velocidades radiales. Por otro lado, la región chocada es ancha debido a que la interacción de dos vientos provocando que se forme un doble choque. Entonces tenemos un arco interno y un arco externo separados por una cierta distancia. Ahora, si uno de estos choques es fuertemente radiativo será visible un arco de emisión. Si este es el caso, el choque podría considerarse isotérmico, puesto que la zona de enfriamiento detrás del choque es muy pequeña cuando el flujo es medianamente supersónico ( $20 - 60 \text{ km s}^{-1}$ ) y la densidad es alta (mayor a unos cientos  $\text{cm}^{-3}$ ), es decir que el enfriamiento es eficiente. Este fenómeno es comparable a lo descrito por Henney (2002) en la interacción de los vientos de dos proplyds; cuando la temperatura del gas en la cáscara chocada se eleva por la termalización de la energía cinética pre-choque, dando como resultado un aumento en las emisiones, puesto que la energía térmica se irradia y el gas retorna nuevamente a su estado de equilibrio. En el caso particular de LL1, la emisión en la cáscara chocada en equilibrio está dominada por líneas de recombinación tales como  $\text{H}\alpha$ , mientras que para las líneas excitadas colisionalmente dominan las de [O III] en los objetos cerca del Trapecio y las líneas de [N II] en los arcos LL donde las líneas de [O III] son débiles.

**Dos poblaciones de choques de proa.** Los choques de este contexto se han dividido en dos grupos: El primer grupo corresponde a los clásicos choques de proa de los proplyds (Robberto et al., 2005; Bally et al., 1998), de estos objetos se ha hablado con más detalle en §1.2.3. El segundo grupo corresponde a los típicos arcos hiperbólicos LL (ver figura 1.7). En el caso de los proplyds que están situados en las proximidades del Trapecio, el choque de proa externo no es visible porque este se produce por la interacción con un viento muy rápido y de baja densidad ( $n \sim 1 \text{ cm}^{-3}$ ) de una estrella O, dando como resultado que la cáscara externa sea no-radiativa. El arco interno si es visible, dado que el choque interno se forma a partir de un flujo de gas muy denso ( $10^3 - 10^4 \text{ cm}^{-3}$ ) y ligeramente supersónico ( $M \simeq 3$ ) proveniente del frente de ionización del proplyd. En el caso de los arcos hiperbólicos, se tiene que están ubicados en regiones externas de la nebulosa, es decir están mucho más lejos del Trapecio, incurriendo en el hecho de que el arco exterior de la región chocada sea radiativo, por tanto en este domina la emisión. Otra característica diferenciadora de sus semejantes los proplyds, es que los arcos de estos tienden a ser más abiertos.

### 1.4.1 Choques de proa producidos por Objetos HH y su relación con los Objetos LL

La importancia de hablar de los jets Herbig Haro en este trabajo radica en dos particularidades. En primer lugar, no se debe confundir los choques de proa de los objetos LL con los choques de proa producidos por los jets HH. Se tiene que los choques de los objetos Herbig Haro, a diferencia de los arcos LL, son producidos por la interacción de un jet colimado de material que se mueve a altas velocidades<sup>2</sup>, con el ambiente de gas nebuloso (O'Dell & Wen, 1994). Además de eso los choques HH muestran grandes movimientos propios y altas velocidades radiales. En segundo lugar, varios objetos LL tienen jets muy colimados, lo cual a primera vista sugiere que estos le dan la forma a los arcos LL, pero recientes estudios han mostrado que en el caso de LL1, la cinemática del choque de proa y del jet Herbig Haro (HH 888) no coincide, puesto que si el choque de proa está relacionado con el jet, entonces se esperaría que la anti-simetría del jet, estaría reflejado en la cinemática del choque de

<sup>2</sup>Estos jets probablemente se originan en un objeto estelar joven.

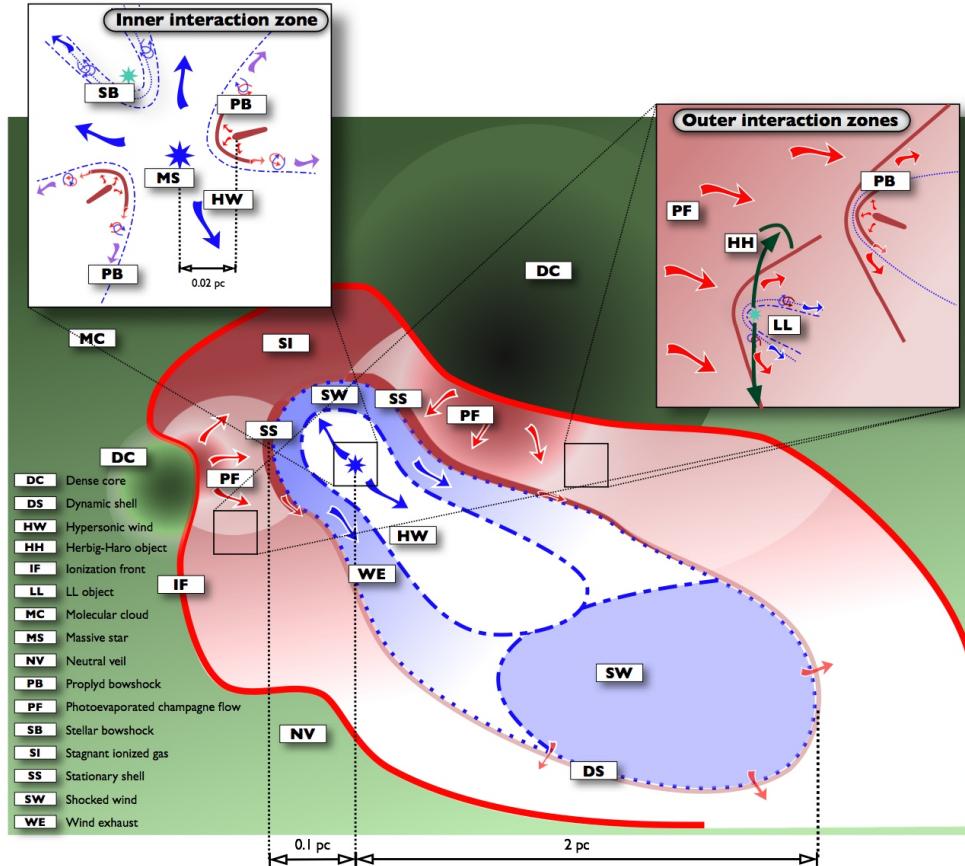
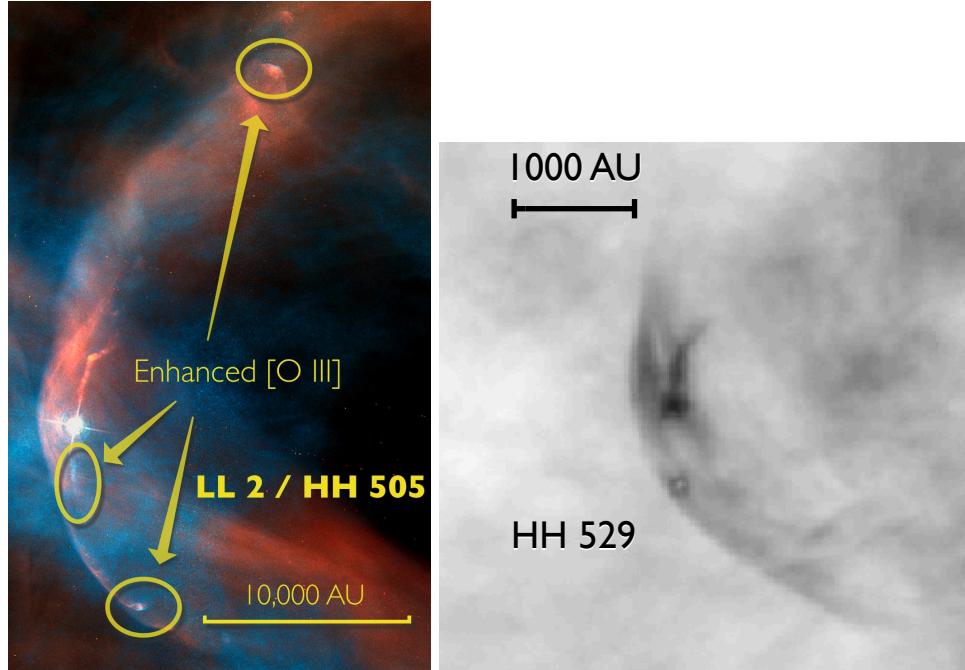


Figura 1.7: Esquema de la interacción de los vientos en la Nebulosa de Orión. La región de color verde corresponde a gas molecular neutro cuya temperatura oscila entre los 50 y los 1000 K. La zona roja es el gas fotoionizado, ahí la temperatura es de aproximadamente  $10^4$  K y las densidades van de  $10^2$  a  $10^4 \text{ cm}^{-3}$ . Por último el color azul representa el material del viento estelar con  $T \geq 10^6$  K y  $n \sim 1 \text{ cm}^{-3}$ . Las flechas hacen referencia al flujo de gas transónico y supersónico, por otro lado los choques de proa radiativos son ilustrados por las líneas rojas oscuras y gruesas, mientras que los choques no-radiativos son ilustrados por la línea discontinua azul y la línea de puntos también azul indica la discontinuidad de contacto. Los choques de proa ocurren en dos regiones de la nebulosa: una zona interna de interacción (cuadro izquierda arriba), donde los choques de proa externos se producen debido al viento hipersónico de una estrella masiva ( $V \sim 1000 \text{ km s}^{-1}$ ) y una zona externa de interacción (cuadro derecha arriba), donde los choques externos se forman debido al flujo ligeramente supersónico y photoevaporado de champaña ( $V \sim 20 \text{ km s}^{-1}$ ). El choque externo es no-radiativo en la zona interna de interacción pero radiativo en la zona externa de interacción. Esto sugiere que el choque de proa interno es radiativo cuando el viento interno es un flujo de gas photoevaporado de un proplyd. (Imagen de William Henney).

(a)



(b)

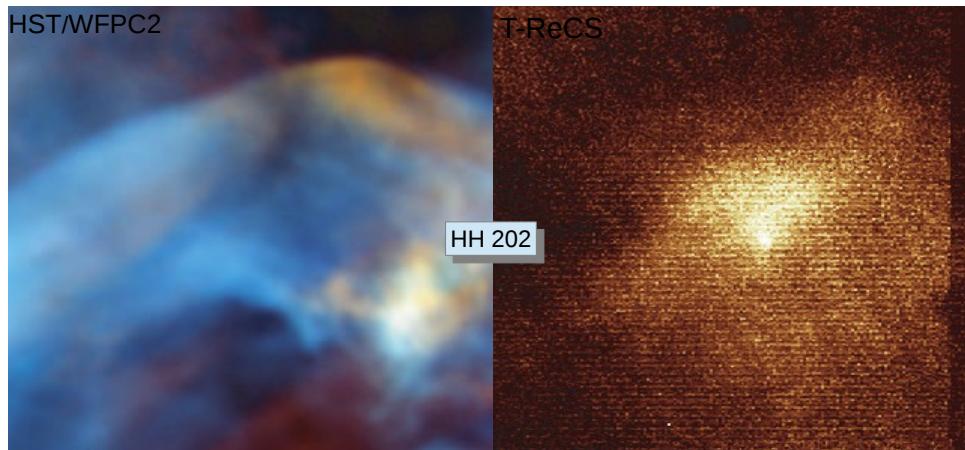


Figura 1.8: (a) *Izquierda.* En la imagen se observa otro de los ya estudiados objetos LL en Orión. Es básicamente la estrella T-Tauri IX Ori ubicada en una región lejana en el oeste de la Nebulosa de Orión, con su choque de proa asociado (LL 1) y su jet bipolar HH 505. También son visibles regiones de emisión de [O III]. *Derecha.* Superficie de trabajo producida por un jet hipersónico muy colimado conocido como HH 529. Tienen altas velocidades radiales ( $50 - 100 \text{ km s}^{-1}$ ) y también altos movimientos propios perpendiculares al arco (Imágenes de Henney). (b) Choque de proa de un objeto HH conocido como HH 202, (izquierda) del HST-WFPC2 y (derecha) a  $11.7 \mu$  (T-ReCS). Se tiene que en la imagen del HST los colores indican: verde H $\alpha$ , rojo [N II] y azul [O III] (Smith et al., 2005).

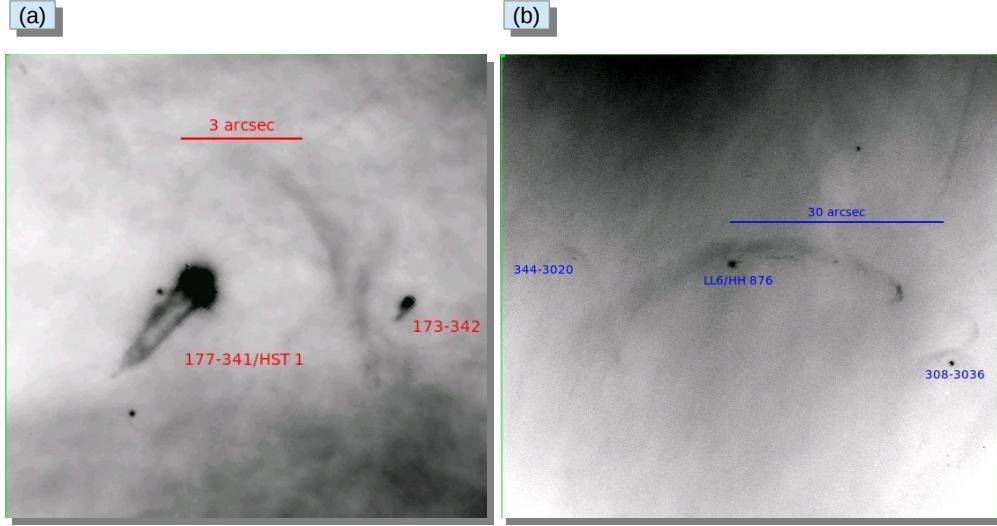


Figura 1.9: Tipos de choques estacionarios en la Nebulosa de Orión. (a) Choques de proas asociados a proplyds; el choque se forma por la interacción de un flujo de gas photoevaporado que viene del proplyd a una velocidad entre  $30\text{-}40 \text{ km s}^{-1}$ , con un viento que viaja a una alta velocidad ( $> 1000 \text{ km s}^{-1}$ ) desde una estrella masiva del Trapecio. En la imagen aparecen los proplyds 177-341 y 173-342. También se observa un choque formado por la interacción de los vientos de dos proplyds. (b) Arcos hiperbólicos LL; el choque se forma debido a la interacción de un flujo de champaña de baja velocidad ( $\simeq 20 \text{ km s}^{-1}$ ) con un viento estelar que viene de una estrella T-Tauri o de un proplyd. Estas imágenes son tomadas de las observaciones del HST-ACS usando el filtro f658n, es decir de  $\text{H}\alpha + [\text{N II}]$  y se observan los objetos: LL 6 con su respectivo jet HH 876, 308-3036 y 344-320.

proa, pero esto no se observa. En cambio se observa que la cinemática del arco de proa en LL1 es muy simétrica, con un corrimiento al azul siendo visto en ambos lados del eje. En LL2 el choque de proa muestra un gradiente de velocidad a través del eje, pero es opuesto en sentido al que se observa en el jet. Es decir, que la cáscara está más desplazada hacia el rojo en el lado donde el jet está desplazado hacia el azul. (ver figura 1.5 y figura 1.8 arriba izquierda). Esto parece indicar que los choques hiperbólicos son independientes de los jets Herbig Haro (Henney et al., 2013). Decimos esto porque en algunos casos las alas de los arcos sí están asociadas a los jets HH, como parece ser el caso de LL 6 en la figura 1.9, donde no es claro si las alas de su choque son generadas por el jet que se origina en la estrella de presecuencia principal.

#### 1.4.2 Notación de los objetos LL y de los proplyds

Como ya se ha sugerido anteriormente, O'Dell & Wen (1994) estudiaron muy a fondo los proplyds y junto a ello idearon una nomenclatura, dicha notación está basada en la posición de la estrella en el cielo. En este sentido, las coordenadas en ascension recta y declinación de la estrella central son las piezas clave para la designación del proplyd. Si tenemos el proplyd con las coordenadas (A.R., DEC) = (5:35:17.67, -5:23:41.0), entonces este tendrá por nombre 177-341. En este orden de ideas la notación de los objetos LL y proplyds descritos en este estudio se basa en la configuración ya mencionada. Además hemos utilizado este procedimiento para designar la nomenclatura de los arcos LL o choques de proa de proplyds que hemos identificados (nuevos) en la Nebulosa de Orión, que entre otras cosas 20 de estos objetos de 73 no han sido reportados previamente en la literatura.

## 1.5 Estructura de la tesis

La tesis está organizada de la siguiente forma. En el capítulo 2 presentamos una descripción de las observaciones empleadas en este trabajo, por tanto se discuten las características de las cámaras ACS y WFC2 al bordo del *HST* y las observaciones realizadas en diferentes filtros. En el capítulo 3 se describen las mediciones de las formas de los arcos de proa, en los cuales se han ajustado círculos para determinar los parámetros observacionales: radios de los choques de proa, radios de curvatura y ancho de la cáscara chocada. También en este capítulo se describe la metodología utilizada en las mediciones realizadas sobre los valores de la emisión de H $\alpha$  + [N II], de sólo H $\alpha$  y de sólo [N II]. Presentamos las técnicas empleadas para hacer las calibraciones del flujo de H $\alpha$  y [N II] en los diferentes filtros y mostramos los procedimientos usados para realizar la corrección del brillo superficial de H $\alpha$  por la contaminación de [N II] y por extinción. En el capítulo 4 presentamos el catálogo completo y las respectivas imágenes de los 73 arcos radiativos que hemos detectado en la Nebulosa de Orión de los cuales 20 son nuevos. Se muestran los resultados de las modelaciones de las observaciones, donde presentamos las formas, tamaños, ancho de la cáscara y posiciones de nuestros objetos. Además se ilustran las orientaciones de los arcos de proa y se analizan los tipos de poblaciones de arcos de proa mediante una comparación de la distribución de las posiciones de estos con la distribución de las estrellas y los proplyds en el cúmulo de la Nebulosa de Orión.

En el capítulo 5 se ilustra la derivación teórica de los parámetros físicos en nuestros objetos, esto es la densidad en la cáscara de los arcos, presión térmica en la cáscara, presiones hidrodinámicas de los flujos tanto internos como externos en función de los parámetros observacionales medidos previamente, utilizadas posteriormente para determinar el flujo de momento de estos dos flujos usando además la suposición de que la cáscara está en equilibrio. En este capítulo se ilustran los procedimientos utilizados para demostrar que la cáscara está en equilibrio térmico a la misma temperatura que la nebulosa y que la emisión del gas calentado por el choque (gas en la zona de enfriamiento) se puede despreciar. Esta demostración fue necesaria para determinar la densidad promedio en la cáscara a partir del brillo superficial de H $\alpha$ . Luego presentamos los resultados de los cálculos realizados sobre los parámetros físicos mencionados anteriormente (densidades, presiones y flujos de momento), usando las relaciones obtenidas mediante el tratamiento teórico. Por último, el capítulo 6 es un compendio de las conclusiones planteadas mediante el análisis de las observaciones y de las conclusiones realizadas a partir de las estimaciones de los parámetros físicos que gobiernan los arcos de proa y subsecuentemente la naturaleza de los flujos que intervienen para formar los choques. Además en este capítulo se presentan algunos temas que se estudiarán en el futuro.

## Capítulo 2

# Descripción de las observaciones empleadas

Para este estudio se usaron observaciones de archivo del *Telescopio Espacial Hubble (HST)*, debido a que este nos brinda unas imágenes con una excelente resolución angular, permitiéndonos estudiar de manera efectiva una gran cantidad de objetos estelares, tales como los objetos LL y los arcos de los proplyds en la Nebulosa de Orión, los cuales presentan fuertes líneas de emisión de  $\text{H}\alpha \lambda 6563$  y  $[\text{O III}] \lambda 5007$ , en la tabla 2.1 se muestran las cámaras, filtros y demás características de las observaciones de las cuales se obtuvieron las imágenes usadas en este estudio. Es así que en las imágenes tomadas por el *HST* los choques de proa resultan ser más visibles en el óptico que en cualquier otras líneas de emisión, puesto que en la cáscara chocada domina la emisión de líneas de recombinación tales como  $\text{H}\alpha$  y para el caso de líneas generadas a partir de la excitación por colisión dominan esencialmente las de  $[\text{O III}]$ .

Por tanto en este trabajo se han usado las imágenes de la cámara *Advanced Camera Survey* a bordo del *Telescopio Espacial Hubble (HST)* por sus siglas en inglés) como parte del Programa GO-9825 con investigadores principales Bally et al. (2006), para identificar los objetos LL y trazar la forma de los choques de proa. Esta cámara cuenta con el filtro F658N lo que indica que son imágenes de  $\text{H}\alpha + [\text{N II}]$ . La importancia de utilizar estas observaciones radica en que estas imágenes tienen una buena señal a ruido, debido a que manifiestan grandes tiempos de exposición, permitiéndonos analizar óptimamente las fuentes que se desean estudiar. No obstante una de las desventajas es que no tienen una cobertura completa de la Nebulosa de Orión, por ejemplo los objetos LL7 y 4285-458 quedan por fuera de estas imágenes. Otra desventaja palpable de las observaciones, es que dichas imágenes están contaminadas por las líneas de  $[\text{N II}] \lambda 6584$ .

Para solucionar el problema de la falta de cobertura en las imágenes de Bally, se cuenta con unas observaciones de Robberto et al. (2013) las cuales también son de la cámara *Advanced Camera Survey* en su canal *Wide field Channel (ACS-WFC)* (las siglas WFC utilizadas para referirse al canal de la cámara ACS no se debe confundir con WFC del WFPC2, puesto que en este caso significa *Wide Field Camera*), pero con la diferencia de que estas hacen parte del programa Treasury, estas imágenes tienen una cobertura completa de la Nebulosa de Orión y además presentan una alta señal a ruido. Para solucionar el problema de la contaminación por  $[\text{N II}]$ , como veremos en este capítulo contamos con unas observaciones de la cámara *Wide Field and Planetary Camera 2 (WFPC2)* también de Robberto, puesto que albergan la ventaja de que tiene el filtro F656N que sólo deja pasar las líneas de  $\text{H}\alpha$  con una contaminación mínima de la línea de  $[\text{N II}]$  como se puede ver en la figura 2.1, así que estas son imágenes de  $\text{H}\alpha$ . La resolución de las imágenes de esta cámara es muy baja, los pixeles de los detectores son más grandes por un factor de  $\sim 2$  en comparación al ACS pero el “point-spread function” (PSF) queda igual, entonces no es muestreada adecuadamente en

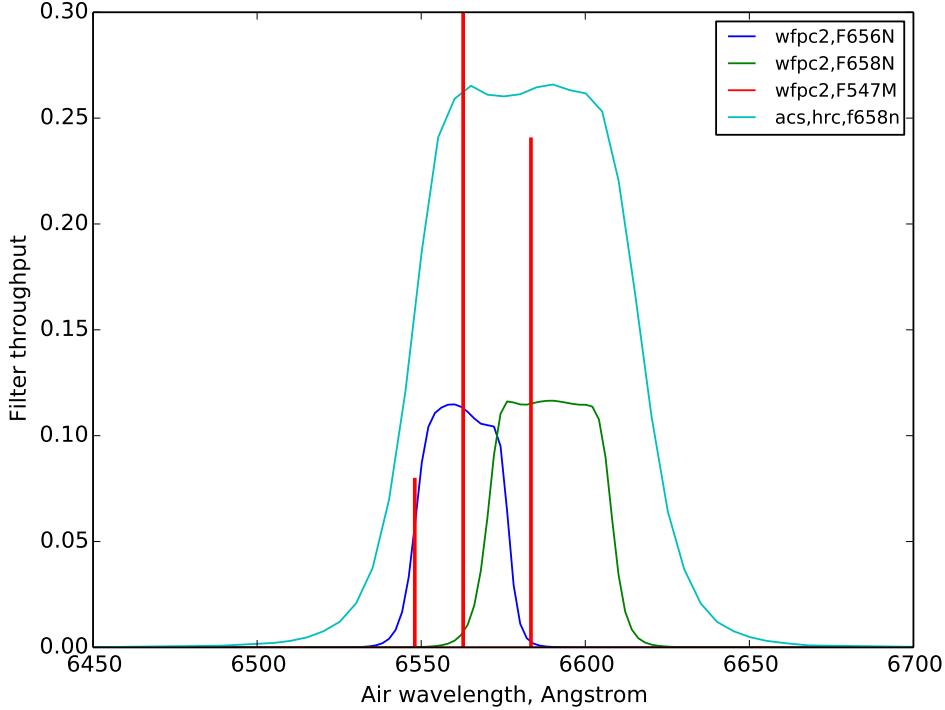


Figura 2.1: Curvas de transmisión de los filtros; F656N y F658N de la cámara WFPC2 y del filtro F658N de la cámara ACS. Las líneas verticales de color rojo representan en el mismo orden las líneas de emisión de: [N II] 6548 Å, H $\alpha$  6563 Å, [N II] 6583 Å.

los pixeles del WF del WFPC2 y esto implica un problema a la hora de sustraer la PFS de un objeto del fondo mucho más débil. Además, la eficiencia del instrumento en comparación al ACS es mucho más baja. Entonces se usarán estas observaciones para separar las líneas de H $\alpha$  de las líneas de [N II] en la observaciones de Bally, puesto que necesitaremos el brillo superficial de H $\alpha$ , para determinar la densidad electrónica y presión térmica en la cáscara chocada de los objetos LL y proplyds.

Por último, contamos con las observaciones de unos viejos mosaicos de la cámara WFPC2 como parte del programa GTO-5085. Además de las desventajas de esta cámara mencionadas arriba, otra desventaja que tienen estas observaciones es que la cobertura es más restringida, particularmente las observaciones del PC que solo cubren el centro de la nebulosa con un radio menor a medio minuto de arco aproximadamente. Pero estas tienen la ventaja que con la implementación de los filtros f656n y f658n en este programa, se obtuvieron imágenes de H $\alpha$  y [N II] separadamente, útiles para hacer la corrección del flujo de H $\alpha$  por la contaminación de [N II] y para la verificación de la calibración del flujo. En este programa se tomaron imágenes del continuo usando el filtro f547m, utilizamos estas imágenes porque algunos de los arcos se ven mejor con este filtro. Finalmente, tenemos un mosaico de unas imágenes de [O III], obtenidas mediante el uso del filtro f502n durante las visitas del *HST*, estas imágenes nos van a permitir ver los objetos de alta ionización en las regiones cercanas del Trapecio donde las estrellas son más débiles comparadas con los arcos vistas con este filtro. Otra utilidad de usar estos datos más antiguos es que nos permite distinguir entre los arcos estacionarios y los ecos de objetos HH por su movimiento propio. A continuación daremos una descripción más detallada del juego de observaciones utilizadas en esta tesis.

Cuadro 2.1: Observaciones de las cámaras ACS y WFPC2

Instrumento	Filtro	Programa	Línea de emisión	Tiempo de exposición (s)
ACS-WFC	F658N (Banda ancha)	GO-9825	H $\alpha$ + [N II]	500
ACS-WFC	F658N (Banda ancha)	Treasury	H $\alpha$ + [N II]	340
WFPC2	F656N (Banda angosta)	Treasury	H $\alpha$	400
WFPC2	f658n	GTO-5085	[N II]	500
WFPC2	f656n	GTO-5085	H $\alpha$	200
WFPC2	f502n	GTO-5085	[O III]	200
WFPC2	f547m	GTO-5085	Continuo	50

## 2.1 La cámara ACS-WFC, El programa GO-9825 y el filtro F658N

La cámara ACS-WFC está basada en un mosaico de dos detectores CCD de  $2048 \times 4096$  pixel. La óptica del instrumento ofrece una escala espacial de aproximadamente  $50 \text{ mas pixel}^{-1}$ , correspondiendo a un campo de visión de  $202'' \times 200''$ . Junto con esta cámara se cuenta con la presencia del filtro F658N ( $H\alpha + [N II]$ ), el cual está destinado al mapeo del material circunestelar de las estrellas con la más alta resolución posible, sobre todo para discriminar fuentes extendidas y evaluar la presencia de emisión circunestelar (Robberto et al., 2013).

En primer lugar hemos trabajado con las imágenes de Bally et al. (2006), las cuales son observaciones que han sido obtenidas con la cámara *Wide Field Channel* (WFC) del ACS a bordo del *HST*, durante el ciclo 12 del programa GO-9825, donde se obtuvieron 26 imágenes que cubren gran parte de la Nebulosa de Orión, cada imagen fue tomada durante una órbita del *HST*. Las áreas cubiertas fueron observadas usando el filtro F658N ( $H\alpha + [N II]$ ) y tiempos de exposición de 500 s por punto observado en la nebulosa. Dos posiciones, separadas por  $96''.8$  en el eje-y de los detectores del ACS fueron observados durante cada órbita (Bally et al., 2006), correspondiendo a un campo de visión de aproximadamente  $200'' \times 300''$  para cada imagen resultante (Bally et al., 2006). En este sentido las distintas imágenes de la Nebulosa de Orión tomadas durante las 26 órbitas cubrieron un área total de aproximadamente  $415 \text{ arcmin}^2$ . La figura 2.2 muestra la ubicación de cada uno de los 26 campos (visitas) del ACS, donde se han superpuesto en una imagen de [S II] tomada por el telescopio reflector Mayall ubicado en Kitt Peak cerca de Tucson, para mayor información ver el artículo de Bally & Reipurth (2001). Cada rectángulo representa un campo de cada visita del *HST*.

La importancia de utilizar las imágenes de Bally radica en que la señal a ruido es muy buena, debido a que tienen tiempos más largos de exposición, con esto lograron que el detector CCD recojiera el mayor número de fotones posibles por pixel, implicando que la señal sea muy alta en comparación al ruido. Para nuestro trabajo vamos a utilizar estas imágenes para trazar la forma de los arcos de proa radiativos de las estrellas LL Ori, puesto que en estas imágenes se logran ver de manera clara los límites de la cáscara chocada y también las utilizaremos para determinar el brillo superficial de H $\alpha$ .

Por otro lado, como ya se dijo arriba esta cámara (ACS) contiene el filtro F658N, el cual es un filtro de banda ancha (50Å), que permite obtener imágenes de H $\alpha + [N II]$ , donde principalmente domina las líneas de H $\alpha$  y en menor grado las líneas de [N II]. Por último es importante señalar que de los 26 campos del ACS-F658N que mapean la región, nuestros objetos se encuentran distribuidos en los campos: 01, 02, 06, 07, 08, 09, 14, 16, 17 y 24. En la figura 2.3 se muestra como es la apariencia de uno de estos campos (visita) de la cámara ACS.

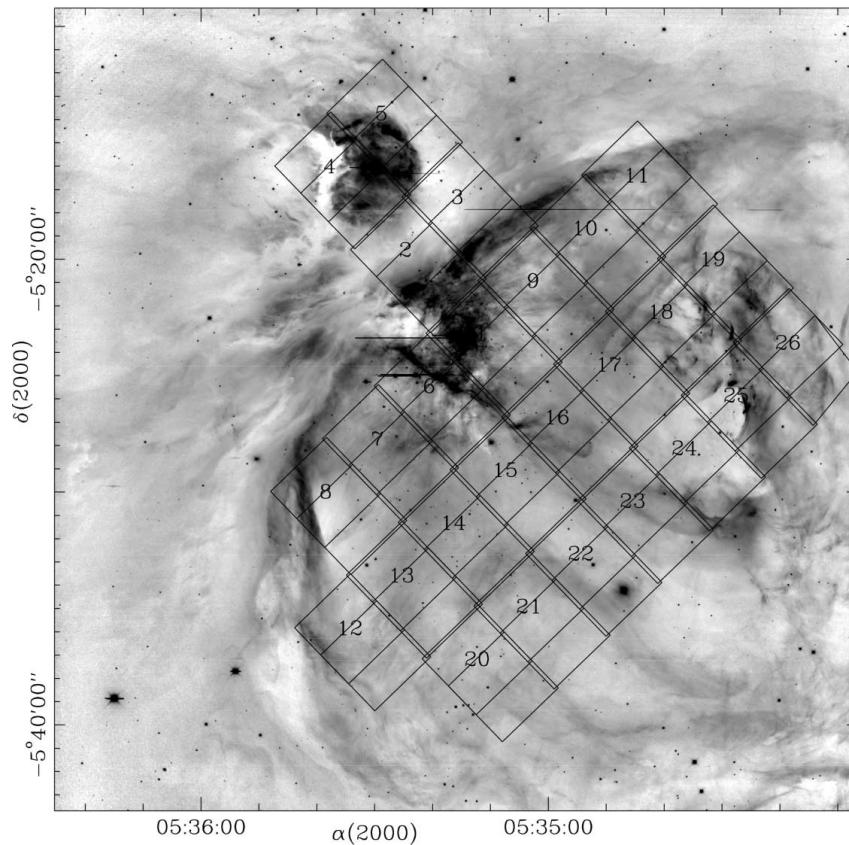


Figura 2.2: Posiciones de los 26 campos del ACS observadas con el *HST* durante el ciclo 12 del programa GO-9825, superpuestas en una imagen de [S II] obtenida con un mosaico de detectores CCD del telescopio reflector Mayall situado en Kitt Peak, Arizona. Los rectángulos representan las imágenes CCD del ACS con un tamaño de  $2046 \times 4096$  pixel cada uno. Esta imagen es tomada de Bally et al. (2006).

## 2.2 Programa Treasury del Telescopio Espacial Hubble

El Programa Treasury del *HST* descrito en el artículo de Robberto et al. (2013), fue destinado para el estudio de las componentes estelares de la ONC en las longitudes de onda del visible. El programa se basa en un total de 104 órbitas (ciclo 13), cubriendo las regiones más brillantes de la Gran Nebulosa de Orión en el rango del espectro electromagnético del óptico, usando filtros de banda ancha para obtener la fotometría más precisa del mayor número posible de objetos de baja masa de presecuencia principal. Las cámaras a bordo del *HST* usadas para este fin son: la ACS-WFC, la cámara WFPC2 y la Near-Infrared Camera and Multi-Object Spectrograph (NICMOS). Las imágenes de esta última cámara no son consideradas en este estudio.

**La cámara ACS-WFC y el filtro F658N.** Con la cámara ACS como parte del Programa Treasury se tomaron imágenes en el óptico (estRICTAMENTE hablando de  $\text{H}\alpha$ ) de la Nebulosa de Orión cubriendo un área total de 627 arcmin<sup>2</sup> (correspondiendo a 904 Mpix aproximadamente) como resultado de las 104 visitas del *HST*, usando el filtro F658N y a diferencia de las observaciones de Bally un tiempo de exposición de 340 s. En la figura 2.4 se logran ver las posiciones de los campos de la cámara ACS del Programa Treasury superpuestos en una imagen de la Nebulosa de Orión.

**La cámara WFPC2 y el filtro F656N-H $\alpha$ .** La cámara WFPC2 actualmente remplazada por la Wide Field Camera 3 usó 4 CCDs de 800 × 800 pixel a bordo del *HST*. Tres de esos detectores comprenden la *Wide Field Camera* (WFC) y tomaron imágenes de 150'' × 150'' con una resolución espacial de 100 mas pixel<sup>-1</sup>. El campo de visión de estas imágenes tienen forma de “L”. El cuarto detector conocido como la Cámara Planetaria (PC) tomó imágenes más pequeñas esto es de 34'' × 34'' correspondiendo a una escala espacial de 46 mas pixel<sup>-1</sup> y su campo de visión son campos cuadrados (McMaster & et al., 2008). Un compendio de imágenes de Robberto tomadas con la WFPC2 han de brindar otra oportunidad de estudiar los arcos LL de la Nebulosa de Orión. Puesto que ha tomado un conjunto de imágenes que cubren en su mayoría a la Nebulosa de Orión a diferencia de las imágenes de Bally que no tienen una cubertura total de la misma. Se han usado 104 órbitas del *HST* para dicho fin, como parte del Programa Treasury (Robberto et al., 2013). En la figura 2.5 se pueden apreciar los campos (visitas) del WFPC2, que entre otras cosas cubren un área total de 570.5 arcmin<sup>2</sup>. El tiempo de exposición se puede ver en la tabla 2.1.

Uno de los filtros usados en este ambicioso programa es el filtro F656N. Este es un filtro de banda angosta de  $\text{H}\alpha$ , que sólo permite el acceso de estas líneas ( $\text{H}\alpha \lambda = 6563 \text{ \AA}$ ), dejando que sólo pase una mínima cantidad de la radiación de [N II] ( $\lambda = 6583 \text{ \AA}$ ), que en este estudio consideraremos despreciable. Entonces para este trabajo usamos las observaciones de Robberto et al. (2013) (WFPC2) debido a que estas imágenes son sólo de  $\text{H}\alpha$ . La idea de usar las imágenes de la cámara WFPC2-F656N permite que sea posible separar las emisiones de  $\text{H}\alpha$  de [N II] en las imágenes de Bally. Subsecuentemente podremos utilizar estas imágenes de ACS corregidas por [N II] para determinar parámetros astrofísicos tales como el flujo de momento de los arcos de proa y esto es porque las observaciones de Bally tienen mejor señal a ruido como se dijo arriba.

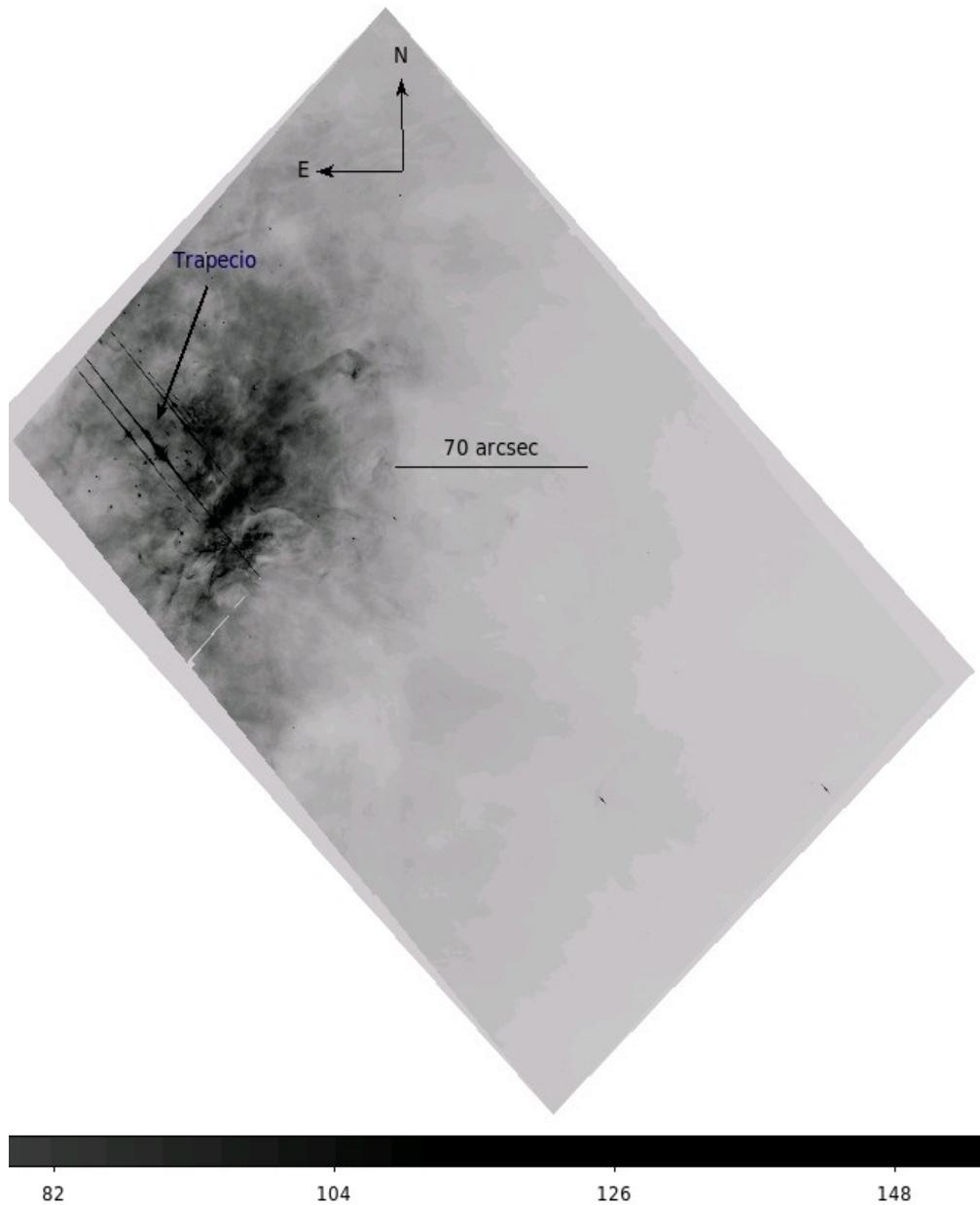


Figura 2.3: Campo 01; que corresponde a una imagen de H $\alpha$ +[N II] observadas con el *HST* durante el ciclo 12 del programa GO-9825, usando el filtro de banda ancha F658N, en ella se puede apreciar el Trapecio y algunos choques de proa en sus cercanías.

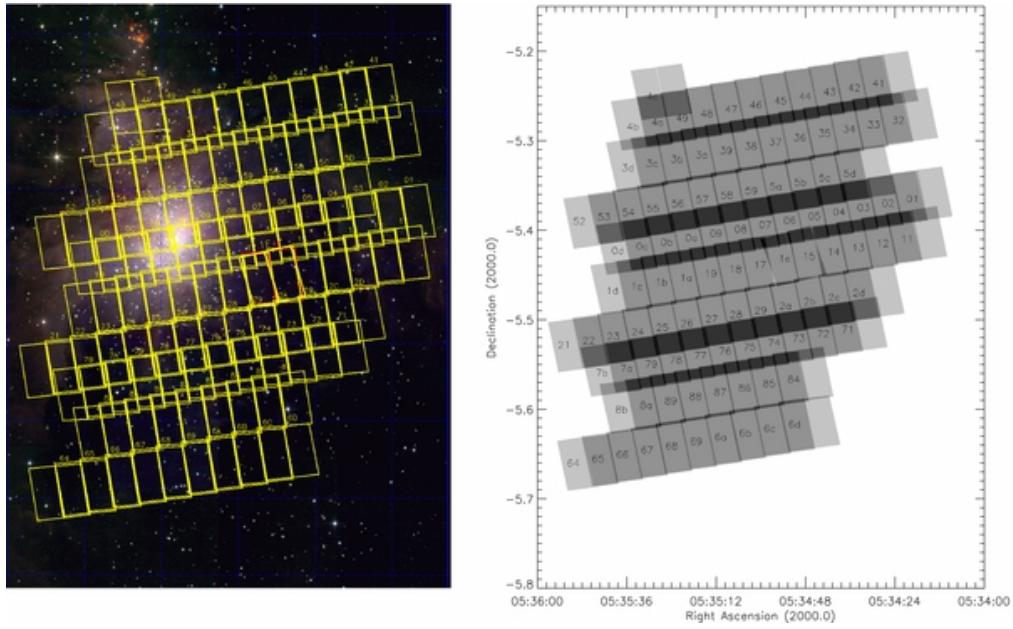


Figura 2.4: *Izquierda.* Campos de la cámara ACS superpuertos en una imagen de JHK de la Nebulosa de Orión de 2MASS. *Derecha.* Representación de los campos del ACS obtenidas a partir de 104 visitas del *HST*, como parte del *Programa Treasury*. Mapean una área considerable de la Nebulosa de Orión. Las partes más oscuras son las regiones de solapamiento entre las distintas visitas. También se puede ver el número de identificación de cada campo, para ser referenciado. Imagen tomada de Robberto et al. (2013).

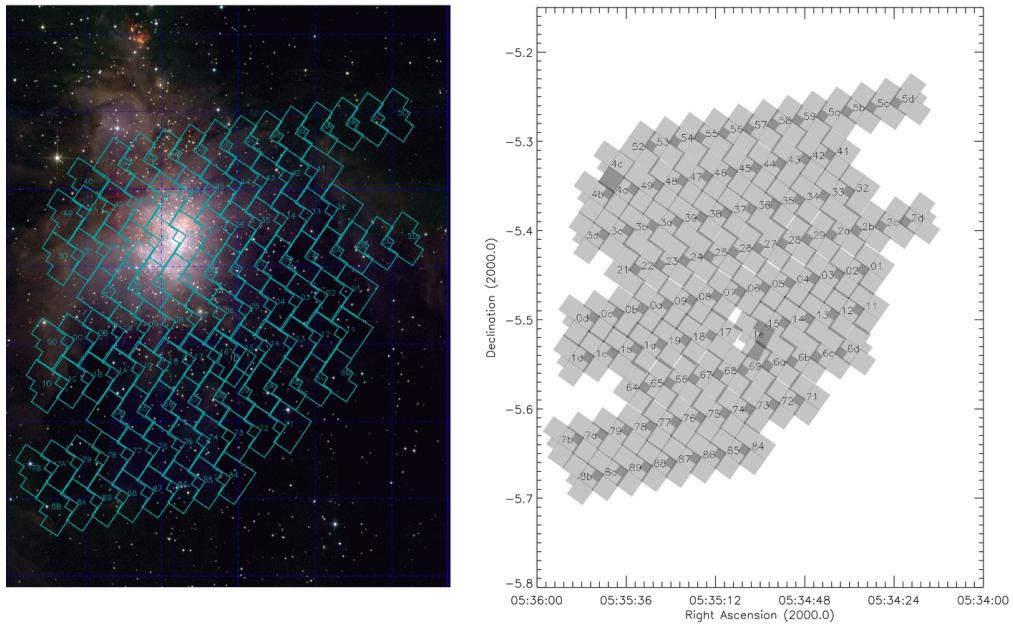


Figura 2.5: Igual que la figura 2.4 para los campos de WFPC2.

## 2.3 Otras observaciones de la cámara WFPC2: mosaicos viejos

Para este estudio también se cuenta con unas observaciones, un poco más viejas que mapean una región particular de la Nebulosa de Orión (el centro de la nebulosa). Estas observaciones son el resultado de dos programas del *HST*, el primero de estos es el programa GTO-5085 (Guaranteed Time Observer por su nombre en inglés) cuyo principales investigadores fueron O'Dell & Wong (1996) y el segundo corresponde al programa GO-5469 (General Observer por su nombre en inglés) con John Bally como principal investigador. Las imágenes proporcionadas por el programa de Bally fueron usadas principalmente para el estudio de proplyds con una alta resolución espacial, usando la cámara WFPC2 abordo del *HST*. En estas imágenes el tamaño de lo pixeles es de  $0.0996''$ , algo muy característico de las cámaras WF (Holtzman et al., 1995). Los campos seleccionados para la formación de las imágenes se determinaron de tal manera que tengan una cobertura continua de un área en la parte central de la Nebulosa de Orión, en este sentido se tiene una superposición de los campos, representados a través de unos mosaicos de la cámara WFPC2. Se presentan varios mosaicos puesto que se utilizaron múltiples filtros del programa GTO-5085 para registrar diferentes líneas de emisión. Los extremos de la región mapeada fueron elegidos con el propósito de incluir objetos de particular interés, tales como objetos Herbig-Haro en el norte y los choques de proa en el suroeste (O'Dell & Wong, 1996).

Los filtros usados fueron seleccionados de tal manera que se capturaran las líneas de emisión más fuertes, es decir aquellas que representaran un rango razonable de condiciones de ionización. Por tanto se cuenta con un mosaico en el que se usó el filtro f658n, es decir en este mosaico domina sólo la presencia de la línea de emisión [N II] (6584 Å). También se cuenta con un mosaico, en el que sólo dominan las líneas de emisión de H $\alpha$  (6563 Å), puesto que para capturar las imágenes se usó el filtro f656n. En esta lista se incluye un mosaico cuyas imágenes son el resultado del uso del filtro f502n, donde se han registrado las líneas de emisión de [O III] (5007 Å), que provienen de regiones con la más alta ionización en la nebulosa. Por último existe un mosaico formado por los campos obtenidos a partir del filtro f547m (Burrows, 1995), este es un filtro suficientemente ancho (en comparación a los demás filtros), ubicado en una región del espectro electromagnético, donde no hay líneas fuertes de emisión, por tanto este mosaico son unas imágenes del continuo. Los tiempos de exposición para cada filtro son: f656n; 200 s, f658n; 500 s, f502n; 200 s, f547m; 50 s para el programa GO-5085.

## Capítulo 3

# Metodología observacional

Como uno de los objetivos de esta tesis es realizar un catálogo completo de los choques de proa en la Nebulosa de Orión, el primer paso llevado cabo en esta tarea fue la identificación y la búsqueda, en las imágenes del *HST* descritas en el capítulo anterior, de los arcos de emisión ya conocidos. Entonces un grupo de 6 proplyds llamados: 168-326 (LV1), 167-317 (LV2), 166-316 (LV2b), 163-317 (LV3), 161-324 (LV4) y 158-323 (LV5) detectados y mostrados por Laques & Vidal (1979) fueron buscados e identificados como parte de este trabajo en las observaciones ya mencionadas. Es importante subrayar que Laques & Vidal no observaron los arcos, estos fueron descubiertos hasta la década de los 90. Muchos de estos arcos de emisión fueron reportados en varios artículos de Bally. Algunos aparecen en el artículo de Bally et al. (2000) y son los siguientes: w000-400, w005-514, w012-407, w014-414, w030-524, w044-527, w056-519, w069-601, w073-227 y w266-558. Los objetos designados con los nombres desde LL1 a LL7 fueron catalogados por primera vez por Bally & Reipurth (2001). Varios objetos aparecen en una lista presentada por Bally et al. (2006). Estos son los que se llaman LL4, LL5, etc que son los mismos mostrados por Bally & Reipurth (2001), pero otros objetos también son presentados en este artículo tales como; 4468-605, 116-3101, 203-3039, 261-3018, 305-811, 308-3036 y 344-3020. Dos choques de proa producidos por la interacción de los flujos de dos proplyds son mostrados en Reipurth et al. (2007), estos objetos de interacción interproplyd son: 066-652, donde su choque se genera por la colisión con el viento del proplyd 066-652N y 162-456, el cual interacciona con el proplyd 162-456NE. En un catálogo de Ricci et al. (2008) son mostrados muchos proplyds y supuestos proplyds. En esta lista aparecen: 066-3251, 121-434, 124-131 y 178-258. En nuestra búsqueda encontramos cerca de 20 objetos nuevos (no reportados antes en la literatura), que se podrán ver más adelante cuando presentamos el catálogo completo.

Después de haber detectado todos los choques de proa en las ya mencionadas observaciones, se hizo la caracterización de estos objetos, es decir, se trazaron la forma de los arcos de los choques de proa estacionarios, usando las herramientas del programa ds9 SAO image, para medir los radios característicos ( $R_c$  y  $R_0$ ). También se estimaron las distancias ( $D$ ) de las fuentes a  $\theta^1$  Ori C, se determinaron las anchuras ( $h$ ) de las cáscaras y se midieron los valores de la emisión en las imágenes de las cámaras ACS y WFPC2 y se hicieron las pertinentes calibraciones del flujo.

### 3.1 Formas de los arcos

Como primer paso para caracterizar los arcos de los objetos LL en las afueras de las nebulosa y de los proplyds interiores, se trazaron las formas de los mismos. Para ello establecimos las posiciones donde pensamos que se encuentran los arcos de proa con el propósito de delimitar la cáscara formada por los dos choques (internos y externos) como se puede ver en la figura 3.1. Esto se hizo usando el contraste de brillo entre los choques de proa o las cáscaras y el

fondo, debido a que los choques son fuertemente radiativos generando que los arcos sean muy brillantes y esto es lo que vemos en las imágenes. Estos argumentos nos dan las pautas para distinguir la emisión en las dos regiones (en la cáscara chocada y en el fondo) y así poder trazar los arcos. Este procedimiento es un tanto subjetivo porque es un estimador a simple vista de donde se encuentran los choques. No obstante, para reducir los aspectos subjetivos se implementaron algunas herramientas del ds9 SAO image, utilizando los contornos para trazar los bordes de la cáscara chocada. Además se usaron las imágenes en los diferentes filtros donde se ven mejor los choques para trazar los arcos. Por ejemplo, en las regiones internas de la nebulosa se usaron imágenes de [O III]  $\lambda 5007$  para trazar algunos arcos debido a la alta ionización del gas en esta zona. Para las regiones externas de la nebulosa, donde las líneas de baja ionización de [N II]  $\lambda 6584$  son importantes, se utilizaron imágenes del filtro F658N para trazar la forma de algunos arcos LL. También nos dimos cuenta que algunos arcos se ven muy bien en el continuo así que se usaron imágenes del filtro f647m para este fin, aunque para la mayoría de los casos se usaron las imágenes de H $\alpha$  + [N II].

Por otro lado, estas estructuras deben cumplir los siguientes criterios para poder ser catalogados como arcos. Primero, en el caso de los proplyds interiores los ejes de los choques deben coincidir con el eje del proplyd y estos deben estar orientados hacia  $\theta^1$  Ori C, a excepción de los arcos formados por la interacción de dos proplyds donde se toma como eje de referencia uno de los proplyds y donde el choque está orientado hacia el otro proplyd. Además en el caso de los proplyds los arcos tienden a tener formas semi-circulares entorno a los proplyds. Segundo, en el caso de los objetos LL situados en las regiones mas alejadas de la nebulosa sus arcos tienen forma más hiperbólica y están justo en frente de la estrella presecuencia principal, orientados hacia el núcleo de la nebulosa. Para separar los arcos de los objetos HH se usaron imágenes de diferentes filtros, puesto que como se puede ver en la figura 1.5 del capítulo 1 el objeto HH asociado a la estrella T-Tauri de LL1 muestra unos nudos muy brillantes en los diferentes filtros que parecen no seguir la forma del arco de proa.

### 3.2 Estimación de los parámetros. $D$ , $R_0$ , $R_c$ y $h_0$

El propósito de trazar los arcos hiperbólicos radica en que con esta información (coordenadas) es posible estimar varios parámetros observacionales, que nos permiten extraer información acerca de los choques. En este orden de ideas, una vez que ya teníamos las posiciones tanto de las componentes de los choques como de la estrella misma se pudo establecer la distancia proyectada  $D$ , desde la fuente a  $\theta^1$  Ori C; esta medida nos resultará muy útil como veremos más adelante. De la misma manera se midió  $R_0$ , este radio lo vamos a definir como la distancia a lo largo del eje de simetría, de la fuente<sup>1</sup> (Robberto et al., 2005) al borde externo o interno de la cáscara chocada, dependiendo de cual sea el caso. El eje de simetría es la línea proyectada en la dirección en que están orientados los arcos; en la figura 3.2 y 3.3 está representada por la línea amarilla. No obstante, hay que aclarar que tenemos dos radios debido a la presencia de un borde externo e interno, como ya se ha visto.

Por otro la lado, se han determinado los radios de curvaturas  $R_c$ , que son los radios de los círculos que se han ajustado, utilizando los puntos con los cuales hemos trazado la forma de los choques (ver figura 3.2). Se han medido los radios de curvatura para el borde interno y el borde externo de la cáscara chocada y los hemos llamado  $R_c(\text{out})$  y  $R_c(\text{in})$ , respectivamente. Es de notar que la posición de la estrella no corresponde con el centro de los dos círculos que hemos fijado, en otras palabras las posiciones de los centros de los círculos dependen de la forma de los arcos que hemos trazado, es así que estos radios (obtenidos a partir de los círculos ajustados) van a ser un indicador de que tan simétricos son los choques, puesto que como podemos ver en la figura 3.3, el centro de los círculos no coincide con el eje, entonces

<sup>1</sup>La fuente podría ser una estrella T-Taury o un proplyd. Objetos de los cuales se origina el viento interno.

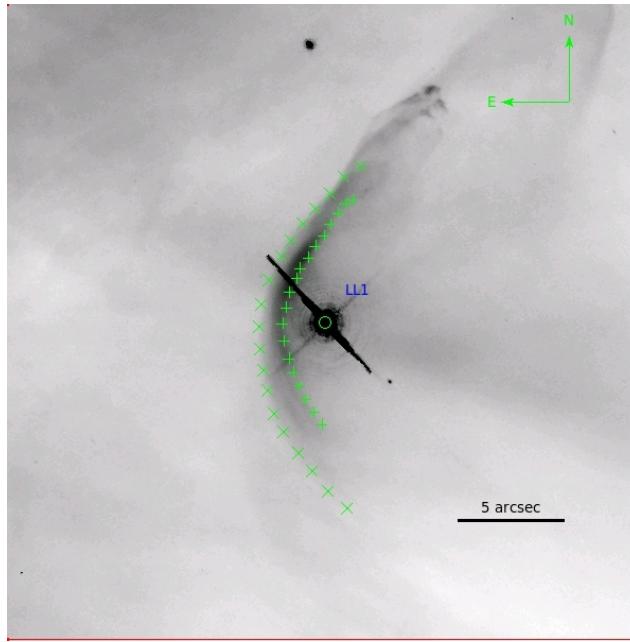


Figura 3.1: Formas de los arcos para LL1, donde los bordes de los choques están delimitados por los puntos: “x”, para trazar el borde externo y “+”, para trazar el borde interno. Para determinar la posición de la estrella se usaron pequeños círculos o puntos esto se hizo usando las herramientas del programa ds9 sao image. Esta imagen es tomada del campo 01 de Bally et al. (2006) (ACS-F658N) en el sur-oeste de la Nebulosa de Orión, por tanto es una imagen de H $\alpha$ +[N II].

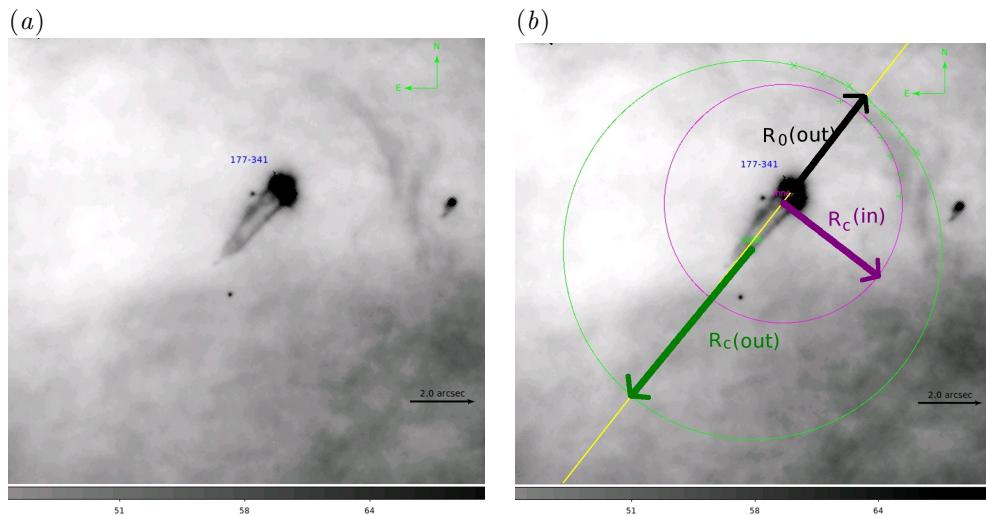


Figura 3.2: (a) Proplyd 177-341 ubicado en el sureste de la Nebulosa de Orión. (b) Mismo proplyd con una representación de los radios característicos:  $R_0(\text{out})$ ; que es el radio del choque externo, medido a lo largo del eje que va desde el proplyd a  $\theta^1$  Ori C, este eje está representado por la línea amarilla.  $R_c(\text{out})$  y  $R_c(\text{in})$ ; llamados radios de curvaturas, son los radios de los círculos ajustados a partir de los puntos (coordenadas) utilizadas para delimitar los bordes externo e interno de la cáscara chocada.

estaríamos frente a un caso de un choque que no es rigurosamente simétrico.

Siguiendo con la metodología llevada a cabo, otro parámetro que hemos podido estimar ha sido la anchura  $h_0$ , que como veremos va a ser muy importante para determinar características físicas de los choques,  $h_0$  la definiremos como el ancho de la cáscara chocada a lo largo del eje de simetría. Por tanto para determinar éste parámetro hemos hecho lo siguiente: a la distancia que se ha estimado desde el borde externo a la estrella o Proplyd ( $R_0(\text{out})$ ) le hemos restado el radio del choque interno ( $R_0(\text{in})$ ) (ver figura 3.3), en esta medida tendremos que la anchura está dada por  $h_0 = R_0(\text{out}) - R_0(\text{in})$ , que es desde luego también estimado a lo largo del eje del objeto.

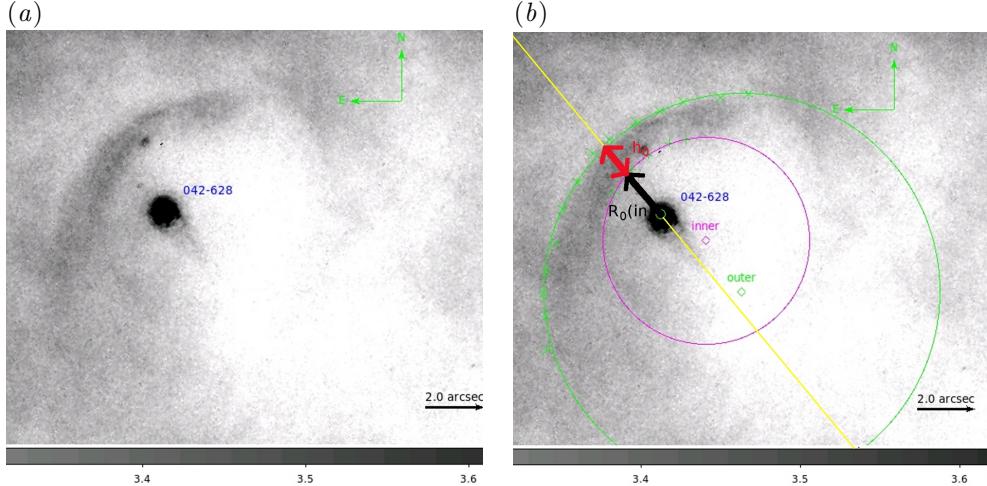


Figura 3.3: (a) Proplyd 042-628 y su respectivo choque de proa. (b) En esta imagen se puede apreciar el mismo proplyd 042-628 con una representación de la anchura  $h_0$  y del radio del choque interno  $R_0$  a lo largo del eje proplyd-estrella ionizadora. El eje está representado por la línea amarilla.

### 3.3 Estimación y calibración final del flujo-líneas de emisión en las imágenes del ACS y WFPC2

#### 3.3.1 Determinación de los valores de la emisión en las imágenes del ACS y WFPC2

Otras de las cosas que hemos realizado con nuestros objetos de estudios, ha sido determinar el brillo superficial de cada uno de ellos. Una vez que hemos trazado la forma de los arcos hiperbólicos, se han extraído de los campos de Bally (que cubren en su mayoría a la Nebulosa de Orión), pequeñas imágenes FITS que sólo abarcan las regiones donde se encuentran los objetos LL y los proplyds, con el propósito de facilitar las mediciones de los valores del flujo de las imágenes. Esto mismo se hizo con los campos de Robberto. Así que usando estas pequeñas imágenes hemos medido los valores del flujo de las imágenes<sup>2</sup> en un determinado número de puntos o pixeles a lo largo de diferentes ángulos  $\theta$  en la región chocada y en el fondo, donde se ha supuesto que  $\theta = 0$  corresponde al eje proyectado en el plano del cielo que sigue la dirección en que llegan los fotones ionizantes provenientes de la estrella masiva y todos los demás ángulos  $\theta$  se forman a partir de dicho eje, en sentido contrario a las manecillas del reloj. Para ser más didácticos miremos un caso particular de los resultados

<sup>2</sup>En el caso de los campos de Bally los valores de la emisión de las imágenes tienen unidades de electrones  $\text{s}^{-1}$   $\text{pixel}^{-1}$  y en caso de las imágenes de Robberto tienen unidades de counts  $\text{s}^{-1}$   $\text{pixel}^{-1}$ .

de tales mediciones. La figura 3.4 nos muestra los valores en función de  $\theta$  para w005-514, es de notar que esta gráfica permite ver los valores en el fondo, en la zona chocada y más rigurosamente en el centro de la cáscara. Estas mediciones se hicieron tomando la imágenes de la cámara ACS-F658N y de la misma manera se procedió con las imágenes del WFPC2-F656N (Robberto et al., 2013).

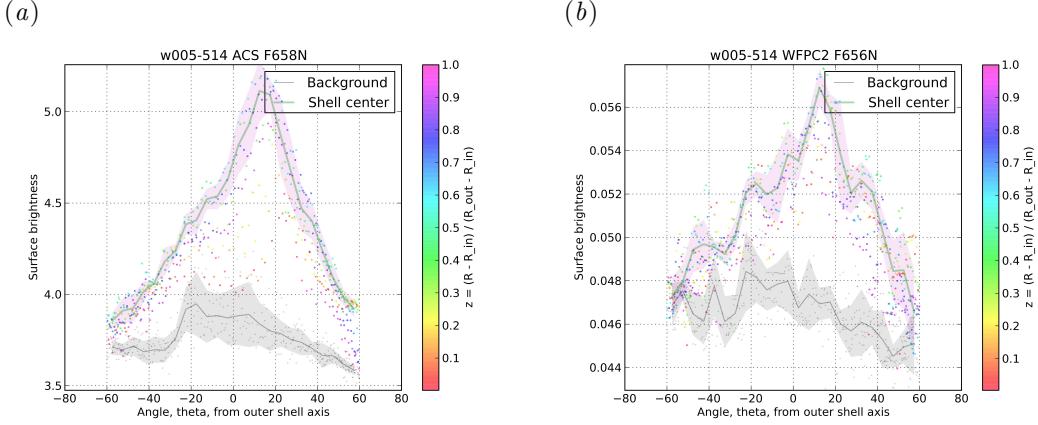


Figura 3.4: Valores de la emisión o brillo superficial para el proplyd w005-514 en unidades de [electrones s<sup>-1</sup> pixel<sup>-1</sup>], en función de los ángulos  $\theta$ . Los puntos representan los pixeles individuales y los colores representan la distancia con respecto a los arcos ( $z = (R - R_{\text{in}})/(R_{\text{out}} - R_{\text{in}})$ ). Las líneas indican las medianas de los valores en el centro de la cáscara y en el fondo y las bandas de colores representan el rango entre los cuartiles. Para separar los pixeles de la cáscara del fondo se usaron las coordenadas de los bordes internos y externos medidos a partir de la diferencia de contraste en la emisión en las imágenes del *HST*.

Por otro lado también se determinaron los valores del brillo superficial en función de la posición con respecto a los arcos, dicha posición se ha escrito de la siguiente forma;  $z = (R - R_{\text{in}})/(R_{\text{out}} - R_{\text{in}})$ , que serían los radios relativos a la cáscara, donde  $R$  es la separación radial,  $R_{\text{out}}$  es el radio desde la estrella al borde externo y  $R_{\text{in}}$  es el radio desde la estrella al borde interno, es así que la figura 3.5 ilustra cuales son los valores para las diferentes radios relativos  $z$ . Hay que resaltar que este tipo de gráficas las obtuvimos para cada uno de los choques estacionarios.

Dado que se tenían los valores de la emisión de los pixeles para las diferentes zonas de los choques hiperbólicos como se mencionó arriba, entonces como siguiente paso se determinaron los valores promedios en la cáscara chocada, en el fondo y en el centro de la cáscara. Para ello se implementaron los conceptos de estadística robusta, que consistió en determinar el “trimean” en las diferentes zonas de nuestros objetos (en la cáscara chocada, en el fondo y en el centro de la cáscara). El trimean es definido como el promedio ponderado de la mediana y los dos cuartiles<sup>3</sup>. Entonces de acuerdo a esta definición primero fue necesario encontrar los tres cuartiles de los datos;  $q_1$ ,  $q_2$  y  $q_3$ . Luego con la ecuación  $\text{TM} = 0.25(q_1 + 2q_2 + q_3)$  se calcularon los trimean o los valores promedios del brillo, para el conjunto de pixeles situados en el intervalo angular  $\theta < 45^\circ$  en las regiones ya mencionadas de los objetos LL. Por otro lado se estimó el rango intercuartil el cual es la diferencia entre el tercero y primer cuartil ( $q_3 - q_1$ ), obteniendo una medida de la dispersión de nuestros datos. De la misma manera, es decir usando estadística robusta, se determinaron el promedio de los valores del brillo para distintos ángulos  $\theta$  (ver figura 3.4), y usando el rango intercuartil estimado para cada

<sup>3</sup>En estadística descriptiva los cuartiles son los tres valores que dividen al conjunto de datos ordenados en cuatro partes porcentuales iguales.

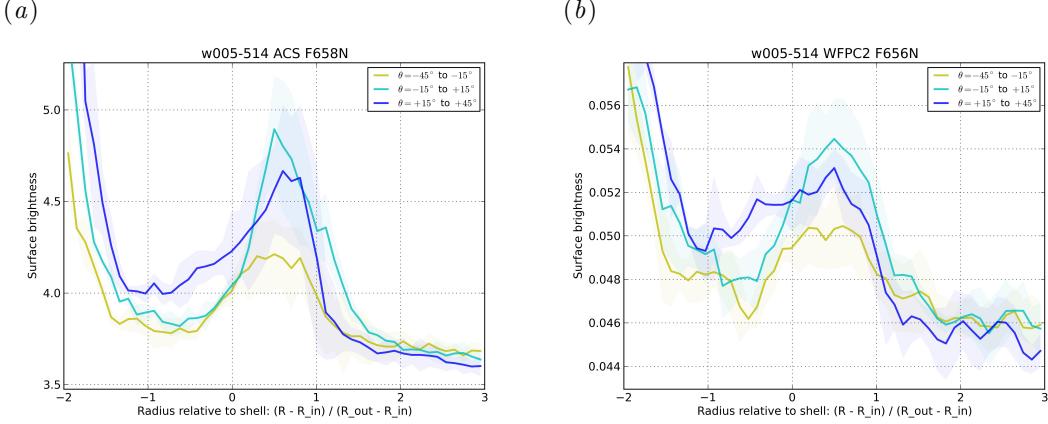


Figura 3.5: Valores del brillo superficial para el proplyd w005-514 en función de la posición  $z = (R - R_{\text{in}})/(R_{\text{out}} - R_{\text{in}})$ . La líneas indican los valores del brillo para diferentes intervalos de angulos  $\theta$ . Para (a) WCS F658N (b) WFPC2 F656N.

ángulo  $\theta$  se determinó la anchura de la distribución, que rescalada nos permitió estimar la desviación estandar y las incertidumbres para una distribución Gaussiana de nuestro juego de datos.

Hay que tener en cuenta que los valores determinados para las cáscara incluyen los del fondo. Para tener unos valores coherentes del mismo, es decir sólo de la cáscara, le hemos restado los valores del fondo. Es importante mencionar que de la misma manera hemos medido los valores de la emisión de las imágenes de los viejos mosaicos de WFPC2, es decir aquellas observaciones obtenidas con el uso de los filtros F656N ( $\text{H}\alpha$  6563 Å), F658N ([N II] 6583 Å), f502n ([O III] 5007 Å) y del filtro para el continuo f547m.

### 3.3.2 Estimación de las constantes de calibración

En esta parte del trabajo hemos escrito los valores de las emisiones medidas en las observaciones de las respectivas cámaras, en unidades físicas, esto es en  $[\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}]$ . Como ya se dijo, los valores medidas en las imágenes tomadas por la cámara ACS con el filtro F658N tienen unidades de  $[\text{electrones s}^{-1} \text{ pixel}^{-1}]$  y las unidades de los valores en las imágenes de WFPC2 con el filtro F656N tienen unidades de  $[\text{counts s}^{-1} \text{ pixel}^{-1}]$ , entonces se realizó la respectiva conversión de unidades con el propósito de tener el brillo superficial obtenido a partir de las imágenes de las cámaras ACS y WFPC2 en las mismas unidades físicas.

#### Estimación de las constantes de calibración de las imágenes de Bally (ACS-F658N) y Robberto (WFPC-F656N)

Las estimaciones de las constantes de calibración del flujo en las imágenes del *HST*, se pueden hacer de dos maneras. La primera forma de hacerlo consiste en usar las características de los detectores y los filtros medidos en el laboratorio antes del lanzamiento. Dicho de otra forma, este método se basa en utilizar la información clave que aparece en los encabezados de las imágenes del *HST*. Esta información es mantenida en los archivos de imágenes después del lanzamiento y puede ser recuperada posteriormente por usuarios externos a través de un visor de imágenes tal como ds9. La segunda manera de hacerlo consiste en intentar hacer una calibración empírica cuando el instrumento ya está en órbita, mediante la comparación con espectros fotométricos terrestres. El problema de este método es que se requieren dema-

siados recursos del *HST*, esto quiere decir que toma demasiado tiempo que podría utilizarse en las observaciones directas. Por otro lado no es muy satisfactorio hacerlo de esta manera debido a las limitaciones de las fuentes de referencia astronómicas disponibles (McMaster & et al., 2008). Así que en este trabajo se ha implementado el primer método descrito arriba para hacer las calibraciones de las imágenes de Bally (cámara ACS-F658N) y de Robberto (cámara WFPC2-F656N).

Para la estimación de los coeficientes de calibración obtuvimos la información clave para la fotometría, del encabezado de las imágenes FITS a través del programa de visualización y análisis ds9. Una de estas informaciones es el PHOTFLAM el cual está definido como la densidad de flujo promedio  $F_\lambda$  en unidades de [ $\text{erg cm}^{-2} \text{\AA}^{-1}$  electrones $^{-1}$ ] que producen 1 cuenta<sup>4</sup> por segundo en las observaciones del *HST*. Primero determinamos la constante de calibración para las imágenes de la cámara ACS y el filtro F658N. Como se mencionó en la sección 3.3.1 las imágenes están en unidades de [electrones  $s^{-1}$  pixel $^{-1}$ ], es así que si se multiplican por el PHOTFLAM (a este parámetro también se le llama “inverse sensitivity” en el encabezado de las imágenes fits), se obtienen unidades de [ $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{\AA}^{-1}$  pixel $^{-1}$ ]. No obstante al multiplicar por la anchura rectangular del filtro nos libramos del término  $\text{\AA}$  y al dividir por el área del pixel, información que también se obtuvo del encabezado, vemos que se pueden escribir los valores de las imágenes en unidades de brillo superficial [ $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1}$ ]. De acuerdo a este análisis se estimó el valor de la constante de calibración del flujo en las unidades adecuadas, que es presentada en la tabla 3.1. La anchura rectangular es diferente del PHOTBW que aparece en el encabezado y no está incluido en este. Lo calculamos separadamente usando una paquetería de python llamado “pysynphot”, dando como resultado 74.9405  $\text{\AA}$ .

En segundo lugar se determinó el coeficiente de calibración para las imágenes de Robberto et al. (2013) (WFPC2-F656N). Esto se hizo usando el mismo procedimiento descrito arriba (calibración del brillo en las imágenes de Bally), para escribir en unidades de brillo superficial los valores de la emisión H $\alpha$  6563  $\text{\AA}$  de estas imágenes. Aunque es de notar que para este caso se obtuvo para la anchura del filtro un valor de 28.34207  $\text{\AA}$ . El coeficiente de calibración resultante se puede ver en la tabla 3.1.

### Estimación de las constantes de calibración de las imágenes de los mosaicos de WFPC2

Las imágenes de los viejos mosaicos del WFPC2 obtenidas con el filtro f656n (H $\alpha$  6563  $\text{\AA}$ ) y el filtro f658n ([N II] 6583  $\text{\AA}$ ) están unidades de [conteos], así que para obtener unidades de brillo superficial, también se estimó el coeficiente de calibración para estas observaciones. Para determinar dichas constantes de calibración se hizo el siguiente análisis. Para obtener unidades de [ $\text{count s}^{-1}$ ] hay que dividir entre el tiempo de exposición, teniendo en cuenta que las observaciones tomadas con el filtro F656N tiene un tiempo de exposición de 200 s y las del filtro F658N tiene un tiempo de exposición de 500 s. Ahora, si estos valores en unidades de [ $\text{count s}^{-1}$ ], se dividen entre los coeficientes de calibración de O’Dell (2009), los cuales ha llamado K1<sub>filter</sub> y respectivamente tienen por valor: K1<sub>F656N</sub> = 1.62 y K1<sub>F658N</sub> = 160 con unidades de [ $10^{-10} \text{ counts cm}^2 \text{ sr photons}^{-1}$ ], se obtienen unidades de [ $\text{photons s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ ]. Por último, al multiplicar por la energía del fotón ( $E = 3.027 \times 10^{-12} \text{ erg}$  para H $\alpha$  6563  $\text{\AA}$  y  $E = 3.018 \times 10^{-12} \text{ erg}$  para [N II] 6583  $\text{\AA}$ ) se obtienen cantidades con unidades de [ $\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} \text{ sr}^{-1}$ ] que al final de cuentas es lo que se quiere. Con este análisis concluimos que al realizar la operación  $E/(K1_{filter})$  podemos obtener las constantes de calibración deseadas, teniendo en cuenta que hay que dividir

<sup>4</sup>Cuentas puede referirse a DN o electrones dependiendo del instrumento. En este contexto DN es la sigla en inglés de *número de datos*. El e<sup>-</sup> acumulado en cada píxel se representa mediante un número en “unidades” de un DN

previamente los valores de las imágenes entre T (el tiempo de exposición) y donde E es la energía del fotón. En la tabla 3.1 se pueden apreciar los valores de los coeficientes para F656N y F658N.

Cuadro 3.1: Valores de los coeficientes de calibración.

Cámara-filtro	Coeficiente de calibración	Unidades
ACS-F658N (Imágenes de Bally)	0.00250	erg electrones <sup>-1</sup> cm <sup>-2</sup> sr <sup>-1</sup>
WFPC2-F656N (Imágenes de Robberto)	0.16896	erg counts <sup>-1</sup> cm <sup>-2</sup> sr <sup>-1</sup>
WFPC2-F656N (Mosaico)	0.01868	erg counts <sup>-1</sup> cm <sup>-2</sup> sr <sup>-1</sup>
WFPC2-F658N (Mosaico)	0.01886	erg counts <sup>-1</sup> cm <sup>-2</sup> sr <sup>-1</sup>

### 3.3.3 Corrección por extinción

Una vez que teníamos los valores fotométricos y calibrados en flujo, como siguiente paso se realizó la corrección por extinción. Para ello se ha usado un mapa de extinción de H $\beta$  junto al siguiente análisis para calcular el flujo corregido por extinción. Entonces para encontrar una expresión del flujo intrínseco en términos de la corrección  $C_{H\beta}$  y el flujo observado  $F'$ , se ha usado la extinción logarítmica  $C_{H\beta} = -\log(F'/F) = -\log(\exp(-\tau)) = 0.4343\tau$  (con  $F'/F = \exp(-\tau)$ ), la extinción en magnitud  $A_{H\beta} = -2.5 \log(F'_{H\beta}/F_{H\beta})$  para H $\beta$ , donde  $F$  es el flujo intrínseco y  $F'$  es el flujo observado. Y la extinción absoluta

$$A_\lambda = -2.5 \log(F'_\lambda/F_\lambda) = 2.5C_\lambda = 1.086\tau \quad (3.1)$$

Ahora bien, de acuerdo a las anteriores expresiones, la extinción nebulosa se puede escribir como la extinción logarítmica  $C_\lambda = C_{H\beta}(A_\lambda/A_{H\beta})$ , sustituyendo esta última expresión en la Ec. 3.1 se obtiene que  $F_\lambda = F'_\lambda \times 10^{C_{H\beta}(A_\lambda/A_{H\beta})}$ . No obstante si  $f_\lambda = E_{\lambda-H\beta}/A_{H\beta}$  como han mencionado Costero & Peimbert (1970) y dado que  $E_{\lambda-H\beta} = A_\lambda - A_{H\beta}$ , entonces se tendrá que  $f_\lambda = (A_\lambda/A_{H\beta}) - 1$  y esto lleva a concluir que  $C_\lambda = C_{H\beta}(1 + f_\lambda)$ . De este modo el flujo corregido por extinción se puede escribir de la siguiente forma

$$F_\lambda = F'_\lambda \times 10^{C_{H\beta}(1+f_\lambda)} \quad (3.2)$$

Donde se tiene que  $C_{H\beta}$  es la corrección de enrojecimiento en H $\beta$  y  $f_\lambda$  es la función de enrojecimiento normalizada en H $\beta$  con  $f_\beta = 0.0$  (Peimbert & Torres-Peimbert, 1977). Para H $\alpha$  (6563 Å) la función de enrojecimiento es  $f_\lambda = -0.220$  (Blagrave et al., 2007). Por otro lado  $C_{H\beta}$  es determinado mediante la comparación del valor teórico esperado para una temperatura y una densidad electrónica con el valor observado de la nebulosa, utilizando el hecho de que el cociente entre dos líneas de recombinación de hidrógeno es casi constante (Peimbert & Torres-Peimbert). Así que con la Ec. 3.1 determinamos el flujo corregido por extinción.

### 3.3.4 Corrección por emisión de [N II]

La figura 3.6 nos muestra el cociente de brillo superficial de [N II] entre el brillo de H $\alpha$   $S([N II])/S(H\alpha)$ , para la cáscara corregido por el fondo, usando las imágenes de la cámara WFPC2-F656N es decir, el brillo de H $\alpha$  extraído previamente de estas imágenes (observaciones de Robberto) y de la cámara ACS-F658N, es decir imágenes de H $\alpha$ +[N II] (observaciones de Bally), este cociente se estimó usando la relación  $S([N II])/S(H\alpha) = (S(H\alpha+[N II])/S(H\alpha)) - 1$ . Simultáneamente se encontró la fracción  $S([N II])/S(H\alpha)$  usando las observaciones de dos mosaicos de la cámara WFPC2<sup>5</sup>, puesto que uno de estos mosaicos

<sup>5</sup>Usando los filtros f656n y f658n.

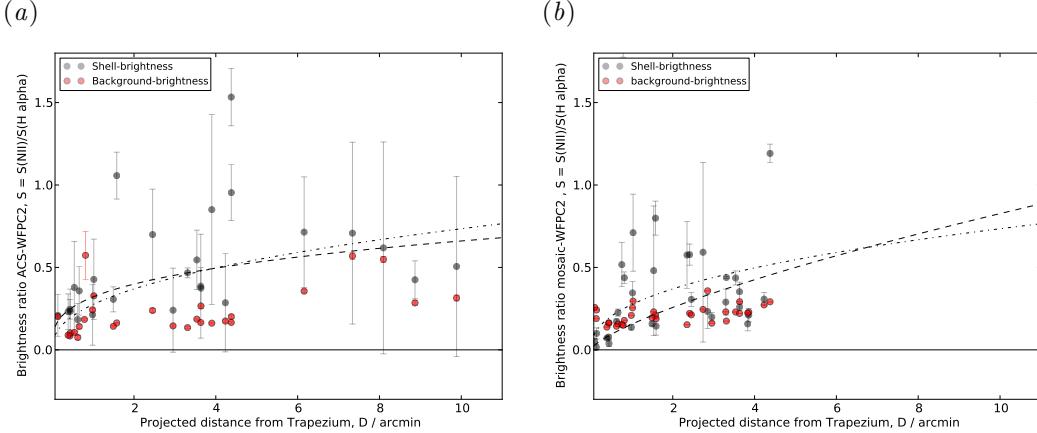


Figura 3.6: Cociente entre el brillo superficial de [N II] y el brillo superficial de H $\alpha$ , para la cáscara corregida por el fondo (símbolos de color negro) y para el fondo (símbolos de color rojo) en función de la distancia proyectada. (a) Usando las observaciones de Robberto, es decir las imágenes de H $\alpha$  de la cámara WFPC2-F656N y las de Bally es decir, las imágenes de H $\alpha$ +[N II] de la cámara ACS-F658N. La línea discontinua representa un ajuste de un polinomio a los punto graficados la de cáscara chocada cuya relación resultante del ajuste es  $S([N\text{ II}])/S(\text{H}\alpha) = 0.32D^{0.31}$ . (b) Para el mismo fin se usaron las imágenes de los mosaicos de H $\alpha$  y [N II] de la cámara WFPC2. La línea discontinua representa lo mismo que en (a), pero en este caso son para los datos del mosaico y la relación resultante es  $S([N\text{ II}])/S(\text{H}\alpha) = 0.16D^{0.72}$ . La línea de puntos en ambas figuras es un ajuste por la combinación de los dos pares de juegos de datos, esto es, las imágenes de Bally y Robberto con las imágenes de los mosaicos del WFPC2, la relación de este ajuste es  $S([N\text{ II}])/S(\text{H}\alpha) = 0.28D^{0.43}$ .

son imágenes de sólo H $\alpha$  y el otro son imágenes de sólo [N II], esto nos permitió calcular el cociente de brillo más directamente, debido a que en principio estos datos son más confiables, no obstante el problema de estas observaciones es que sólo incluyen las regiones centrales de la nebulosa. Una vez calculado el cociente de brillo para los dos pares de juegos de datos se compararon los resultados, para poder tener más certeza de nuestras mediciones.

En la cáscara corregida por el fondo en las observaciones de los mosaicos, se observa que para los objetos que están más cerca del Trapecio el cociente  $S([N\text{ II}])/S(\text{H}\alpha)$  es aproximadamente 0.0, indicando que la contribución de [N II] para la emisión total es del 0.0%, esto es razonable debido a que estos objetos cercanos no emiten en [N II], por la alta ionización del material en estas regiones, mientras que los objetos más alejados del Trapecio en las observaciones de Bally y Robberto (las observaciones del mosaico sólo se limitan a las regiones centrales de la nebulosa) nos muestran que este cociente se aproxima a 1.0, indicando por tanto que la contribución de [N II] al brillo superficial en las regiones más alejadas es decir, de baja ionización es  $\sim 50\%$ . En el fondo de la nebulosa, en ambas gráficas de la figura 3.6 se puede ver que en las regiones más cercanas al Trapecio el cociente  $S([N\text{ II}])/S(\text{H}\alpha)$  es  $\sim 0.25$ , esto se traduce en una contribución del 20% de la emisión de [N II] a la emisión total, mientras que los objetos más alejados muestran que este cociente es aproximadamente 0.4, indicando que aproximadamente el 30% del brillo es la contribución de la emisión de [N II].

No obstante, en ambas gráficas de la figura también es perceptible un ajuste polinomial del cociente de brillo superficial entre [N II] y H $\alpha$  en función de la distancia proyectada (línea de discontinua) para los valores de la cáscara chocada, aunque hay una pequeña diferencia entre los ajustes de los dos pares de juegos de datos, debido a que las observaciones de los mosaicos no incluyen los objetos situados en las regiones más alejadas de la nebu-

losa. Para las observaciones de los mosaicos se realizó una extrapolación del ajuste a esas grandes distancia, aunque esto no brinda mucha confianza si es un indicador de la relación entre el cociente  $S(\text{[N II]})/S(\text{H}\alpha)$  y la distancia  $D$ . Para reducir la discrepancia entre los dos ajuste hicimos un nuevo ajuste pero esta vez combinando los dos pares de juegos de datos (línea de puntos en ambas gráficas), mostrando que este nuevo ajuste presenta la relación  $S(\text{[N II]})/S(\text{H}\alpha) \sim D^{0.43}$ . Entonces este último ajuste fue el que utilizamos posteriormente para hacer la corrección por emisión de [N II] del brillo superficial de [N II] + H $\alpha$  en las observaciones de Bally.

## Capítulo 4

# Resultados empíricos

En este capítulo presentamos el catálogo final de imágenes de todos los arcos de proa que hemos detectado en la Nebulosa de Orión. En este catálogo se incluyen los objetos ya reportados previamente por Bally, Reipurth, Ricci, etc, y los objetos nunca antes reportados que hemos encontrado en nuestra búsqueda. Presentamos una breve descripción de las características morfológicas y de emisión de algunos arcos de proa basándonos en la apariencia óptica de las imágenes.

Además presentamos los resultados de las mediciones de los parámetros observacionales tales como  $R_0$ ,  $R_c$  y  $h$ , donde hemos encontrado que los objetos más distantes del Trapecio son más pequeños en tamaño en términos relativos. Empleamos el concepto relativo porque lo que resulta disminuir con la distancia es la fracción  $q = r_0/D$  con  $r_0 = R_0$ . También las cáscaras de estos objetos son más anchas, que los objetos más cercanos al Trapecio. Por otro lado hemos encontrado con tales mediciones que los objetos situados en las regiones externas de la Nebulosa de Orión muestran radios de curvaturas más grandes que los objetos situados en las partes internas de la nebulosa, indicando que los arcos de los objetos más distantes tienen forma más abierta que los objetos más cercanos al Trapecio. También presentamos una breve discusión sobre la orientación de los choques basándonos en el desplazamiento angular, que es el ángulo resultante entre el eje del choque y la dirección radial. Por último hablamos sobre las poblaciones de prolyds en comparación al número de estrellas, donde encontramos que la fracción de prolyds entre el número de las estrellas cae con la distancia. De la misma forma presentamos un pequeño análisis sobre la fracción entre los choques de proa y los prolyds, donde podemos decir que al parecer hay tres poblaciones de choques de proa. Es importante señalar que hemos depurado nuestras muestras, en el sentido en que hemos excluidos los interprolyds (choques formados por la interacción de los vientos de dos prolyds) en las mediciones descritas arriba. A continuación damos más detalles sobre estos argumentos.

### 4.1 Catálogo: Imágenes de los arcos de proa estacionarios

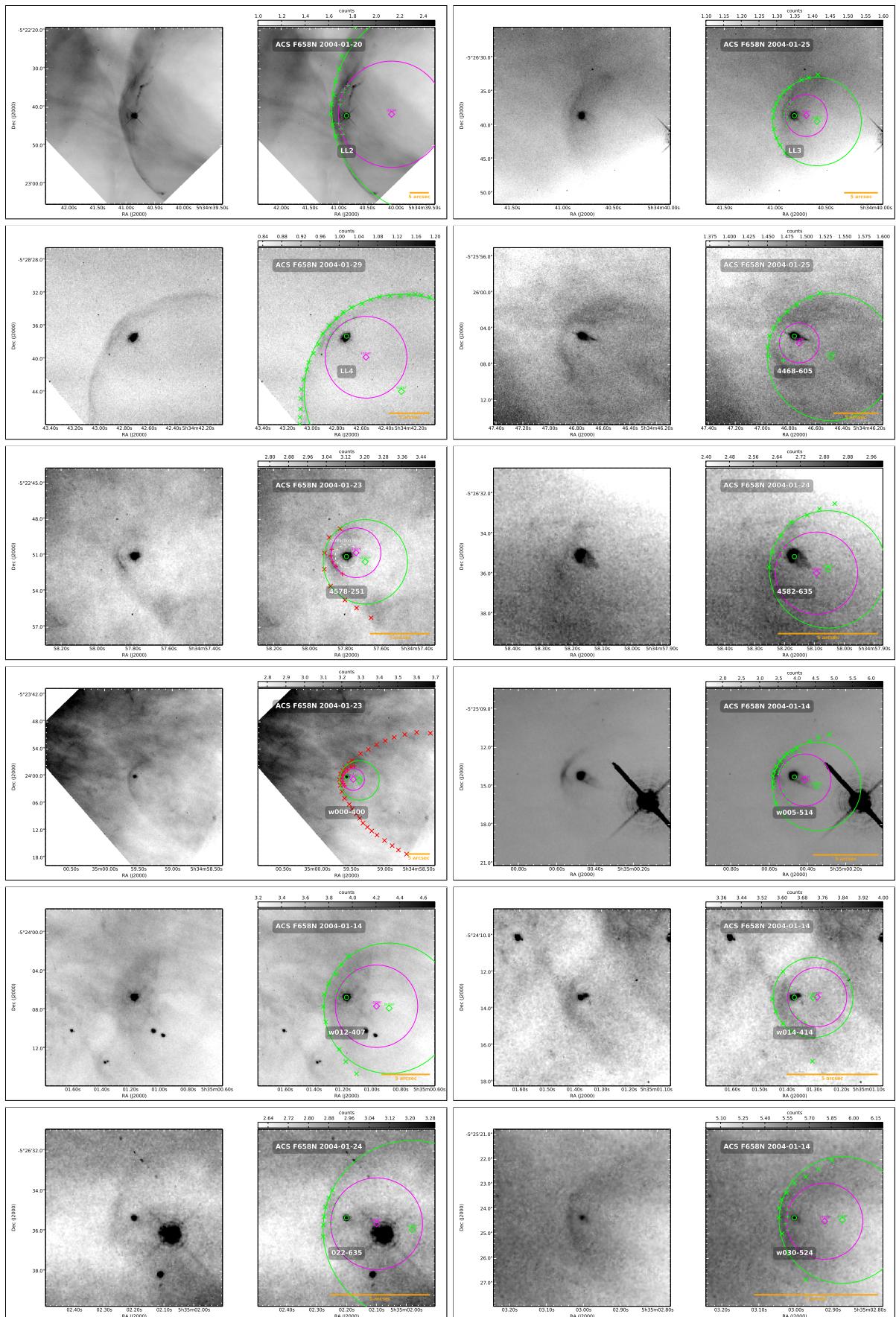
En este trabajo hemos detectado 73 objetos, los cuales hemos clasificado como los arcos de proa estacionarios que conforman nuestro catálogo. Entonces la figura 4.1 es el conjunto de todas las imágenes de los objetos LL y de los prolyds con sus respectivos arcos de emisión en la Nebulosa de Orión. En estas imágenes se ilustra la diversidad morfológica de los choques LL. Mencionaremos a continuación las características morfológicas más perceptibles en algunos objetos de nuestro catálogo (estos objetos los consideramos interesantes, debido a sus particulares estructuras):

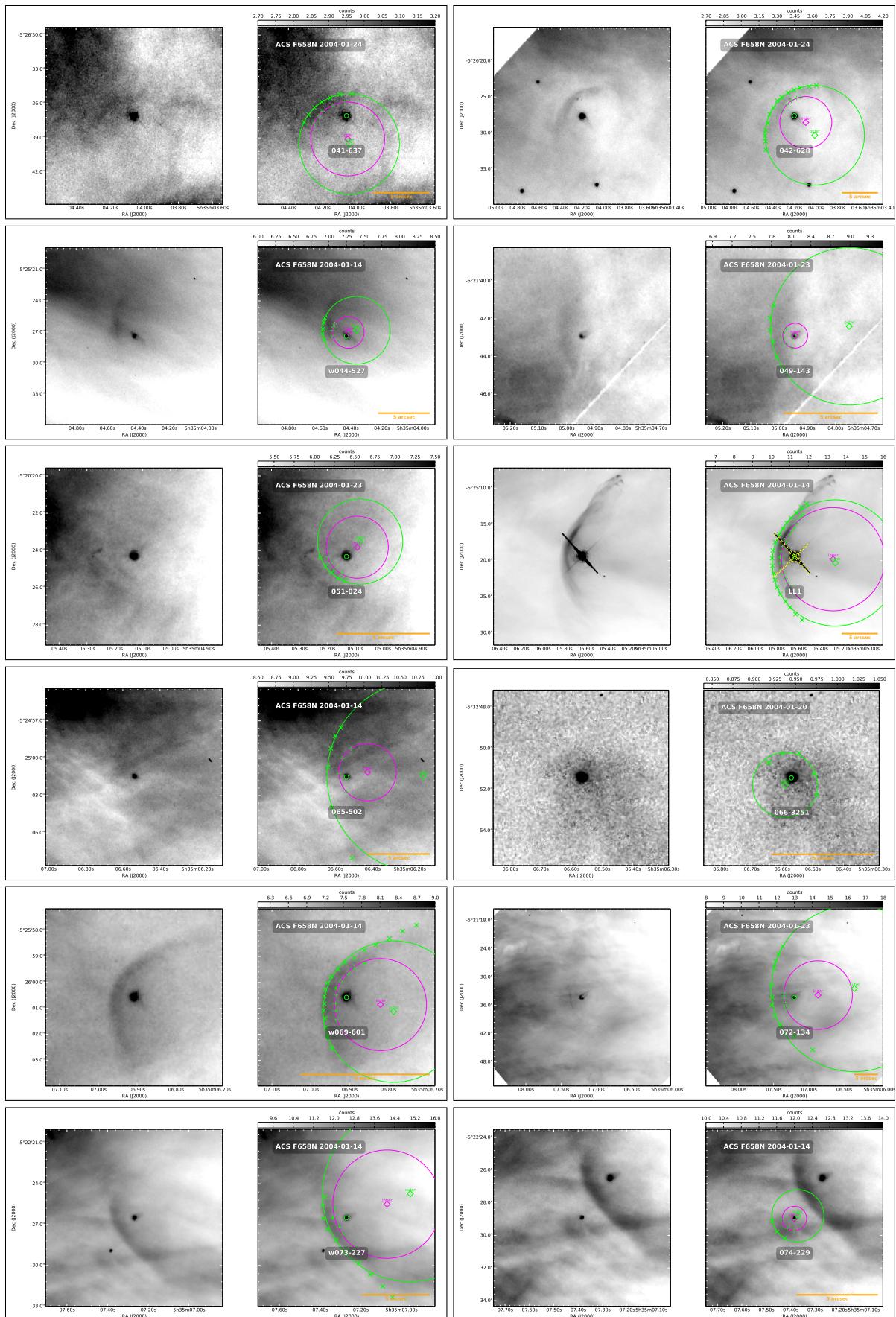
- LL1 es el prototipo de los objetos LL (también llamado LL Ori como se mencionó en el capítulo 1).
- Algunos de nuestros objetos presentan doble cáscaras. Es el caso de los objetos: LL3, LL5, 4578-251, 072-134, w266-558 y 362-3137; en este último no estamos seguros de si trata de una doble zona chocada.
- Los objetos LL2, LL6, 203-3039 y probablemente LL4 presentan un jet perpendicular a la dirección hacia donde están orientados los choques.
- Algunos choques de proa tienen jets paralelos a su eje, es el caso de los objetos 4468-605 y w044-527.
- El choque w000-400 tiene las alas de su arco muy extendidas.
- Las cáscaras del choque w012-407 es débil, mientras que la de los choques; 189-329 y 1039-3057 resultan ser mucho más débiles.
- Los objetos w014-414 y 049-143 muestran cáscaras chocadas muy anchas.
- En el choque 101-233 se observa que su cáscara está compuesta por grumos.
- Al arco del objeto 109-2146 al parecer se le superpone un objeto HH.
- Se observa que la cáscara de 119-3155 está interrumpida, es decir la forma de los arcos no es continua.
- Los objetos 168-328, 166-316 y 158-323 están cerca de otros proplyds. Se altera la forma de los arcos debido a la interacción de los vientos de dos proplyds.
- El proplyd 180-331 muestra un choque de proa altamente asimétrico, al igual que el arco del objeto w0044-527, con la pequeña diferencia de que éste último no es tan asimétrico.
- El objeto 308-3036 tiene un choque interno con forma circular.
- Los arcos del proplyd w069-601 describen una parábola perfecta.
- Los arcos del objeto 116-3101 son muy cerrados, mientras que los arcos del objeto 102-157 son muy abiertos.

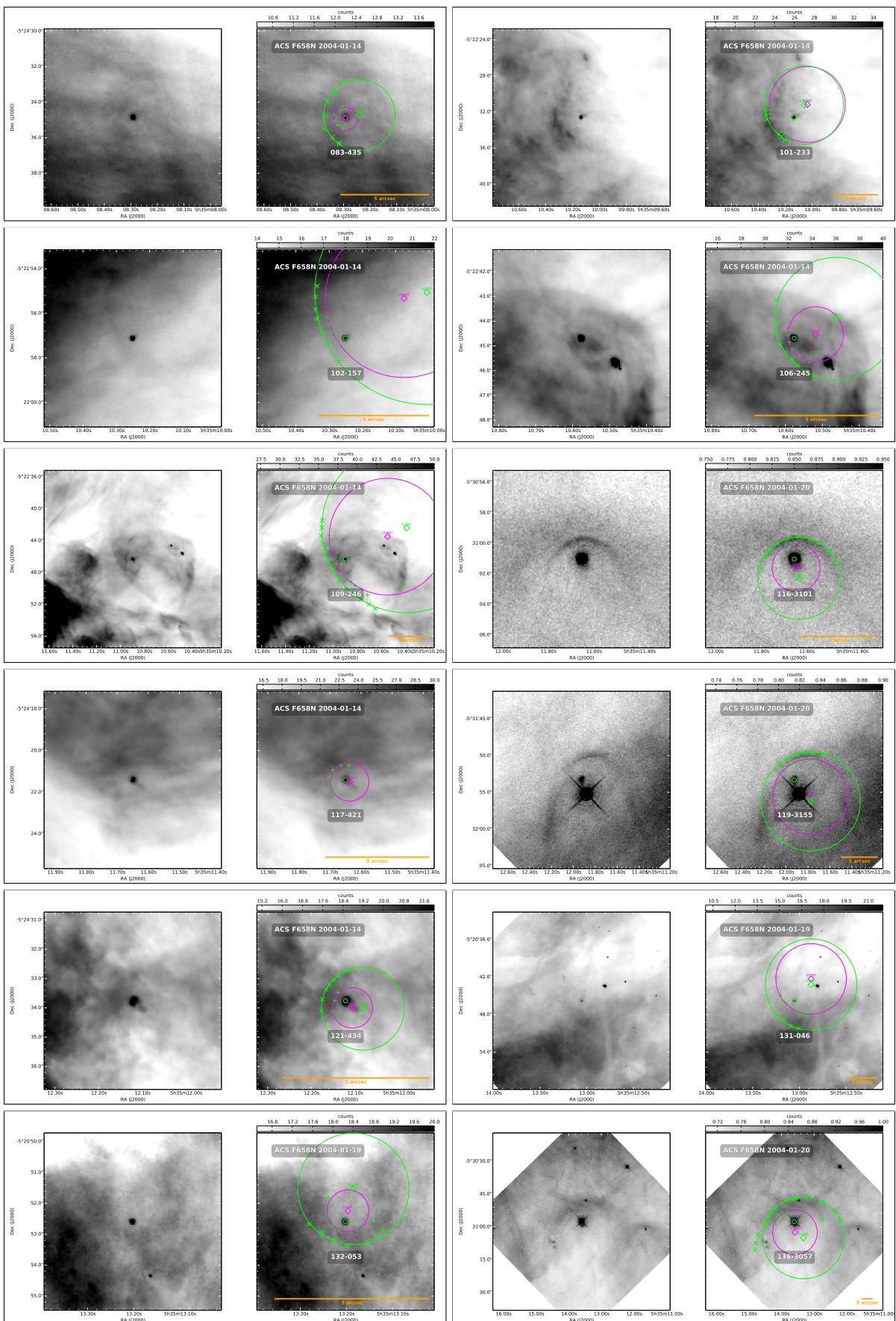
## 4.2 Más sobre las observaciones: distancias, formas, tamaños y posiciones

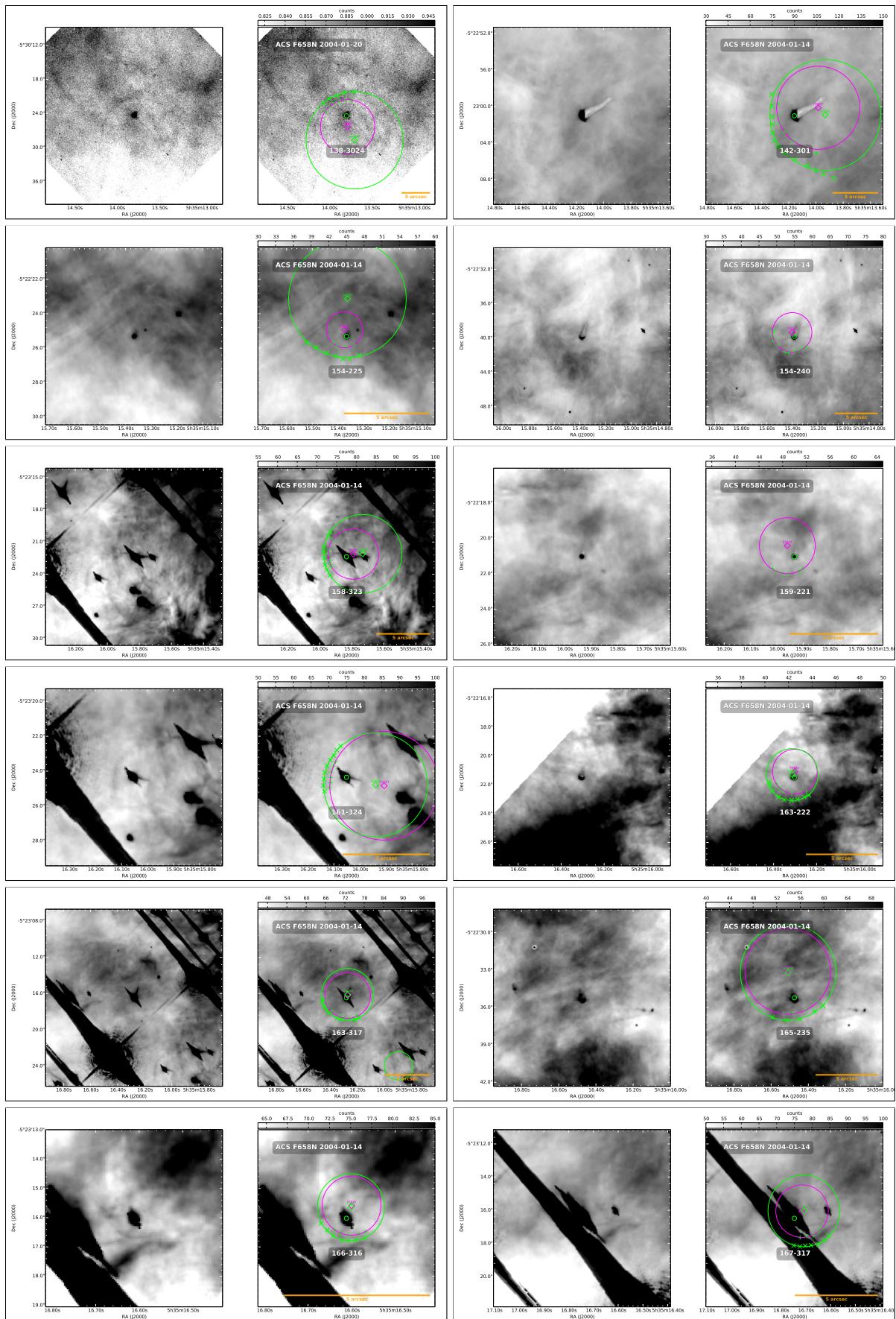
Como se ha dicho anteriormente usando éstas observaciones hemos medido parámetros observacionales con el propósito de caracterizar los objetos LL y los choques de proa de los proplyds. En este orden de ideas hemos medido la distancia  $D$  de la fuente a  $\theta^1$  Ori C, la anchura  $h$  de la cáscara y los radios característicos,  $R_0$  y  $R_c$  tanto de los límites internos y externos de la cáscara chocada. La tabla 4.1 es el resultado final de tales mediciones.

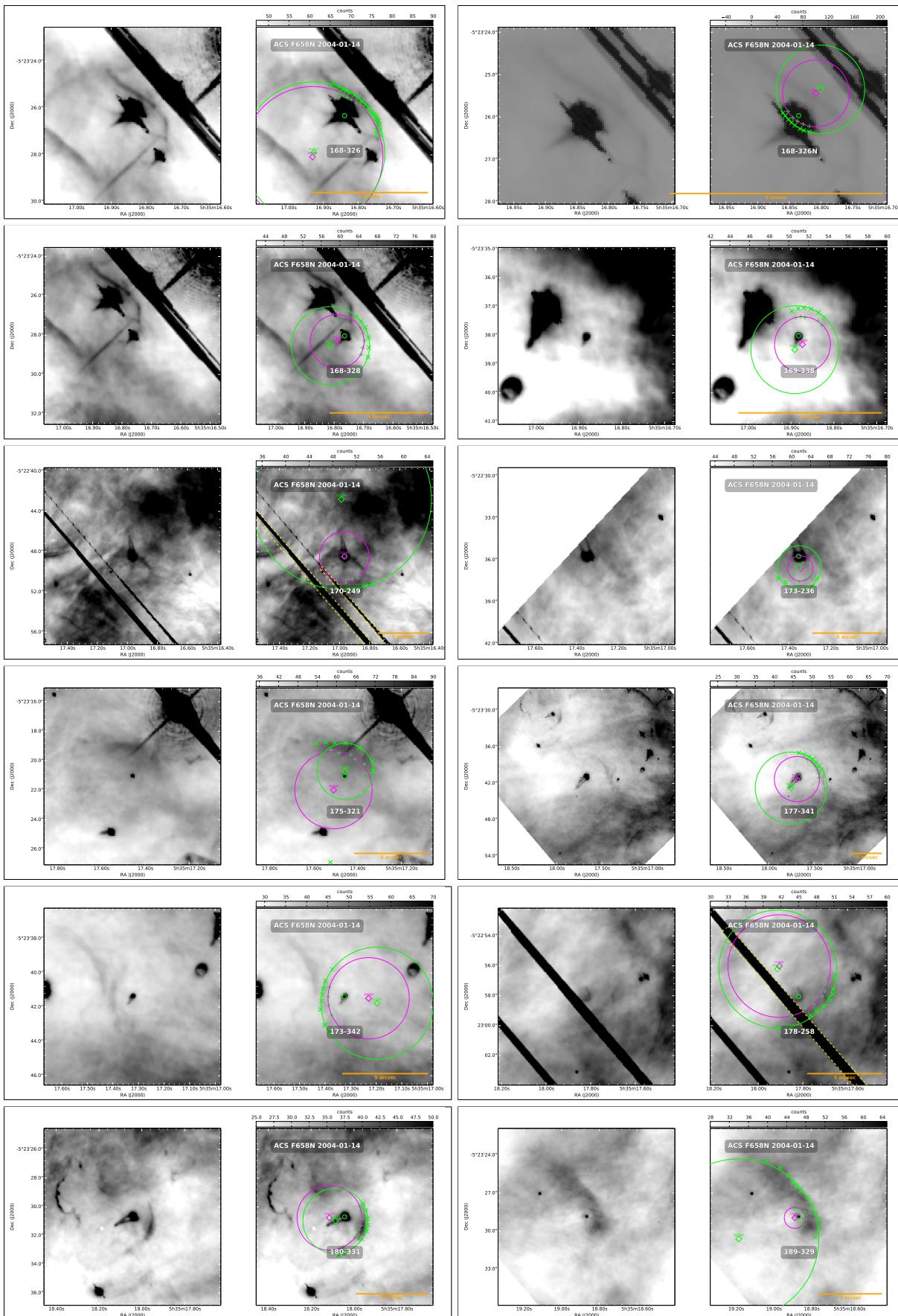
En la figura 4.2 se puede ver que el radio de las cáscaras (distancia de la estrella joven a los choques) no depende de la distancia proyectada del Trapecio, debido a que existe una dispersión muy marcada en los valores de estas mediciones en nuestras muestras. Mientras que en la figura 4.3, se logra apreciar que los choques de proa situados a grandes distancias proyectadas desde  $\theta^1$  Ori C, tienden a tener pequeños tamaños en términos relativos, porque hemos tomado el cociente  $q = R_0/D$  para indicar el tamaño de los objetos que es diferente a los valores medidos para el radio  $R_0$ . Entonces el cociente  $q = R_0/D$  es menor para estas

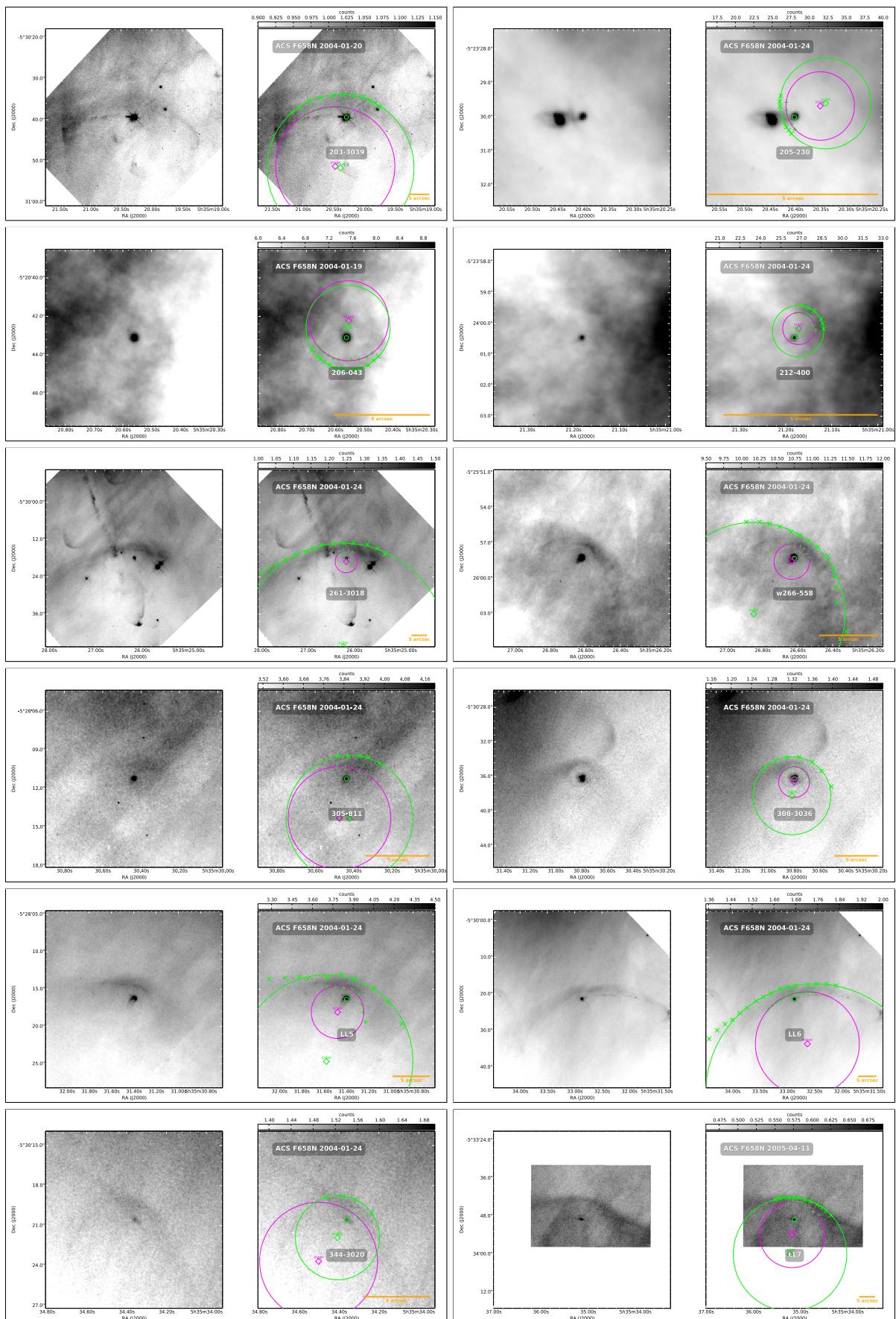












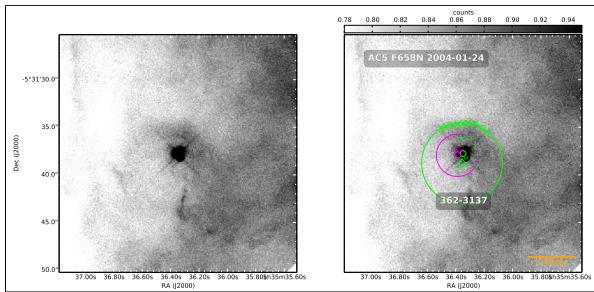


Figura 4.1: Imágenes de  $\text{H}\alpha + [\text{N II}]$  de los 73 objetos LL detectados en la Nebulosa de Orión. En ellas se puede apreciar la forma de los arcos, las estrellas jóvenes presecuencia principal en el interior y el ajuste de los círculos para los bordes internos y externos de la zona chocada. Imágenes tomadas con la cámara ACS-F658N como parte del programa GO-9825.

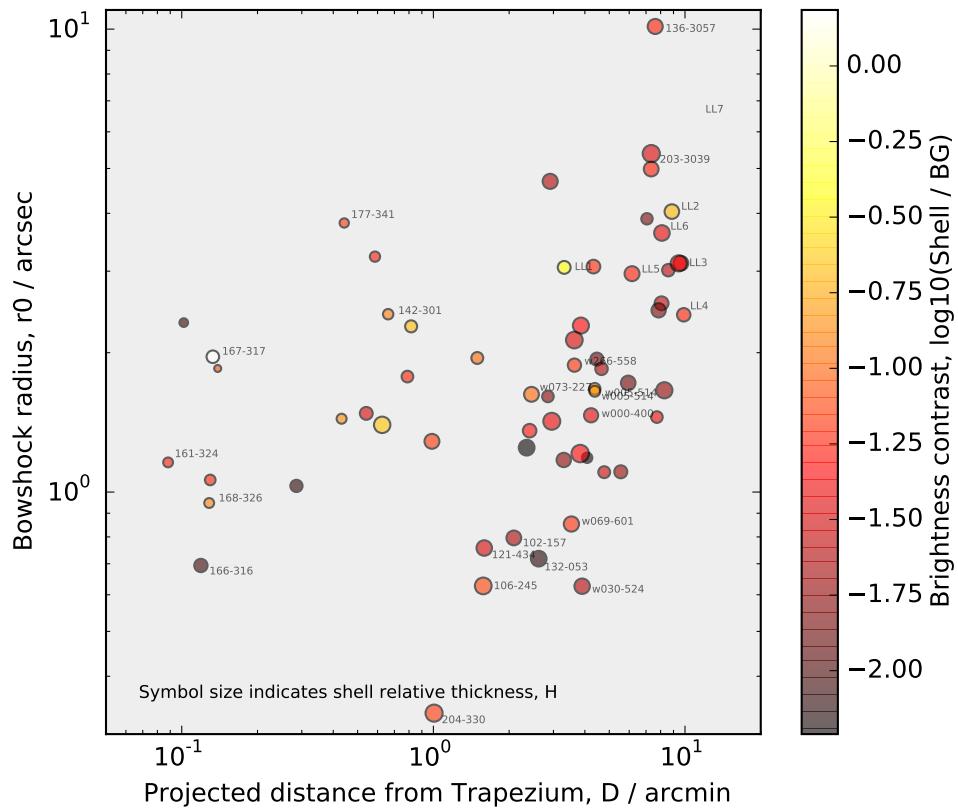


Figura 4.2: Radio de las cáscaras  $r_0 = R_0$  (se tomaron los radios de las cáscaras externas) en función de la distancia proyectada. El tamaño de los símbolos indican la anchura relativa  $H = h/R_0$ . La escala de colores representa el contraste de brillo superficial de  $\text{H}\alpha$  entre la cáscara y el fondo.

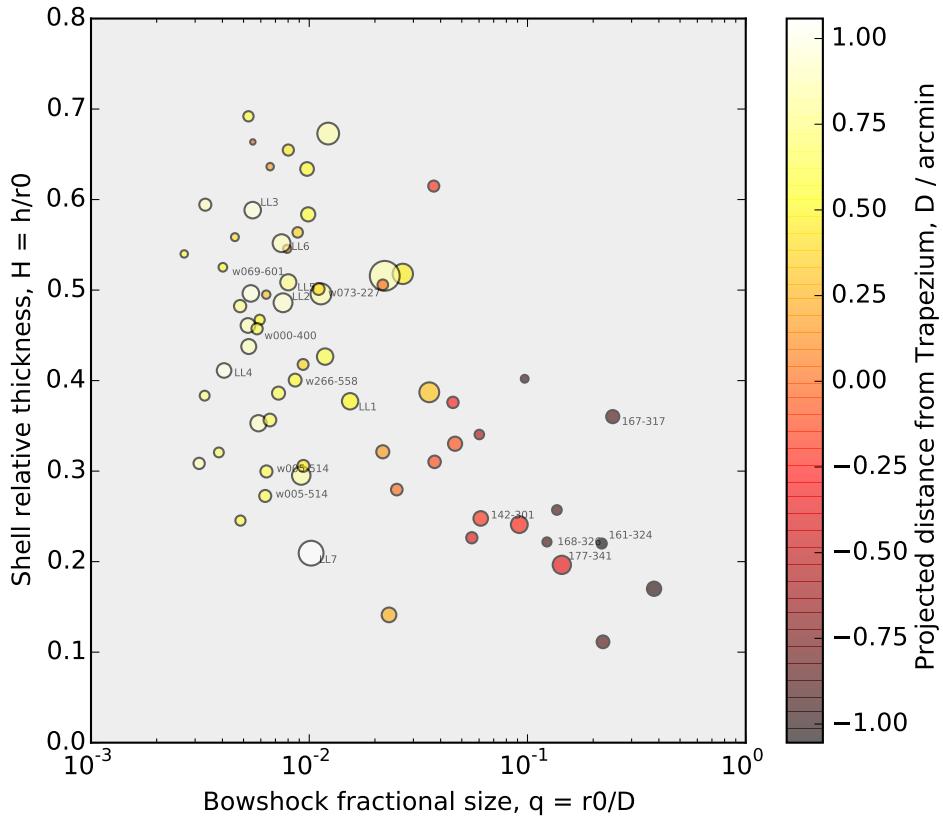


Figura 4.3: Ancho de la cáscara chocada  $h$  dividida entre el radio del choque externo  $r_0 = R_0$  a lo largo del eje de simetría, para obtener el ancho relativo  $H$ , en función de  $r_0 = R_0$  normalizado con  $D$ , esto es el término  $q$ , que es un indicativo de los tamaños relativos de los objetos LL y choques de los proplyds. El color de los puntos indica la distancia proyectada desde la fuente al Trapecio (ver el panel de colores de la izquierda). Por último, cabe mencionar que el tamaño de los símbolos hace referencia a los valores del radio del borde característico  $R_0$ , el cual es el radio desde la estrella presecuencia principal al choque externo a lo largo del eje de simetría.

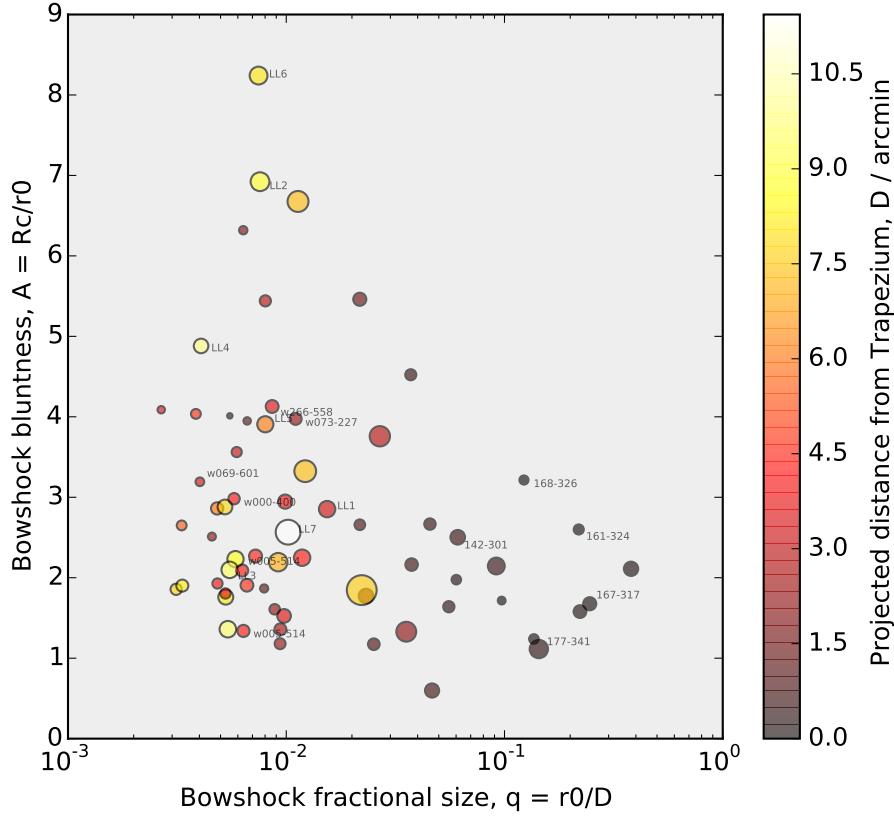


Figura 4.4: Radios de curvaturas de los choques externos  $R_c$  dividido entre  $R_0$ . A esta fracción la hemos llamado  $A$ , en función de  $q$ , como una forma para establecer que tan abiertos o cerrados son las alas de los choques LL. La escala de colores representa la distancia de los objetos a  $\theta^1$  Ori C y el tamaño de los símbolos es un indicativo de la longitud del radio  $R_0$ .

distancias<sup>1</sup>, esto es en comparación a los objetos más distantes los cuales muestran que el radio relativo  $q$  es más grande, indicando por tanto que son de mayores tamaños relativamente hablando. Por otro lado esta figura también nos muestra que los choques de proa más distantes tienden a tener cáscaras más anchas que los arcos interiores, es decir que para los objetos de menor tamaño sus cáscaras chocadas son de mayor anchura. Esto es debido por un lado a que muchos de estos objetos LL tienen doble cáscara y también posiblemente podría deberse a que estos objetos están interactuando con el flujo de champaña proveniente del núcleo de la nebulosa (ver figura 4.1).

Es de notar que tenemos valores variados para los radios de curvaturas y puesto que con estos parámetros podemos hacernos una idea de la forma de los choques. Entonces tenemos que en la figura 4.4 es perceptible que los radios de curvaturas<sup>2</sup> normalizados con los radios axiales  $R_0$ , esto es la fracción  $A = R_c/R_0$ , aumentan con la distancia a la estrella ionizante; entonces es coherente argumentar que los choques ubicados en la regiones externas de la nebulosa tienden a mostrar arcos muy abiertos en sus formas. Es el caso de los objetos LL1, LL2, LL3, LL4, LL5, LL6, LL7, 203-3039, w266-558 y w000-400 por citar algunos. Es

<sup>1</sup>Se ha tomado  $R_0$ , como el radio del borde externo de la cáscara chocada.

<sup>2</sup>También se ha tomado el radio de curvatura externo.

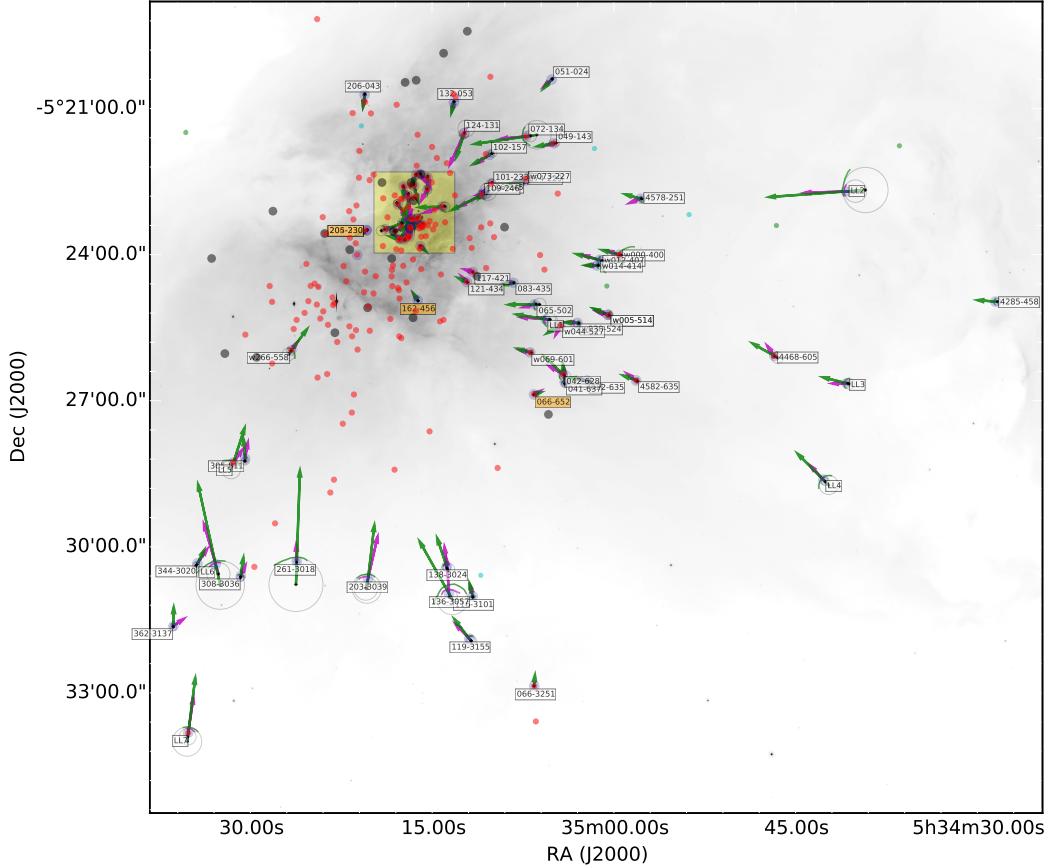


Figura 4.5: Posiciones de los arcos LL superpuestos en una imagen de H $\alpha$  de la Nebulosa de Orión. Los arcos con las flechas representan los objetos LL y los proplyds con sus respectivos choques estacionarios, de nuestro catálogo. Las flechas verdes y violetas indican la orientación de los arcos externos e internos respectivamente. Además se han incluidos los proplyds y otros objetos del catálogo de Ricci et al. (2008), donde los puntos de color rojo representan los clásicos proplyds, los puntos de color negro representan los típicos discos de acreción, los de color verde representan jets radiativos sin evidencia de la presencia de discos ionizados y los símbolos de color cian son nebulosas de reflexión sin emisión externa de gas ionizado. El cuadro en la zona del Trapecio de la imagen es la región ampliada en la figura 4.6.

importante señalar que las cáscaras más abiertas están asociadas con jets perpendiculares al eje de los choques de proa, esto sucede con las cáscaras de los objetos LL2, LL6 y 203-3039. Los choques de proa situados en las cercanías de  $\theta^1$  Ori C, es decir a cortas distancias, tienen valores de  $A$  más pequeños en comparación a los valores de esta fracción para los objetos más distantes. Nos enfrentamos con el hecho de que los choques de proa ubicados en el interior de la nebulosa, van a tener arcos más cerrados, como sucede con 108-326, 142-301, 177-341, 167-317, 168-326N, 168-328, 173-236, 175-321, 180-331, entre otros (ver los valores de los radios de curvatura en la tabla 4.1 y las posiciones de los arcos es las figuras 4.5 y 4.6).

En la figura 4.5 se ilustran las posiciones de los arcos LL de nuestro catálogo en la Nebulosa de Orión, además se muestran las posiciones con símbolos de color rojo de los proplyds del catálogo de Ricci et al. (2008). Incluimos estos objetos para mostrar que muchos proplyds de la Nebulosa de Orión no tienen choques de proa asociados. Se observa que los objetos LL están distribuidos por toda la nebulosa, esto es que existe una gran cantidad

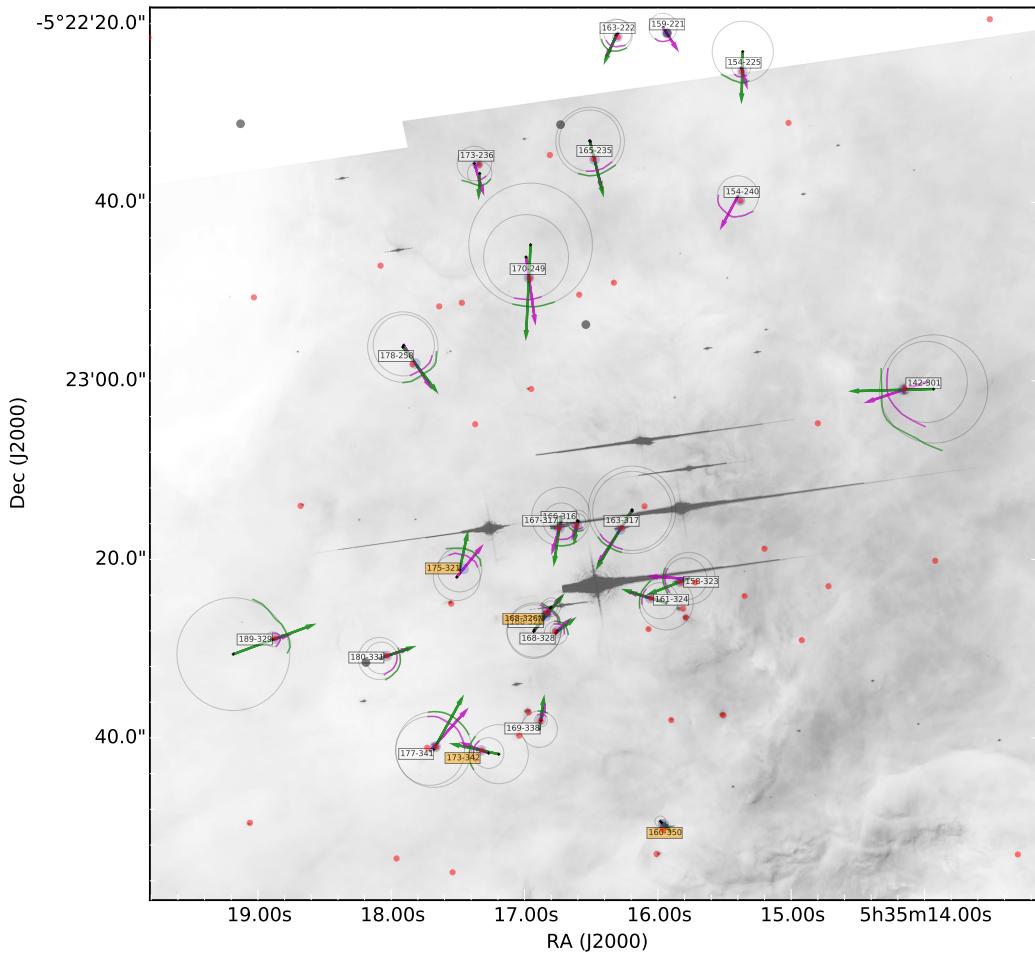


Figura 4.6: Posiciones de los arcos LL. Con un zoom de una pequeña área en el núcleo de la nebulosa. Las flechas y los colores de los símbolos representan los mismos conceptos y objetos que en la figura 4.5.

de arcos de emisión en el noroeste y suroeste de la misma, una cantidad un poco menor de estos choques se observan en el sureste y es muy poco el número de arcos LL situados en el noreste de la nebulosa; además se indican las orientaciones de los arcos internos y externos de estos objetos. Los objetos LL y los choques de proa de los proplyds de la figura 4.5 de las que estamos hablando, son aquellos ubicados a largas distancias del Trapecio, puesto que en el interior de la nebulosa el mapa está muy saturado y no se logran ver de manera clara las posiciones y orientaciones de los arcos en esta región. Para eso contamos con la figura 4.6 el cual es una ampliación de la región donde se encuentran las estrellas masivas del Trapecio, en ella es posible ver las posiciones de los proplyds y las orientaciones de sus respectivos choques en el interior de la nebulosa de una forma más clara. Las direcciones de las flechas de los arcos radiativos LL en las afueras de la nebulosa sugieren a simple vista que estos arcos están orientados hacia el núcleo de la Nebulosa de Orión, de la misma forma los choques de los proplyds en las regiones internas al parecer están orientados hacia  $\theta^1$  Ori C, es decir en la dirección radial.

Cuadro 4.1: Distancias, tamaños y formas de los choques de proa en la Nebulosa de Orión. Las unidades de la distancia y los radios están en [arcsec].

Objeto	A.R.	Decli	<i>D</i>	<i>h</i>	<i>R</i> <sub>0</sub> (out)	<i>R</i> <sub>0</sub> (in)	<i>R</i> <sub>c</sub> (out)	<i>R</i> <sub>c</sub> (in)
4285-458	5:34:28.520	-5:24:57.88	721.182	0.0	1.913	—	4.344	—
LL3	5:34:40.807	-5:26:38.54	566.331	1.83	3.119	1.284	6.544	3.085
LL2	5:34:40.860	-5:22:42.20	532.124	1.133	4.035	2.074	27.93	13.844
LL4	5:34:42.719	-5:28:37.20	593.107	0.992	2.415	1.422	11.787	4.952
4468-605	5:34:46.75775	-5:26:04.81750	471.3	1.199	2.469	1.331	7.109	2.223
4578-251	5:34:57.79275	-5:22:51.09500	279.493	0.533	1.846	1.188	3.52	2.074
4582-635	5:34:58.16675	-5:26:35.12750	333.372	0.455	1.106	0.682	2.931	2.056
w000-400	5:34:59.56575	-5:24:00.14500	254.035	0.675	1.465	0.795	4.369	2.432
w005-514	5:35:00.46775	-5:25:14.29750	262.718	0.437	1.651	1.201	3.449	2.032
w005-514	5:35:00.471	-5:25:14.21	262.637	0.424	1.672	1.171	2.239	2.213
w012-407	5:35:01.17375	-5:24:06.67750	231.47	1.234	2.289	0.953	6.743	4.264
w014-414	5:35:01.37175	-5:24:13.36750	229.954	0.696	1.211	0.373	2.185	1.615
022-635	5:35:02.200	-5:26:35.33	286.472	0.341	1.104	0.75	4.456	2.29
w030-524	5:35:03.00375	-5:25:24.35750	234.087	0.315	0.626	0.288	2.559	1.541
041-637	5:35:04.060	-5:26:37.06	267.84	0.766	1.937	1.189	4.395	3.232
042-628	5:35:04.19875	-5:26:27.59750	259.592	1.339	3.069	1.76	6.901	3.606
w044-527	5:35:04.427	-5:25:27.39	217.945	0.851	2.13	0.78	3.25	1.527
049-143	5:35:04.945	-5:21:42.92	197.821	0.56	1.173	0.625	4.178	0.662
051-024	5:35:05.131	-5:20:24.32	245.01	0.269	1.186	0.895	2.287	1.663
LL1	5:35:05.63675	-5:25:19.44750	198.626	1.128	3.057	1.904	8.721	7.132
065-502	5:35:06.53975	-5:25:01.50750	177.288	1.214	1.422	0.491	7.737	2.31
066-3251	5:35:06.56919	-5:32:51.43000	587.491	0.0	1.068	—	1.588	—
066-652	5:35:06.588	-5:26:52.38	255.852	0.102	0.028	-0.075	0.575	0.6
w069-601	5:35:06.90775	-5:26:00.57750	212.194	0.423	0.853	0.405	2.723	1.773
072-134	5:35:07.20375	-5:21:34.29500	174.737	2.419	4.69	2.261	17.626	7.286
w073-227	5:35:07.26975	-5:22:26.49750	147.268	0.696	1.626	0.811	6.462	3.979
074-229	5:35:07.384	-5:22:28.92	144.777	0.596	1.357	0.79	1.601	0.748
083-435	5:35:08.29275	-5:24:34.85750	140.892	0.579	1.247	0.544	2.005	0.664
101-233	5:35:10.133	-5:22:32.60	105.936	0.419	2.458	2.111	4.356	4.206
102-157	5:35:10.25075	-5:21:57.11750	125.297	0.45	0.796	0.402	5.03	3.542
106-245	5:35:10.576	-5:22:44.69	94.703	0.38	0.627	0.228	2.476	1.121
109-246	5:35:10.89575	-5:22:46.31750	89.677	0.704	1.948	1.322	10.638	7.325
117-421	5:35:11.650	-5:24:21.41	92.066	0.0	—	0.71	—	0.927
116-3101	5:35:11.65419	-5:31:01.03000	463.921	0.44	1.452	1.004	2.695	1.574
119-3155	5:35:11.926	-5:31:53.30	515.101	1.002	3.015	1.951	6.727	5.11
121-434	5:35:12.12175	-5:24:33.75750	95.578	0.39	0.757	0.344	1.413	0.688
124-131	5:35:12.383	-5:21:31.41	126.201	1.733	4.477	2.744	5.95	10.415
131-046	5:35:13.05537	-5:20:45.78625	164.46	2.168	3.546	0.999	7.325	5.645
132-053	5:35:13.202	-5:20:52.59	157.312	0.392	0.718	0.317	1.803	0.676
136-3057	5:35:13.60719	-5:30:57.56000	456.925	4.51	10.133	4.907	18.706	10.203
138-3024	5:35:13.79919	-5:30:24.40000	423.642	1.107	3.893	2.744	8.539	4.787
142-301	5:35:14.158	-5:23:01.00	39.672	0.6	2.422	1.822	6.062	4.547
154-225	5:35:15.367	-5:22:25.31	59.219	0.584	1.287	0.636	3.421	1.051
154-240	5:35:15.383	-5:22:39.79	45.303	0.0	—	1.72	—	2.3
158-323	5:35:15.831	-5:23:22.51	8.338	0.206	1.849	1.643	2.92	2.354
159-221	5:35:15.934	-5:22:21.04	61.862	0.0	—	0.834	—	1.582
160-350	5:35:15.958	-5:23:49.68	27.906	0.067	0.109	0.042	0.598	0.294
161-324	5:35:16.056	-5:23:24.33	5.295	0.255	1.159	0.904	3.013	2.027

Cuadro 4.1: continuación

Objeto	A.R.	Decli	D	h	$R_0$ (out)	$R_0$ (in)	$R_c$ (out)	$R_c$ (in)
162-456	5:35:16.182	-5:24:56.39	93.914	0.086	0.294	0.208	0.853	0.785
163-317	5:35:16.282	-5:23:16.63	6.111	0.395	2.323	1.928	4.904	4.437
163-222	5:35:16.303	-5:22:21.47	61.071	0.356	1.538	1.108	1.805	1.549
165-235	5:35:16.475	-5:22:35.22	47.325	0.472	1.776	1.225	3.842	3.437
166-316	5:35:16.607	-5:23:16.16	7.149	0.279	0.694	0.415	1.191	0.851
167-317	5:35:16.739	-5:23:16.50	7.974	0.706	1.96	1.254	3.286	2.052
168-328	5:35:16.757	-5:23:28.05	7.787	0.272	1.062	0.789	1.315	0.799
168-326N	5:35:16.835	-5:23:25.97	7.493	0.111	0.229	0.118	1.044	0.79
168-326	5:35:16.839	-5:23:26.32	7.712	0.196	0.947	0.737	3.044	3.011
169-338	5:35:16.880	-5:23:38.02	17.138	0.351	1.031	0.68	2.037	0.719
170-249	5:35:16.967	-5:22:48.44	35.162	0.777	3.225	2.448	6.92	4.755
173-342	5:35:17.324	-5:23:41.39	23.465	0.462	1.29	0.828	3.312	1.719
173-236	5:35:17.352	-5:22:35.73	48.956	0.753	2.28	1.527	1.364	1.935
175-321	5:35:17.458	-5:23:21.06	16.026	0.598	2.031	1.384	2.478	2.626
177-341	5:35:17.667	-5:23:40.98	26.543	0.749	3.813	3.064	4.247	3.867
178-258	5:35:17.819	-5:22:58.06	32.473	0.524	1.479	0.923	3.944	3.43
180-331	5:35:18.033	-5:23:30.82	25.909	0.326	1.44	1.114	2.361	1.772
189-329	5:35:18.868	-5:23:28.88	37.556	0.856	1.397	0.538	6.318	0.833
203-3039	5:35:20.289	-5:30:39.38	440.716	3.06	5.384	1.761	17.897	14.501
204-330	5:35:20.402	-5:23:30.01	60.389	0.221	0.333	0.112	1.336	1.281
206-043	5:35:20.561	-5:20:43.11	171.159	0.443	1.609	1.117	2.186	2.077
212-400	5:35:21.181	-5:24:00.46	80.988	0.213	1.075	0.844	0.831	0.518
261-3018	5:35:26.16875	-5:30:18.01750	440.4	2.591	4.986	2.514	33.288	3.586
w266-558	5:35:26.618	-5:25:58.29	218.155	0.775	1.88	1.127	7.761	1.506
305-811	5:35:30.43675	-5:28:11.23750	356.86	0.8	1.721	0.891	4.924	3.993
308-3036	5:35:30.79475	-5:30:36.25250	484.126	1.125	2.557	1.438	4.497	1.782
LL5	5:35:31.39775	-5:28:16.35750	369.536	1.487	2.963	1.456	11.577	3.517
LL6	5:35:32.86575	-5:30:21.45250	485.816	2.049	3.628	1.626	29.899	14.201
344-3020	5:35:34.36275	-5:30:20.56250	496.758	0.947	1.659	0.673	3.155	4.423
LL7	5:35:35.126	-5:33:49.16	686.232	1.46	6.998	5.533	17.958	10.306
362-3137	5:35:36.34775	-5:31:37.75250	577.964	1.465	3.121	1.572	4.245	2.222

### 4.3 Detalles sobre las posiciones angulares y poblaciones de choques LL y proplyds

Las mediciones de las posiciones de los 73 arcos de emisión detectados en la Nebulosa de Orión han permitido indicar las orientaciones de los choques, que entre otras cosas siguen la dirección del flujo externo de la nebulosa, como resultado intrínseco de la interacción de este con el viento interno de la estrella T-Tauri o proplyd. De acuerdo a las orientaciones mostradas en las figuras 4.5 y 4.6 de los arcos en la nebulosa, podemos pensar que el flujo proveniente del núcleo de la nebulosa es aproximadamente radial, como se ha interpretado en la sección §4.1.

No obstante, en la figura 4.7 se ilustran de manera más estricta que tanto siguen la dirección radial las orientaciones de los arcos radiativos en las regiones internas y externas de la nebulosa, considerando la dirección radial, como la línea imaginaria que va desde la fuente hasta  $\theta^1$  Ori C. Para ello, con los valores medidos de las posiciones angulares de las fuentes a  $\theta^1$  Ori C, es decir el ángulo formado por la dirección radial en el plano del cielo ( $x, y$ ), junto con los valores medidos de las posiciones angulares de los ejes de los choques o eje de simetría en el plano del cielo, se ha estimado el desplazamiento angular del eje del

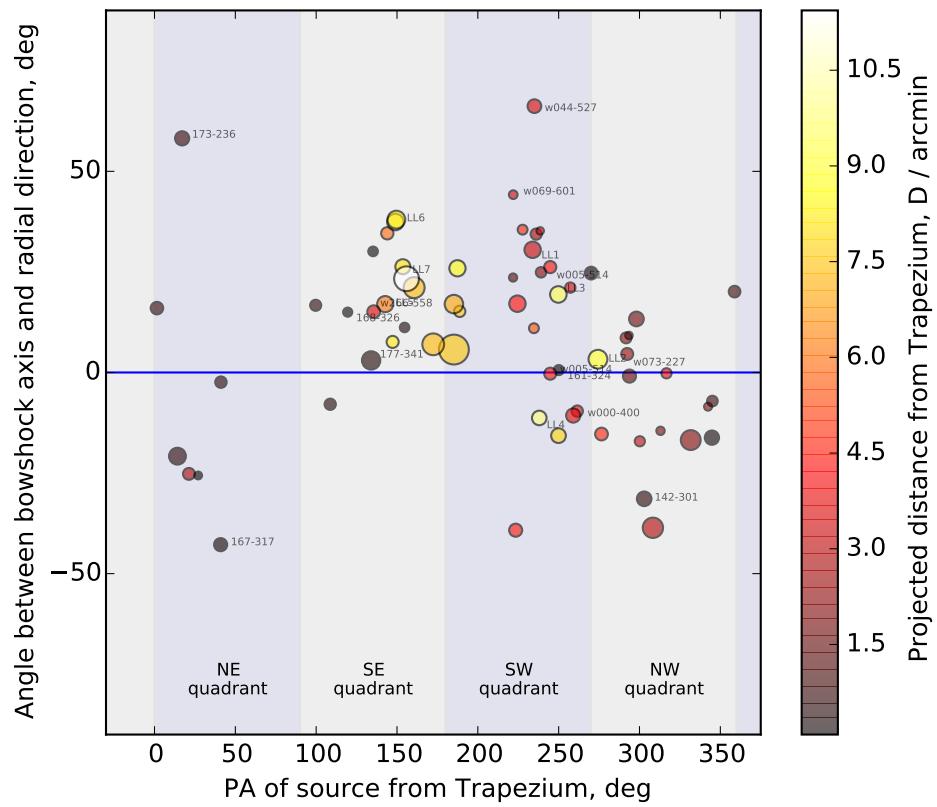


Figura 4.7: Angulo entre el eje del choque de proa y la dirección radial (este último es en dirección a  $\theta^1$  Ori C), en función de la posición angular del eje desde  $\theta^1$  Ori C a la fuente en el plano del cielo, es decir tomando las coordenadas cartesianas ( $x, y$ ). La línea azul y vertical representa el ángulo “0” entre las dos posiciones angulares. La escala de colores representa la distancia proyectada desde los objetos LL al Trapecio y el tamaño de los símbolos al igual que en las anteriores gráficas representa el radio característico  $R_0$ .

choque con respecto a la línea imaginaria trazada desde la fuente a  $\theta^1$  Ori C, tomando este último como eje de referencia<sup>3</sup>; en otras palabras se ha calculado el ángulo entre el eje del choque y la dirección radial. Los resultados han mostrado que las direcciones de los ejes de los choques no son estrictamente radiales, puesto que están desplazadas en un intervalo que va desde  $0^\circ$  a  $-30^\circ$  en el noroeste y noreste de la nebulosa, mientras que los ejes de los arcos ubicados en el sureste y suroeste están desplazados en un intervalo de ángulo que va desde  $0^\circ$  a  $30^\circ$ . Estos ángulos positivos y negativos en los diferentes cuadrantes de la nebulosa indican un desplazamiento hacia la izquierda de la dirección radial, de los ejes de simetría de los choques de proa, es decir que no es estrictamente radial la orientación de los arcos.

En la figura 4.8, se observa que la fracción de prolyds entre el número de estrellas cae relativamente con facilidad con la distancia proyectada a  $\theta^1$  Ori C, mostrando una repentina caída después de unos 200 arcsec.

Por otro lado el cociente entre los choques de proa y los prolyds parece tener tres picos separados. En este orden de ideas, para distancias muy pequeñas se puede ver que el primer pico corresponde a la interacción del viento estelar con el viento ionizado de los prolyds, a continuación hay una escasez de choques de proa hasta el segundo pico cerca de unos 4 arcmin. Por último se puede apreciar que a grandes distancias, donde podría haber un tercer pico dominan el número de objetos que no son prolyds.

Una explicación alternativa para lo planteado anteriormente, podría ser que en este tercer pico todos los objetos son prolyds, pero como se piensa que a grandes distancias no se sabe con certeza qué clase de objetos están originando los vientos en una escala más pequeña, entonces estaríamos subestimando la fracción de prolyds para estas grandes distancias.

También hay evidencia de tres distintas poblaciones de la distribución azimutal alrededor del Trapecio. Para el grupo ubicado a 4 arcmin de separación son principalmente aquellos objetos del oeste de la nebulosa, mientras que los objetos más distantes son principalmente los del sur.

---

<sup>3</sup>A excepción de los choques de proa producidos por la interacción de los vientos de dos prolyds, donde se ha tomado como eje de referencia la dirección de uno de los prolyds con respecto al otro.

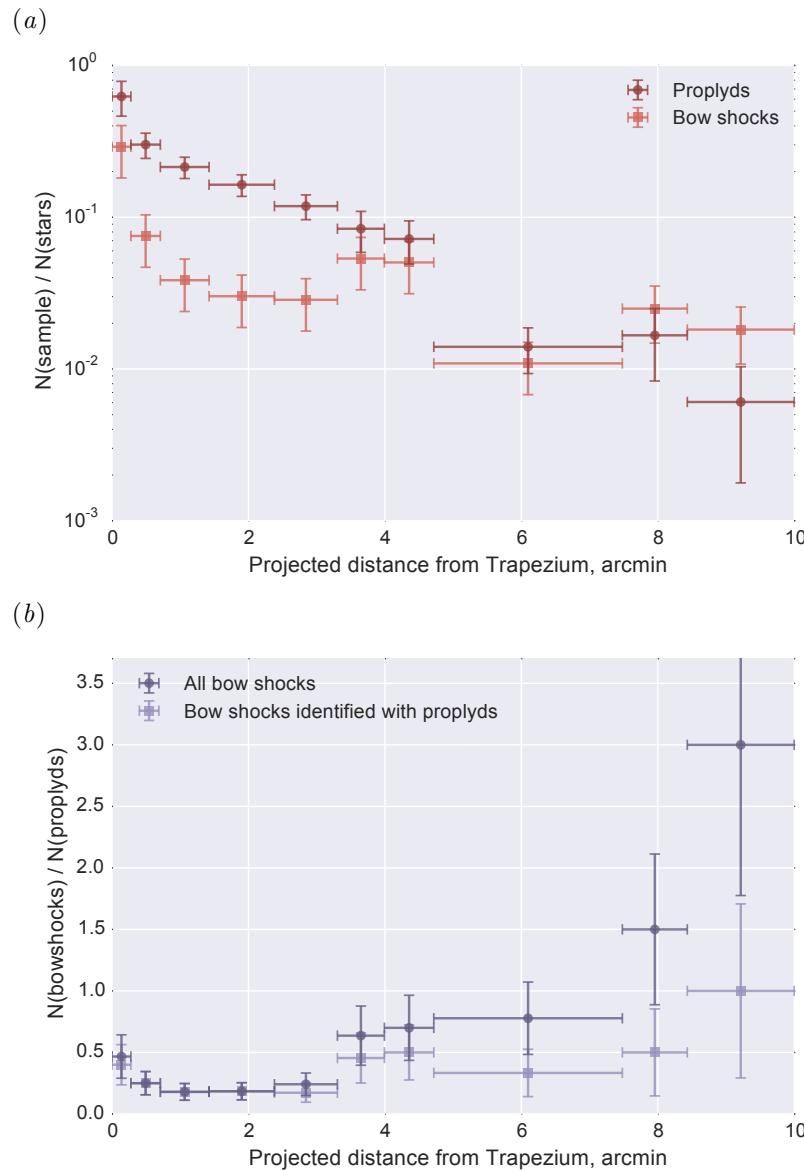


Figura 4.8: (a) Fracción de todas las estrellas ópticamente visibles que son proplyds (símbolos circulares oscuros) o que tienen choques de proa (símbolos cuadrados claros) como una función de la separación proyectada desde el Trapecio. (b) Relación entre el número de choques de proa y el número de proplyds en función de la separación proyectada desde el Trapecio. Los símbolos circulares y oscuros representan todos los choques de nuestro catálogo (a excepción de los choques producidos pos la interacción de dos proplyds) mientras que los símbolos cuadrados y claros indican estos mismos choques de proa pero sólo aquellos asociados con conocidos y supuestos proplyds.

## Capítulo 5

# Resultados astrofísicos

Este capítulo presenta una descripción de la derivación de los parámetros físicos que gobiernan la naturaleza y estructura de los choques de proa, a partir de las siguientes suposiciones a) que los arcos hiperbólicos y los choques de proa de los proplyds son estacionarios, como una posible consecuencia del equilibrio de presiones b) que la estructura de la cáscara chocada está dominada por la presión térmica y c) que el flujo de partículas interno y externo que interactúan para formar los arcos están dominados por las presiones hidrodinámicas. Se ilustra que en la cáscara chocada se usó la ecuación de estado de los gases ideales para estimar la presión en esta región. Como esta relación está en función de la densidad numérica de partículas, entonces antes de esto construimos una ecuación para la densidad promedio de partículas en función de los parámetros observacionales ya conocidos, esto es en términos del brillo superficial de H $\alpha$  ( $S_{H\alpha}$ ), el radio de curvatura ( $R_c$ ) y el espesor ( $h$ ) de la cáscara chocada. Demostramos que no es necesario hacer una corrección de la emisión de H $\alpha$  del choque en la emisión de H $\alpha$  de la cáscara, puesto que encontramos que el cociente de luminosidad bolométrica entre el choque y la cáscara es muy pequeño, permitiéndonos argumentar que la emisión del choque es despreciable respecto a la emisión de H $\alpha$ . Además mostramos que las cáscaras de nuestros objetos están en equilibrio térmico. Hemos encontrado que el cociente entre la longitud de la zona de enfriamiento y la anchura del choque es muy pequeña ( $d_{cool} \ll h$ ).

Presentamos el modelo de interacción de dos vientos. Se argumenta que suponemos un modelo en el que tenemos dos vientos con velocidades constantes, que al colisionar forman una cáscara constituida por dos arcos radiativos. En las regiones externas e internas al choque se usó la presión hidrodinámica y la ecuación general de la tasa de pérdida de masa para escribir las presiones de los vientos internos y externos del choque en términos de la tasa de pérdida de masa ( $\dot{M}$ ), la velocidad del viento  $v$  y las distancias característica ( $D$  y  $R_0$ ). En el caso del viento interno esto nos permitió usando el equilibrio de presiones (asumiendo de que los choques son estacionarios) escribir los producto  $\dot{M}_w V_w$  y  $\dot{M} V$  (flujos de momento) del flujo interno y externo en términos de la presión térmica.

Y por último hacemos una exposición de los resultados astrofísicos. Se muestran los resultados de las estimaciones realizadas de la densidad en la cáscara chocada, la presión en la cáscara y el flujo momento interno y externo de los flujos de los objetos de nuestro catálogo, usando las ecuaciones derivadas en la primera parte del capítulo, junto con los parámetros observacionales medidos previamente directamente de las observaciones. Nos referimos aquí, al brillo superficial de H $\alpha$   $S(H\alpha)$ , los radios de curvatura  $R_c$ , el radio de los choques a lo largo del eje simetría del arco  $R_0$  y la anchura de la cáscara  $h$ , puesto que estos parámetros son variables de las ecuaciones derivadas teóricamente. Donde hemos encontrado que los objetos ubicados en el interior de la nebulosa están confinados por el flujo de momento externo del viento estelar de las estrellas masivas del Trapecio, mientras que los

objetos más distantes requieren un flujo de momento mayor para ser confinados. También ilustramos que el flujo de momento interno no depende de la distancia, para los proplyds en el interior de la nebulosa, mientras que el flujo de momento interno de las fuentes más distantes en el que la mitad son proplyds es más pequeño, aunque para los objetos que no son proplyds a estas distancias presentan valores mayores de este parámetro físico.

## 5.1 Derivación de parámetros físicos en la cáscara

### 5.1.1 Densidad en la cáscara chocada

Un parámetro físico importante para estudiar la naturaleza de los choques de proa es la densidad electrónica, así que un primer paso en esta tarea consiste en determinar la densidad promedio de partículas en la cáscara chocada. Existen dos técnicas para estimar esta cantidad física. Una primera técnica consiste en medir la densidad promedio de electrones a través de las observaciones de los efectos de la desexcitación colisional. Esto puede hacerse comparando las intensidades de dos líneas emitidas por un mismo ión desde niveles con energía de excitación similares, así que las tasas de excitación relativas de los dos niveles dependen únicamente del cociente de sus fuerzas de colisión. Si los niveles tienen diferentes probabilidades de transición o diferentes tasas de desexcitación colisional, entonces la población relativa de los dos niveles dependerá de la densidad, y por consiguiente el cociente de las intensidades de las líneas emitidas también dependerá de la densidad. Los mejores ejemplos de cociente de líneas usados para determinar la densidad electrónica en el rango del óptico son [O II]  $\lambda 3729/\lambda 3726$  y [S II]  $\lambda 6716/\lambda 6731$  (Osterbrock, 1989).

La segunda técnica para estimar la densidad electrónica promedio en la cáscara de los choques de proa consiste en usar el brillo superficial de  $H\alpha$ ,  $S(H\alpha)$ , obtenido a partir de las observaciones (más adelante daremos más detalles de este método), considerando una temperatura electrónica de 9000 K y asumiendo que el hidrógeno está totalmente ionizado. Henney et al. (2013) estimaron la densidad electrónica para la cáscara de LL1, usando los dos métodos, es decir emplearon el cociente de líneas de [S II]  $\lambda 6716/\lambda 6731$  para calcular la densidad en esta zona, y separadamente usaron el brillo superficial de  $H\alpha$  para el mismo fin. Comparando los dos resultados encontraron que las densidades derivadas a partir de los dos métodos fueron muy compatibles. Por tanto para este trabajo hemos utilizado la segunda técnica para estimar la densidad, puesto que contamos con el brillo superficial de  $H\alpha$  de la cáscara de todos los arcos de proa de nuestro catálogo. A continuación presentamos un análisis detallado de como determinar la densidad electrónica a partir del brillo superficial de  $H\alpha$ , pero antes es importante hablar un poco sobre la naturaleza de la línea de recombinação de Balmer- $H\alpha$ , debido a que a partir de la emisión de esta línea de recombinação medimos  $S(H\alpha)$ .

#### Líneas de recombinação de $H\alpha$

La serie de Balmer es un conjunto de líneas espectrales del átomo de hidrógeno donde las transiciones ocurren desde los niveles de energía  $n = 3, 4, 5, \dots$  al nivel  $n = 2$  con  $n$  el número cuántico principal. Cada una de estas transiciones corresponde a una longitud de onda particular ( $\lambda_{32} = 6562.82$  Å (H $\alpha$ ; rojo),  $\lambda_{42} = 4861.36$  Å (H $\beta$ ; turquesa),  $\lambda_{52} = 4340.50$  Å (H $\gamma$ ; azul) y  $\lambda_{62} = 4101.77$  Å (H $\delta$ ; violeta)). Estas longitudes de onda se han determinado a partir de datos experimentales. Además éstas longitudes de onda  $\lambda$  caen dentro de la región visible del espectro electromagnético (Carroll & Ostlie, 1996)). Por otro lado, para las líneas de recombinação tenemos que la energía de los fotones que se emiten durante las transiciones está dada por

$$E = \frac{hc}{\lambda}. \quad (5.1)$$

Según el modelo atómico de Bohr la energía en un estado cuántico es

$$E_n = -13.6 \text{ eV} \frac{1}{n^2}, \quad (5.2)$$

Esta última expresión también nos proporciona la energía del fotón emitido, es decir

$$E = 13.6 \text{ eV} \left( \frac{1}{n_{\text{Inf}}^2} - \frac{1}{n_{\text{Sup}}^2} \right), \quad (5.3)$$

donde esta es la energía liberada cuando el electrón decae de un nivel de energía,  $n_{\text{Sup}}$ , a un nivel de menor energía,  $n_{\text{Inf}}$ . Estos niveles de energía  $n$  constan de diferentes subniveles denotados por el número cuántico  $l$  que tienen ligeramente distintas energías; este fenómeno se le conoce como estructura fina, pero el desdoblamiento entre estos es menor que el ensanchamiento térmico de las líneas. Usando las ecuaciones 5.1 y 5.3 para el caso particular de las líneas de recombinación de H $\alpha$  (donde la transición ocurre del nivel superior de energía  $n = 3$  al nivel inferior de energía  $n = 2$ ) tendremos que:

$$E_{32} = 1.889 \text{ eV} \quad \text{y} \quad \lambda_{32} = 6563 \text{ Å}. \quad (5.4)$$

### Estimación de la densidad a partir del brillo superficial de H $\alpha$

Empezemos por escribir la relación de brillo superficial, suponiendo que no hay absorción;

$$S_{\text{H}\alpha} = \int \eta_{\text{H}\alpha} d\zeta \simeq \eta_{\text{H}\alpha} \Delta\zeta \quad (5.5)$$

en la que  $\eta_{\text{H}\alpha}$  es la emisividad, cuyas unidades son [erg s $^{-1}$  cm $^{-3}$  sr $^{-1}$ ] y  $\Delta\zeta$  es el camino de la línea de visión a través de la cáscara (más adelante determinaremos  $\Delta\zeta$ ). El primero de estos parámetros está dado por,

$$\eta_{\text{H}\alpha} = \frac{N(\text{H}_{n=3}^0) A_{32}}{4\pi} \left( \frac{hc}{\lambda_{32}} \right) \quad (5.6)$$

donde  $A_{32}$  es la probabilidad de transición y  $N(\text{H}_{n=3}^0)$  es la densidad numérica de átomos neutros en el nivel  $n = 3$ . Por otro lado la tasa de recombinaciones por volumen que producen H $\alpha$  es

$$\alpha_{\text{H}\alpha} N_e N_{\text{H}^+} = N(\text{H}_{n=3}^0) A_{32} \quad (5.7)$$

donde  $\alpha_{\text{H}\alpha}$ ,  $N_e$  y  $N_{\text{H}^+}$  son el coeficiente de recombinación efectiva (Osterbrock & Ferland, 2006), la densidad de electrones y la densidad de núcleos de hidrógeno. La anterior expresión la usamos para introducir el coeficiente de recombinación efectiva en nuestras ecuaciones. Este coeficiente expresa la probabilidad de que un electrón en el estado  $n = 3$  decaiga al nivel de menor energía  $n = 2$ . Es importante añadir que cálculos completos de equilibrio estadístico de las cascadas de recombinación han mostrado que el coeficiente de recombinación efectiva depende principalmente de la temperatura electrónica  $T_e$ . Estrictamente es aproximadamente proporcional a la inversa de la  $T_e$  (Pequignot et al., 1991; Nussbaumer & Storey, 1984) y en menor medida depende de la densidad. También depende de si la serie de Lyman es ópticamente gruesa o delgada, pero en este contexto el relevante es el primer caso, denominado caso B, para la cual las líneas de Lyman son ópticamente gruesas (Hummer & Storey, 1987). Hemos supuesto una temperatura electrónica constante de  $\sim 9000$  K. Para esta temperatura el coeficiente de recombinación efectiva es  $\alpha_{\text{H}\alpha} = 1.27 \times 10^{-13} \text{ cm}^3 \text{ s}^{-1}$ .

Por otro lado, al sustituir la Ec. 5.7 en la Ec. 5.6 y teniendo en cuenta que  $N_e \simeq N_{\text{H}^+} \simeq N_{\text{H}}$  obtenemos que

$$\eta_{\text{H}\alpha} = \frac{\alpha_{\text{H}\alpha} N_{\text{H}}^2}{4\pi} \left( \frac{hc}{\lambda_{32}} \right), \quad (5.8)$$

usando la Ec. (5.5) se concluye que

$$N_{\text{H}}^2 = \frac{4\pi S_{\text{H}\alpha}}{\alpha_{\text{H}\alpha} E_{32} \Delta\zeta}, \quad (5.9)$$

Esta expresión representa la densidad promedio de núcleos de hidrógeno en la cáscara, donde  $E_{32} = hc/\lambda_{32}$  es la energía de los fotones de H $\alpha$  y cuyo valor es perceptible en la expresión 5.4.

### 5.1.2 Proyección en el plano del cielo

Otra cosa que debemos tener en cuenta en relación a los distancias y radios medidos a partir de las observaciones, es que vemos a los choques de proa proyectados en el plano del cielo, es decir que el marco de referencia del observador está rotado un ángulo  $i$  con respecto al marco de referencia del choque. Entonces tendremos que las distancias ( $D$ ), y los radios característicos ( $R_0$  y  $R_c$ ) medidos en el capítulo anterior no son estimaciones reales de los mismos.

En este orden de ideas tenemos que las distancias reales son más grandes que las distancias observadas, o dicho de otra forma que las distancias proyectadas por un factor de  $1/(\cos i)$ . No obstante para una distribución isotrópica el valor mediano de  $|i|$  es  $30^\circ$  el cual corresponde a un factor de  $\sim 1.155$ , esto implica que para este caso la distancia real es en promedio mayor  $\sim 1.155$  veces que la distancia proyectada.

Para los radios  $R_0$  y  $R_c$  el efecto de la inclinación es más complicado, debido a que dependen de la forma exacta del arco, esto es si es esférica, hiperbólica, etc, por tanto en este trabajo estos efectos los vamos a ignorar.

### 5.1.3 Estimación de la longitud del camino de la línea de visión a través de la cáscara, $\Delta\zeta$

Para una cáscara localmente esférica con radio de curvatura  $R_c$  y anchura  $h$  que es observada tangencialmente (Henney et al., 2013), suponiendo simetría cilíndrica y el eje de simetría en el plano del cielo ( $x, y$ ) (ver figura 5.1), la longitud máxima de la línea de visión a través de la cáscara es

$$\Delta\zeta = 2\sqrt{2R_c h - h^2} \quad (5.10)$$

esto es considerando que la geometría de la cáscara en  $(x, z)$  es igual en  $(x, y)$  (ver figura 5.2). Para el caso en que  $h \ll R_c$  tendremos que,

$$\Delta\zeta = 2(2R_c h)^{1/2} \quad (5.11)$$

### 5.1.4 Presión térmica en la cáscara chocada

Hemos supuesto que en la cáscara chocada la presión dominante es la presión térmica, debido a que la energía cinética del flujo de partículas cargadas proveniente de la estrella central o proplyd se convierte en energía térmica en la zona chocada, entonces en este sentido tendremos que,

$$P_{\text{Térmica}} = 2N_{\text{H}} kT \quad (5.12)$$

Donde  $N_{\text{H}}$  dada por la Ec. 5.9,  $k$  la constante de Boltzmann y  $T$  la temperatura en la cáscara chocada.

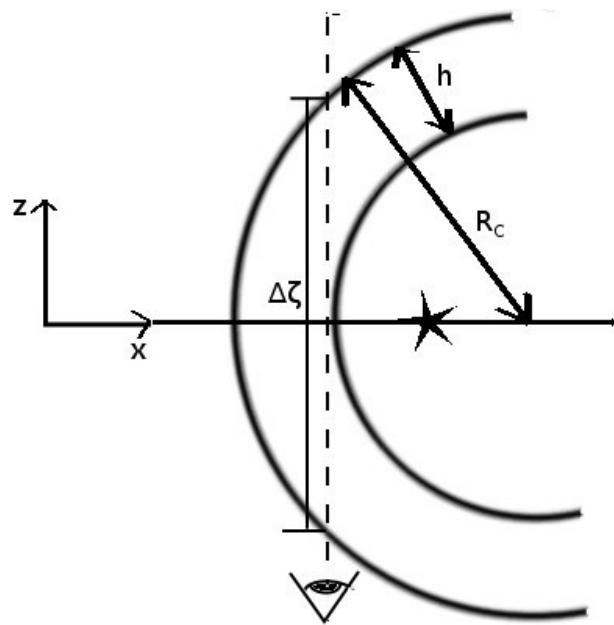


Figura 5.1: Geometría de la cáscara en el plano  $(x, z)$ , donde su radio de curvatura  $R_c$  es igual que en el plano  $(x, y)$ .

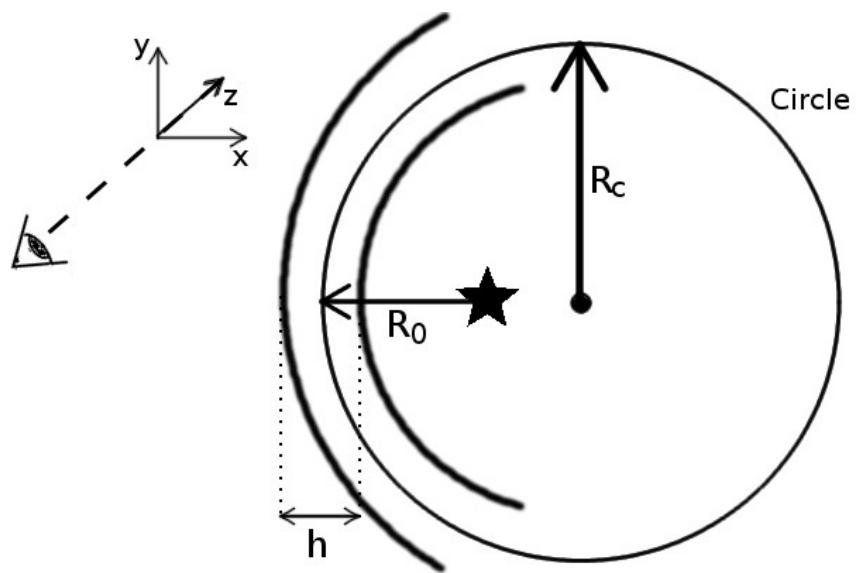


Figura 5.2: Geometría de la cáscara chocada, en la que se supone simetría cilíndrica en el plano del cielo  $(x, y)$ . La línea de visión va en la dirección del eje  $z$ .

## 5.2 Emisión del choque versus emisión de la cáscara

En esta sección vamos a demostrar que se puede despreciar la emisión de la zona de enfriamiento en la emisión de H $\alpha$ . Vamos a considerar que el gas en la zona chocada de los arcos de emisión está en equilibrio de fotoionización a una temperatura de  $\simeq 10^4$  K (Henney, 2002; Henney et al., 2002). No obstante, como se dijo en el capítulo 1 inmediatamente detrás de cada uno de los choques que limitan la cáscara chocada la temperatura del gas se elevará por la termalización de la energía cinética pre-choque, pero este exceso de energía térmica es radiada y de esta manera el gas retorna a su estado de equilibrio. En la figura 5.3 se puede ver la zona de interacción donde el flujo de partículas en tres regiones, esquemáticamente tenemos  $(\rho_0, v_0, T_0) \rightarrow (\rho_1, v_1, T_1) \rightarrow (\rho_2, v_2, T_2)$ , donde  $\rho$ ,  $v$  y  $T$  representan en el mismo orden la densidad volumétrica, la velocidad del flujo y la temperatura en las tres regiones de la zona de interacción, es decir en la región 0 donde el flujo se aleja del frente de ionización (región sin sombra), en la región 1 donde el flujo atraviesa el choque y en el cual se enfria (región con sombra clara) y en la región 2 donde el flujo alcanza la temperatura de equilibrio fotoionizado (región con sombra oscura). Aunque este esquema es para un objeto en particular (LV 1) puede servir para ilustrar este proceso en todos los objetos de nuestro catálogo.

La luminosidad bolométrica que es la energía cinética que atraviesa el choque se convierte en energía térmica, posteriormente se calienta y se convierte en energía radiativa, en este orden de ideas tendremos que la luminosidad de enfriamiento es igual a la luminosidad del choque ( $L_{\text{cool}} = L_{\text{shock}}$ ) si  $T_0 \simeq T_2$ , es decir si existe equilibrio térmico. Es así que la luminosidad bolométrica del choque en unidades de [erg cm $^{-2}$  s $^{-1}$ ] la podemos escribir como,

$$L_{\text{shock}} = \frac{1}{2} \rho_0 v_0^3 A, \quad (5.13)$$

donde  $A$  es el área. Por otro lado luminosidad bolométrica en la cáscara en equilibrio está dada por

$$L_{\text{shell}} = N_2^2 \Lambda(T_2) h A \quad (5.14)$$

donde  $\Lambda_2$  es el coeficiente de enfriamiento del gas en equilibrio en unidades de [erg cm $^3$  s $^{-1}$ ] y  $N_2$  es la densidad promedio en la cáscara, es decir que es la misma densidad dada por la ecuación 5.9 ( $N_2 = N_H$ ). Ahora que tenemos las expresiones de las luminosidades para cada zona, las podemos comparar dividiendo una entre la otra considerando que  $N_2 = M_0^2 N_0$  y  $v_0 = M_0 c_0$  con  $M_0$  el número de Mach pre-choque, de esta manera obtenemos para este cociente que

$$\frac{L_{\text{shock}}}{L_{\text{shell}}} = \frac{0.5 m M_0 c_0^3}{N_2 \Lambda_2 h}, \quad (5.15)$$

donde  $m = 1.3 m_H$  es la masa promedio por nucleón y  $c_0 \simeq \sqrt{kT/m_H}$  es la velocidad del sonido fotoionizado. Ahora, para un número de Mach  $M_0 \sim 2.0$ , un coeficiente de enfriamiento de  $\Lambda_2 \simeq 3.3 \times 10^{-24}$  erg cm $^3$  s $^{-1}$  (Osterbrock & Ferland, 2006) y utilizando el ancho de la cáscara y la densidad promedio en la misma, la cual es posible determinar a partir de las observaciones usando la Ec. 5.9, hemos estimado este cociente de luminosidades bolométricas para nuestros objetos de estudio, los resultados son mostrados en la figura 5.4. Pero como lo que nos interesa es la luminosidad de H $\alpha$ , entonces hay que incluir el comportamiento de  $\eta_{\text{H}\alpha}/\Lambda$  en función de la temperatura en el cociente determinado previamente. Analíticamente sería

$$\frac{S_{\text{H}\alpha}^{\text{shock}}}{S_{\text{H}\alpha}^{\text{shell}}} = \frac{L_{\text{shock}}}{L_{\text{shell}}} \frac{\eta_{\text{H}\alpha}(T_1)/\eta_{\text{H}\alpha}(T_0)}{\Lambda(T_1)/\Lambda(T_0)}. \quad (5.16)$$

Ahora, si suponemos que  $\Lambda \propto T^a$  y  $\eta_{\text{H}\alpha} \propto T^b$ , tendremos que

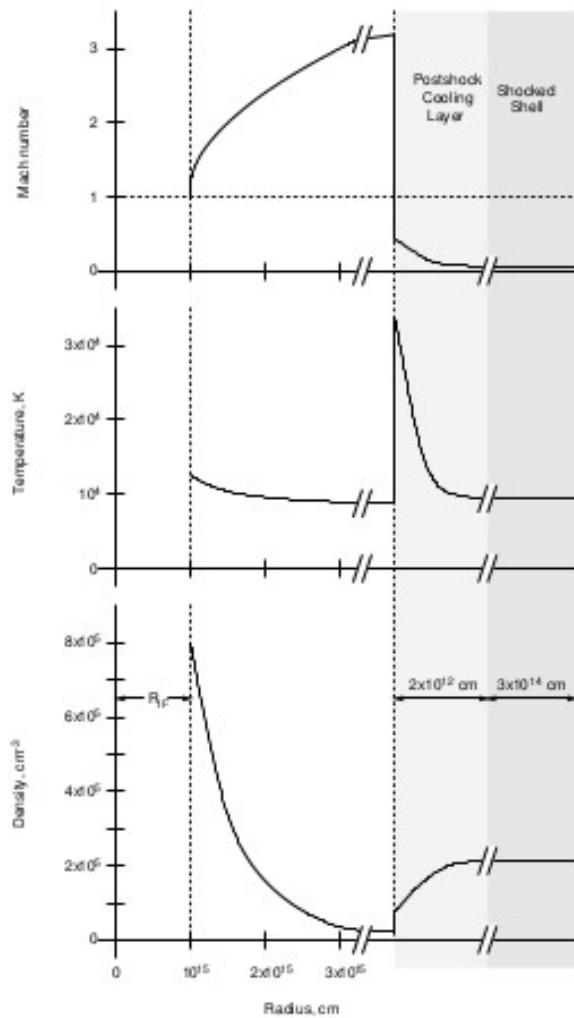


Figura 5.3: Estructura unidimensional de la zona de interacción para LV 1. El flujo se aleja del frente de ionización del proplyd (región sin sombra), pasa a través de un choque después de lo cual se enfriá (región con sombra clara), luego retorna a la temperatura de equilibrio fotoionizado (región con sombra oscura). Tomado de Henney (2002).

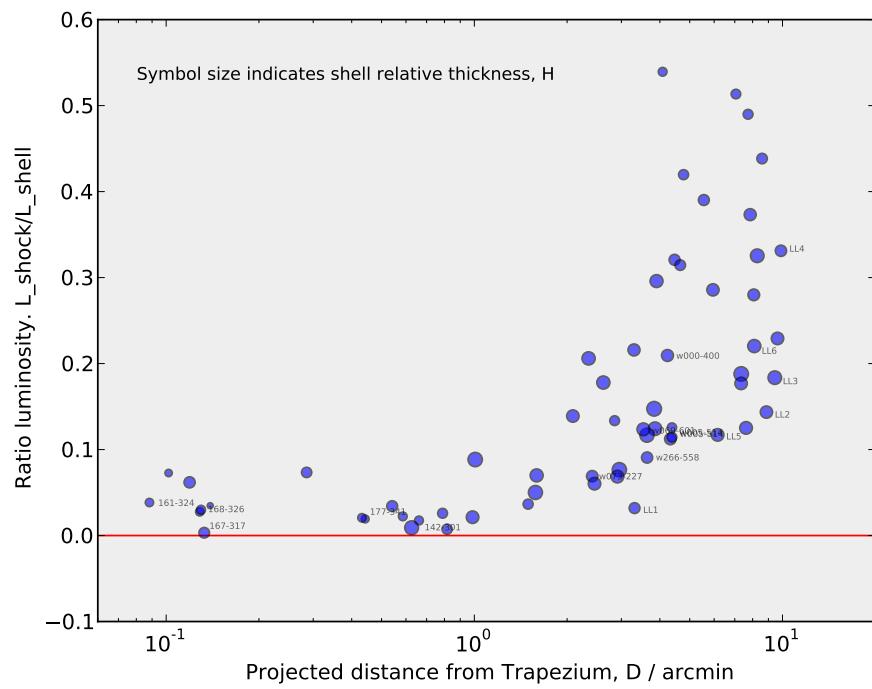


Figura 5.4: Cociente entre la luminosidad bolométrica del choque  $L_{\text{shock}}$  y la luminosidad bolométrica de la cáscara  $L_{\text{shell}}$  en función de la distancia proyectada desde el Trapecio. El tamaño de los símbolos indican el ancho relativo de la cáscara chocada  $H = h/R_0$ .

$$\frac{S_{\text{H}\alpha}^{\text{shock}}}{S_{\text{H}\alpha}^{\text{shell}}} = \left(\frac{T_1}{T_0}\right)^{b-a} \frac{L_{\text{shock}}}{L_{\text{shell}}}. \quad (5.17)$$

Aproximadamente los valores de  $a$  y  $b$  son  $a = 2$  y  $b = -1$ , es así que  $b - a = -3$ . Por otro lado Henney (2002) nos muestra que

$$\frac{T_1}{T_0} = \frac{1}{16}(5M_0 - 1)(1 + 3M_0^{-2}) \simeq M_0 \quad (5.18)$$

para un número de Mach  $M_0 = 2.0$ , de acuerdo a la anterior expresión, el cociente de temperaturas es  $T_1/T_0 = 2.0$ . Esta fracción junto con el valor encontrado para  $b - a$ , nos muestra que

$$\left(\frac{T_1}{T_0}\right)^{b-a} = 0.125$$

entonces podemos concluir que el cociente de brillo superficial de H $\alpha$  para el choque y la cáscara está dado por

$$\frac{S_{\text{H}\alpha}^{\text{shock}}}{S_{\text{H}\alpha}^{\text{shell}}} = 0.125 \frac{L_{\text{shock}}}{L_{\text{shell}}} \quad (5.19)$$

con esta última relación aplicada a los resultados mostrados en la figura 5.4, podemos decir que el cociente de brillo superficial de H $\alpha$  entre el choque y la cáscara es aproximadamente 0.0 para los objetos situados en las proximidades del Trapecio. Para los objetos LL ubicados a distancia proyectada más grandes el cociente de los brillos tiende a aumentar un poco, pero sigue siendo muy pequeño. Entonces podemos concluir que no es necesario hacer una corrección por la emisión de H $\alpha$  del choque, puesto que la contribución de la zona de enfriamiento a la emisión total de H $\alpha$  es despreciable.

Las relaciones de Rankine-Hugoniot dan las condiciones inmediatamente después del choque. Si  $\rho_0$ ,  $v_0$  y  $T_0$  son la densidad volumétrica, la temperatura y la velocidad del flujo antes del choque y  $\rho_1$ ,  $v_1$  y  $T_1$  representan estos mismos parámetros pero a través del choque, entonces el salto de estas cantidades a través del choque estaría dado por  $(\rho_0, v_0, T_0) \rightarrow (\rho_1, v_1, T_1)$  para el caso de un choque no radiativo.

Nos falta comparar la longitud de la zona de enfriamiento  $d_{\text{cool}}$ , con la anchura de la cáscara  $h$ . Esto lo podemos hacer determinando  $d_{\text{cool}}$  y dividiendo entre  $h$  (valor que determinamos de las observaciones). Para ello hay que considerar que la emisión de la zona de enfriamiento detrás del choque se puede aproximar como la emisión de una capa homogénea con densidad numérica  $N_1$ , temperatura  $T_1$  y una anchura dada por  $d_{\text{cool}} \sim v_1 t_{\text{cool}}$  donde  $t_{\text{cool}} = 3kT_1/(N_1 \Lambda_1)$  es el tiempo de enfriamiento y  $v_1 = M_1(T_1/T_0)^{1/2} c_0$  es la velocidad pos-choque. En estas dos últimas expresiones  $\Lambda_1$  y  $M_1$  representan el coeficiente de enfriamiento en la zona de enfriamiento y el número de Mach en la zona pos-choque. Podemos determinar esta fracción utilizando el cociente de la luminosidad bolométrica del choque entre la luminosidad bolométrica de la cáscara. No es una técnica tan exacta para determinar el cociente entre  $d_{\text{cool}}$  y  $h$  como la descrita anteriormente, pero si nos permite obtener una estimación de que tan pequeña es la longitud del ancho de la zona de enfriamiento con respecto a la anchura del choque. Además este procedimiento tiene la ventaja de que ya conocemos la fracción de luminosidades bolométricas, y por lo tanto utilizamos en este trabajo esta última técnica para este fin. En este sentido tenemos que

$$\frac{L_{\text{shock}}}{L_{\text{shell}}} = \frac{N_1^2 d_{\text{cool}} \Lambda_1}{N_2^2 h \Lambda_2} \quad (5.20)$$

como se mencionó arriba que  $\Lambda = T^a$  y dado que la cáscara retorna a su temperatura de equilibrio esto es que  $T_0 = T_2$ , entonces esta expresión se convierte en,

$$\frac{d_{\text{cool}}}{h} = \frac{N_2^2 \Lambda_0}{N_1^2 \Lambda_1} \frac{L_{\text{shock}}}{L_{\text{shell}}} = \frac{N_2^2}{N_1^2} \left( \frac{T_1}{T_0} \right)^{-a} \frac{L_{\text{shock}}}{L_{\text{shell}}}.$$

Pero también sabemos que  $N_2 = M_0^2 N_0$  y que  $N_1 = 4N_0/(1+3M_0^{-2})$  (ver Henney 2002), por lo tanto la relación anterior se transforma en

$$\frac{d_{\text{cool}}}{h} = \left( \frac{M_0^2 + 3}{4} \right)^2 \left( \frac{T_1}{T_0} \right)^{-a} \frac{L_{\text{shock}}}{L_{\text{shell}}}. \quad (5.21)$$

Previamente dijimos que  $a = 2$ , con lo cual obtenemos que  $(T_1/T_0)^{-2} \simeq 0.3$  y como hemos considerado un valor para el número de Mach de  $M_0 \sim 2.0$ , entonces estas premisas aplicadas a la ecuación 5.21 nos muestran que el cociente entre  $d_{\text{cool}}$  y  $h$  es del mismo orden que el cociente entre  $L_{\text{shock}}$  y  $L_{\text{shell}}$  ( $d_{\text{cool}}/h \sim L_{\text{shock}}/L_{\text{shell}}$ ), es decir que en los objetos más próximos al Trapecio el cociente  $d_{\text{cool}}/h$  es aproximadamente 0.0, pero puede llegar a un valor de 0.5 para los arcos más lejanos, como ocurre en el cociente de luminosidades bolométricas entre el choque y la cáscara (ver figura 5.4), por lo que podemos argumentar que  $d_{\text{cool}} \ll h$ . Esto significa que la cáscara chocada está en equilibrio térmico, es decir se puede establecer un salto directo desde la zona antes del choque a la cáscara chocada, es decir  $(\rho_0, v_0, T_0) \rightarrow (\rho_2, v_2, T_2)$  donde el subíndice 2 indica que se trata de la cáscara chocada, que como ya se ha dicho está en equilibrio térmico porque se cumple la condición de que  $T_0 = T_2 = T = 10^4$  K. Se trata de la misma temperatura de la ecuación 5.12.

### 5.3 Interacción de dos vientos

Consideramos un modelo de interacción de dos vientos porque en este modelo se hace la suposición de que dos vientos con cierta velocidad colisionan y durante este proceso forman una cáscara limitada por dos contornos bien definidos, como se puede ver en las observaciones tratadas en esta tesis. Dicho de otra manera, forman una cáscara constituida por dos choques radiativos. Dado que los bordes están bien definidos se puede establecer una geometría aproximada de la cáscara, de donde se pueden extraer parámetros útiles para estudiar la naturaleza de la cáscara y de los flujos que intervienen para formarla. Entonces la geometría de este modelo está caracterizada por las variables  $D$ ,  $R_0$ ,  $R$  y  $h$ , las cuales representan, en el mismo orden: la distancia de la fuente a  $\theta^1$  Ori C, los radios desde el arco de proa a la estrella central a lo largo del eje del choque, el radio de curvatura de la cáscara en su eje de simetría y la anchura de la cáscara. Este radio de curvatura,  $R_c$ , no es necesariamente igual al radio de curvatura empírico medido de las observaciones, porque este último hace referencia al radio proyectado del círculo fijado a los puntos donde se encuentran los choques de proa en las observaciones, mientras que el radio de curvatura teórico hace referencia al radio de los círculos en el eje de simetría de la cáscara chocada (ver figura 5.2). Como ya se ha reiterado, las suposiciones para este tipo de modelo son las siguientes:

1. Las cáscaras chocadas están en estado estacionario (tiempo dinámico  $\ll$  tiempo evolutivo), puesto que no se les han detectado movimientos propios. Esto puede ser el resultado del equilibrio de presiones en estas regiones.
2. La aceleración debido a la gravedad u otras fuerzas como por ejemplo de la radiación, es despreciable.
3. En los vientos (viento estelar o el flujo fotoevaporado según sea el caso) domina la presión hidrodinámica y en la cáscara chocada domina la presión térmica (ver figura 5.5).

Con estas suposiciones es posible determinar el flujo de momento del viento interno, usando la presión en la cáscara estimada en la sección anterior y la presión hidrodinámica que a continuación estimaremos.

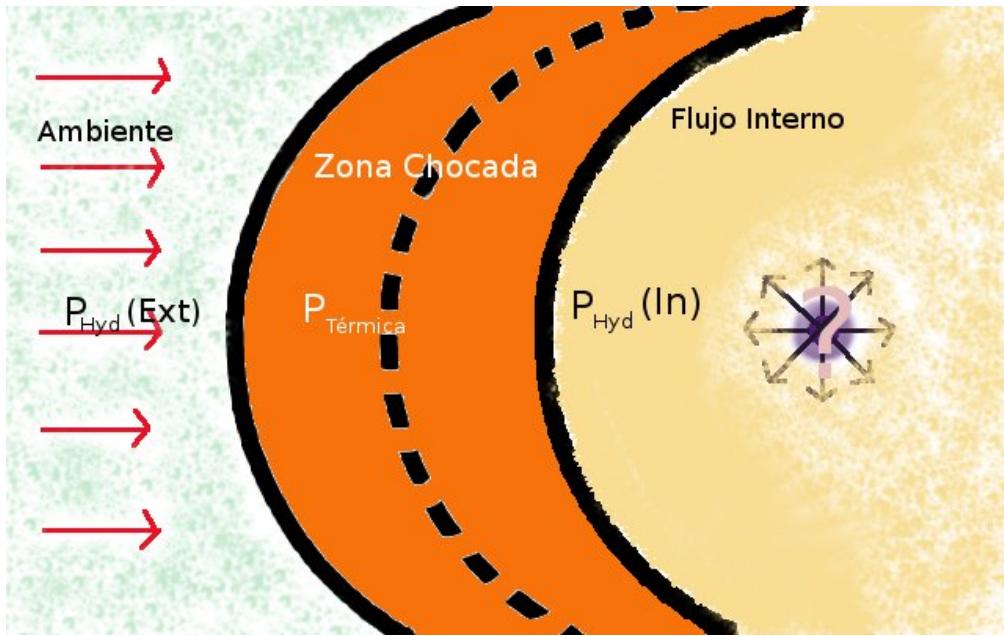


Figura 5.5: Choque formado por la interacción de dos flujos. El viento en el ambiente está dominado por la presión hidrodinámica ( $P_{\text{Hyd}}(\text{out})$ ), al igual que el viento generado por la estrella T-Tauri o el proplyd, esto es, ( $P_{\text{Hyd}}(\text{in})$ ). Por otro lado la cáscara chocada está dominada por la presión térmica ( $P_{\text{Térmica}}$ ).

### 5.3.1 Presión hidrodinámica

En términos generales la tasa de pérdida de masa está dada por

$$\dot{M} = 4\pi\rho v R^2 \quad (5.22)$$

Donde  $\rho$ ,  $v$  y  $R$  son la densidad del flujo, la velocidad del flujo y la distancia a la fuente en el mismo orden. Por otro lado la presión del viento estelar es,

$$P = \rho v^2 \quad (5.23)$$

si combinamos las ecuaciones 5.22 y 5.23 obtenemos,

$$P = \frac{\dot{M}v}{4\pi R^2}, \quad (5.24)$$

en general esta ecuación (Eq. 5.24) es la presión ram ejercida por un flujo de partículas, en términos de  $\dot{M}$  y  $v$ . Particularmente para nuestro modelo tendremos dos tipos de presiones hidrodinámicas; una corresponde a la presión generada por el viento estelar proveniente del Trapecio dada por

$$P_{\text{Hyd}}(\text{out}) = \frac{\dot{M}v}{4\pi D^2} \quad (5.25)$$

donde  $D$  es la distancia de la fuente a  $\theta^1$  Ori C,  $\dot{M}$  es la tasa de pérdida de masa de la estrella masiva del Trapecio y  $v$  es la velocidad del viento estelar externo. Y otra que corresponde a la presión ejercida por el viento de la estrella T-Tauri o proplyd

$$P_{\text{Hyd}}(\text{in}) = \frac{\dot{M}_w V_w}{4\pi R_0^2}. \quad (5.26)$$

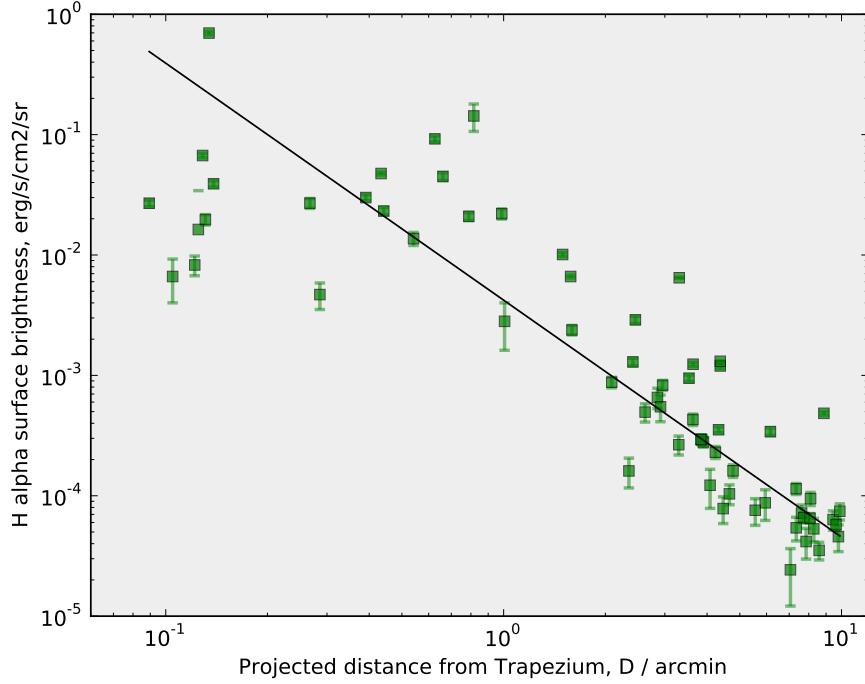


Figura 5.6: Brillo superficial de H $\alpha$  corregido por extinción y por la emisión de [N II], obtenido a partir de las imágenes de Bally et al. en función de la distancia proyectada desde Trapecio. La línea respresenta un ajuste líneal dada por  $S(\text{H}\alpha) \sim D^{-1.97}$ .

Las variables de la ecuación anterior se refieren a la tasa de pérdida de masa y la velocidad del viento de la estrella T-Tauri, además de esto  $R_0$  representa la distancia de la estrella o proplyd al choque.

### 5.3.2 Flujo de momento del viento externo y del viento interno

De acuerdo a la suposición 1, existe un equilibrio de presiones tal que;

$$P_{\text{Hyd}}(\text{out}) = P_{\text{Termica}} = P_{\text{Hyd}}(\text{in}). \quad (5.27)$$

Ahora si sustituimos la Ec. 5.25 en la anterior expresión y luego hacemos los mismo con la Ec. 5.26, podemos escribir el flujo de momento interno y separadamente el externo en términos de la presión térmica.

$$\dot{M}v = 4\pi D^2 P_{\text{Termica}}. \quad (5.28)$$

$$\dot{M}_w V_w = 4\pi R_0^2 P_{\text{Termica}}. \quad (5.29)$$

Donde  $P_{\text{Termica}}$  está dada por la ec 5.12.

## 5.4 Resultados físicos: cálculo de las propiedades físicas

Para empezar hemos determinado el brillo superficial de H $\alpha$   $\lambda 6563$  usando las imágenes de Bally (cámara ACS-F658N) para posteriormente determinar otros parámetros físicos como la densidad numérica de partículas en la cáscara, como veremos más adelante. Como ya

sabemos estas observaciones se basan en líneas de emisión de H $\alpha$  contaminadas por las líneas de [N II], es así que el brillo medido que mostramos en la figura 5.6 es el resultado de haber hecho la corrección por la emisión de [N II] y en el mismo orden de ideas a este resultado de las estimaciones del brillo se le suma la corrección por extinción. En la figura se puede ver que el brillo superficial de H $\alpha$  cae con la distancia proyectada desde Trapecio, esto es con la relación  $S(\text{H}\alpha) \sim D^{-1.97}$  (esta relación es obtenida a partir de un ajuste lineal realizado sobre los puntos graficados), así que tenemos que los objetos en el interior de la nebulosa que entre otras cosas son proplyds conocidos son más brillantes que los que se encuentran más alejados.

#### 5.4.1 Densidad promedio en la cáscara

Dado que a partir de las observaciones hemos podido determinar el brillo superficial de H $\alpha$  como se puede apreciar previamente y además como hemos determinado el camino de la línea de visión en la cáscara chocada ( $\Delta\zeta$ ), mediante la Ec. 5.11, fue posible para nosotros determinar la densidad promedio de partículas ( $N$ ) usando la ecuación 5.9, específicamente en esta zona (en la cáscara chocada) para los diferentes objetos LL y los proplyds. Hay que subrayar que hemos usado cómo distancia a la Nebulosa de Orión  $436 \pm 20$  pc (O'Dell et al., 2008), para pasar de unidades en arcsec a unidades físicas (cm), las unidades de los radios de curvatura  $R_c$  y la longitud del ancho de las cáscaras  $h$ . Esta conversión fue necesaria para calcular la densidad promedio de partículas en la cáscara (ver la sección 5.1).

En esta medida, en la figura 5.7 se logra apreciar que la cáscara chocada de los objetos que están más cerca de las estrellas masivas del Trapecio, presentan una densidad electrónica mayor que los que se encuentran a las afueras de la nebulosa. Esta tendencia de que las densidades sean menores a grandes distancia es congruente con el comportamiento del gas ambiental en la nebulosa. Argumentamos esto porque O'Dell & Harris (2010) derivaron la densidad del ambiente nebuloso en las regiones externas de la nebulosa (franja oscura a partir de  $\sim 1.0$  arc de distancia) usando el cociente de líneas de [S II]  $\lambda 6716/\lambda 6731$  y de [Cl III]  $\lambda 5518/\lambda 5531$  encontrando que estas caen con la distancia proyectada desde  $\theta^1$  Ori C. En las regiones internas de la nebulosa y cercanas al Trapecio vemos que la densidad medida por Mesa-Delgado et al. (2008) del gas ambiental de la nebulosa (franja oscura en las regiones cercanas al Trapecio) concuerda con las densidades en las cáscaras chocadas de los arcos de proa medidas por nosotros, apoyando el argumento de que la densidad de las cáscaras es congruente con la densidad del gas nebuloso.

#### 5.4.2 Flujo de momento externo: $\dot{M}V$

Usando la ecuación 5.28 de §5.3.2 se estimó el flujo de momento externo, suponiendo que es un flujo esférico que proviene del centro de la nebulosa. Para ello en primera instancia determinamos la presión térmica en la cáscara chocada a partir de la densidad electrónica calculada en §5.4.1 y utilizando una temperatura para la cáscara en equilibrio de  $10^4$  K como hemos demostrado previamente. Por otro lado determinamos el flujo momento externo del viento estelar hipersónico de la estrella masiva  $\theta^1$  Ori C del Trapecio, usando una tasa de pérdida de masa de  $\dot{M} = 3.5 \times 10^{-7} M_\odot \text{ yr}^{-1}$  y una velocidad de  $v = 1200 \text{ km s}^{-1}$  para este viento estelar.

La figura 5.8 es el resultado de tales estimaciones. En ella estamos comparando los flujos de momento externo de los objetos LL y de los proplyds (símbolos de colores en la gráfica), con el flujo de momento generada por el viento estelar (líneas continuas y discontinuas de color negro en la gráfica). Se observa que flujo de momento es mayor en los objetos más distantes del Trapecio que los proplyds que se encuentran en el interior de la nebulosa, además se puede ver que el flujo de momento de los arcos interiores de la nebulosa coincide con el flujo de momento del viento de la estrella masiva, indicando que los choques de

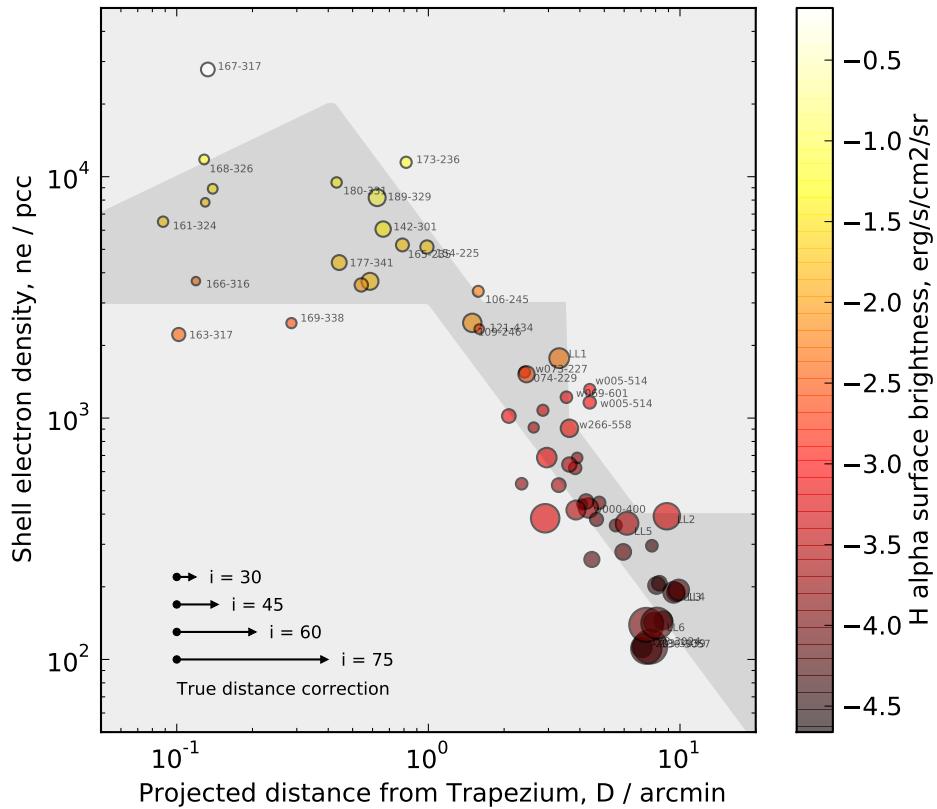


Figura 5.7: Densidad electrónica calculada a partir de la ecuación 5.9 en función de la distancia proyectada desde  $\theta^1$  Ori C. El tamaño de los puntos indica que tan grande es el camino de visión en la zona chocada si los comparamos entre si. Las flechas en la parte inferior izquierda representan la distancia corregida por la inclinación de la distancia proyectada (observada) de los arcos de emisión con respecto a la verdadera distancia desde  $\theta^1$  Ori C, para los ángulos de inclinación;  $i = 30^\circ, 45^\circ, 60^\circ, 75^\circ$ . Por otro lado la escala de colores representa el brillo superficial de  $H\alpha$  corregido por extinción y por la emisión de [N II] en la cáscara chocada en unidades de  $[\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{sr}^{-1}]$ . Por último la franja oscura representa la densidad electrónica del gas ambiental de la nebulosa, el ancho de la franja indica la dispersión del valor de la densidad a cada distancia (O'Dell & Harris, 2010; Mesa-Delgado et al., 2008).

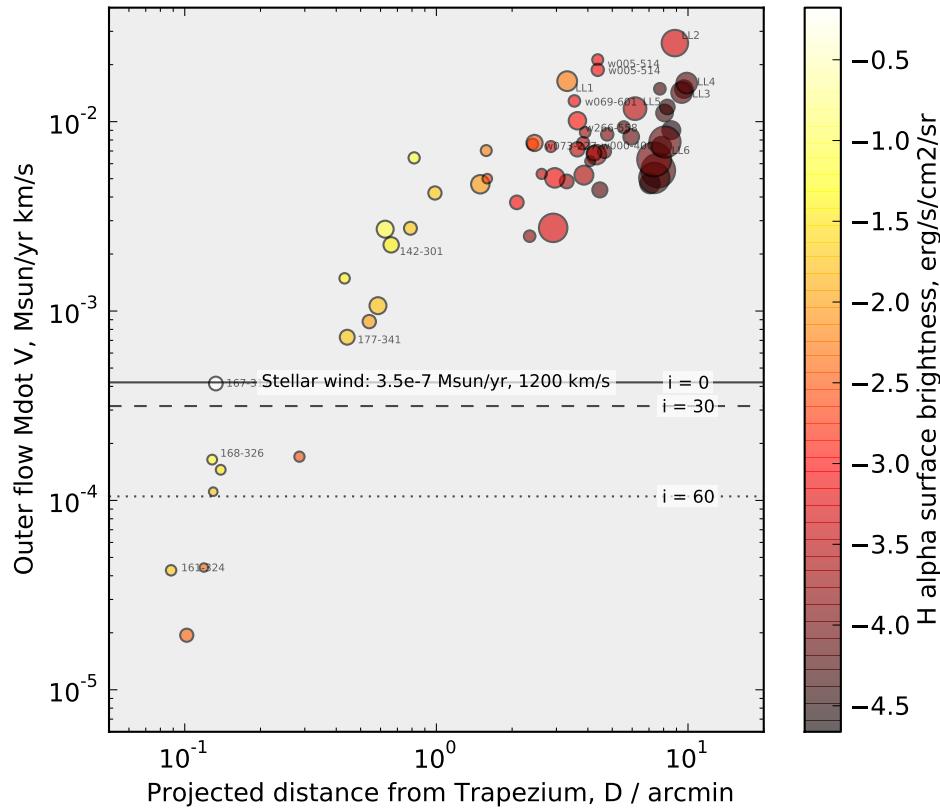


Figura 5.8: Flujo de momento del viento externo en función de la distancia proyectada desde  $\theta^1$  Ori C. Los símbolos de colores representan el flujo de momento externo de cada objeto de nuestro catálogo estimado a partir de la ecuación 5.28 y suponiendo que es un flujo esférico proveniente del núcleo de la nebulosa. La línea continua representa el flujo de momento del viento estelar suponiendo que no hay inclinación, esto es para  $i = 0^\circ$ , la línea discontinua representa el mismo flujo de momento externo del viento estelar para una distancia proyectada cuando se cambia el ángulo de inclinación, esto es para un ángulo de inclinación de  $i = 30^\circ$  y la línea de puntos también representa el flujo de momento externo para una distancia proyectada con un ángulo de inclinación de  $i = 60^\circ$ . La escala de colores indica el brillo superficial de H $\alpha$ .

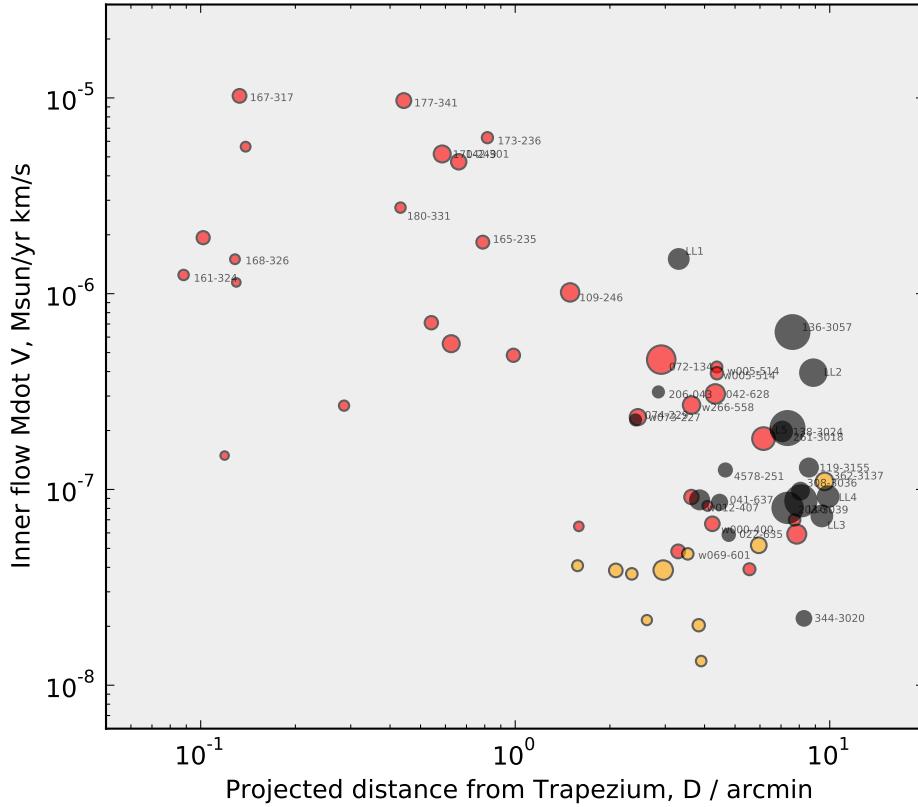


Figura 5.9: Flujo de momento interno en función de la distancia proyectada. El color de los símbolos indican: Rojo; son proplyds, naranja; podrían tratarse de proplyds, negro; no son proplyds. El tamaño de los símbolos representan la longitud de la línea de visión ( $\Delta\zeta$ ) en la cáscara chocada.

los proplyds en el interior están confinados por el hipersónico viento estelar. Lo contrario sucede con los arcos hiperbólicos LL más distantes del Trapecio, puesto que a partir de 0.05 pc empieza a haber una discrepancia muy marcada entre los dos flujos de momento, indicando que estos objetos no están interactuando con el viento estelar.

#### 5.4.3 Flujo de momento interno: $\dot{M}_w V_w$

Hemos determinado el flujo de momento interno para los objetos de nuestro catálogo a partir de las presiones de estancamiento, presiones con las cuales se obtuvo la ecuación 5.29. Con esta ecuación fue posible determinar el ya mencionado flujo de momento interno. En este orden de ideas se utilizaron los valores de la presión térmica determinados arriba, junto con los valores de los radios  $R_0$  internos de los choques LL para este fin. En la figura 5.9 se ilustran dichos resultados.

En la figura 5.9 se logra apreciar que los objetos clasificados como proplyds en nuestro catálogo (símbolos de color rojo) y que están dentro de la distancia de 0.2 pc del Trapecio, estos muestran grandes flujo de momento interno y que este flujo no varía con la distancia proyectada. Ahora bien, en los proplyds y supuestos proplyds (símbolos de color naranja), se observa una caída del parámetro  $\dot{M}_w V_w$  (flujo de momento interno) a partir de 0.2 pc.

Además se puede ver que en estos arcos el flujo de momento es más débil que los arcos interiores. Esto es evidencia de que la tasa de pérdida de masa de los proplyds cae con la distancia, debido probablemente a que el flujo de fotones FUV (ultravioletas lejano), responsables directo de la destrucción inevitable de los discos de acreción, decrecen con la distancia a la estrella masiva  $\theta^1$  Ori C. Por último, para el caso de los objetos que no son proplyds (símbolos de color negro) situados en las regiones externas de la nebulosa, se observa que tienden a tener flujos de momentos interno mayores que los proplyds ubicados a las mismas distancias. Argumentos que pueden explicar estas grandes pérdidas de masa en estos objetos son: que puede haber un efecto de fotoevaporación interna por el efecto de los rayos x cromosféricos que se originan en la estrella central y que además estas estrellas tienden a ser de las más brillantes (Clarke & Owen, 2014).

# Capítulo 6

## Conclusiones y trabajo a futuro

### 6.1 Conclusiones generales

En este trabajo hemos catalogado arcos de proa estacionarios en la Nebulosa de Orión, identificando y midiendo parámetros observacionales de 73 objetos (ver figura 4.1) de los cuales 20 no han sido reportados previamente. Las distancias proyectadas de estos objetos varían desde  $0.1'$  hasta  $10'$ . A pesar de que estos arcos son poco estudiados en la literatura, ofrecen la oportunidad de analizar y probar los flujos a gran escala de la nebulosa y los flujos a pequeña escala que se originan en las estrellas de baja masa pre-secuencia principal y en sus discos. Con las mediciones de los parámetros observacionales hemos determinado tamaños, formas, orientaciones y brillos de  $H\alpha$ , corregidos por la contaminación de [N II] y por extinción, de todos los arcos registrados en este trabajo. Además a partir de estos datos hemos estimado parámetros físicos tales como la densidad en la cáscara delimitada por dos choques y los flujos de momento tanto interno como externo. La identificación de los objetos del catálogo y las respectivas mediciones de los parámetros observacionales se realizaron usando imágenes en el óptico del *HST*.

A partir de las mediciones de los parámetros observacionales: radio de los choques, radio de curvatura y ancho de la cáscara, hemos encontrado que el radio de los choques depende muy poco de la distancia proyectada. Pero si hay una dependencia significativa de la forma de los arcos con la distancia. Los objetos situados a grandes distancias del Trapecio tienden a tener cáscaras más anchas y más abiertas que los que se encuentran en el interior de la nebulosa, como se puede ver en las figuras 4.3 y 4.4. Esto puede deberse a que los arcos externo son visibles en los objetos más alejados del Trapecio, mientras que los objetos situados en el interior de la nebulosa (es el caso particular de los proplyds LV) manifiestan que su choque interno es el radiativo. Además la interacción con el flujo de champaña ligeramente supersónico en las afueras de la nebulosa provoca que el ángulo entre las alas del choque exterior con respecto a la discontinuidad de contacto sea muy significativo, a diferencia de los proplyds LV, en cuyo caso la interacción con el viento rápido estelar hace que la cáscara esté muy próxima a la discontinuidad de contacto provocando que el ángulo de separación de las alas del arco sean más pequeñas. Por otra lado como se mencionó en el capítulo 4 los arcos más abiertos como es el caso de LL2 están asociados a jets perpendiculares que se originan en la estrella joven. A pesar de estas premisas no es claro aún el por qué de esta discrepancia en las formas de los objetos de nuestro catálogo.

A simple vista podemos ver en las figuras 4.5 y 4.6 del capítulo 4 que las orientaciones de los ejes de simetría de los arcos siguen aproximadamente la dirección radial. Pero un análisis más detallado (ver figura 4.7) nos muestra que hay un desplazamiento angular significativo de  $\approx 30^\circ$  del eje del choque con respecto a la dirección radial de la nebulosa. Con esto podemos concluir que aunque con estos resultados se puede argumentar que los

flujos aproximadamente radiales, provenientes del núcleo de la nebulosa, dominan sobre los flujos turbulentos y desordenados, tenemos que hay una desviación sistemática de los ejes de los choques particularmente en el sur de la nebulosa, indicando que estos movimientos no son estrictamente radiales. Con las comparaciones de las distribuciones de las posiciones de los arcos de proa con respecto a las distribuciones de las estrellas y de los proplyds en el cúmulo de la Nebulosa de Orión (ver figura 4.8) hemos encontrado que hay al menos tres poblaciones distintas de arcos de proa estacionarios, donde los miembros de las dos poblaciones situados en el interior de la nebulosa son proplyds, mientras que los objetos exteriores correspondiendo a la tercera población no lo son.

Demostramos que la emisión de H $\alpha$  del gas más caliente, calentado por los choques, es muy pequeña en comparación a la emisión de H $\alpha$  de la cáscara, por tanto la emisión de la zona de enfriamiento se puede despreciar. También demostramos que la emisión de H $\alpha$  de los arcos está dominada por el gas que está en equilibrio térmico a la misma temperatura de la nebulosa, es decir aproximadamente a  $10^4$  K, con lo que hemos determinado la densidad y la presión térmica en la cáscara chocada usando los parámetros observacionales medidos previamente (radios, ancho de la cáscara y brillo de H $\alpha$ ). De estos resultados podemos decir que hay una tendencia de la densidad a ser menor a distancias mayores, este resultado concuerda con el comportamiento del gas en la nebulosa, puesto que estimaciones previas de la densidad en la nebulosa han mostrado que este parámetro decrece con la distancia desde  $\theta^1$  Ori C (O'Dell & Harris, 2010; Mesa-Delgado et al., 2008). Subsecuentemente con estos resultados y con la suposición de que la presión térmica en la cáscara es igual a las presiones hidrodinámicas de los flujos externos e internos determinamos el flujo de momento de estos dos flujos para cada arco de nuestra muestra.

En este orden de ideas, en la figura 5.8 del capítulo anterior, observamos que en los proplyds LV el flujo de momento externo de nuestros objetos coincide con el flujo de momento del viento de la estrella masiva  $\theta^1$  Ori C, mientras que a distancias mayores el flujo de momento externo de nuestros objetos es mayor que el flujo de momento del viento estelar. Esto nos lleva a concluir que los objetos de las poblaciones interiores de la nebulosa están siendo confinados por el flujo de momento del viento de la estrella masiva  $\theta^1$  Ori C, que es la que domina la emisión en el Trapecio, mientras que los arcos más alejados, a partir de una distancia proyectada de 0.05 pc, requieren un flujo de momento que sea de 10 a 100 veces más grande que el flujo estelar de la estrella masiva para poder confinarlos. Tenemos que probablemente los objetos de la población externa de la nebulosa están interaccionando con el flujo transónico de champaña de gas ionizado proveniente del núcleo de la nebulosa.

Con respecto a las estimaciones del flujo de momento interno hemos encontrado que para los arcos asociados a proplyds situados dentro de la distancia de 0.2 pc desde el Trapecio, este flujo de momento interno no depende de la distancia. Los arcos más distantes de 0.2 pc, de los cuales sólo la mitad están asociados a proplyds, muestran un flujo de momento interno que es  $\sim 10$  veces más débil, donde hay una tendencia de este flujo a ser más fuerte para los objetos que no son proplyds. Estos resultados son congruentes con la teoría que se ha realizado sobre el tema, puesto que los modelos predicen que el efecto de la radiación FUV sobre la fotoevaporación del disco es menos eficiente a distancias más grandes del Trapecio. Esto es una explicación del por qué el flujo de momento es más débil para los proplyds más alejados del Trapecio. Además en la figura 5.9 se puede ver que los objetos que no son proplyds que pertenecen a la población de los objetos más alejados del Trapecio manifiestan fuertes vientos en comparación a los proplyds situados a las mismas distancias. Una explicación para esto consiste en que los discos de las estrellas T-Tauri pueden estar siendo fotoevaporados por la radiación de rayos-x provenientes de la cromósfera de las estrellas jóvenes.

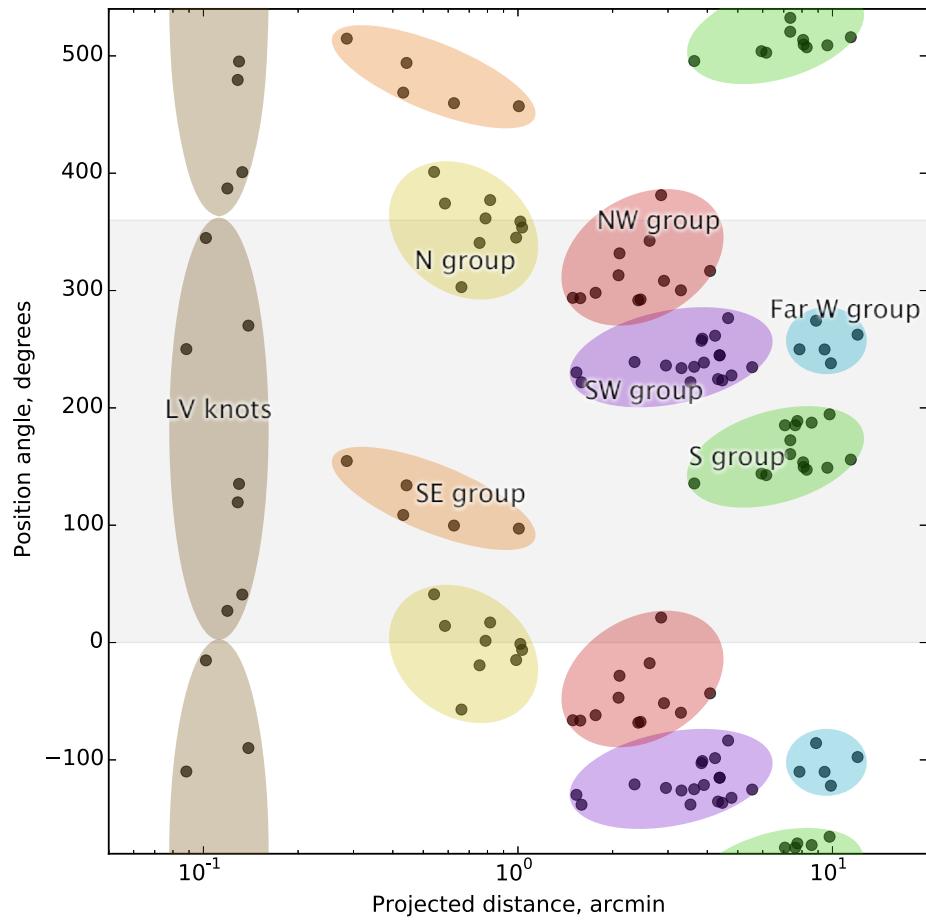


Figura 6.1: Posición angular en el plano del cielo del eje de  $\theta^1$  Ori C a los choques de proa en función de la distancia proyectada. La región más oscura representa el rango angular que va desde  $0^\circ$  hasta  $360^\circ$  y las dos regiones sin sombra en la parte superior e inferior de la región sombreada, representan el mismo intervalo angular que la región con sombra. Las elipses de colores indican agrupaciones de objetos en las diferentes regiones de la nebulosa.

## 6.2 Trabajo a futuro

Algunos de los temas tratados en esta tesis que serán explorados en posteriores trabajos, como por ejemplo:

- Estudiar y analizar el flujo suave y ligeramente supersónico de champaña proveniente del núcleo de la Nebulosa de Orión y su interacción con el viento estelar de las estrellas jóvenes. Estudiar la forma de los arcos de nuestros objetos que interactúan con este flujo de champaña.
- Verificar y estudiar de qué manera los fuertes vientos presentes en los objetos LL y proplyds están relacionados con las estrellas más brillantes. Puesto que la figura 5.9 del capítulo 5 nos muestra que hay una caída en la tasa de pérdida de masa a partir de aproximadamente 1 arcmin de distancia desde  $\theta^1$  Ori C, esto quiere decir que hay una categorización de acuerdo a la diferencia de flujo de momento entre los objetos dentro y fuera de la nebulosa.
- La figura 6.1 nos muestra que los objetos de nuestros catálogos están divididos en 6 grupos de acuerdo a su posición en la nebulosa y su posición angular con respecto a  $\theta^1$  Ori C en el plano del cielo. Se realizará un estudio más detallado de estos grupos.

# Bibliografía

- Baldwin, J. A., Ferland, G. J., Martin, P. G., Corbin, M. R., Cota, S. A., Peterson, B. M., & Slettebak, A. 1991, ApJ, 374, 580
- Bally, J. 2008, Overview of the Orion Complex, ed. B. Reipurth, 459
- Bally, J., Langer, W. D., Stark, A. A., & Wilson, R. W. 1987, ApJ, 312, L45
- Bally, J., Licht, D., Smith, N., & Walawender, J. 2006, AJ, 131, 473
- Bally, J., O'Dell, C. R., & McCaughrean, M. J. 2000, AJ, 119, 2919
- Bally, J., & Reipurth, B. 2001, ApJ, 546, 299
- Bally, J., Sutherland, R. S., Devine, D., & Johnstone, D. 1998, AJ, 116, 293
- Blaauw, A. 1991, in NATO ASIC Proc. 342: The Physics of Star Formation and Early Stellar Evolution, ed. C. J. Lada & N. D. Kylafis, 125
- Blagrave, K. P. M., Martin, P. G., Rubin, R. H., Dufour, R. J., Baldwin, J. A., Hester, J. J., & Walter, D. K. 2007, ApJ, 655, 299
- Briceño, C., Hartmann, L., Hernández, J., Calvet, N., Vivas, A. K., Furesz, G., & Szentgyorgyi, A. 2007, ApJ, 661, 1119
- Brown, A. G. A., de Geus, E. J., & de Zeeuw, P. T. 1994, A&A, 289, 101
- Burrows, C. J. 1995, Hubble space telescope : wide field and planetary camera 2 instrument handbook
- Carroll, B. W., & Ostlie, D. A. 1996, An Introduction to Modern Astrophysics
- Churchwell, E., Felli, M., Wood, D. O. S., & Massi, M. 1987, ApJ, 321, 516
- Clarke, C. J., & Owen, J. E. 2014, ArXiv e-prints
- Costero, R., & Peimbert, M. 1970, Boletin de los Observatorios Tonantzintla y Tacubaya, 5, 229
- de La Fuente, E., Rosado, M., Arias, L., & Ambrocio-Cruz, P. 2003, in Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series, Vol. 18, Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series, ed. M. Reyes-Ruiz & E. Vázquez-Semadeni, 21–23
- Dyson, J. E. 1968, Ap&SS, 1, 388
- Garay, G., Moran, J. M., & Reid, M. J. 1987, ApJ, 314, 535
- García-Arredondo, F., Henney, W. J., & Arthur, S. J. 2001, ApJ, 561, 830
- Gies, D. R. 1987, ApJS, 64, 545

- Gies, D. R., & Bolton, C. T. 1986, ApJS, 61, 419
- Gualandris, A., Portegies Zwart, S., & Eggleton, P. P. 2004, MNRAS, 350, 615
- Gull, T. R., & Sofia, S. 1979, ApJ, 230, 782
- Hayward, T. L., Houck, J. R., & Miles, J. W. 1994, ApJ, 433, 157
- Henney, W. J. 2002, Rev. Mexicana Astron. Astrofis., 38, 71
- Henney, W. J., & Arthur, S. J. 1998, AJ, 116, 322
- Henney, W. J., Arthur, S. J., & García-Díaz, M. T. 2005, ApJ, 627, 813
- Henney, W. J., García-Díaz, M. T., O'Dell, C. R., & Rubin, R. H. 2013, MNRAS, 428, 691
- Henney, W. J., Meaburn, J., & Garrington, S. T. 2002, in Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series, Vol. 13, Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica Conference Series, ed. W. J. Henney, W. Steffen, L. Binette, & A. Raga, 59–65
- Henney, W. J., Meaburn, J., Raga, A. C., & Massey, R. 1997, A&A, 324, 656
- Henney, W. J., & O'Dell, C. R. 1999, AJ, 118, 2350
- Hillenbrand, L. A. 1997, AJ, 113, 1733
- Holtzman, J. A., et al. 1995, PASP, 107, 156
- Hoogerwerf, R., de Bruijne, J. H. J., & de Zeeuw, P. T. 2001, A&A, 365, 49
- Hummer, D. G., & Storey, P. J. 1987, MNRAS, 224, 801
- Johnstone, D., & Bally, J. 1999, ApJ, 510, L49
- Johnstone, D., Hollenbach, D., & Bally, J. 1998, ApJ, 499, 758
- Laques, P., & Vidal, J. L. 1979, A&A, 73, 97
- McMaster, M., & et al. 2008, Wide Field and Planetary Camera 2 Instrument Handbook v. 10.0
- Mellema, G., Arthur, S. J., Henney, W. J., Iliev, I. T., & Shapiro, P. R. 2006, ApJ, 647, 397
- Mesa-Delgado, A., Esteban, C., & García-Rojas, J. 2008, ApJ, 675, 389
- Muench, A., Getman, K., Hillenbrand, L., & Preibisch, T. 2008, Star Formation in the Orion Nebula I: Stellar Content, ed. B. Reipurth, 483
- Nussbaumer, H., & Storey, P. J. 1984, A&AS, 56, 293
- O'Dell, C. R. 2009, PASP, 121, 428
- O'Dell, C. R., & Harris, J. A. 2010, AJ, 140, 985
- O'Dell, C. R., & Henney, W. J. 2008, AJ, 136, 1566
- O'Dell, C. R., Muench, A., Smith, N., & Zapata, L. 2008, Star Formation in the Orion Nebula II: Gas, Dust, Proplyds and Outflows, ed. B. Reipurth, 544
- O'Dell, C. R., & Wen, Z. 1994, ApJ, 436, 194
- O'Dell, C. R., Wen, Z., & Hu, X. 1993, ApJ, 410, 696
- O'Dell, C. R., & Wong, K. 1996, AJ, 111, 846

- Osterbrock, D. E. 1989, Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei
- Osterbrock, D. E., & Ferland, G. J. 2006, Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei
- Peimbert, M., & Torres-Peimbert, S. 1977, MNRAS, 179, 217
- Pequignot, D., Petitjean, P., & Boisson, C. 1991, A&A, 251, 680
- Reipurth, B., Guimarães, M. M., Connelley, M. S., & Bally, J. 2007, AJ, 134, 2272
- Ricci, L., Robberto, M., & Soderblom, D. R. 2008, AJ, 136, 2136
- Robberto, M., et al. 2005, AJ, 129, 1534
- . 2013, ApJS, 207, 10
- Shull, J. M., & Saken, J. M. 1995, ApJ, 444, 663
- Smith, N., Bally, J., Shuping, R. Y., Morris, M., & Kassis, M. 2005, AJ, 130, 1763
- Vasconcelos, M. J., Cerqueira, A. H., Plana, H., Raga, A. C., & Morisset, C. 2005, AJ, 130, 1707