



UNIVERSIDAD NACIONAL AUTÓNOMA DE MÉXICO

INSTITUTO DE ASTRONOMÍA
CENTRO DE RADIOASTRONOMÍA Y ASTROFÍSICA
FACULTAD DE CIENCIAS
DIVISIÓN DE ESTUDIOS DE POSGRADO

“Simulaciones hidrodinámicas de chorros de estrellas jóvenes y movimientos propios de objetos Herbig-Haro ”

T E S I S
QUE PARA OBTENER EL GRADO ACADÉMICO DE:
D O C T O R
EN CIENCIAS (ASTRONOMÍA)
P R E S E N T A :
P R I M O Ž K A J D I Č

DIRECTOR DE TESIS: DR. ALEJANDRO RAGA RASMUSSEN
CODIRECTOR DE TESIS: DR. BO REIPURTH



Universidad Nacional
Autónoma de México



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

Agradecimientos

Quisiera agradecerles a las siguientes personas:

A mis tutores Alex Raga, Pablo Velázquez, Jorge Cantó y Bo Reipurth por creer en mí, por darme el valor para seguir cuando lo necesitaba y por introducirme al maravilloso mundo de la ciencia.

A mis "mamá" de Hawaii por tratarme como si fuera su propio hijo: Kay, Rosa y Faith, y a todos mis amigos de allá.

A mis amigos del Instituto de Astronomía, que me han acompañado y apoyado durante los cinco años en México, los años que han sido unos los más felices de vida: Verónica, Janet, Tomás, Lucía, Giovanni, Ana, Alenka, Andrés, Nahiely, Manuel, Bernardo, Diego y Paolo.

A mis amigos montañistas, con los que he explorado rincones de México tan escondidos pero tan preciosos, con los que he aprendido sobre el compañerismo y amistad : Lorenzo, Pedro, Diana G., Roberto, Sandra, Joaquín, Julia, Diana A. D., Yoli y Adrián.

A mis amigos de Eslovenia, por hacerme sentir en casa cada vez que los visitaba: Mario, Damir, Damijan, Boštjan, Anita, Robert, Metka, Niko, Mičo, Renato, Matej, Irena, Gregor, Anže y Dušan.

A todos mis familiares, especialmente a mis papás Olga y Zvonko, mi hermana Sandra y a Simon, por el apoyo que me brindaron durante mis estudios en un país tan alejado de ellos. Gracias por no dejar de quererme nunca.

A la familia Canales por tratarme como si fuera uno de ellos.

Finalmente a mi novia Laura por sus cariños, su apoyo y el amor. Eres la estrella joven que me iluminó el cielo.

Índice general

1. Introducción	1
1.1. La morfología de los objetos Herbig-Haro	2
1.2. Resumen de los trabajos	4
1.3. Código numérico Yguazú	8
2. Cocientes de líneas	11
2.1. Abstract	15
2.2. Introduction	15
2.3. The numerical simulations	17
2.4. Model results	18
2.5. Line intensities and line ratios	20
2.6. Conclusions	22
3. Simulaciones numéricas de HH 555	32
3.1. Abstract	35
3.2. Introduction	35
3.3. Physical properties of HH 555	36
3.4. The Numerical Simulations	37
3.5. Results	39
3.5.1. The neutral clump	39
3.5.2. The jet	40
3.6. Conclusions	41
4. Simulaciones de un chorro HH	48
4.1. Abstract	52
4.2. Introduction	53
4.3. The physical/numerical model	54
4.3.1. Context	54
4.3.2. The gasdynamic code	54
4.3.3. The atomic/ionic reaction set	54
4.3.4. The atomic/ionic cooling functions	55
4.4. The jet model	55
4.5. The flow structure of an internal working surface	57
4.6. The H α and [O I] 6300 emission	58

4.7. Conclusions	59
4.8. Ionization, recombination and charge exchange coefficients	70
5. Objetos Herbig-Haro en torno de CG 30	72
5.1. Abstract	77
5.2. Introduction	77
5.2.1. CG 30 and HH 120	78
5.3. Observations	80
5.3.1. NTT images	80
5.3.2. Subaru images	81
5.4. Methods and results	82
5.4.1. HH flows and objects	82
5.4.2. Kinematics	83
5.5. Discussion	84
5.6. Conclusions	93
6. Movimientos propios de HH 110	95
6.1. Introducción	95
6.2. Observaciones	96
6.2.1. Imágenes del NTT	96
6.2.2. Imágenes de Subaru	104
6.2.3. Imágenes del HST	104
6.3. Métodos y resultados	107
6.3.1. Cinemática	107
6.4. Discusión	108
7. Discusión general	110
8. Apéndice	113
8.1. Método hidrodinámico del código Yguazú	113
8.2. "Flux vector splitting"	116
8.3. Términos fuente de las reacciones	116
8.4. Correlación cruzada	118
8.5. Espectro emitido por el medio interestelar ionizado	119
8.6. Calentamiento debido a la fotoionización	120
8.7. Funciones de enfriamiento usadas por el código Yguazú	121

Resumen

En los últimos años han avanzado mucho las técnicas con las que se estudian los objetos Herbig Haro (HH). Con los telescopios grandes de Hawaïi, Chile y con el Telescopio Espacial Hubble se ha podido observar estos objetos con resoluciones angulares de algunas décimas de segundo de arco. Por otro lado, el desarrollo de computadoras y códigos hidrodinámicos ha hecho posible realizar simulaciones numéricas de objetos HH en 3D con muy alta resolución.

En mi trabajo doctoral estudio los objetos HH a través de las simulaciones realizadas con el código hidrodinámico Yguazú y, las observaciones hechas con los telescopios NTT, Subaru y HST. El tema principal son los estudios de la interacción de chorros emitidos por estrellas jóvenes, con el medio ambiente en el que se encuentran y con ellos mismos.

La parte teórica de mi trabajo consta en tres capítulos en los cuales investigo los siguientes temas:

- Espectros emitidos por las superficies de trabajo internas ubicadas a lo largo de los chorros HH con velocidad de eyección variable. Calculo las predicciones para los cocientes de un conjunto de líneas de emisión.
- Interacción de el objeto Herbig Haro HH 555 con el flujo de los fotones ionizantes y con el viento interestelar ionizado o región H II en expansión. Exploro la influencia del flujo de fotones sobre la forma y la visibilidad del chorro.
- Comportamiento de la solución numérica de una superficie de trabajo interna, en función de la resolución de la simulación.

La segunda parte de mi tesis consta de estudios basados en datos observacionales, teniendo los siguientes capítulos:

- Movimientos propios de objetos HH que se encuentran en torno del glóbulo cometario CG 30 a partir de dos conjuntos de observaciones realizadas con los telescopios NTT en el año 1995 y Subaru en 2006, en varias líneas de emisión ópticas. Descubrí varios nuevos flujos HH y los relacioné con las fuentes estelares previamente detectadas en longitudes de onda submilimétricas.
- Cinemática del sistema de chorros HH 110 y HH 270. Con las imágenes obtenidas con los telescopios NTT y Subaru en los años 1991 y 2006, y con las imágenes de HST obtenidas en los años 2005 y 2006, se calcularon movimientos propios de dichos objetos. La alta resolución angular de imágenes de HST, me ha permitido estudiar la turbulencia en HH 110.

Abstract

In recent years techniques which are used to explore Herbig Haro (HH) objects have advanced substantially. Through large telescopes as those in Hawaii, Chile and the Hubble Space Telescope, it has become possible to observe these objects with subsecond angular resolution. Also, with the development of computers and hydrodynamical codes it has become possible to calculate numerical models of HH objects in 3D, with higher resolutions than ever before. In my doctoral research I study HH objects through simulations carried out with the Yguazú numerical code and with observations made with the NTT, Subaru Telescope and HST. I study the interaction of jets, emitted by young stars, with their surroundings and themselves. The theoretical part of my work consists of three chapters in which the following subjects are investigated:

- Spectra emitted by the internal working surfaces located along the jets that are ejected by young stars and characterized by a variable ejection velocity. Predictions for emission line coefficients for a set of emission lines have been calculated.
- Interaction of the Herbig Haro object HH 555 with the ionizing photon flux and the ionized interstellar wind or the expanding H II region. The importance of the photon flux on the shape and visibility the HH jet is explored.
- Behavior of the numerical solution for an internal working surface as a function of the resolution of the simulation.

The second part of the thesis consists of studies based in observations. Here, the following subjects are studied:

- Proper motions of the HH flows around the head of the cometary globule CG 30. This study is based on two sets of optical emission line images made with the NTT and Subaru Telescope in the years 1995 and 2006. Various new HH flows have been discovered and are related to the stellar sources previously detected in submillimetric wavelengths.
- Proper motions of the system of two HH jets: HH 110 and HH 270. For this study two sets of images obtained with the NTT and Subaru Telescope in years 1991 and 2006 have been used. Also, proper motions of HH 110 from two HST images obtained in the years 2005 and 2006, are calculated. The high resolution of these images allowed me to study the level of turbulence in HH 110.

Capítulo 1

Introducción

Los objetos Herbig-Haro (HH) fueron descubiertos a principios de los años 50 del siglo pasado por George Herbig y Guillermo Haro. Los dos descubrieron independientemente varias nebulosas compactas con espectros con líneas de emisión características cerca de las regiones de formación estelar, que al día de hoy se reconocen como manifestaciones de los flujos eyectados por las estrellas jóvenes. Hacia los años 80 del siglo pasado se estableció que muchos de los objetos HH son chorros con alto grado de colimación de gas parcialmente ionizado, que se están alejando de las estrellas jóvenes con velocidades de algunos cientos de kilómetros por segundo. Otros son la interacción de estos chorros con el medio circundante.

Hoy conocemos alrededor de 1000 objetos HH (Reipurth, "A General Catalogue of Herbig-Haro Objects"). Muchos de ellos consisten de nudos separados o de choques de proa, otros de chorros colimados con muchos nudos alineados.

Los flujos eyectados por estrellas jóvenes son parte integral del proceso de formación estelar. Muchas estrellas pasan por una fase que puede durar más de 10^5 años en la cual se da pérdida de masa a veces en forma de numerosas erupciones. Los chorros así formados muestran alto grado de colimación, que puede disminuir con el tiempo. Los chorros muestran velocidades de eyección de algunos cientos de km/s cuando vienen de estrellas de poca masa, y de más de 1000 km/s cuando están asociados a fuentes de alta masa, que luego evolucionan para convertirse en estrellas O, B y A. Las densidades de los chorros están entre 10^2 y 10^5 cm^{-3} y sus grados de ionización varían entre 1 y 10% para los objetos de baja excitación y de casi 100% para los de alta excitación. En los chorros se pueden observar gran variedad de estructuras, como por ejemplo los choques de proa múltiples.

Muchos de los flujos se extienden algunos pársecs desde sus fuentes. Debido a que muchas veces las estrellas se forman en grupos, los flujos HH también se encuentran frecuentemente en grupos.

Hacia los 1970s las observaciones en longitudes de onda de radio de CO revelaron cerca de 50 flujos moleculares eyectados en forma bipolar con poco grado de colimación y velocidades moderadas (de 3 a 100 km/s). Ahora se cree que

los objetos HH y los flujos de CO son diferentes manifestaciones de la pérdida de masa producida durante la formación estelar. Muchos de los flujos de CO, cuando son examinados detalladamente, muestran objetos HH o líneas de emisión excitadas por los choques en el cercano infrarrojo. Las observaciones y los modelos indican que los chorros de altas velocidades eyectados por estrellas jóvenes son la fuente de energía de los objetos HH. Cuando estos chorros interactúan con el gas molecular en sus alrededores, aceleran al gas que contiene las moléculas de CO. Alternativamente, también se ha sugerido que las moléculas pueden ya estar presentes en el flujo eyectado (Rawlings et. al 1988)

Los chorros y los flujos eyectados nos indican la historia reciente de la eyección de masa de sus fuentes. Para los chorros que miden algunos parsecs, sus choques más lejanos tienen edades dinámicas típicas entre $5 \cdot 10^3$ y $5 \cdot 10^4$ años, lo que es un factor de 2 a 20 veces menor de lo que se piensa que dura la fase protoestelar. Los objetos HH que se encuentran a las distancias más grandes de la fuente fueron eyectados más temprano. Del análisis de la masa total, la velocidad del flujo y la dirección de la eyección, podemos reconstruir la historia de la pérdida de masa reciente, que podría ser usada para determinar la historia de acreción de una estrella joven.

Una de las metas más importantes de la investigación de los chorros es la naturaleza de los procesos físicos que existen dentro de algunas unidades astronómicas de las estrellas jóvenes, para así, entender las condiciones físicas que pueden influir o causar la formación de planetas y para obtener información de cómo se forman los sistemas estelares y planetarios.

1.1. La morfología de los objetos Herbig-Haro

Los objetos HH son nebulosas generalmente muy pequeñas (20 - 30 arcsec, correspondiendo a 10^{17} - 10^{18} cm) (Reipurth et. al. 2001). Algunos tienen forma de nudos y/o choques de proa aislados, otros tienen la estructura de chorros (cadenas de nudos). Aunque las imágenes más conocidas del Telescopio Espacial Hubble (HST) de los objetos HH muestran chorros bien colimados, simétricos, con sistemas de choques de proa, estas morfologías son raras. La naturaleza caótica de los choques, las fases evolutivas variables, la extinción diferencial producen una gran variedad de complejas morfologías.

La acción más violenta en un flujo eyectado por una estrella joven ocurre en la superficie de trabajo terminal, donde el flujo supersónico choca directamente con el medio ambiente. Otras colisiones menos fuertes pueden ocurrir en aquellos flujos, cuyas velocidades varían en el tiempo. Las superficies de trabajo internas se pueden crear cuando el material rápido choca con el material más lento eyectado previamente. Cada superficie de trabajo consiste en un "reverse shock", que decelera el flujo rápido y un "forward shock", que acelera el material más lento. El "forward shock" tiene la forma de choque de proa.

Varios han sido los modelos de superficies de trabajo propuestos y sus re-

sultados se han comparados con las observaciones. Los modelos más tempranos son los de 1.5 dimensiones (Reipurth et al. 2001 hacen un resumen de estos trabajos), donde se aproxima el choque de proa ideal por una serie de choques oblicuos. Hoy en día existen simulaciones hidrodinámicas de choques de proa y de superficies de trabajo en dos y tres dimensiones.

El choque radiativo consta de una capa muy delgada cerca del frente de choque donde el gas se calienta y ioniza, seguida de una zona de enfriamiento y recombinación mucho más extensa. La mayor parte de la radiación proviene de esta zona, en la que el gas emite líneas prohibidas de metales y líneas de recombinación de hidrógeno y helio (Reipurth et. al. 2001). Si el material antes del choque es parcialmente neutro, los átomos de hidrógeno se excitan mediante colisiones antes de ser ionizados, por lo que emiten líneas de Balmer intensas, que parecen ser detectadas en algunos objetos HH (Raga & Binette 1991). Si la velocidad del material antes del mismo excede ≈ 110 km/s, la radiación del choque ionizará completamente el material pre-choque.

El enfriamiento y recombinación del gas post-choque resulta en una estratificación, de manera que las líneas de especies con menor energía de ionización, dominan la emisión a mayores distancias del choque. La emisividad de las líneas de alta excitación, como [O III], es más alta cerca del choque en comparación con las líneas de menor excitación, como [S II] (Reipurth et. al. 2001). Esta estratificación se han podido observar con el HST en las pocas líneas en las que se han obtenidos imágenes.

La predicción básica de los modelos de choques de proa es que el choque es más fuerte cerca del ápice de proa, donde el choque es normal a la velocidad del material, y más débil en las alas, donde se vuelve oblicuo. Este efecto se observa en la mayoría de los choques de proa simétricos.

El descubrimiento de que algunos objetos HH tienen forma de chorros colimados, fue muy importante en el desarrollo de la base conceptual de los objetos HH, como manifestaciones visibles de flujos colimados eyectados por estrellas jóvenes. Los chorros se observan normalmente como cadenas de nudos compactos, a veces conectados por una emisión débil. La razón entre longitud y ancho es de 10 : 1 o más. En muchos casos estas cadenas de nudos apuntan hacia los objetos HH más extensos.

Se han propuesto varios modelos para explicar la creación de nudos, de los cuales básicamente sobrevivieron sólo dos. En uno de ellos los nudos son la consecuencia de las inestabilidades hidrodinámicas, magnetodinámicas o térmicas. El otro modelo propone que las variaciones en la velocidad de eyección del chorro pueden generar superficies de trabajo internas, que se propagan a lo largo del chorro (Raga et. al. 1990). Estos dos modelos predicen estructuras muy diferentes para los nudos. Como el tamaño típico de un nudo es del orden de 1 arcsec o menos, las primeras distinciones entre las dos opciones sólo fueron posibles gracias a las imágenes del HST. En base a estas observaciones, el modelo más aceptado es el que propone la creación de los nudos como consecuencia de

la variabilidad de la velocidad de eyección.

Todavía hay muchas preguntas que contestar sobre los objetos Herbig-Haro. Durante mi doctorado me he preguntado cuál es el espectro emitido por los chorros cuya velocidad de eyección es variable en el tiempo; he investigado la interacción de un chorro con un medio ambiente en movimiento y un flujo de fotones ionizantes y, durante mi estancia en la University of Hawaii, he medido los movimientos propios de chorros HH observados con los grandes telescopios. Los trabajos teóricos ya han sido publicados o aceptados por revistas arbitradas y están presentados en la forma original, con la introducción y los resultados traducidos al español. Los trabajos observacionales aún no han sido publicados. El trabajo sobre los objetos HH en torno del glóbulo cometario CG 30 está casi terminado y por esto lo presento en su forma en la que se publicará. El trabajo sobre el chorro HH 110 no se ha publicado aún. Este trabajo está escrito en Español. La presente tesis está dividida en las siguientes secciones: en 1.2 doy los resúmenes de los trabajos realizados durante mis estudios. Estos trabajos están presentados en las secciones 2 - 6. En la sección 7 doy un resumen de los resultados obtenidos. En la sección 7 presento las conclusiones de la tesis y en la sección 8 presento algunas de las ecuaciones usadas en los trabajos realizados.

1.2. Resumen de los trabajos

Mi trabajo de doctorado consta de dos partes: una parte teórica realizada en la UNAM, donde simulaba los chorros de estrellas jóvenes con el código Yguazú, y de una parte observacional realizada durante dos estancias en la University of Hawaii. La parte teórica consta en tres artículos que fueron publicados o aceptados por revistas arbitradas. Los dos trabajos observacionales, donde estudio los movimientos propios de los chorros alrededor del glóbulo cometario CG 30 y del chorro HH 110, todavía no han sido publicados. A continuación presento mis proyectos en la forma en la que han sido o serán publicados, con la introducción y los resultados traducidos al Español. Aquí sólo doy una breve descripción de estos proyectos.

- **Cocientes de líneas de emisión en modelos de chorros con velocidad variable:** En este trabajo simulamos chorros de estrellas jóvenes con una velocidad de eyección que variaba en el tiempo de forma sinusoidal:

$$v(t) = v_0 + \Delta v \sin(\omega t).$$

Hicimos una red de diez modelos axisimétricos con diferentes amplitudes de velocidad (entre 10 y 100 kms⁻¹), período (50 y 100 años), densidad inicial del chorro (100 y 5000 cm⁻³) y densidad del medio ambiente (10 y 500 cm⁻³). La temperatura inicial del chorro y del medio ambiente y la composición química fueron iguales en todos los modelos. Nuestro objetivo

fué estimar cómo la elección de los parámetros de los chorros influía sobre la intensidad de diferentes líneas de emisión.

Se realizaron cálculos de cocientes de emisión de varias especies químicas: H I/II, He I/II/III, C II/III/IV, N I/II/III, O I/II/III/IV y S II/III. La emisión de la línea $H\alpha$ fue calculada sumando las contribuciones de la cascada de recombinación y la contribución por choques del estado base, usando las fuerzas de choque $n = 1 \rightarrow 3$ de Giovanardi et al. 1987. Las demás líneas fueron calculadas resolviendo el problema del átomo de 5 niveles, usando los parámetros de Mendoza (1983). Los coeficientes de emisión calculados de esta manera, en cada punto de la malla, fueron entonces integrados a lo largo de la línea de visión (con el eje del chorro en el plano del cielo) para obtener los mapas de emisión para todas las líneas. Se comparó la cantidad de energía emitida para cada uno de los nudos en once líneas de emisión: $H\alpha$, [N II] λ 6583, [N I] λ 5198+2000, [O I] λ 6300, [O II] λ 3026+31, [O III] λ 5007, [S II] λ 4068+76, [S II] λ 6716, [S II] λ 6731, [S III] λ 9069, [S III] λ 9532.

Para hacer un análisis comparativo, normalizamos la intensidad de cada una de las líneas con la línea $H\alpha$. Entonces estudiamos cómo se comportan estos cocientes en función de la amplitud de la velocidad, la densidad y el período de variabilidad y de la densidad. También comparamos nuestras predicciones de cocientes de líneas de emisión con las predicciones de los modelos plano-paralelos de Hartigan et al. (1987) y observaciones compiladas por Raga et al. (1996).

Primero estudiamos el comportamiento de nuestras predicciones de los cocientes de líneas de emisión de bajo grado de ionización, [N I] λ 5198+200 y [S II] λ 6716+31), en función de la línea [O I] λ 6300. Los cocientes de estas líneas mostraron alto grado de correlación con las predicciones para la línea [O I] λ 6300, obteniéndose una dispersión pequeña.

Cuando comparamos nuestras predicciones de la línea [O I] λ 6300 con las predicciones de las líneas de grado de ionización intermedio ([O II] λ 3726+29 y [N II] λ 6583) la correlación, aunque aún presente, disminuyó y la dispersión de los puntos aumentó.

Las predicciones de cocientes de líneas de alta ionización ([O III] λ 5007 y [S III] λ 9532) en función de [O I] λ 6300 mostraron una dispersión muy alta. Los valores altos de cocientes de estas líneas sólo se dan en los modelos con Δv mayor que 100 km s^{-1} (modelos M1 y M5) o en los modelos de alta densidad (M9 y M10 con $n_j = 5000 \text{ cm}^{-3}$).

Nuestras predicciones de cocientes de líneas de emisión de bajo grado de ionización coincidían mejor con los cocientes de estas líneas obtenidos a partir de las observaciones de Raga et al. (1996) y los modelos de Hartigan et al. (1987) (tanto en la tendencia como en la dispersión), que los cocientes de las líneas de grado de ionización más alto.

Una de las predicciones importantes de nuestros modelos es la presencia de líneas de alta ionización en los nudos de los chorros con baja amplitud de variación de la velocidad de eyección. Se supone que para que se emitan estas líneas, la velocidad de choque debe ser mayor a 100 kms^{-1} , algo que no se cumple en los modelos M3, M4, M7 y M8, donde estas velocidades están por abajo de $\sim 60 \text{ kms}^{-1}$. Hemos explicado esto con el hecho de que en nuestros modelos, la velocidad promedio de los chorros v_0 es 250 kms^{-1} . Cuando se forma un nudo, el material de su interior está siendo apretado por dos choques - el “forward shock” y el “reverse shock”. Esto causa que el material empiece a salirse de los nudos en la dirección perpendicular a la propagación de los mismos, chocando con el material del medio ambiente y formando las “alas” del nudo. Este material se propaga con una velocidad comparable a v_0 , lo que es suficiente para que se emitan líneas de alto grado de ionización.

- **Simulaciones numéricas de HH 555:** En este proyecto simulamos un chorro llamado HH 555 (un objeto peculiar que está saliendo de la punta de un filamento neutro o “trompa de elefante”), que se encuentra en la región H II llamada Nebulosa del Pelicano. Este chorro es bipolar, y los flujos están curvados en la dirección opuesta a la del centro de la nebulosa. Supusimos que HH 555 está interactuando con material que se encuentra en movimiento con respecto a la fuente de HH 555. Este material podría ser un viento estelar que proviene de las estrellas calientes que ionizan la Nebulosa del Pelicano, o bien podría ser el material de la misma nebulosa en el caso de que ésta estuviera expandiéndose. HH 555 es probablemente un jet irradiado que proviene de una protoestrella envuelta por material neutro, y que aún no ha sido detectada.

Hemos calculado modelos 3D, donde variamos el nivel de flujo de fotones ionizantes, manteniendo todos los demás parámetros constantes. En nuestro modelo M4, este flujo equivale al que llegaría de una estrella emitiendo 5×10^{48} fotones ionizantes por segundo a una distancia de 1 pc. Un flujo de material interestelar externo está llegando de la misma dirección que el flujo de fotones ionizantes. Hemos calculado cuatro modelos, incrementando el flujo de fotones ionizantes en un factor 10 en cada simulación.

Se discuten las propiedades del flujo bipolar y se calculan los mapas de emisión de la línea $H\alpha$ (integrados a lo largo de línea de visión). Para estos cálculos se usó una versión de Yguazú que a parte de las ecuaciones hidrodinámicas también incluye la ecuación de tasa de ionización para hidrógeno neutro. Se incluyeron recombinación radiativa, fotoionización e ionización colisional y se calculó la solución simultánea de la transferencia de fotones ionizantes. En la ecuación de energía (ver Raga & Reipurth 2004) se incluyó la función de enfriamiento parametrizada (calculada como una función de la fracción de ionización, la densidad y la temperatura) y

el calentamiento debido a la fotoionización de hidrógeno.

En este trabajo mostramos que el nivel de flujo de fotones ionizantes tiene una influencia muy importante sobre la forma y la visibilidad del chorro. Si el flujo es muy grande, provoca una fuerte evaporación del material neutro, produciendo un viento fotoevaporado en la dirección opuesta a la del flujo interestelar. La interacción de los dos flujos crea una estructura de dos choques alrededor de la condensación neutra, protegiendo al chorro del flujo externo. El chorro empieza a curvarse recién cuando sale más allá de esta estructura.

- **Simulaciones de alta resolución de un chorro HH variable:** en este trabajo realizamos simulaciones axisimétricas de una superficie de trabajo interna producida por un chorro HH radiativo cuya velocidad de eyección es variable en el tiempo. En nuestras simulaciones hemos usado un solo conjunto de parámetros (velocidad de eyección constante, variación de velocidad sinusoidal con período de 20 años y semi-amplitud de 40 kms^{-1}). El objetivo fue estudiar el comportamiento de las soluciones en función de la resolución numérica.

La versión de Yguazú usada resuelve las ecuaciones hidrodinámicas junto con una red de ecuaciones de tasa de ionización para 17 especies atómica/iónicas.

Hemos calculado tres simulaciones con 20, 163 y 1310 puntos de malla a lo largo del diámetro del chorro en la malla más fina. Hemos encontrado, que en las simulaciones con mayor resolución se forman estructuras más complejas, lo que se ha observado tanto en la estratificación del flujo como también en los mapas de emisión. Por otro lado, las luminosidades de las líneas de emisión se portaron de una manera muy estable, dependiendo sólo en una manera moderada de la resolución de la simulación.

- **Objetos HH en torno de CG 30:** En este trabajo estudiamos objetos Herbig-Haro en una región en torno al glóbulo cometario CG 30, ubicado en la región H II llamada Nebulosa de Gum. Este glóbulo es sólo uno de los más que 30 glóbulos cometarios que se encuentran en la región. Nuestros datos observacionales consisten de dos conjuntos de imágenes. El primer conjunto son imágenes obtenidas con el New Technology Telescope (NTT) en el año 1995 en tres líneas de emisión: $H\alpha$, $[S II]\lambda\lambda 6731,6717$ y $[O II]\lambda 3729$. El segundo conjunto consta de una imagen obtenida con el telescopio Subaru en el año 2006 en la línea $H\alpha$. El estudio cinemático de los objetos HH en la región se realizó usando las imágenes $H\alpha$ de ambas épocas. Se han observado objetos HH ya conocidos (por ejemplo HH 120, objetos descubiertos en el IR por Hodapp & Ladd 1995). Debido a la alta resolución de las imágenes hemos podido resolver el objeto HH 120 en cinco subestructuras y medir sus movimientos propios.

También descubrimos varios objetos HH en nuestras imágenes de [S II] y un gran chorro bipolar (HH 950) saliendo de la cabeza de CG 30. El chorro HH 950 está bastante curvado en la dirección opuesta a la de la Nebulosa de Gum, lo que interpretamos como la interacción de este chorro con el viento fotoevaporado llegando de uno de los glóbulos cometarios cercanos.

Nuestros datos fueron interpretados en el contexto de las observaciones previas en longitudes de onda infrarrojas, submilimétricas y en radio. Aquí proponemos que las dos fuentes detectadas en ondas submilimétricas eyectan de los chorros HH 120 y HH 950. Las dos podrían ser sistemas binarios. Esta suposición la basamos en los siguientes hechos: (1) Los vectores de los movimientos propios de los nudos del HH 120 muestran, que éste está compuesto por dos flujos y (2) la estructura del chorro HH 950 es consistente con la idea que el eje del chorro ha cambiado en algún momento del pasado. Una precesión así podría ser causada por una compañera de baja masa en una órbita elíptica.

- **Movimientos propios de HH 110:** En este trabajo hemos estudiado los movimientos propios del sistema de los chorros HH 110/270 con imágenes obtenidas con telescopios terrestres (NTT y Subaru Telescope) entre las cuales transcurrieron 15 años y con dos imágenes del Telescopio Espacial Hubble entre las que transcurren 1.81 años. Las imágenes del HST tienen una resolución angular muy alta ($0''.14$) lo que nos permite estudiar en detalle el punto de impacto, donde el chorro HH 270 se desvía en el chorro HH 110. Esta resolución también nos permite estudiar los nudos de HH 110 individuales, mostrando su evolución y expansión en el tiempo.

1.3. Código numérico Yguazú

La primera parte de mi trabajo consistió en hacer cálculos numéricos con el fin de simular chorros Herbig-Haro, para obtener las predicciones de algunas de sus características observadas. La herramienta que utilicé para realizar estas simulaciones fue el código numérico Yguazú. Este código fue desarrollado por Raga et al. (2000) y es un código 2D y 3D con malla adaptiva binaria que resuelve ecuaciones hidrodinámicas con un algoritmo llamado "flux vector splitting" de Van Leer (1982) (la descripción detallada de las ecuaciones usadas por el código Yguazú está en la sección 8). Al mismo tiempo, el código también resuelve el sistema de ecuaciones de tasas de ionización/recombinación para varias especies atómicas/iónicas y moleculares con un método rápido, semi-implícito (ver sección 8).

El código realiza los cálculos sobre varias mallas con diferentes resoluciones. Dos de las mallas forman la **malla base**. Estas mallas identificadas por un índice $g = 1, 2$, están definidas en todo el dominio computacional durante todo el tiempo de simulación. Los intervalos $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ en la malla con $g = 1$ son

dos veces más grandes que los intervalos en la malla con $g = 2$ (se dice que la segunda malla es más fina o menos gruesa que la primera). Los cálculos se realizan en las dos mallas. El código compara los resultados obtenidos en las dos mallas y "decide", de acuerdo a los criterios de refinamiento, si es necesario usar una malla aun más fina. En el caso positivo, el código activa una malla con índice más alto ($g = 3$), que es dos veces más fina que la segunda malla y solamente está activa en las regiones del dominio computacional donde los criterios de refinamiento lo requieren. Cuando ya no se requiere, esta malla puede ser desactivada. De acuerdo con los mismos criterios se pueden activar mallas más y más finas, hasta la malla más fina definida por el usuario del código, que representa la resolución máxima de la simulación. Así, durante la simulación, las mallas con los índices $g > 2$ aparecen y desaparecen en diferentes regiones del dominio computacional.

El **paso de tiempo** está determinado por la condición de Courant. Primero se calculan las velocidades de propagación del material en las direcciones x, y, z y la velocidad del sonido c_s en todos los puntos y en todas las mallas. De éstas se escoge la velocidad más grande y se calcula el intervalo en el tiempo $\Delta t = \Delta x/v_{max}$ para la malla más fina (menos gruesa). El paso de tiempo de la malla más fina Δt_g es una fracción de Δt (usualmente 0.1 o 0.4), de acuerdo a la condición de Courant. El paso de tiempo en la malla con resolución dos veces menor que la máxima, se calcula como $\Delta t_{g-1} = 2\Delta t_g$. Después de que la malla g avance dos pasos en el tiempo, se copian los resultados de los puntos que coinciden con los de la malla $g - 1$ en estos puntos. Siempre que se da un paso temporal en la malla g , se usan los valores en los puntos adjuntos a los de la malla. Si estos no existen, los valores de las posiciones adecuadas se calculan interpolando linealmente las variables primitivas en espacio y tiempo entre los puntos adecuados de la malla $g - 1$.

El código yguazú usa varios **criterios de refinamiento** para activar/desactivar mallas:

- **Refinamiento por error de redondeo:** para estimar este error se comparan los valores de todos los puntos coincidentes en dos mallas consecutivas g y $g - 1$. En caso de que la diferencia entre las variables de flujo en algun momento dado sea más grande que un valor dado ϵ , los vértices del cubo son copiadas a la malla de mayor resolución $g + 1$ (excepto si esta región del dominio computacional ya está definida en la malla $g + 1$). Los puntos que faltan en la región de la malla $g + 1$ contenidos en el cubo son creados interpolando linealmente entre los valores de los vértices del cubo de la malla g . También se usa el mismo criterio pero con gradientes de las variables de flujo en vez de las variables mismas.
- **Refinamiento debido a la proximidad de una malla con resolución más alta:** si el vértice de un cubo de la malla g o alguno de los vértices de los cubos adyacentes está definido en la malla $g + 2$, entonces este cubo

está refinado a la malla $g + 1$ (excepto si el dominio ya está definido en $g + 1$).

- **Otros criterios de refinamiento:** Uno puede definir otro tipo de criterios de refinamiento. Para ahorrar tiempo computacional, en mis simulaciones muchas veces he activado mallas más finas solamente en regiones del dominio computacional donde por alguna razón las consideraba necesarias (por ejemplo en las regiones cerca de donde los chorros son eyectados, entre otros).

Capítulo 2

Cocientes de líneas de emisión en modelos de chorros con velocidad variable

Revista Mexicana de Astronomía y Astrofísica, 2006, 42, 217

Resumen

Los Objetos Herbig-Haro (HH) forman una categoría de objetos espectroscópicamente bien definida. Se caracterizan por un espectro de líneas de emisión con la presencia de líneas de baja ionización fuertes (por ej. líneas de [O I], [N II] y [S III]), líneas de la serie de Balmer fuertes (principalmente $H\alpha$ y $H\beta$) y posiblemente también líneas de más alta ionización (por ej. [O II] y hasta [O III]). Se usó esta definición espectroscópica de objetos HH en los catálogos de Herbig (1974) y Reipurth (2000) (salvo unos pocos objetos que sólo se observan en el IR).

En las últimas dos décadas, la mayor parte del esfuerzo observacional se encaminó hacia la obtención de imágenes (por ej. con el HST, ver Reipurth et al. 2002) y espectros (por ej. con espectrógrafos de campo, ver Lavalley et al. 1997) de objetos HH con alta resolución. Los modelos teóricos fueron desarrollados con el objetivo de producir mapas de líneas de emisión (por ej. Raga et al. 2002a) y espectros (por ej. Raga et al. 2004) espacialmente resueltos.

Aunque el estudio de los cocientes de líneas de emisión ópticas observadas todavía está presente en la literatura, las contribuciones teóricas sobre este tema han sido escasas (en contraste con las interpretaciones teóricas de líneas en IR, ver por ej. Fernandes 2000). Esta ausencia de trabajo teórico no es accidental. El estudio de la formación de líneas de emisión ópticas en choques plano-paralelos estacionarios ha recibido una cantidad considerable de atención en las últimas décadas (Hartigan et al. 1987), mientras el interés en calcular los modelos teóricos ha disminuido, porque no está claro qué contribuciones teóricas

se pueden hacer aún. Debido a esto, la mayor parte del trabajo teórico reciente se ha enfocado en cálculo de modelos hidrodinámicos dependientes del tiempo en 2D (axisimétricos) o 3D, o en cálculo modelos dependientes del tiempo en 1D (Massaglia, Mignone & Bodo 2005).

Hasta ahora, las simulaciones numéricas de chorros HH han incluido o bien una función de enfriamiento parametrizada sencilla (sin tratamiento del estado de ionización del gas, ver por ej. Cerqueira et al. 2004), o bien han incluido un tratamiento muy limitado del estado de ionización y/o químico. Entre los primeros esfuerzos por calcular líneas de emisión de simulaciones numéricas de chorros, podemos citar, por ejemplo, los artículos de Raga (1988); Blondin, Fryxell & Konigl (1988); Blondin, Fryxell & Konigl (1989) y Smith, Suttner & Zinnecker (1997). Las predicciones de estos modelos se limitaban a unas pocas líneas de emisión y sus perfiles (por lo general líneas de $H\alpha$ y H_2 1-0s(1), ver por ej. Völker et al. 1999).

Apenas recientemente se han podido realizar simulaciones numéricas de chorros HH incluyendo la descripción del estado de ionización de muchos elementos. Por ejemplo, Raga et al. (2004) han calculado simulaciones 3D de un chorro precesante, del cual hacen predicciones para varias líneas de emisión comparando luego los cocientes calculados con los observados.

En este artículo exploramos esta nueva posibilidad para analizar los cocientes de líneas de espectros HH en términos de modelos de chorros multidimensionales. En particular enfocamos nuestros esfuerzos en obtener predicciones de líneas de emisión de cadenas de nudos alineados observados en algunos chorros HH. Ejemplos de estructuras de este tipo son las cadenas de nudos A-O del chorro HH 34 (ver por ej. Reipurth et al. 1986, Bührke et al. 1988) y la cadena A-V de HH 111 (ver por ej. Reipurth et al. 1992).

Así, estudiamos modelos en los cuales los nudos a lo largo del chorro corresponden a superficies de trabajo internas que son el resultado de la variación de la velocidad de eyección. Este escenario ha sido usado en el pasado para modelar los mapas de emisión en $H\alpha$ (Raga, Noriega-Crespo 1998) y los perfiles de líneas (Raga et al. 2002a) de HH 34 y HH 111. En el presente artículo construimos una red de modelos axisimétricos con diferentes amplitudes y períodos para la velocidad de eyección, que varía sinusoidalmente. Estos modelos incluyen el cálculo del estado de ionización de un gas fuera de equilibrio (para la descripción de los aspectos numéricos y físicos de las simulaciones, ver la sección 2).

Nuestro objetivo principal es obtener predicciones de los cocientes de líneas de emisión de los nudos alineados de los chorros, para un conjunto de once de líneas: $H\alpha$, [N II] λ 6583, [N I] λ 5198+2000, [O I] λ 6300, [O II] λ 3026+31, [O III] λ 5007, [S II] λ 4068+76, [S II] λ 6716, [S II] λ 6731, [S III] λ 9069, [S III] λ 9532. Estas forman un subconjunto de las líneas incluidas en la compilación de los cocientes de líneas observadas realizadas por Raga, Böhm & Cantó (1996). Aquí presentamos algunos mapas de líneas de emisión (sección 2.4) y todo el set de los cocientes de líneas predichos (sección 2.5). Finalmente, en la sección 2.6,

presentamos una comparación cualitativa con algunas observaciones de chorros de objetos HH.

Para realizar los cálculos hemos usado el código yguazú-a de malla adaptiva binaria, que integra las ecuaciones hidrodinámicas junto con las ecuaciones de tasa de ionización de varias especies atómicas/iónicas.

Resultados

Nuestras predicciones de cocientes de líneas de emisión cubren una región mayor en las gráficas de cocientes de dos líneas que las predicciones de los modelos plano-paralelos (ver Figura 2.5). Esto no es sorprendente considerando la gran variedad de geometrías de choques variables en el tiempo que están presentes en los nudos en nuestras simulaciones. En la Figura 2.3 mostramos como ejemplo mapas de emisión para tres líneas: [O I] λ 6300, [O II] λ 3026+31 y [O III] λ 5007.

Nuestras predicciones concuerdan bien con las observaciones tanto en la tendencia que siguen, como en la dispersión para el caso de cocientes de líneas de baja ionización ([N I]/ $H\alpha$ y [S II]/ $H\alpha$), así como para el cociente [O I] λ 6300/ $H\alpha$. Sin embargo, en el caso de líneas de alta ionización las predicciones y las observaciones no tienen un acuerdo tan bueno, porque nuestros modelos de chorros con valores altos de la densidad y de la amplitud de la velocidad, producen valores de [O III]/ $H\alpha$ y [S III]/ $H\alpha$ mucho más altos que los observados.

Deberíamos notar que algunos de nuestros modelos de baja Δv (modelos M9 y M10 con $\Delta v = 10 \text{ kms}^{-1}$ y 30 kms^{-1}) producen una emisión de [O III] λ 5007 fuerte. Esta emisión evidentemente no se puede producir en los choques de las superficies de trabajo internas del chorro (que tienen velocidades de choque típicas de $\sim 30 \text{ kms}^{-1}$ y por tanto no producen emisión de [O III]), sino que tiene que producirse en los choques de proa causados por los choques de proa que se propagan dentro del capullo. Estos choques de proa tienen velocidades de choque del orden de $\sim 250 \text{ kms}^{-1}$, los cuales se vuelven más radiativos cuanto mayor es la densidad contribuyendo de este modo con mayor emisión al espectro integrado.

El trabajo presentado en este artículo representa el primer esfuerzo para modelar los cocientes de líneas de emisión de los objetos HH haciendo uso de un modelo hidrodinámico axisimétrico completo. Los cocientes de líneas calculados se pueden comparar con los observados en objetos HH para determinar cuáles son los parámetros de los modelos que mejor ajustan a los objetos observados. Este tipo de comparaciones van a ser útiles a la hora de evaluar si los parámetros del chorro deducidos (para reproducir los cocientes de líneas) son consistentes a partir de propiedades dinámicas (deducidas con las velocidades radiales y movimientos propios observados) de los objetos.

El problema evidente en los modelos que estamos presentando es que los chorros con eyección variable tienen un gran número de parámetros libres. Nues-

tros modelos están restringidos a un intervalo limitado de parámetros del chorro (períodos y amplitudes de velocidad de eyección) y de entorno (densidad y temperatura). También están limitados al caso de un jet, con velocidad de eyección sinusoidalmente variable que se mueve en un medio uniforme. Más aún, nuestros chorros no están magnetizados.

En trabajos futuros estudiaremos un conjunto de modelos de chorros más amplio. Esto incluirá la extensión del espacio de parámetros (incluyendo un campo magnético dinámicamente importante), el estudio de otras formas de eyección de masa incluyendo diferentes formas funcionales para la variabilidad de la velocidad, considerando también la densidad variable y un medio ambiente estratificado. Deberíamos notar que los efectos de diferentes formas de variabilidad de eyección (Hartigan & Raymond 1993) y la presencia de campos magnéticos (Massaglia et al. 2005) sobre la emisión de las líneas ya ha sido explorada en modelos de chorros variables en 1D.

Emission line ratios from variable velocity jet models

P. Kajdić¹, P. F. Velázquez², A. C. Raga²

¹Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, Apartado Postal 70 - 264, Ciudad Universitaria, México, D.F., CP 04510, primo@astrocu.unam.mx

²Instituto de Ciencias Nucleares, Universidad Nacional Autónoma de México, Apartado Postal 70-543, Ciudad Universitaria, México, D.F., CP 04510

2.1. Abstract

In this paper, we present a grid of axisymmetric numerical simulations of variable ejection velocity jets. In these models we assume that the jets are ejected with a sinusoidally varying ejection velocity and a time-independent ejection density. The grid of models then spans a range of different velocity variability amplitudes and periods. Because the simulations include a treatment of the non-equilibrium ionization state of the gas, we are able to make predictions of the emission in a set of different emission lines. In this way, we obtain predicted emission line ratios for the successive knots along the jets (which correspond to the “internal working surfaces” formed as a result of the ejection velocity variability), which can be compared directly with observations of the chains of knots along HH jets.

Keywords: ISM: jets and outflows - ISM: kinematics and dynamics

2.2. Introduction

Herbig-Haro (HH) objects form a spectroscopically defined category of objects. They are characterized by an emission line spectrum with the presence of strong low ionization lines (e. g., [O I], [N I] and [S II] lines), strong Balmer series lines (principally H α and H β) and possibly also higher ionization lines (e. g. [O II] and even [O III]). An identification of HH objects using this spectroscopic definition was used in order to identify the objects in Herbig’s (1974) catalogue, and the same criterion was used for inclusion in Reipurth’s (2000) catalogue (with the exception of a few of the included objects which are only visible in the IR).

In the last two decades, most of the observational effort has been directed to obtaining high angular resolution imaging (e. g., with the HST, see Reipurth et al. 2002) and spectroscopic (e. g., with field spectrographs, see Lavalley et al.

1997) observations of HH objects. Theoretical models have also been directed at producing spatially resolved emission line maps (e. g., Raga et al. 2002a) and spectra (e. g., Raga et al. 2004).

Even though the study of observed optical line ratios is still present in the more recent literature, the theoretical aspects of this subject have been largely absent (in contrast to the theoretical interpretation of IR lines, which has remained an active subject, see, e. g., Fernandes 2000). This absence of theoretical work is not accidental. The study of the formation of optical emission lines in stationary, plane-parallel shocks received a considerable amount of attention during the past few decades (Hartigan et al. 1987), but interest in calculating new models has dwindled because it is not clear that further theoretical contributions can still be made. Because of this, most of the recent theoretical work has focussed on calculating 2D (axisymmetric) or 3D, time-dependent gasdynamic models, or on calculating 1D, time-dependent models (Massaglia, Mignone & Bodo 2005).

Until now, numerical simulations of HH jets have included either a simple, parametrized cooling function (and no treatment of the ionization state of the gas, see, e. g., Cerqueira et al. 2004), or else have included a very limited treatment of the ionization and/or chemical state of the gas. Examples of early efforts to calculate emission lines from numerical jet simulations are the papers of Raga (1988); Blondin, Fryxell & Konigl (1988); Blondin, Fryxell & Konigl (1989) and Smith, Suttner & Zinnecker (1997). The predictions made from these models have been limited to emission line maps and/or emission line profiles from only very few emission lines (mainly the $H\alpha$ and the H_2 1-0 s(1) lines, see, e. g., Völker et al. 1999).

It has only been very recently that it has become possible to compute numerical simulations of HH jets including a description of the ionization state of many elements. For example, Raga et al. (2004) have computed 3D simulations of a precessing jet, from which they make predictions of several emission lines, and then compare the predicted ratios with the observations.

In the present paper, we continue exploring this new possibility of analyzing the line ratios of HH spectra in terms of multi-dimensional jet models. In particular, we focus on obtaining predictions of emission line ratios from models for the chains of aligned knots observed in some HH jets. Examples of such structures are the knot A to O chain of the HH 34 jet (see, e. g., Reipurth et al. 1986; Bührke et al. 1988) and the A-V chain of HH 111 (see e. g. Reipurth et al. 1992).

We study models in which the knots along the jet correspond to internal working surfaces resulting from an ejection velocity time-variability. Such a scenario has been used in the past in order to model the $H\alpha$ emission maps (Raga & Noriega-Crespo 1998) and line profiles (Raga et al. 2002a) of HH 34 and HH 111. In the present paper, we compute a grid of axisymmetric models with different amplitudes and periods for a sinusoidal ejection velocity vari-

ability. These models include a computation of the non-equilibrium ionization state of the gas (for a description of the numerical and physical aspects of the simulations, see section 2).

Our primary goal is to obtain predictions of the emission line ratios for a set of eleven emission lines: $H\alpha$, $[N\ II]\lambda 6583$, $[N\ I]\lambda 5198+200$, $[O\ I]\lambda 6300$, $[O\ II]\lambda 3026+31$, $[O\ III]\lambda 5007$, $[S\ II]\lambda 4068+76$, $[S\ II]\lambda 6716$, $[S\ II]\lambda 6731$, $[S\ III]\lambda 9069$ and $[S\ III]\lambda 9532$, for the successive knots along the jets. These are a subset of the lines included in the compilation of observed emission line ratios of Raga, Böhm & Cantó (1996). We present a few selected emission line maps (section 2.4) and the full set of predicted line ratios (section 2.5). A qualitative comparison with observations of HH jets is finally presented in section 2.6.

2.3. The numerical simulations

We have computed a grid of axisymmetric jet models with the yguazú-a adaptive grid code. This code integrates the gasdynamic equations (together with a system of rate equations for an atomic/ionic network) on a binary, adaptive computational grid. The code is described in detail by Raga, Navarro-González & Villagrán-Muniz (2000). For the present simulations, we have included an ionization network which includes H I/II, He I/II/III, C II/III/IV, N I/II/III, O I/II/III/IV and S II/III. The H, He, C and O atoms/ions are considered in the calculation of the radiative cooling term (which is included in the energy equation). A detailed description of the ionization/recombination rates as well as of the cooling rates is given by Raga et al. (2002b). In all of the models, we have assumed relative abundances of H, He, C, N, O = 0.9, 0.1, 3.31×10^{-4} , 9.8×10^{-5} , 6.61×10^{-3} .

The ejection velocity of the material in our models varies sinusoidally with time:

$$v(t) = v_0 + \Delta v \sin\left(\frac{2\pi}{\tau}t\right), \quad (2.1)$$

where $v_0 = 250\text{ km s}^{-1}$ is the average velocity and is the same in all our models, Δv is the amplitude and τ the period. The amplitude Δv is varied from 100 km s^{-1} (models M1 and M5) down to 10 km s^{-1} (models M4 and M8). We have also explored models with ejection velocity variability periods $\tau = 50$ (models M1-M4) and 100 yr (models M5-M8). The parameters for models M1-M10 are given in Table 2.1.

All of our jet models have an initially top-hat cross section, with a constant $n_j = 100\text{ cm}^{-3}$ (models M1-M8) or $n_j = 5 \times 10^3\text{ cm}^{-3}$ density (models M9 and M10), a $T_j = 1000\text{ K}$ temperature and $r_j = 10^{15}\text{ cm}$ radius. The calculations are started applying the initial conditions within a cylinder extending $L = 10^{15}\text{ cm}$ out from the injection point. The jets are assumed to travel into a homogeneous environment of density $n_{env} = 10\text{ cm}^{-3}$ and temperature $T_{env} = 1000\text{ K}$. Both

the initial jet and undisturbed environment are assumed to be neutral, except for C and S which are singly ionized.

We carry out the numerical simulation on a 5-level binary adaptive grid with a maximum resolution of 7.3×10^{13} cm (in both the axial and radial directions). The computational domain has a $(30.0, 3.75) \times 10^{16}$ cm (axial, radial) spatial extent, and transmission conditions are applied on the outer axial and radial boundaries. Reflection conditions are applied on the symmetry axis and on the $z = 0$ plane, outside of the circular jet injection region.

The 7.3×10^{13} cm spatial resolution has to be compared with the cooling distances behind the shocks produced in the internal working surfaces of the jet flows. The internal working surface shocks have shock velocities v_s of the order of the amplitude Δv of the ejection velocity variability (see equation 1). From our numerical simulations, we find that the pre-shock densities are typically a factor of 1/10 to 1/2 of the initial jet density (so that $n_{pre} \sim 20 \text{ cm}^{-3}$ for models M1-M8, see above). From the paper of Hartigan et al. (1987), we see that for such a pre-shock density, the cooling distances d_{c4} (to 10^4 K) and d_{c3} (to 1000 K) behind plane-parallel shocks have minimum values $d_{c3} = 7.5 \times 10^{13}$ cm and $d_{c4} = 3.8 \times 10^{14}$ cm for $v_s = 80 \text{ km s}^{-1}$ and go up sharply for increasing or decreasing shock velocities (for example, $d_{c3} = 4.4 \times 10^{15}$ cm and $d_{c4} = 4.8 \times 10^{14}$ cm for $v_s = 40 \text{ km s}^{-1}$). Basically, the cooling regions behind shocks with v_s close to 80 km s^{-1} are marginally resolved in our simulations, but the regions behind shocks with either larger or lower velocities are appropriately resolved. The high density models (M9 and M10) have internal shocks with shock velocities $\sim 10 \rightarrow 30 \text{ km s}^{-1}$, and cooling distances $\sim 2 \times 10^{14}$ cm, again reasonably resolved in our simulations.

2.4. Model results

From the numerical simulations described in §2, we obtain the stratification of the flow variables (pressure, density, temperature, flow velocity and ionization state of the gas) as a function of position and time. We only analyze the results obtained for $t = 2000$ yr, which corresponds to ≈ 1600 yr after the leading head of the jet has left the computational domain.

From the $t = 2000$ yr flow stratifications, we compute the emission coefficients for eleven emission lines : H α , [N II] λ 6583, [O I] λ 6300, [O II] λ 3026+31, [O III] λ 5007, [S II] λ 4068+76, [S II] λ 6716, [S II] λ 6731, [S III] λ 9069 and [S III] λ 9532. The H α emission is calculated adding the contributions of the recombination cascade and the collisional excitations from the ground state (using the $n = 1 \rightarrow 3$ collision strength of Giovanardi et al. 1987). The rest of the lines are computed solving 5-level atom problems using the parameters of Mendoza (1983).

These emission coefficients are then integrated along lines of sight (assuming that the jet axis lies on the plane of the sky) to obtain emission maps for all of

the lines. In order to illustrate the results that we obtain from our simulations, in Figures 2.1-2.3 we show the electron density, mass density, temperature and axial velocity stratifications, as well as the maps for all of the predicted emission lines, for model M1.

From these figures, we see that the knots have a high density region of gas trapped between the internal working surface shocks, and that part of this material exits laterally, forming a bow shock against the gas within the cocoon of the jet. The emission line maps have a clear contribution from the extended wings of the bow shock driven by the head of the jet (brightened, cylindrical emission structure occupying almost all the area of the maps). Superimposed on this emission, we see the emitting knots, which correspond to the successive internal working surfaces of the jet.

Within the computed maps, the $\tau = 50$ yr models (models M1-M4) have six knots (see Figure 2.1), and the $\tau = 100$ yr models (models M5-M8, see Table 2.1) have three knots. Some of the knots are not clearly seen against the background (produced by the leading bow shock wings, see above), at least in some emission lines.

For the higher velocity variability amplitude models, the knots are seen in emission lines with a range of ionization levels (e. g., model M1, Figure 2.1). The higher ionization lines are absent in the lower velocity amplitude models, except in the high density models (M9 and M10), in which the emission from the bow shock wings (of the internal working surfaces) becomes more important.

In Figure 2.3 we show maps of the spatially resolved emission line ratios $[\text{O I}]\lambda 6300/\text{H}\alpha$, $[\text{O II}]\lambda 3026+31/\text{H}\alpha$ and $[\text{O III}]\lambda 5007/\text{H}\alpha$ obtained from model M1. In this Figure, we see that the first three knots have an $[\text{O I}]/\text{H}\alpha$ line ratio peak in the central region of the internal working surfaces (i. e., in the two working surface shocks within the jet beam), while the bow shock wings (driven into the jet cocoon) correspond to regions of low line ratio values. The $[\text{O II}]/\text{H}\alpha$ line ratio shows a peak only in the first two knots, and has a minimum in the in the third and fourth knots.

The $[\text{O III}]/\text{H}\alpha$ line ratio has a peak within the jet beam in the first knot, indicating that the shock velocity of one of the two shocks (actually, of the leading shock which has a higher shock velocity, see Raga and Cantó 1998) has a shock velocity exceeding 100 km s^{-1} , which is consistent with the velocity variability amplitude of model M1 (see Table 2.1). In the knots further away from the source, the shocks within the jet beam have decayed to lower shock velocities, and no longer produce $[\text{O III}]$ emission. Interestingly, the bow shock wings of these knots do show some level of $[\text{O III}]$ emission, even though they are only partially radiative.

As the presence of $[\text{O III}]$ emission in knots with low shock velocity internal beam shocks is somewhat surprising, we discuss this result in more detail. In our models, we choose a mean jet velocity $v_0 = 250 \text{ km s}^{-1}$ for all of our models and a velocity variability amplitude $\Delta v = (10 \rightarrow 100) \text{ km s}^{-1}$ (see Table 2.1).

For an amplitude of $\Delta v = 20 \text{ km s}^{-1}$, the shocks within the jet beam associated with the successive working surfaces have a value of at the very most 40 km s^{-1} (and generally have shock velocities substantially smaller than this value). For the beam shocks to emit [O III], one would need to have a variability amplitude at the very least of $\Delta v \approx 50 \text{ km s}^{-1}$.

However, the working surfaces eject material sideways, and this material produces a bow shock against the cocoon surrounding the jet beam. As one moves away from the beam of the jet, this cocoon has velocities along the jet axis which are substantially lower than the velocity of the jet, and reaches lower velocity values when one goes out towards the long wings of the leading bow shock (this effect is discussed in a quantitative way by Raga et al. 2002c). Therefore, the shock velocities associated with the wings of the internal working surface bow shocks can be quite high (i. e., a substantial fraction of the mean velocity of the jet, with values above 100 km s^{-1}) and [O III] emission can be produced.

Interestingly, the emission from these high velocity bow shock wings is strongly dependent on the density of the environment. For the lower density environment models (models M1-M8, see Table 2.1), the cocoon has a typical density of 0.1 cm^{-3} . For this pre-shock density and a shock velocity of $100\text{--}160 \text{ km s}^{-1}$, the models of Hartigan et al. (1987) give a cooling distance $d_4 = (1 \rightarrow 4) \times 10^{16} \text{ cm}$. Therefore, these bow shock wings are only partially radiative (since the internal working surface bow shocks have a radius of $\sim 10^{17} \text{ cm}$, which is comparable to the cooling distance d_4). Because of this, the contribution to the total emission from the bow shock wings becomes much more important for the denser models (models M9-M10), in which the cocoon is denser, and therefore the bow shocks are more radiative.

2.5. Line intensities and line ratios

In order to obtain the luminosity of the successive knots for a given emission line, we place on the knot a circular diaphragm of an appropriate radius r_d and obtain the integrated line intensity I_d within the diaphragm. We then repeat this process for a circular diaphragm of radius $r_b = 1.3r_d$ to obtain an integrated intensity I_b . With these two integrated intensities we then obtain the emission contributed by the knot :

$$I_{knot} = \frac{r_b^2 I_d - r_d^2 I_b}{r_b^2 - r_d^2}. \quad (2.2)$$

In Table 2.2, we present the luminosities of the different emission lines in the successive knots as ratios to the corresponding H α luminosities (also listed in the table) for all of the computed models. In order to show the general behaviour of the line ratios, we have plotted them in different ways.

First, in Figures 2.4 and 2.5 we show the logarithmic plots $[\text{N I}]\lambda 5198+200/\text{H}\alpha$, $[\text{O II}]\lambda 3728+29/\text{H}\alpha$, $[\text{O III}]\lambda 5007/\text{H}\alpha$, $[\text{N II}]\lambda 6583/\text{H}\alpha$, $[\text{S II}]\lambda 6716+31/\text{H}\alpha$ and $[\text{S III}]\lambda 9532/\text{H}\alpha$ ratios as a function of the $[\text{O I}]\lambda 6300/\text{H}\alpha$ line ratio (the graph showing all of the values listed in Table 2.2). In this graph, we see that the low ionization lines ($[\text{N I}]\lambda 5198+200$ and $[\text{S II}]\lambda 6716+31$) show trends of increasing line ratios (with respect to $\text{H}\alpha$) as a function of increasing $[\text{O I}]\lambda 6300/\text{H}\alpha$.

The high ionization lines ($[\text{O III}]\lambda 5007$ and $[\text{S III}]\lambda 9532$) have line ratios with a large scatter. Interestingly, the knots with $[\text{O III}]\lambda 5007/\text{H}\alpha > 0.5$ and $[\text{S III}]\lambda 9532/\text{H}\alpha > 0.2$ correspond either to the large amplitude velocity variability models (models M1 and M5, with $\Delta v = 100 \text{ km s}^{-1}$) or to the “dense” models (M9 and M10, with $n_j = 5000 \text{ cm}^{-3}$). All of the other models have knots with either zero or very low $[\text{O III}]\lambda 5007/\text{H}\alpha$ and $[\text{S III}]\lambda 9532/\text{H}\alpha$ line ratios.

The intermediate ionization lines ($[\text{O II}]\lambda 3726+29$ and $[\text{N II}]\lambda 6583$) show a clear trend of increasing ratios to $\text{H}\alpha$ for $[\text{O I}]\lambda 6300/\text{H}\alpha < 0.3$ (see Figure 2.1). For larger values of $[\text{O I}]\lambda 6300/\text{H}\alpha$, the intermediate ionization lines have line ratios with a wide scatter of values.

In Figure 2.5, we present a comparison between the line ratios predicted for the knots of our jet models (see also Table 2.2), the “self-consistent preionization”, stationary, plane-parallel shock models of Hartigan et al. (1987) and the line ratios of HH objects compiled by Raga et al. (1996). From this figure, we see that in general our model predictions show a wider scatter than the line ratios from the plane-parallel shock models. This is in principle not surprising since the emission from the knots along the jets in our numerical simulations comes from a superposition of shocks with complex geometries and time-dependent characteristics. The fact that this complexity results in a wider range of line ratios than the ones predicted from stationary, plane-parallel shock models might have been expected.

At the same time, however, some of the trends in the line ratios appear to be shared by our jet models and by the plane-parallel shock models. This is particularly true for the $[\text{N I}]\lambda 5198+200/\text{H}\alpha$ and $[\text{S II}]\lambda 6716+31/\text{H}\alpha$ vs. $[\text{O I}]\lambda 6300/\text{H}\alpha$ plots (see Figure 2.4).

In these plots ($[\text{N I}]\lambda 5198+200/\text{H}\alpha$ and $[\text{S II}]\lambda 6716+31/\text{H}\alpha$ vs. $[\text{O I}]\lambda 6300/\text{H}\alpha$), we also find a good agreement between the observed line ratios and the predictions from our models, with both the trends and the scatter in the line ratios being very similar. However, the observations show the existence of a few objects with $10^{0.90} < [\text{S II}]\lambda 6716+31/\text{H}\alpha < 10^{1.11}$, while the largest predicted value corresponds to a line ratio of $\approx 10^{0.90}$ (see Figure 2.5 and Table 2.2).

The observed and predicted $[\text{N II}]\lambda 6583/\text{H}\alpha$ and $[\text{O II}]\lambda 3726+29/\text{H}\alpha$ ratios do not show clear trends as a function of $[\text{O I}]\lambda 6300/\text{H}\alpha$. The $[\text{N II}]\lambda 6583/\text{H}\alpha$ vs. $[\text{O I}]\lambda 6300/\text{H}\alpha$ plot (see Figure 2.3) has a similar scatter of points in both the observations and in our model predictions. However, the predicted $[\text{O II}]\lambda 3726+29/\text{H}\alpha$ ratios show a number of points with values above $10^{0.78}$,

Table 2.1: Characteristics of the models

Model	Δv $km s^{-1}$	τ years	n_j cm^{-3}	n_{env} cm^{-3}
M1	100	50	100	10
M2	50	50	100	10
M3	30	50	100	10
M4	10	50	100	10
M5	100	100	100	10
M6	50	100	100	10
M7	30	100	100	10
M8	10	100	100	10
M9	10	50	5×10^3	500
M10	30	50	5×10^3	500

while no such values have been observed. As can be seen from Figure 2.5, these values mostly correspond to the “dense” models (M9 and M10), which would therefore not be appropriate for modelling the observed objects.

The $[O III]\lambda 5007/H\alpha$ and $[S III]\lambda 9532/H\alpha$ ratios predicted for some of the knots of our models have values above 10^0 or above $10^{-0.7}$ (for the $[O III]\lambda 5007/H\alpha$ and the $[S III]\lambda 9532/H\alpha$ ratios, respectively) which are never observed (see Figure 2.5). These high predicted $[O III]\lambda 5007/H\alpha$ and $[S III]\lambda 9532/H\alpha$ ratios correspond either to our larger amplitude velocity variability (M1 and M5) or our denser (M9 and M10) models (see above and Figure 2.5).

Table 2.2 shows the results of our models. The line intensities are shown as ratios $H\alpha$ multiplied by a factor of 100. The columns of the table show: 1. the name of the model, 2. the x -coordinate of the knots (defined as the positions along the jet axis of the corresponding $H\alpha$ peaks), 3. the luminosities of the $H\alpha$ line and 4. the ratio between the luminosity of each line and $H\alpha$. If the number does not appear it means that the knot was not visible in the given emission line. This is common for high ionization lines (e.g. $[O III]$, $[O II]$, $[N II]$ and $[S III]$ lines) in the low velocity amplitude models M4 and M8.

2.6. Conclusions

We have computed a grid of ten axisymmetric numerical simulations of sinusoidally variable ejection velocity jets. In the simulations we varied the amplitude and period of the ejection velocity and the density of the jets. We used the yguazú-a adaptive grid code, which integrates the gasdynamic equations together with a set of rate equations for a number of different atoms and ions (see §2) in a binary, adaptive computational grid. From these models, we obtained predictions of emission line maps for a set of eleven emission lines with different excitations, which show the successive emission line knots along the jets.

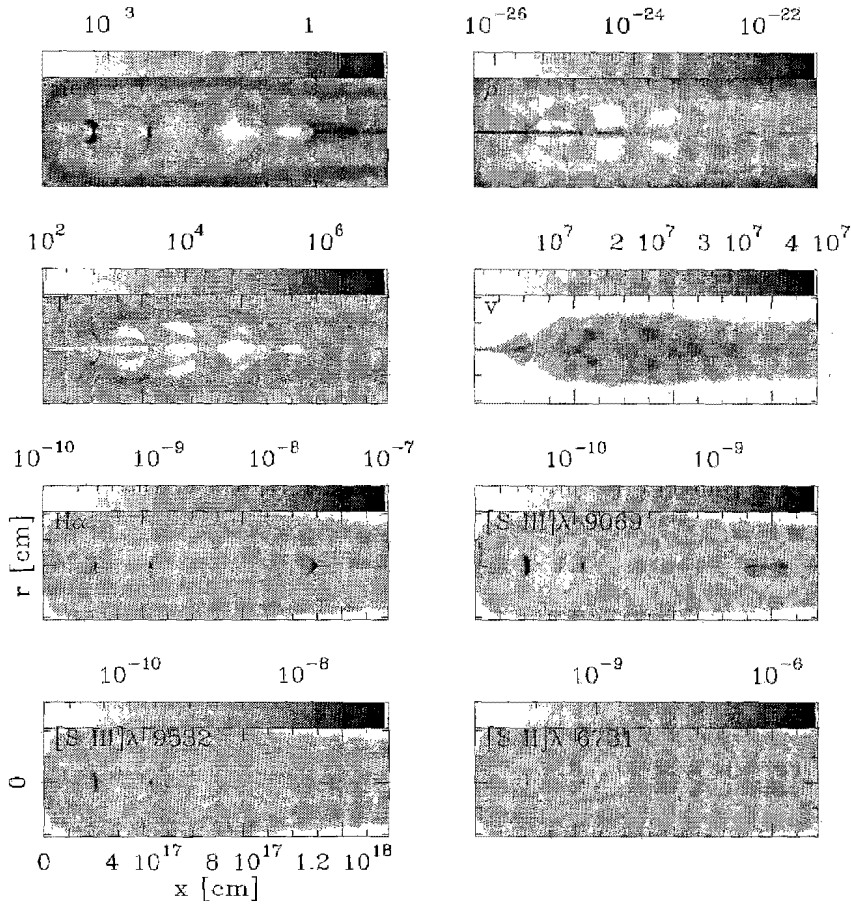


Figure 2.1: Results obtained from model M1. On the plots we have: electron density (in cm^{-3} , total density (g cm^{-3}), temperature (K), velocity along the jet (cm s^{-1}) and emission maps for the following emission lines: $\text{H}\alpha$, $[\text{S III}]\lambda 9069$, $[\text{S III}]\lambda 9532$ and $[\text{S II}]\lambda 6731$ (in units of $\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{sterad}^{-1}$). The small ticks on the axis perpendicular to the jet flow correspond to distances of 10^{17}cm .

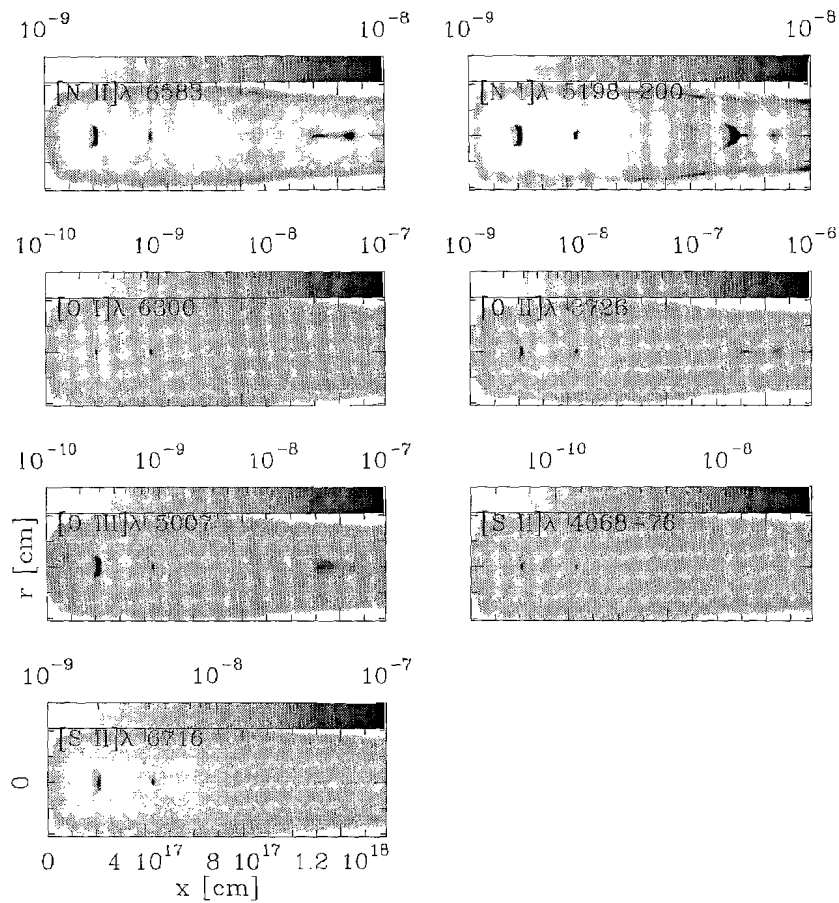


Figure 2.2: Emission maps for the following emission lines: [N II]λ6583 [N I]λ5198+200, [O I]λ6300, [O II]λ3726, [O III]λ5007, [S II]λ4068+76 and [S II]λ6716, obtained for model M1 (after a $t = 2000$ yr integration, see section 3) in $\text{erg s}^{-1}\text{cm}^{-2}\text{sterad}^{-1}$

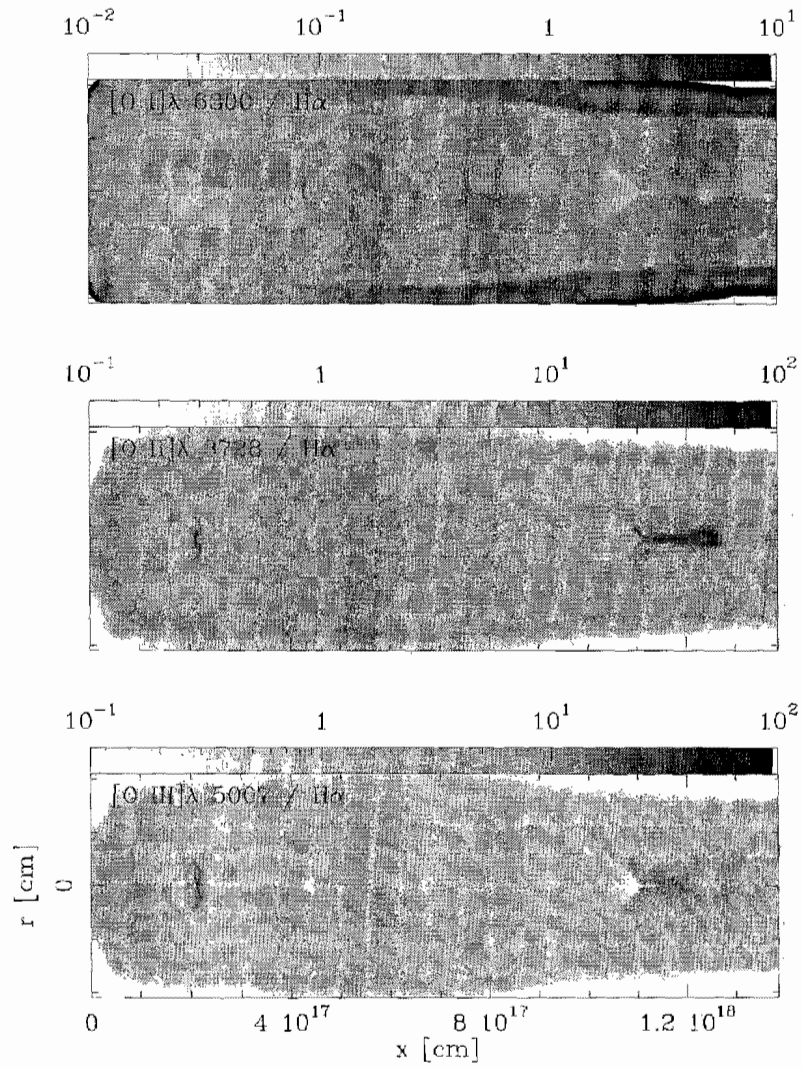


Figure 2.3: Emission line ratio maps $[\text{O I}]\lambda 6300 / \text{H}\alpha$, $[\text{O II}]\lambda 3728 / \text{H}\alpha$ and $[\text{O III}]\lambda 5007 / \text{H}\alpha$ for model M1.

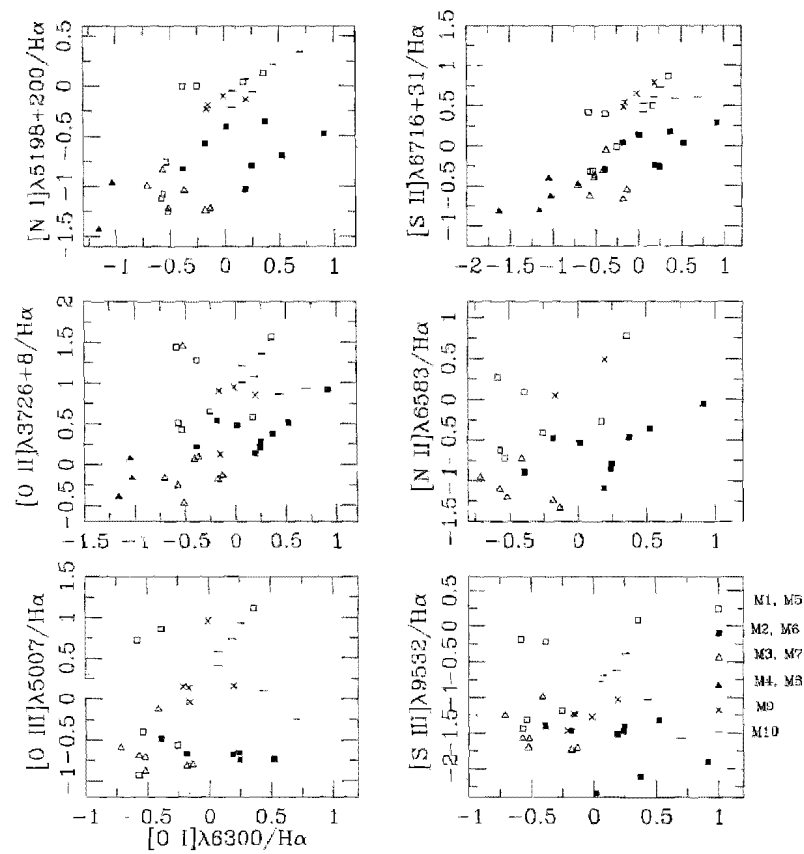


Figure 2.4: Logarithmic plots of the emission line ratios calculated with the line intensities of the successive knots (along all of the computed models) as a function of the corresponding $[O I]\lambda 6300/H\alpha$ line ratio.

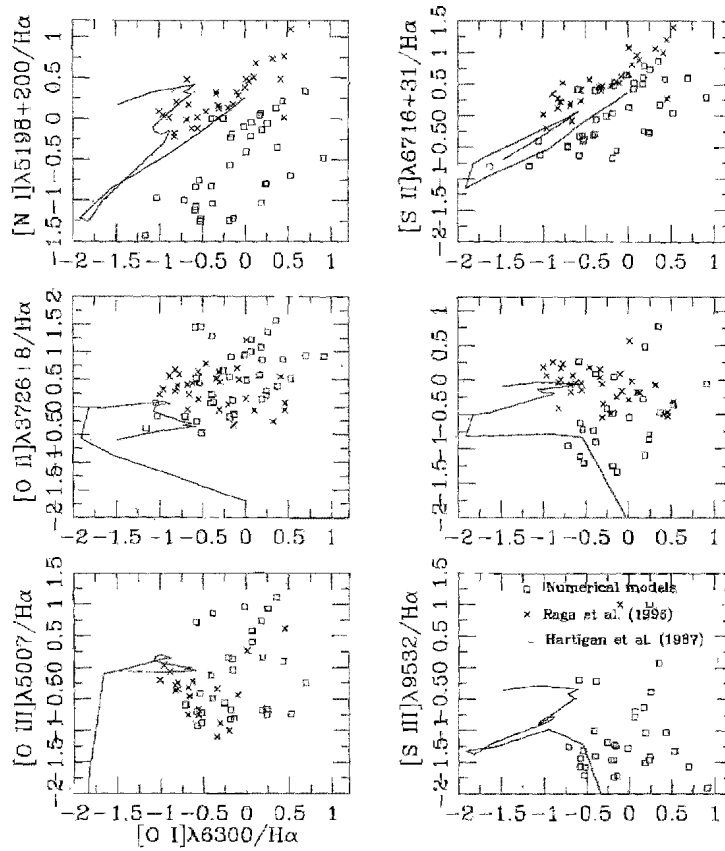


Figure 2.5: Comparison of our results (open squares) with the observational data from Raga, Böhm & Cantó (1996) (crosses) and the plane-parallel shock models from Hartigan et al. (1987) (solid lines). In general, our predictions agree well with the observational data, except for the high-velocity models (M4 and M8) and high-density models (M9 and M10). The plots are logarithmic.

From the emission maps predicted from our model jets, we have obtained the emission line luminosities for the successive knots along the jets (see Table 2.2). We then present these intensities as ratios of the computed lines to $H\alpha$ as a function of the $[O\ I]\lambda 6300/H\alpha$ ratio (see Figures 2.4 and 2.5). These two-line ratio plots are compared with the predictions from the plane-parallel shock wave models of Hartigan et al. (1987) and with the compilation of observational results of Raga, Böhm & Cantó (1996).

We find that the line ratios predicted from our jet models cover larger regions in the two-line ratio plots than the predictions from the plane-parallel models (see Figure 2.5). This is not surprising given the wide range of time-dependent shock geometries which are present in the knots in our jet simulations. In the Figure 2.3 we show as examples of the line ratio maps for three emission lines: $[O\ I]\lambda 6300$, $[O\ II]\lambda 3026+31$ and $[O\ III]\lambda 5007$.

For the ratios of the low ionization lines ($[N\ I]$ and $[S\ II]$) to $H\alpha$ as a function of $[O\ I]\lambda 6300/H\alpha$ we find a good agreement in the trend and scatter of the predictions and of the observations. For the high ionization lines the agreement is not so good, because our jet models with higher densities and velocity variability amplitudes produce $[O\ III]/H\alpha$ and $[S\ III]/H\alpha$ ratios which are significantly higher than the observed values.

We should note that some of our low Δv models (notably, models M9 and M10 with $\Delta v = 10$ and 30 km s^{-1}) produce strong $[O\ III]\lambda 5007$ emission. This emission of course does not come from the internal working surface shocks within the jet beam (which have typical shock velocities of $\sim 30\text{ km s}^{-1}$ and therefore produce no $[O\ III]$ emission), but are produced in the bow shocks driven by the working surface into the jet cocoon. These bow shocks can have substantial shock velocities (up to a substantial fraction of the value of the mean jet velocity of 250 km s^{-1}), and become more radiative for increasing environmental densities, therefore contributing more to the emission from the successive knots.

The work described in this paper is a first effort at modelling the line ratios of HH objects in terms of a full, axisymmetric gasdynamic model. The line ratios which we have calculated can be compared with the ones observed in individual HH objects, in order to determine which are the model parameters which best fit the observed object. Comparisons of this type will be useful, because it will then be possible to evaluate whether or not the deduced jet parameters (needed to reproduce the observed line ratios) are consistent with the dynamical properties (deduced from the observed radial velocities and proper motions) of the objects.

An evident problem in the models which we are presenting is that variable ejection jets have a large number of free parameters. Our models are restricted to a limited range of jet (ejection velocity periods and amplitudes, mean jet velocities, densities and temperatures) and environmental (density and temperature) parameters. Also, they are limited to the case of a jet with a sinusoidally varying ejection velocity, moving into an uniform environment. Furthermore,

our jets are not magnetized.

In future work we will study a wider range of jet models. This will include extending the parameter space, including a dynamically important magnetic field, studying other forms of the ejection variability (including different functional forms for the velocity variability, as well as also considering a variable density), and considering a stratified environment. We should note that the effects on the line emission of different forms of the ejection variability (Hartigan & Raymond 1993) and of the presence of magnetic fields (Massaglia et al. 2005) have already been explored in terms of 1D, variable jet models.

Acknowledgements This work was supported by the CONACyT grants 41320-F and 43103-F and the DGAPA (UNAM) grant IN 113605. Primož Kajdič acknowledges the Dirección General de Estudios de Posgrado of the UNAM for a scholarship supporting his graduate studies.

References

- Blondin, J. M., Konigl, A., Fryxell, B. A., 1988, *BAAS*, 20, 909
- Blondin, J. M., Konigl, A., Fryxell, B. A., 1989, *ApJ*, 337, 37
- Bührke, T., Mundt, R., Ray, T. P., 1988, *A&A*, 200, 99
- Cerqueira, A. H., de Gouveia Dal Pino, E. M., 2004, *A&A*, 426, 25
- Fernandes, A. J. L., 2000, *MNRAS*, 315, 657
- Giovanardi, C., Natta, A., Palla, F., 1987, *A&A*, 70, 269
- Hartigan, P., Raymond, J., Hartmann, L., 1987, *ApJ*, 316, 323
- Hartigan, P., Raymond, J., 2003, *ApJ*, 409, 705
- Herbig, G. H., 1974, *Lick Obs. Bull.*, 658, 1
- Lavalley, C., Cabrit, S., Dougados, C., Ferruit, P., Bacon, R., 1997, *A&A*, 327, 671
- Massaglia, S., Mignone, A., Bodo, G., 2005, *A&A*, 442, 549
- Mendoza, C., 1983, *IAUS*, 103, 143
- Noriega-Crespo, A.; Raga, A. C., 1998, *AAS*, 193, 1705
- Raga, A. C. 1988, *ApJ*, 335, 820
- Raga, A. C., Böhm, K.-H., Cantó J., 1996, *Rev. Mex. Astron. Astrofis.*, 32, 161
- Raga, A. C., Cantó, J. 1998, *RMxAA*, 34, 73
- Raga, A. C., Noriega-Crespo, A., 1998, *AJ*, 116, 2943
- Raga, A. C., Velázquez, P. F., Cantó, J., Masciadri, E., 2002a, *A&A*, 395, 647
- Raga, A. C., de Gouveia dal Pino, E. M., Noriega-Crespo, A., Mininni, P., Velázquez, P. F., 2002b, *A&A*, 392, 267
- Raga, A. C., Velázquez, P. F., Cantó, J., Masciadri, E., 2002c, *RMxAA*, 38, 251
- Raga, A. C., Riera, A., Masciadri, E., Beck, T., Böhm, K. H., Binette, L., 2004, *AJ*, 127, 1081

- Reipurth, B., Bally, J., Graham, J. A., Lane, A. P., Zealey, W. J., 1986, *A&A*, 164, 51
- Reipurth, B., Raga, A. C., Heathcote, S., 1992, *ApJ*, 392, 145
- Reipurth, B. 2000, *A General Catalogue of Herbig-Haro Objects* (2nd ed.; Center for Astrophysics and Space Astronomy)
- Reipurth, B.; Heathcote, S., Morse, J., Hartigan, P., Bally, J., 2002, *AJ*, 123, 362
- Smith, M. D., Suttner, G., Yorke, H. W., 1997, *A&A*, 323, 223
- Völker, R., Smith, M. D., Suttner, G., Yorke, H. W., 1999, *A&A*, 343, 953

Table 2.2: Results of the numerical models

	H α 6563	[NII] 5198 +200	[NII] 6583	[OII] 6300	[OII] 3726 +8	[OIII] 5007	[SII] 4068 +73	[SII] 6716	[SII] 6731	[SIII] 9069	[SIII] 9532	
x (cm)	L/L \odot	L/L $H\alpha$ -100										
M1	4.41e+16	2.37e-08	99.1	123	41	1900	718	29.3	144	107	24.5	60.7
	9.38e+16	1.01e-08	99.6	38.5	55.6	452	27.3	10.3	57.4	40.6	2.63	6.53
	1.44e+17	1.13e-10	110	53.3	148	382		20.1	200	116		
	2.32e+17	1e-08	80.5			271		1.64	10	5.63	3.08	6.43
	2.67e+17	3.18e-10	135	601	228	3680	1280	62.9	422	315	67.7	120
M2	4.25e+16	1.56e-07	33.3	87.4	825	825	0.07	23.7	108	87.7	0.5	1.24
	3.71e+16	1.24e-08	44.4	33.8	236	237	0.28	12.5	87.3	62.7	0.34	0.76
	1.31e+17	2.29e-09	20.3	43.6	336	329	18.3	8.47	62.6	46	2.33	4.76
	1.76e+17	2.9e-09	9.39	8.16	155	138	20.9	3.24	37.6	19.1	1.19	3.08
	2.22e+17	3.65e-09	15.9	14.1	174	163	22	4.29	31	25.3	1.64	3.4
	2.71e+17	7.26e-09	15.2	16.3	177	194	18.1	5.59	36.1	18.1	1.4	3.88
M3	8.37e+16	3.62e-10	9.2		42.0	122.9		59.9	51.6	35.9		
	1.24e+17	1.64e-09	6.0	6.2	30.3	33.8	13.1	24.0	25.714	16.688	1	2.6
	1.67e+17	3.46e-09	5.6	6.2	30.1	45.4	19.22	20.3	23.6	16.6	1.1	2.0
	2.11e+17	3e-09	14.6	7.8	26.8	55	20.3	17.5	14.1	9.267	1.4	2.7
	2.51e+17	3.25e-09	10.1	11.0	19.4	67.7	25.5	16.0	19.0	12.6	1.5	5.6
	2.9e+17	2.57e-09		18.5	38.9	116.7	74.7	32.5	28.6	20.2	3.3	10.0
M4	7.93e+16	5.21e-10										
	1.21e+17	6.56e-10			3.2			0.713				
	1.61e+17	1.06e-09			2.3			0.9	10	5.4		
	2.02e+17	6.47e-10			8.9	118.9		2.5	25.5	13.9		
	2.41e+17	1.62e-09	10.9		9.3	68.5		1.5	12.8	10.6		
	2.81e+17	3.08e-09	3.7		6.9	40.9		1.0	10.5	5.5		
M5	8.64e+16	4.98e-08	7.6	184.5	26.04	2777.1	521.9	34.1	147.0	114.1	25.9	64.3
	1.67e+17	1.47e-08	8.4	23.7	27.0	327.0	11.8	5.6	26.9	20.5	1.5	3.7
	2.51e+17	5.76e-09	17.6	19.0	29.0	270.2	39.4	5.3	28.3	20	3.0	4.8
M6	8.21e+16	2.05e-07	39.6	29.1	103.2	305.3	0.1	14.8	78.3	58.5	0.2	0.5
	1.67e+17	2.42e-08	26.7	33.1	65.9	349.5	21.4	10.8	64.4	45.5	1.5	3.4
	2.57e+17	1.16e-08	14.9	12.7	40.7	168.1	32.6	4.8	29.4	21.5	1.5	3.9
M7	1.63e+17	4.42e-09	6.0	4.6	73.3	73.3	15.7	2.5	16.8	11.2	0.7	1.9
	2.47e+17	1.12e-08	5.7	5.7	65.9	65.9	15.2	2.0	13.6	7.9	0.8	1.8
M8	1.62e+17	2.67e-10										
	2.37e+17	7e-10			19.6			2.5	18.1	15.3		
M9	8.13e+16	4.89e-08										
	1.23e+17	9.93e-08			61.7		143.0				1.1	3.4
	1.63e+17	1.43e-07	64.6		70.1	133.6	91.4	20.3	169.5	172.8	2.6	5.7
	2.03e+17	2.65e-07	58.5	111.6	68.1	806.5	136.7	18.6	153.2	151.1	2.9	5.9
	2.45e+17	4.39e-07	73.5	306.5	156.8	711.2	145.2	28.2	334.1	273.1	2.1	9.3
	2.85e+17	6.48e-07	79.6		96.9	886.1	90.2	28.8	128.3	317.6	1.5	5.3
M10	8.43e+16	9.87e-07	218.7		501.3	865.9	56.8	81.2	397.6		1.0	2.7
	1.27e+17	1.54e-06	163.9		272.9	733.5	125.5	45.8	386.8		3.8	9.4
	1.7e+17	1.71e-06	60.7		116.6	1010.2	255.4	32.6	266.2		6.3	16.4
	2.11e+17	1.81e-06	89.2		117.6	1665.5	381.0	39.1	337.1		7.9	20.4
	2.51e+17	1.2e-06	116.6		151.8	1207.0	544.4	40.9	403.8		13.3	23.9
	2.96e+17	4.68e-07	87.1		181.4	2283.2	858.2	43.1	533.9		17.5	40.9

Capítulo 3

Simulaciones numéricas de HH 555

Astrophysical Journal, 2007, 670, 1173

Resumen

En los últimos años se han descubierto muchos objetos Herbig Haro por medio de varias exploraciones profundas del cielo (por ej. Bally & Reipurth 2001, 2003, Reipurth et al. 2004 y Walawender, Bally & Reipurth 2005). Estos objetos muestran diversas estructuras y formas; algunos se observan sólo como manchas apenas apreciables en las imágenes astronómicas, otros aparecen en forma de cadenas de nudos o como chorros simétricos o asimétricos. Los chorros pueden ser rectos o curvos (ver por ej. los chorros descubiertos por Bally & Reipurth 2001). La curvatura de los chorros se interpreta habitualmente como la consecuencia de la interacción del chorro con un medio ambiente que está en movimiento con respecto a la fuente del chorro. Se realizaron simulaciones numéricas de los chorros curvos en la Nebulosa de Orión (Masciadri & Raga 2001). También se estudió, mediante cálculos numéricos y con experimentos de laboratorio, la interacción entre el chorro y el viento interestelar. Cantó & Raga (1995) encontraron una solución analítica para la forma del chorro, mientras que Lebedev et al. (2004) estudiaron cómo se curva un chorro en un flujo lateral.

En este artículo simulamos un objeto Herbig Haro peculiar conocido como HH 555, que se encuentra ubicado en la Nebulosa del Pelicano (IC4050). Este objeto fue descubierto por Bally & Reipurth (2003) (ver Figura 3.1). HH 555 es un chorro bipolar que está saliendo de la punta de un filamento de gas neutro llamado trompa de elefante ubicado dentro de la nebulosa. Los dos lóbulos del chorro están curvados en la dirección opuesta a la de la fuente de fotones ionizantes, indicando que posiblemente interactúan con un viento estelar o con la región H II en expansión.

Realizamos simulaciones hidrodinámicas en 3D. En ellas incluimos el flujo

de fotones ionizantes y la región H II en expansión (modelada como un flujo plano-paralelo que entra en la malla computacional en la dirección del flujo de los fotones ionizantes) que están interactuando con la trompa de elefante (modelada como una estructura densa y neutra en forma de cilindro con tapa esférica). Cerca de la punta de la trompa de elefante estamos inyectado un flujo bipolar, con un eje que forma un ángulo de 70° con la dirección de diferentes flujos de fotones ionizantes. Aquí presentamos los resultados de cuatro modelos con el flujo de fotones diferente (dejando fijos los demás parámetros) y comparamos los resultados en forma cualitativa con las observaciones de HH 555.

En nuestro modelo M1, el flujo de fotones ionizantes es de $4.2 \times 10^7 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, lo que equivale a un flujo que llegara de una fuente ubicada a una distancia de 1 pc y emitiendo 5×10^{48} fotones ionizantes (con energías por encima del límite de Lyman de H) por segundo. En cada uno de los siguientes modelos, este flujo se incrementa en un factor 10.

Este artículo está organizado de la siguiente manera. En la sección 3.3 describimos las propiedades de HH 555, que han sido derivadas por Bally & Reipurth (2003). En la sección 3.4 presentamos las simulaciones numéricas. Las predicciones de los mapas de emisión en $\text{H}\alpha$ se discuten en la sección 3.5. Finalmente las conclusiones están descritas en la sección 3.6.

Resultados

Los valores del flujo de fotones ionizantes en nuestros modelos M1-M4 son $F_* = (4.2, 42, 420, 4200) \times 10^7 \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ respectivamente. Dos modelos (M1 y M2) pertenecen al régimen de “flujo ionizante pequeño” (ver Henney et al. 1996), en el cual la región H II en expansión forma un choque de proa contra la superficie de la estructura neutra. Los otros dos modelos (M3 y M4) pertenecen al régimen de “flujo ionizante grande” en el cual se forma una estructura de dos choques separada de la superficie de la estructura neutra. La formación de estos dos choques se debe a la interacción entre el viento fotoevaporado que sale de la superficie de la trompa de elefante y la región H II en expansión.

En los modelos 1 y 2, la región H II en expansión interactúa directamente con el flujo bipolar, desde el punto en el que el flujo y el contraflujo emergen de la trompa de elefante. La curvatura de los chorros en estos dos modelos es similar a la observada en el caso de HH 555 y los mapas de emisión calculadas (ver Figura 3.4) son cualitativamente muy semejantes al objeto observado. En los modelos 3 y 4, el material de la trompa de elefante está siendo intensamente evaporado, produciendo de este modo un viento fotoionizado que sale de su misma superficie. La interacción de este viento con la región H II en expansión crea un choque de proa que protege los chorros de la región H II. Los chorros sólo se empiezan a curvar cuando alcanzan al choque de proa. Los mapas de emisión de $\text{H}\alpha$ están dominadas por este choque. Los chorros se vuelven visibles una vez que empiezan a penetrar en las alas del choque de proa. Las morfologías

obtenidas (Figura 3.4) no se parecen a la estructura observada en HH 555 (ver Figura 3.1).

Con esto concluimos que la morfología observada de HH 555 implica que la interacción entre la región H II en expansión junto con el flujo de fotones ionizantes y la trompa de elefante, tiene que estar en el régimen de “flujo de fotones ionizantes pequeño” (Hennet et al. 1986): los parámetros son tales que $\lambda < 1$, ver la ecuación 2. Si se cumple esta condición, los modelos producen estructuras que se asemejan a las observaciones de HH 555.

Es interesante notar que los mapas de intensidad de $H\alpha$ obtenidos a partir de los modelos 3 y 4 (nuestros modelos de régimen de “flujo de fotones ionizantes grande”) se parecen mucho a las estructuras alrededor de LL Orionis (ver Bally, O’Dell & McCaughrean 2000). Como LL Orionis no está envuelto en una trompa de elefante, nuestros modelos no se aplican directamente a este objeto. De todos modos, como lo mencionan Bally et al. (2000) en LL Orionis parece haber un viento fotoevaporado, que proviene de una envoltura neutra que rodea la estrella.

El presente trabajo debe ser considerado como una primera exploración del problema de un flujo bipolar saliendo del interior de una estructura neutra que está siendo fotoionizada externamente. Dado el gran número de elementos incluidos en el problema, el espacio de parámetros resulta ser enorme (con muchos de ellos débilmente restringidos). Seguramente esto podrá producir una variedad de morfologías apropiadas para modelar los flujos de otros objetos. En particular, nosotros elegimos los parámetros para modelar HH 555, reproduciendo las imágenes observadas de forma cualitativa. También encontramos algunos modelos más parecidos al flujo eyectado por LL Orionis. Se necesitan nuevas comparaciones con estos objetos a fin de probar los modelos, así como para restringir los parámetros usados.

Numerical simulations of HH 555

P. Kajdič¹, A. C. Raga²

¹Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, Apartado Postal 70 - 264, Ciudad Universitaria, México, D.F., CP 04510

primoz@astroscu.unam.mx

²Instituto de Ciencias Nucleares, Universidad Nacional Autónoma de México, Apartado Postal 70-543, Ciudad Universitaria, México, D.F., CP 04510

3.1. Abstract

We present 3D gasdynamic simulations of the Herbig Haro object HH 555. HH 555 is a bipolar jet emerging from the tip of an elephant trunk entering the Pelican Nebula from the adjacent molecular cloud. Both beams of HH 555 are curved away from the center of the H II region. This indicates that they are being deflected by a side-wind probably coming from a star located inside the nebula or by the expansion of the nebula itself. HH 555 is most likely an irradiated jet emerging from a highly embedded protostar, which has not yet been detected.

In our simulations we vary the incident photon flux, which in one of our models is equal to the flux coming from a star 1 pc away emitting 5×10^{48} ionizing (i. e., with energies above the H Lyman limit) photons per second. An external, plane-parallel flow (a “side-wind”) is coming from the same direction as the photoionizing flux. We have made four simulations, decreasing the photon flux by a factor of 10 in each simulation. We discuss the properties of the flow and we compute H α emission maps (integrated along lines of sight). We show that the level of the incident photon flux has an important influence on the shape and visibility of the jet. If the flux is very high, it causes a strong evaporation of the neutral clump, producing a photoevaporated wind traveling in the direction opposite to the incident flow. The interaction of the two flows creates a double shock “working surface” around the clump protecting it and the jet from the external flow. The jet only starts to curve when it penetrates through the working surface.

Keywords: ISM: JETS AND OUTFLOWS - ISM: HERBIG-HARO OBJECTS

3.2. Introduction

Many new Herbig Haro objects have been discovered in recent years by various deep imaging surveys (i. e. Bally & Reipurth 2001, 2003, Reipurth et

al. 2004 and Walawander, Bally & Reipurth 2005). These objects come in different forms and shapes. Some of them are seen as barely observable spots, others appear in the form of chains of knots or as symmetric or asymmetric jets. The jets can be straight or curved (see for example the jets described in Bally & Reipurth 2001). The curving of the jets is usually interpreted as the interaction of the jet with an environment in relative motion with respect to the outflow source. Numerical simulations have been made for the curved jets in the Orion Nebula (M42) by Masciadri & Raga (2001). The problem of a jet in a sidewind has also been approached analytically and experimentally. Cantó & Raga (1995) found an analytical solution for the shape of the jet, while Lebedev et al. (2004) studied jet deflection by crosswinds in laboratory.

In the present paper, we simulate a peculiar Herbig Haro object known as HH 555 located in the Pelican Nebula (IC4050), discovered by Bally & Reipurth (2003) (see Figure 3.1). HH 555 is a bipolar jet emerging from the tip of an elephant trunk embedded in the nebula. The jet and counterjet both curve away from the ionizing source, indicating that they might be interacting with a stellar wind or with the expanding H II region.

We carry out 3D gasdynamical simulations in which we include the ionizing photon flux (from θ Orionis) and the expanding H II region (modeled as a plane-parallel flow entering the computational grid in a direction parallel to the impinging ionizing photon flux) interacting with the elephant trunk (modeled as a dense cylinder+spherical cap, neutral structure). From close to the tip of the elephant trunk, a bipolar outflow is injected, with an axis at an angle to the impinging, ionizing flux. We present the results for four models exploring different values for the impinging ionizing photon flux (but with otherwise identical parameters), and compare the results in a qualitative way with the observations of HH 555.

The paper is organized as follows. In section 3.3, we describe the properties of HH 555, as derived by Bally & Reipurth (2003). In section 3.4, we present the numerical simulations, and predictions of H α emission maps are discussed in section 3.5. Finally, the conclusions are given in section 3.6.

3.3. Physical properties of HH 555

Bally & Reipurth (2003) give the following description of the elephant trunk and HH 555: the elephant trunk is a 4' long filament of neutral gas, which penetrates into the Pelican Nebula. It shows a dense condensation at its tip, with a $\sim 20''$ diameter. Two curved flows emerge from it in a direction almost perpendicular to the elephant trunk. They are the southern and the northern outflow lobes, which have lengths of $\sim 25''$. The flows bend at an angle of 25° in the direction away from the center of the Pelican Nebula, giving it a "C"-shaped symmetry. The angular width of the jets is of $\approx 2''$, which for an assumed distance of 600 pc implies jet diameters of 1200 AU.

The radial velocity measurements of the southern jet (the spectra for the northern jet have not been obtained yet) give values of up to -80 km s^{-1} with respect to the background emission of the Pelican Nebula. From the [S II] doublet ratio, $I(\lambda 6717)/I(\lambda 6731)$, the electron density was estimated to be $n_e \approx 600 \text{ cm}^{-3}$ in contrast to $n_e \approx 200 \text{ cm}^{-3}$ for the background nebula. From these data the mass-loss rate is estimated to be $\dot{M} = 1.4 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ yr}^{-1}$. The source of the jets is probably highly embedded inside the elephant trunk, since it could not be detected at infrared wavelengths.

3.4. The Numerical Simulations

In order to simulate the HH 555 outflow, we have carried out 3D numerical simulations in which we include a number of elements, which are shown in the schematic diagram of Figure 3.2. These elements are:

- a plane-parallel ionizing photon flux F_* which enters the computational grid in the $+x$ -direction. We compute 4 models (models 1 through 4) with $F_* = (4.2, 42, 420, 4200) \times 10^7 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (respectively). The highest of these fluxes corresponds to an unshielded ionizing source with an ionizing photon rate of $S_* = 5 \times 10^{48} \text{ s}^{-1}$ located at a distance of 1 pc from the center of the computational grid. The lower values of F_* could be the result of larger distances to the ionizing photon source, or could be interpreted as the effect of absorption (due to dust or to hydrogen photoionization) in the material between the source and the simulated region. In all models, a black body spectral distribution with a $T_* = 40000 \text{ K}$ temperature is assumed,
- an expanding photoionized region, modeled as a plane-parallel inflow (also in the $+x$ -direction) of gas with a $v_w = 50 \text{ km s}^{-1}$ velocity, $n_w = 10 \text{ cm}^{-3}$ density and $T_w = 10^4 \text{ K}$ temperature. The expanding H II region is identical in the four computed models,
- an “elephant trunk”, modeled as a neutral, initially stationary cylinder+spherical cap structure aligned with the x -axis, with a $r_c = 7.56 \times 10^{16} \text{ cm}$ radius. This neutral structure has a $n_c = 10^4 \text{ cm}^{-3}$ density and $T_c = 100 \text{ K}$ temperature,
- a bipolar outflow with an initial radius $r_j = 3 \times 10^{15} \text{ cm}$, velocity $v_j = 100 \text{ km s}^{-1}$, density $n_j = 600 \text{ cm}^{-3}$ and temperature $T_j = 1000 \text{ K}$. The outflow is imposed in a cylinder of radius r_j and length $2r_j$ (with velocities of $\pm v_j$ along the symmetry axis of this cylinder, in the top and bottom halves of the cylinder, respectively). The bipolar outflow is initially neutral. The center of the cylinder coincides with the center of the spherical cap (which forms the end of the neutral elephant trunk, see above), and also

with the center of the (x, y, z) coordinate system. The outflow axis lies on the xz -plane and forms an angle $\alpha = 70^\circ$ with the x -axis (see Figure 3.2).

The numerical simulations are computed with the “yguazú-a” adaptive grid code (see the description of Raga, Navarro-González & Villagrán-Muniz 2000), using the version of the code described by Raga & Reipurth (2004). This version of the code solves the 3D gasdynamic equations together with a single rate equation for neutral hydrogen. Radiative recombination, and collisional and photo-ionizations are included. A simultaneous solution is made of the transfer of ionizing photons (at the Lyman limit) along the x -axis. A parametrized cooling function (calculated as a function of the ionization fraction, density and temperature) and the heating due to photoionization of H are also included in the energy equation (see Raga & Reipurth 2004). We should note that because of our “Lyman limit only” approximation to the radiative transfer, the spectral distribution (which we assume to be a black body with $T_* = 40000$ K, see above) only appears in the photoionization heating term (see Cantó et al. 1998).

From the results of our simulations, we compute H α emission maps by integrating the H α emission coefficient along lines of sight. We compute this emission coefficient by adding the contributions of the “case B” recombination cascade and the collisional excitations from the $n = 1$ level of H.

For our computations, we have chosen a 5-level, binary adaptive grid with a maximum resolution of 1.27×10^{15} cm (along the three axes). The computational domain has an extent of $(6.5, 3.25, 6.5) \times 10^{17}$ cm along the (x, y, z) -axes (respectively). Transmission conditions are imposed on all boundaries except for the $-x$ boundary, in which the “expanding H II region” inflow condition (see above) is imposed.

In our simulations, the expanding H II region (with a $n_w = 10 \text{ cm}^{-3}$ density and a $v_w = 50 \text{ km s}^{-1}$ velocity) forms a bow shock against the photoevaporated wind from the elephant trunk. From the models of Hartigan et al. (1987), we find that a plane-parallel, stationary shock model with a preshock density of 10 cm^{-3} and a 50 km s^{-1} shock velocity has a cooling distance (to 10^4 K) $d_c \approx 6 \times 10^{14}$ cm. At the head of the leading bow shock of the jet, we have a shock velocity $\sim v_j = 100 \text{ km s}^{-1}$, and a preshock density $> 10 \text{ cm}^{-3}$ (corresponding to the shocked expanding H II region). For a shock velocity of 100 km s^{-1} and a 10 cm^{-3} preshock density, the models of Hartigan et al. (1987) give a cooling distance (to 10^4 K) of 1.2×10^{15} cm. These estimates show that the post-shock cooling distances are not resolved in our simulations. However, the contribution of these regions to the H α emission of the photoionized flow should be relatively small (see, e. g., Masciadri & Raga 2004).

The simulations start with the expanding H II region occupying all of the domain, except for the region with the elephant trunk. The embedded outflow is also “turned on” at this initial time. The simulations proceed to a total integration time 3000 years.

3.5. Results

The results of our simulations are shown in Figures 3.3 and 3.4. We have calculated four models with basically identical initial setup, except for the incident photon flux. Our goal was to determine the influence of the flux on the shape and visibility of the jet. The values of the photon flux are $F_* = (4.2, 42, 420, 4200) \times 10^7 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ for models 1 through 4 (respectively). The photon flux in Model 4 is equal to the flux coming from a star 1 pc away emitting 5×10^{48} ionizing photons per second (which corresponds to an ionizing source such as θ Orionis). The lower values of F_* could be the result of the interstellar absorption in the material between the source and the simulated object or could be a consequence of larger distances to the ionizing photon source.

3.5.1. The neutral clump

Figure 3.3 shows the density stratifications on the xz -plane (i. e., the plane on which lies the outflow axis, see § 3.4) after a $t = 3000$ yr integration time for models 1 through 4. These stratifications show the shape of the bipolar outflow and of the eroded neutral clump.

In models 1 and 2, the expanding H II region (impinging on the neutral clump along the x -axis) forms a bow shock against the neutral clump, and against the side of the outflow which emerges from the clump. The clump material which is photoionized by the impinging ionizing photon flux is confined to a very narrow region (surrounding the neutral clump) by the expanding H II region. The shape of the clump changes because of the interaction with the expanding H II region and the ionizing photon flux. Its dimension along the x -axis is reduced as the time-integration progresses.

As the impinging photoionizing flux is increased (models 3 and 4), so does the amount of photoevaporated material. In models 3 and 4 the interaction of the photoevaporated wind with the expanding H II region forms a detached two-shock structure. In model 3, and more dramatically in model 4, the neutral structure is eroded as it ejects a photoevaporated wind. This photoevaporation is stronger in model 4, and for this model we already see the axial collapse (always obtained in simulations of the photoevaporation of neutral clumps, see, e. g., Mellema et al. 1998) at a $t = 3000$ yr integration time.

The results from our models can be interpreted in terms of the analytic photoevaporated wind/expanding H II region interaction model of Henney et al. (1996) and Raga et al. (2005). These authors define a “high ionizing photon flux” and a “low ionizing photon flux” regime. In the first regime a detached, two-shock structure is created by the interaction of the photoevaporated wind with the impinging H II region, while in the second regime the photoionized clump material is confined to a thin shell around the neutral clump.

In the “high ionizing photon flux” regime, the distance (along the symmetry

axis) between the two-shock structure and the center of the neutral clump is

$$r_w = \lambda^{1/2} r_0, \quad (3.1)$$

where r_0 is a radius of the neutral structure. The dimensionless parameter λ is given by

$$\lambda = \frac{F_0 c_I}{n_w v_w^2}, \quad (3.2)$$

where F_0 is the photon flux which actually arrives to the surface of the neutral clump at a given time, c_I is the sound speed of the photoevaporated wind ($\sim 10 \text{ km s}^{-1}$), and n_w and v_w are the density and the velocity of the impinging expanding H II region.

For $\lambda > 1$, the two-shock structure is detached and the flow is in the “high ionizing photon flux” regime. For $\lambda < 1$, the flow is in the “low ionizing photon flux” regime. In the case of our models, we calculated analytical values of λ using the model of Raga et al. (2005), obtaining $\lambda = 0.14, 0.80, 3.35$ and 8.32 for models 1 through 4 (respectively). Consistently with these λ values, in our numerical simulations we obtain detached shock structures only for models 3 and 4.

In Figure 3.4 we show H α emission maps (obtained by integrating the H α emission coefficient along the y -axis, without considering the extinction within the elephant trunk). In the case of models 1 and 2, very little emission is seen from the region of interaction between the clump and the impinging ionizing photon flux and expanding H II region. For these two models, the emission is dominated by the jet (described in §4). The converse is true for models 3 and 4, in which the H α emission is dominated by the photoevaporated wind and the region of interaction between the photoevaporated wind and the expanding H II region.

3.5.2. The jet

The shape of the jet can be seen in the density stratifications shown in Figure 3.3. In the case of models 1 and 2, once outside the neutral clump, the outflow lobes have different shapes. In both lobes, the jet begins to curve as soon as it exits the neutral elephant trunk. The bottom lobe (travelling in the $-z$ direction) has a much stronger curvature, changing its direction of propagation from the $-x$ to the $+x$ direction.

In the case of the models 3 and 4, the jets emerge from the neutral region with basically unchanged directions of propagation. This is due to the fact that the downward directed lobe is travelling within a region occupied by the photoevaporated wind (ejected from the neutral structure), which has a direction of motion which is approximately parallel to the jet. The upward directed jet is travelling into a low density region, which is shielded from the expanding H II region by the detached, two-shock interaction region.

Further out from the outflow source, the jets interact with the two-shock structure (resulting from the photoevaporated wind/expanding H II region interaction). In this interaction, the downward directed jet curves substantially. The upward directed jet curves in a less substantial way as it penetrates the two-shock interaction region.

The H α emission maps (Figure 3.4) show that in models 1 and 2 the emission is dominated by the region in which the expanding H II region interacts with the jet beam. The emission has a strong resemblance to the jet/sidewind interaction models of Masciadri & Raga (2001).

In models 3 and 4, the H α emission is dominated by the photoevaporated wind and the wind/expanding H II region interaction, two-shock structure (see §3 and Figure 3.4). For model 4, only the upwards directed jet is visible where it penetrates the two-shock structure (at $z \sim 2 \times 10^{16}$ cm). For model 3, both outflow lobes are visible, superimposed on the wings of the two-wind interaction bow shock.

3.6. Conclusions

In this paper, we simulate the peculiar Herbig Haro object HH 555, located in the Pelican Nebula (IC4050), which is thought to be irradiated by nearby stars and deflected by an expanding H II region.

We computed four 3D simulations of a bipolar jet emerging from the tip of a neutral “elephant trunk”. The elephant trunk is aligned with an impinging ionizing photon flux and a wind of ionized material (i. e., the expanding H II region). The bipolar outflow emerges at an $\alpha = 70^\circ$ angle with respect to the axis of the elephant trunk. All of these elements are taken directly from the observations of HH 555 of Bally & Reipurth (2003).

In our models, we explore the effect of varying the impinging ionizing photon flux F_* (while keeping constant all of the other model parameters). We have computed 2 models (models 1 and 2) in the “low ionizing flux” regime (see Henney et al. 1996), in which the expanding H II region forms a bow shock against the surface of the neutral structure, and two models in the “high ionizing photon flux” regime (models 3 and 4), in which a detached, two-shock structure is formed as a result of the interaction between a photoionized wind and the expanding H II region.

In models 1 and 2, the expanding H II region directly interacts with the bipolar outflow, starting at the point in which the jets emerge from the neutral elephant trunk. The curvature of the jets in these two models is similar to the one observed in HH 555, and the predicted H α emission maps (see Figure 3.4) have a strong qualitative resemblance to the observed object.

In models 3 and 4, we obtain a strong, photoevaporated wind bow shock which shields the jets (emerging from the elephant trunk) from the impinging expanding H II region. The jets only curve when they reach the photoevapo-

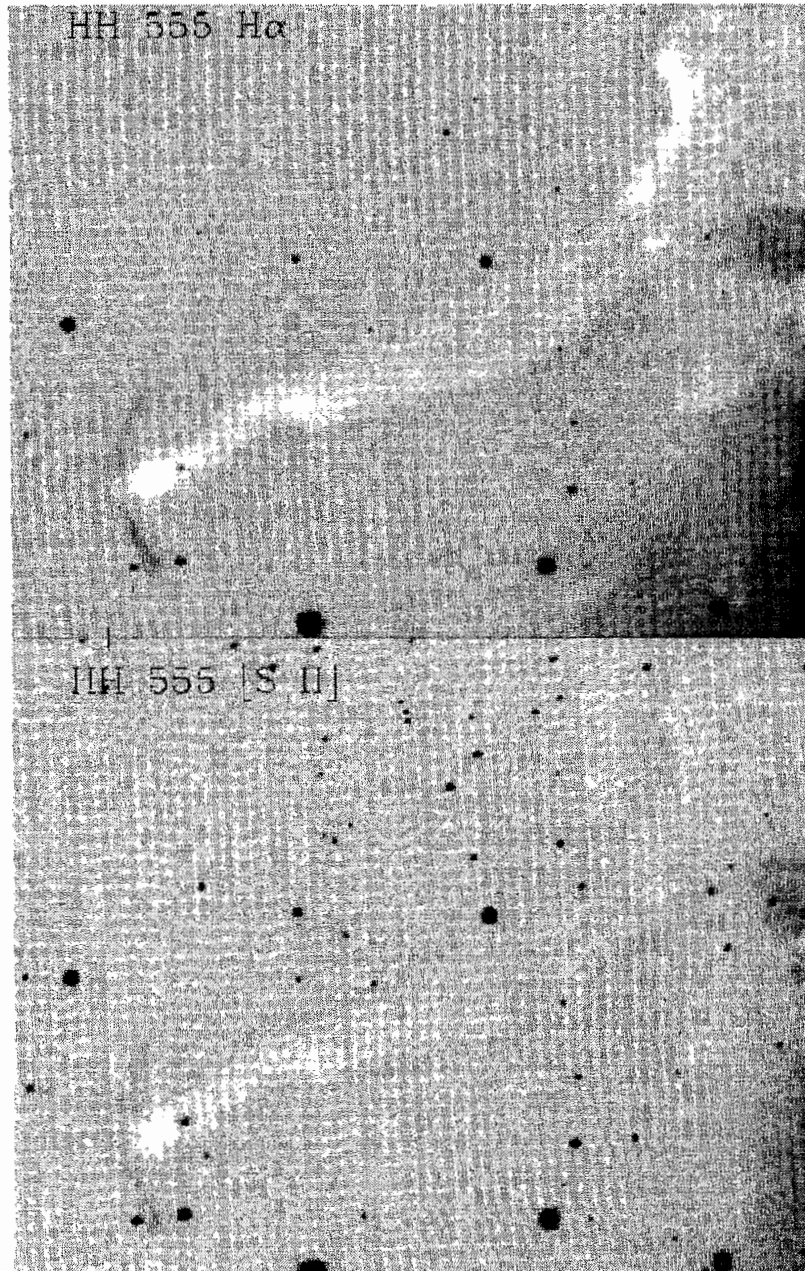


Figure 3.1: A $H\alpha$ and a red $[S II]$ image of HH 555 taken from Bally & Reipurth (2003).

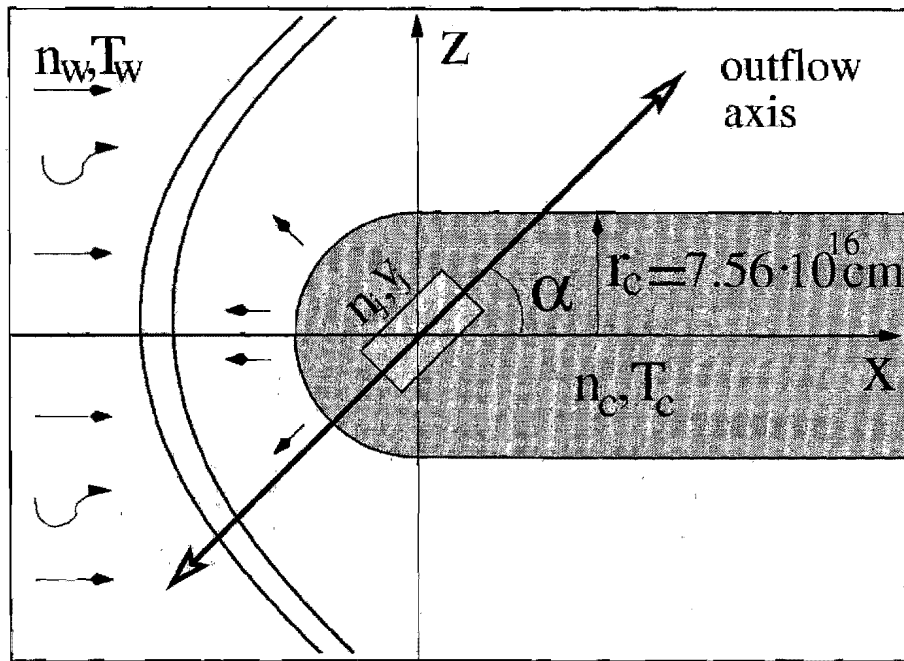


Figure 3.2: A schematic presentation of the numerical setup. The ionizing photon flux and an ionized, plane-parallel flow are impinging from the left, along the x -axis. The neutral, elephant trunk structure has the form of a cylinder+spherical cap. From the center of the cap, a bipolar jet emerges forming an angle α with the x -axis. For a high enough impinging photon flux, the interaction of the photoevaporated flow with the impinging plane-parallel wind creates a two-shock structure around the neutral clump.

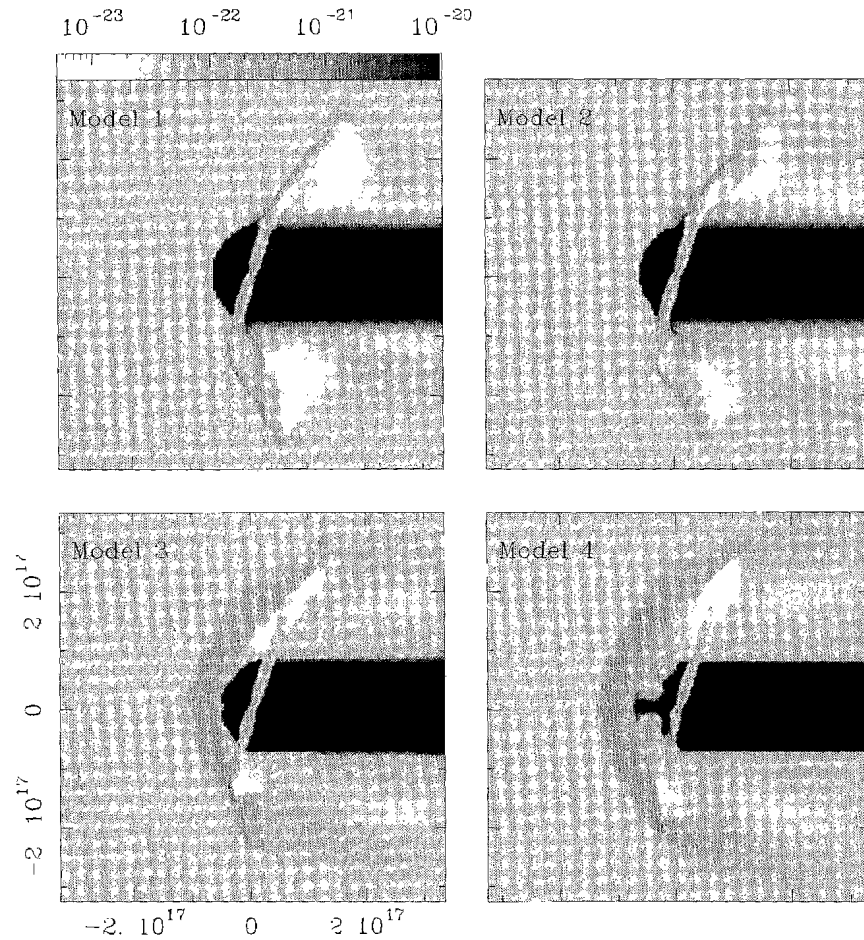


Figure 3.3: Density on the midplane of the simulation obtained from simulations with different impinging hydrogen-ionizing photon fluxes. For each model we show a time slice corresponding to a 3000 yr simulation time. The extent of the computational domain is $(6.5, 3.25, 6.5) \times 10^{17}$ cm along the (x, y, z) -axes (respectively) and the maximum resolution of the adaptive grid is of 1.27×10^{15} cm. The photon flux and the expanding H II region impinge from the left, parallel to the symmetry axis of the neutral elephant trunk. The jet is ejected at an angle of 70° with respect to the x -axis. The photon flux has values $F_* = (4.2, 42, 420, 4200) \times 10^7 \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ for models 1 through 4 (respectively). The density stratifications are depicted with the logarithmic greyscale shown by the top bar, in units of g cm^{-3} . The axes are labeled in cm.

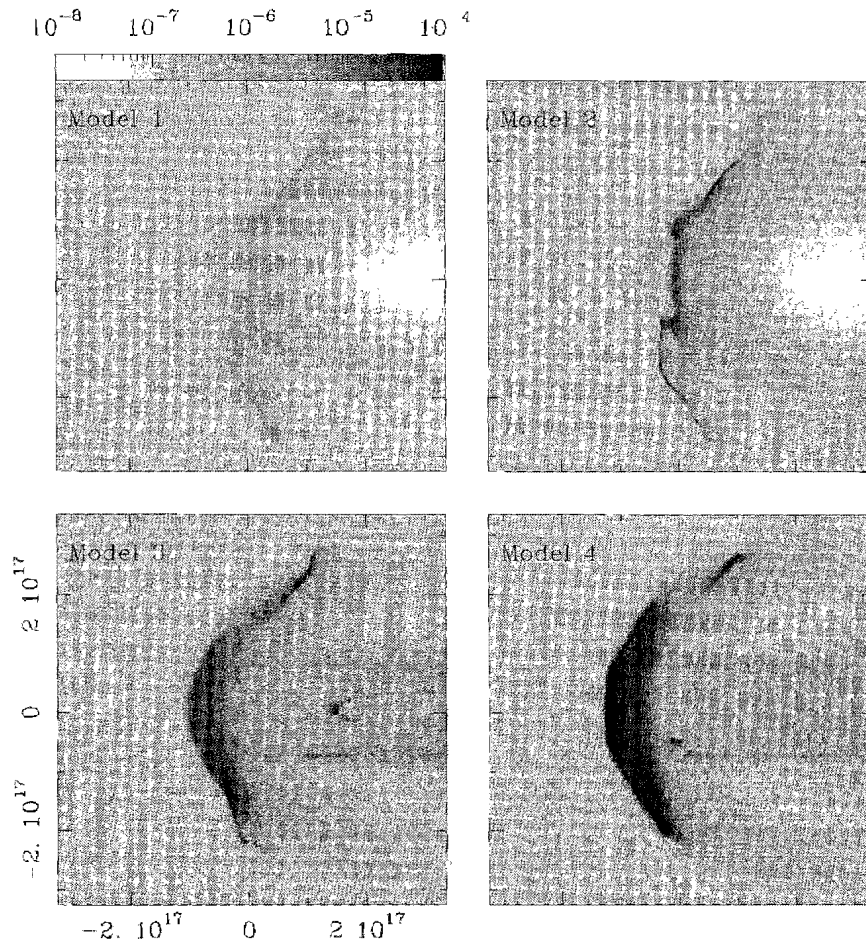


Figure 3.4: H α emission maps obtained by integrating the H α emission coefficient along the y -axis. The extinction within the elephant trunk was not considered. The emission is depicted with the logarithmic greyscale shown by the top bar, in units of $\text{erg s}^{-1} \text{cm}^{-2} \text{sterad}^{-1}$. For the details of the models, see Figure 2 and §3. The axes are labeled in cm.

rated wind bow shock. The $H\alpha$ intensity maps are dominated by the emission of this bow shock, and the jets only become visible when they start penetrating through the bow shock wings. The obtained morphologies (see Figure 4) do not resemble the observed structure of HH 555 (see Figure 3.1).

From this, we conclude that the observed morphology of HH 555 implies that the interaction between the expanding H II region+impinging ionizing photon flux and the elephant trunk must be in the “low ionizing photon flux” regime of Henney et al. (1986) (i. e., the parameters are such that $\lambda < 1$, see equation 2). Provided that this condition is met, the models do produce structures that resemble the observations of HH 555.

It is interesting to note that the $H\alpha$ intensity maps obtained from models 3 and 4 (our “high ionizing photon flux” regime models) have a quite striking resemblance to the emitting structure around LL Orionis (see Bally, O’Dell & McCaughrean 2000). As LL Orionis is not embedded in an elephant trunk, our models therefore do not directly apply to this object. However, as pointed out by Bally et al. (2000), a photoevaporated wind from a neutral envelope surrounding the star appears to be present in LL Orionis.

The present work should be considered as a first exploration of the problem of a bipolar outflow which emerges from the interior of an externally photoionized neutral structure. Given the number of different elements which form part of the problem, the immense resulting parameter space (with many weakly constrained parameters) is likely to result in a variety of flow morphologies which might be appropriate for modelling different objects.

In particular, we set out to model HH 555, and we do find models which reproduce the observed images of this object in a qualitative way. Also, we find that some of our models have a stronger resemblance to the outflow system ejected by LL Orionis. Future comparisons of model predictions with spectroscopic and proper motion observations of these objects will be necessary in order to test the models (and also to constrain the model parameters).

Acknowledgments This work was supported by the CONACyT grants 43103-F and 46828-F, the DGAPA (UNAM) grant IN 113605 and the “Macroproyecto de Tecnologías para la Universidad de la Información y la Computación” (Secretaría de Desarrollo Institucional de la UNAM, Programa Transdisciplinario en Investigación y Desarrollo para Facultades y Escuelas, Unidad de Apoyo a la Investigación en Facultades y Escuelas). Primož Kajdič acknowledges the Dirección General de Estudios de Posgrado of the UNAM for a scholarship supporting his graduate studies. We thank an anonymous referee for helpful comments.

References

- Bally, J., O’Dell, C. R., McCaughrean, M. J., 2000, *AJ*, 119, 2919
Bally, J., Reipurth, B., 2001, *ApJ*, 546, 299

- Bally, J., Reipurth, B., 2003, *AJ*, 126, 893
- Cantó, J., Raga, A. C., 1995, *MNRAS*, 277, 1120
- Cantó, J., Raga, A. C., Steffen, W., Shapiro, P. 1998, *ApJ*, 502, 695
- Henney, W. J., Raga, A. C., Lizano, S., Curiel, S., 1996, *ApJ*, 465, 21
- Lebedev, S. V., Ampleford, D., Ciardi, A., Bland, S. N., Chittenden, J. P., Haines, M. G.; Frank, A., Blackman, E. G., Cunningham, A., 2004, *ApJ*, 616, 988
- Masciadri, E., Raga, A. C., 2001, *AJ*, 121, 408
- Masciadri, E., Raga, A. C., 2004, *ApJ*, 615, 850
- Mellema, G., Raga, A. C., Cantó, J., Lundqvist, P., Balick, B., Steffen, W., Noriega-Crespo, A., 1998, *A&A*, 331, 335
- Raga, A. C., Navarro-González, R., Villagrán-Muniz, M., 2000, *RMxAA*, 36, 67
- Raga, A. C., Reipurth, B., 2004, *RMxAA*, 40, 15
- Raga, A. C., Steffen, W., González, R. F., 2005, *RMxAA*, 41, 45
- Reipurth, B., Yu, K. C., Moriarty-Scheven, G., Bally, J., Aspin, C., Heathcote, S., 2004, *AJ*, 127, 1069
- Walawender, J., Bally, J., Reipurth, B., 2005, *AJ*, 129, 2308

Capítulo 4

Simulaciones de alta resolución de un chorro HH variable

Astronomy & Astrophysics, 2007, 465, 879

Resumen

En las últimas dos décadas, un número relativamente grande de artículos han presentado simulaciones numéricas de chorros radiativos. Modelos axisimétricos y 3D con funciones de enfriamiento parametrizadas (como por ejemplo en los artículos de Raga 1988 y Blondin, Konigl & Fryxell 1989), con tasas de enfriamiento obtenidas en función de la ionización calculada (fuera de equilibrio) con 1→3 especies (por ejemplo Biro & Raga 1994; Smith, Suttner & Yorke 1997; Downes & Ray 1998) o con $\sim 10\rightarrow 20$ especies (Raga et al. 2002a,2004). Las simulaciones de chorros 1D más recientes (Massaglia, Mignone & Bodo 2005) usan una función de enfriamiento sencilla (inteligentemente diseñada) de Hartigan & Raymond (1993), pero no realizan un tratamiento más detallado de la ionización y enfriamiento (como se había hecho por ejemplo, en modelos 1D con dependencia temporal por Innes, Giddings & Falle 1987a,b).

Recientemente han aparecido muchos artículos con simulaciones de chorros en 2D y 3D con un tratamiento de la estructura atómica/iónica (Raga et al. 2004; Kajdič 2006) y química (Smith & Rosner 2005; Raga, Williams & Lim 2005) suficientemente detallado como para obtener predicciones de la emisión de un conjunto de diferentes líneas de emisión. Hasta ahora las simulaciones más detalladas en cuanto a la química son las de Lim, Rawlings & Williams (1999, 2002). Estas simulaciones han sido realizadas con resoluciones numéricas de entre 10 y 100 puntos de malla a través del radio del chorro (y con las distancias de enfriamiento resueltas con sólo 1 a 10 puntos).

En este artículo, investigamos qué tipo de resoluciones numéricas se necesitan para producir predicciones fiables de la estructura del flujo y de las propiedades de emisión de los chorros radiativos. En el pasado se han hecho

estudios parecidos para chorros no radiativos (Kössl & Müller 1988). En el caso de los chorros radiativos aún no se ha hecho un estudio de este tipo, aunque se han realizado simulaciones de alta resolución espacial de superficies de trabajo individuales (Falle & Raga 1993, 1995).

En este trabajo, nos concentramos en un modelo de chorro radiativo con una velocidad de eyección variable, que resulta en la producción de varias “superficies de trabajo internas” viajando a lo largo de flujo del chorro (ver Raga et al. 1990). Hacemos simulaciones de malla adaptativa enfocados en el estudio de una superficie interna de trabajo a la que seguimos con una resolución espacial alta, dejando el resto del chorro con una resolución bastante menor.

Estas simulaciones son muy similares a las de Falle & Raga (1993, 1995), que pusieron condiciones de frontera, de tal manera que mantuvieron la superficie interna de trabajo dentro de un dominio computacional espacialmente limitado, y a las de Biro (1996), que pusieron las condiciones de frontera periódicas a lo largo del eje del flujo. Las simulaciones descritas en este artículo incluyen el cálculo del flujo del chorro completo (aunque no a una resolución tan alta) y la influencia del mismo sobre la superficie de trabajo interna. Nuestras simulaciones incluyen también una red de átomos/iones de 17 especies (en los trabajos de Falle & Raga 1993, 1995 y Biro 1996, fue usada una función de enfriamiento parametrizada), lo cual nos permite hacer predicciones del espectro de líneas de emisión.

El modelo físico y la configuración computacional usadas en nuestras simulaciones están descritos en la § 4.3. Los parámetros de las tres simulaciones calculadas aparecen en la § 4.3.3. Las estratificaciones del flujo obtenidas de las tres simulaciones (de resolución espacial creciente) están descritas en la § 4.5. La emisión en H α y [O I] 6300 se discute en la § 4.6. El resumen de los resultados está en la § 4.7.

Resultados

Hemos calculado tres simulaciones que difieren en su resolución espacial por un factor 64, para un flujo de chorro con una sola velocidad de eyección variable. Las simulaciones están hechas con una malla adaptativa binaria, donde la resolución más alta sólo se permite en una de las superficies de trabajo internas del chorro. El estudio de los resultados queda entonces limitado a esta superficie en particular y a un tiempo escogido (la superficie de trabajo está centrada en $x \approx 2.8 \times 10^{16}$ cm en el tiempo de integración $t = 160$ años).

Como se puede ver en la Fig. 2, la “superficie de trabajo interna” a $t = 160$ años se encuentra bastante lejos de la cabeza del chorro. Se demostró previamente que las superficies de trabajo sucesivas producidas por una variabilidad en el tiempo de la velocidad de eyección siguen una evolución idéntica en el tiempo, (ver por ejemplo Masciadri et al. 2002). Entonces, todas las superficies de trabajo internas deberían tener una evolución en el tiempo similar a la de la

“superficie de trabajo de alta resolución”.

Hemos limitado la comparación entre las simulaciones con diferentes resoluciones a un solo momento en el tiempo. Evidentemente hubiéramos obtenido resultados diferentes obteniéndolos en otros instantes en el tiempo. La comparación entre los flujos a $t = 160$ años (mostrada en este artículo) debe considerarse como un ejemplo de la magnitud de las diferencias obtenidas entre las simulaciones con diferentes resoluciones. Las tres simulaciones calculadas corresponden a resoluciones del radio del chorro de 20 (modelo M1), 163 (M2) y 1310 (M3) puntos de malla (la resolución más alta de la malla). Mientras que la simulación de más baja resolución (M1) muestra estructuras muy suaves, las otras dos simulaciones (M2 y M3) muestran estratificaciones cualitativamente similares (ver Figuras 3 y 4). Aún así las simulaciones no convergen a la solución numérica dada por las ecuaciones hidrodinámicas, ya que se obtienen estructuras de menor tamaño al hacer los dos incrementos de resolución (un factor 8 entre los modelos M1 y M2, y otro entre los M2 y M3).

Hicimos predicciones de los mapas de intensidad para las líneas de emisión $H\alpha$ y $[O I] 6300$. Los mapas también muestran un incremento sistemático en las estructuras de menor tamaño al aumentar la resolución de simulación. En contraste, la emisión integrada sobre todo el volumen de la superficie de trabajo interna varía sorprendentemente poco en función de la resolución de las simulaciones.

En particular encontramos que la luminosidad integrada de $H\alpha$ varía muy poco en función de la resolución. La luminosidad de $[O I] 6300$ cambia un 25% del modelo M1 al M2, pero solamente un 16% del modelo M2 al M3. Parece entonces que el modelo M2 da la luminosidad de $[O I] 6300$ correcta dentro de un margen de error de $\sim 20\%$, lo que parece ser aceptable desde el punto de vista de las predicciones de intensidades de líneas de emisión que se usan para comparar con observaciones de objetos HH.

Concluimos que las simulaciones numéricas en las que el radio del chorro está resuelto con $\sim 100 \rightarrow 200$ puntos de malla son apropiadas para realizar predicciones aceptablemente confiables de intensidades de líneas de emisión en los nudos (superficies de trabajo internas) situados a lo largo del fujo. Hay que tener en cuenta que esta conclusión está basada en un análisis de un solo conjunto de parámetros del chorro. Será necesario realizar un estudio sobre un intervalo de parámetros más amplio, a fin de evaluar una red de modelos de chorros variables y radiativos más extensa.

Un punto importante es si siempre vale la pena hacer las simulaciones de mayor resolución. Los cálculos descritos en este artículo fueron realizados en un solo procesador Intel(R) Xeon(TM) MP CPU 2.80GHz. Los modelos M1, M2 y M3 se ejecutaron aproximadamente en 2 horas, 2 días y 2 meses, respectivamente (en tiempos de CPU). Entonces con esta capacidad de cómputo, se podrían ejecutar redes de modelos con la resolución del modelo M2, pero no con la del M3 (aunque uno podría realizar un conjunto de simulaciones reducido con la

resolución de este modelo). Esta situación mejorará en el momento en el que se pueden realizar las simulaciones con un código paralelo que se esté ejecutando en máquinas con muchos procesadores.

High resolution simulations of a variable HH jet

A. C. Raga¹, F. De Colle², P. Kajdič³, A. Esquivel¹ and J. Cantó³

¹Instituto de Ciencias Nucleares, Universidad Nacional Autónoma de México, Apartado Postal 70-543, Ciudad Universitaria, México, D.F., CP 04510

²Dublin Institute of Advanced Studies, 5 Merrion Sq., Dublin, Ireland

³Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, Apartado Postal 70-264, Ciudad Universitaria, México, D.F., CP 04510

4.1. Abstract

Context In many papers, the flows in Herbig-Haro (HH) jets have been modeled as collimated outflows with a time-dependent ejection. In particular, a supersonic variability of the ejection velocity leads to the production of “internal working surfaces” which (for appropriate forms of the time-variability) can produce emitting knots that resemble the chains of knots observed along HH jets.

Aims In this paper, we present axisymmetric simulations of an “internal working surface” in a radiative jet (produced by an ejection velocity variability). We concentrate on a given parameter set (i. e., on a jet with a constant ejection density, and a sinusoidal velocity variability with a 20 yr period and a 40 km s⁻¹ half-amplitude), and carry out a study of the behaviour of the solution for increasing numerical resolutions.

Methods In our simulations, we solve the gasdynamic equations together with a 17-species atomic/ionic network, and we are therefore able to compute emission coefficients for different emission lines.

Results We compute 3 adaptive grid simulations, with 20, 163 and 1310 grid points (at the highest grid resolution) across the initial jet radius. From these simulations we see that successively more complex structures are obtained for increasing numerical resolutions. Such an effect is seen in the stratifications of the flow variables as well as in the predicted emission line intensity maps.

Conclusions We find that while the detailed structure of an internal working surface depends on resolution, the predicted emission line luminosities (integrated over the volume of the working surface) are surprisingly stable. This is definitely good news for the future computation of predictions from radiative jet models for carrying out comparisons with observations of HH objects.

Keywords: methods: numerical – ISM: general – ISM: jets and outflows – ISM: Herbig-Haro objects

4.2. Introduction

Over the last two decades, a relatively large number of papers have presented numerical simulations of radiative jets. Axisymmetric and 3D models have been computed with parametrized cooling functions (as, e. g., in the old papers of Raga 1988 and Blondin, Konigl & Fryxell 1989), with cooling rates calculated as a function of the computed (non-equilibrium) abundances of 1 \rightarrow 3 species (e. g., Biro & Raga 1994; Smith, Suttner & Yorke 1997; Downes & Ray 1998), or with \sim 10 \rightarrow 20 species (Raga et al. 2002a, 2004). The more recent 1D time-dependent simulations of jets (Massaglia, Mignone & Bodo 2005) use the (cleverly devised) simple cooling function of Hartigan & Raymond (1993), and do not carry out a more detailed treatment of the ionization and cooling (as was done, e. g., in the 1D time-dependent shock models of Innes, Giddings & Falle (1987a, b).

Recently, there have been a number of papers with 2 and 3D simulations of jets with a detailed enough treatment of the atomic/ionic (Raga et al. 2004; Kajdič et al. 2006) and chemical (Smith & Rosner 2005; Raga, Williams & Lim 2005) structure in order to obtain predictions of the emission of a set of different emission lines. The simulations with by far the largest chemical detail up to date are the ones of Lim, Rawlings & Williams (1999, 2002). These simulations have been carried out with numerical resolutions in the range of 10 to 100 grid points across the jet radius (and with cooling distances resolved with only 1 to 10 points).

In the present paper we address the point of what kind of numerical resolution is actually necessary in order to produce reliable predictions of the flow structure and emission properties of radiative jets. Such a study has been attempted before for non-radiative jets (Kössl & Müller 1988). For the case of radiative jets, such a study has not yet been described, but very high spatial resolution simulations of individual working surfaces have been carried out by Falle & Raga (1993, 1995).

In the present work, we concentrate on a radiative jet model with a variable ejection velocity, which results in the production of a number of “internal working surfaces” travelling down the jet flow (see Raga et al. 1990). We carry out adaptive grid simulations in which we focus on a single internal working surface, and follow it at high spatial resolution, with the rest of the jet flow solved at a substantially lower resolution.

These simulations are of course similar to the single internal working surface simulations of Falle & Raga (1993, 1995), who applied boundary conditions so as to keep the internal working surface within a spatially limited computational domain, and to the ones of Biro (1996), who applied periodic axial boundary conditions. However, the simulation described in the present paper also includes a calculation of the full jet flow (albeit at a not so high spatial resolution) and its influence on the internal working surface. Also, our present simulations include a 17-species atomic/ionic network (only simple, parametrized cooling functions

were used by Falle & Raga 1993, 1995 and by Biro 1996), which allows us to carry out predictions of the emission line spectrum.

The physical model and the computational configuration used for our simulations is described in § 4.3. The parameters for the three computed simulations are described in § 4.4. The flow stratifications obtained from three simulations (of increasing spatial resolutions) are described in § 4.5. The H α and [O I] 6300 emission is discussed in § 4.6. The results are summarized in § 4.7.

4.3. The physical/numerical model

4.3.1. Context

In this paper, we give a description of the gasdynamic code (§2.2), the treatment of the non-equilibrium ionization and the radiative cooling (§2.3) and the physical and numerical setup (§2.4) used for computing the jet models. This description is intended as a guide for jet (or other types of ISM flow) code developers who are interested in including non-equilibrium ionization and radiative cooling in their codes.

4.3.2. The gasdynamic code

The models described in this paper were computed with a 2D, axisymmetric version of the “yguazú-a” code. This code integrates the gasdynamic equations together with a set of continuity+rate equations for a set of molecular/atomic/ionic species on a binary, adaptive grid.

The version of the yguazú-a code that has been used is basically identical to the original one, which was described in detail by Raga, Navarro-González & Villagrán-Muniz (2000), so we refer the reader to this paper for a full description. This code was tested (in an unprecedented way for an astrophysically oriented code) with laboratory experiments of laser induced plasmas. The time-evolution of single shocks (Raga et al. 2000; Sobral et al. 2000), shock interactions (Velázquez et al. 2001) and jet-like flows (Raga et al. 2001) computed with the code have been quantitatively compared with experimental results, giving an evaluation of the reliability of the code for computing solutions to complex flows.

4.3.3. The atomic/ionic reaction set

The simulations have been computed considering continuity+rate equations for the atomic/ionic species : HI, HII, HeI, HeII, HeIII, CII, CIII, CIV, NI, NII, NIII, OI, OII, OIII, OIV, SII, and SIII. In other words, C and S are assumed to be at least singly ionized. We have used abundances of 0.9 (H), 0.1 (He),

3.31×10^{-4} (C), 9.8×10^{-5} (N), 6.61×10^{-4} (O) and 1.7×10^{-5} (S), by number, as fractions of the total number density of atoms+ions.

Even though we use the binary reaction coefficients for collisional ionization (by collisions with electrons), radiative+dielectronic recombination coefficients and charge exchange reactions available in the literature (from the thesis of Cox 1970, from Aldrovandi & Péquignot 1973, 1976 and from the book of Osterbrock 1989, respectively), we give a complete list of the interpolation formulae that we have used in Tables 4.8, in order to facilitate implementation of the scheme in other codes. This is of particular relevance if the models that we are presenting are to be useful for comparisons between different radiative jet codes. A full description of the interpolation formulae used for all of the rate coefficients is given in Appendix A.

4.3.4. The atomic/ionic cooling functions

We have included analytic interpolation formulae that give the low density regime cooling function for a number of atoms and ions. These cooling functions are described in full detail in the Appendix of the paper by Raga et al. (2002a), so we do not repeat them here.

The only difference between the cooling rates of the models of the present calculations and the ones of Raga et al. (2002a), is that we have not included the cooling due to H₂ emission, and that we have now added cooling functions for HeI and HeII :

$$L_{HeI} = n_e n_{HeI} 10^{[-28.5 + 10.15(1-t) - 50(1-t^{0.003})]}, \quad (4.1)$$

$$L_{HeII} = n_e n_{HeII} 10^{[-28.1 + 20.40(1-t) - 390(1-t^{0.0003})]}, \quad (4.2)$$

where $t = 10^4 K/T$, n_e is the electron density and n_{HeI} , n_{HeII} are the HeI and HeII number densities, respectively. We have also included the free-free cooling of HeII and HeIII (with the formula given in the book of Osterbrock 1989) and the recombination cooling of these two ions (with the formula of Seaton 1959).

In order to illustrate the behaviour of our reaction rate/cooling scheme, we have computed the time-dependent cooling function obtained for a parcel with a constant, $n = 1 \text{ cm}^{-3}$ number density, which cools from an initial temperature of 10^6 K. This cooling function (shown in Figure 4.1) can be compared with equivalent cooling functions published in the literature (two curves taken from the literature are included as an example in Figure 4.1).

4.4. The jet model

We consider an initially top-hat jet with a time-dependent ejection velocity of the form :

$$v_j(t) = \left[200 + 40 \sin \left(\frac{2\pi t}{20 \text{ yr}} \right) \right] \text{ km s}^{-1}, \quad (4.3)$$

and a constant injection density $n_j = 1000 \text{ cm}^{-3}$, temperature $T_j = 1000 \text{ K}$ and radius $r_j = 2 \times 10^{15} \text{ cm}$. The jet moves into a uniform environment of density $n_{env} = 100 \text{ cm}^{-3}$ and temperature $T_{env} = 1000 \text{ K}$. Both the initial jet cross section and the undisturbed environment are neutral, except for C and S, which are singly ionized. These parameters are chosen as representative of the ones that are found from comparisons between variable jet models and observations of HH jets (see, e. g., Raga et al. 2002b).

The simulations start at $t = 0$, with the jet beam having an initial length of $2 \times 10^{15} \text{ cm}$. The integration continues giving the jet the time-dependent ejection velocity given by Eq. (4.3). This variable ejection velocity results in the production of a chain of two-shock “internal working surfaces” travelling down the jet beam.

We carry out three axisymmetric simulations at different spatial resolutions, in a computational domain with an axial extent of 10^{17} cm and a radial extent of $2.5 \times 10^{16} \text{ cm}$. The simulations are carried out in the multi-level, binary adaptive grid of the “yguazú-a” code.

The three simulations share a 64×16 (axial \times radial) uniform base grid. However, they differ in the number of binary grid refinements :

- **model M1:** has a 5-level grid structure, with a maximum resolution of $9.766 \times 10^{13} \text{ cm}$ (along the two axes),
- **model M2:** has an 8-level grid structure, with a maximum resolution of $1.221 \times 10^{13} \text{ cm}$,
- **model M3:** has an 11-level grid structure, with a maximum resolution of $1.526 \times 10^{12} \text{ cm}$.

These simulations would correspond to 1024×256 (M1), 8192×2048 (M2) and 65536×16384 (M3) points in a uniform grid at the highest resolution of the corresponding adaptive grids.

Models M1, M2 and M3 have 20, 163 and 1310 grid points across the jet radius (at the highest grid resolution). Also, it is interesting to mention that a stationary, plane-parallel shock wave with a preshock density of 1000 cm^{-3} and shock velocity of 40 km s^{-1} has a cooling distance (to 10^3 K , taken from the model tabulation of Hartigan, Raymond & Hartmann 1987) of $\approx 1.5 \times 10^{14} \text{ cm}$, which is then resolved by 1.5, 12 and 98 grid points in models M1, M2 and M3 (respectively).

Actually, models M2 and M3 have the same 5-level grid structure of model M1, except in the jet material ejected between times $t_1 = 100$ and $t_2 = 140 \text{ yr}$. We label the material ejected at times $t_1 \leq t \leq t_2$ with a passive scalar, for which we integrate a passive advection equation. We then allow 3 (for model M2) or 6 (model M3) extra levels of grid refinement in the region of the flow with the appropriate value for the passive scalar.

This is illustrated in Figure 4.2, where we show the stratifications of the density, the temperature and the passive scalar for a $t = 160$ yr time-integration. From this Figure, it is clear that the second internal working surface (counting from the position of the source), located at a distance $x \approx 2.8 \times 10^{16}$ cm from the source, is composed of material in which the higher refinements are allowed (in models M2 and M3). In the following sections we focus on a description of the $t = 160$ yr flow structure of this particular internal working surface.

4.5. The flow structure of an internal working surface

In Fig. 4.3, we show the density stratifications obtained after a $t = 160$ yr time-integration for our “high spatial resolution” working surface (located at $x \approx 2.8 \times 10^{16}$ cm in Figure 4.2, see the discussion at the end of §3). The corresponding grid structures (obtained in simulations M1-M3) are shown in Figure 4.4. From Figures 4.3 and 4.4, it is clear that while the general configuration of the flow is similar in the three simulations, smaller scale structures appear for increasing spatial resolutions (i. e., from model M1 to M2, and from model M2 to M3).

In order to illustrate in more detail the differences between the flow stratifications obtained with the three spatial resolutions, we show cuts along a line parallel to the symmetry axis, at a radius $r = 10^{15}$ cm (in other words, at a distance from the axis equal to 1/2 of the initial jet radius). Figures 4.5- 4.6 show the dependence (along these cuts) on distance x from the source (measured parallel to the jet axis) of the temperature, number density (of atoms and ions), electron density and ionization fraction.

In Figure 4.5, we see that the temperature (along the $r = 10^{15}$ cm cuts described above) shows sharper features as one goes from model M1 to model M3. While model M1 shows a very diffuse structure, models M2 and M3 both show a two-peaked structure (with the peaks corresponding to the regions just behind the two shocks of the working surface), separated by a plateau with a temperature of $\approx 10^4$ K. In these cuts, the width (along the axis) of the working surface is smaller in model M3 than in M2, though the reverse is true for cuts at other radii. As can be seen from the 2D density stratification of Figure 4.3, the working surface is axially broader in model M3 (compared to M2) both on the symmetry axis and on the edge of the jet beam.

In Figure 4.5, we also see that even though the stratifications differ in detail, the density n (of atoms+ions, along the $r = 10^{15}$ cm cuts) has similar values (to within $\sim 20\%$) in the three simulations. The electron density n_e , however, shows substantially higher values in model M3, as can be seen in Figure 4.6. Finally, the ionization fraction $f = n_e/n$ and OII ionization fraction $f_{OII} = n_{OII}/n_O$ show a qualitatively similar structure in M2 and M3 (though higher values are

obtained for model M3), as can be seen in Figure 4.6.

The stratifications shown in Figures 4.5-4.6 correspond to axial cuts at an $r = 10^{15}$ cm cylindrical radius. In order to illustrate the results obtained along other axial cuts, in Figure 4.7 we show density cuts at $r = 0$, 1.5×10^{15} cm and 3×10^{15} cm (corresponding to the symmetry axis, and to 3/4 and 3/2 of the initial jet radius, respectively) obtained from the three computed models. In this figure, we see that both spatial offsets (along the symmetry axis) as well as substantial changes in the height of the density maxima are obtained as a function of resolution for the three chosen cuts.

It is clear that for all flow variables, the low resolution model M1 shows much smoother structures than in the other two models, and has values for the flow variables that differ more strongly (as compared to the differences between M2 and M3). This is not surprising given the fact that in model M1 the $\sim 10^{16}$ cm separation between the two working surface shocks is only resolved with ~ 10 grid points (as compared to ~ 80 points for model M2 and ~ 640 points for M3).

4.6. The $H\alpha$ and [O I] 6300 emission

Finally, we have used the temperature, electron density and number densities of HI, HII and OI (from the $t = 160$ yr flow stratification of the internal working surface) in order to compute the $H\alpha$ and [O I] 6300 emission coefficients. The $H\alpha$ emission was computed considering the recombination cascade and the $n = 1 \rightarrow 3$ electron collisional excitations. The [O I] 6300 emission coefficient was computed by solving the appropriate 5-level atom problem.

We have then integrated these emission coefficients along lines of sight in order to compute emission maps for the two emission lines. These maps were computed assuming that the outflow axis lies on the plane of the sky. The resulting emission maps are shown in Figures 4.8 ($H\alpha$) and 4.9 ([O I] 6300).

Figures 4.8 and 4.9 show that while the $H\alpha$ map has relatively strong emission from the bow shock wings, the [O I] 6300 emission is strongly dominated by the shocks within the beam of the jet. We again find that while the results are qualitatively similar for the three numerical resolutions, smaller scale structures appear as one goes from model M1 to model M3.

It is interesting to note that the observed HH jets typically have a diameter of $\sim 0''.5$. Therefore, even with the highest currently possible resolutions of optical observations (which have values of $\sim 0''.1$) the radius of the jet beam is only marginally resolved. Because of this, differences such as the ones that we obtain between our three models might be irrelevant when one attempts a comparison with the observations.

In order to quantify the differences between the three models, we have carried out a volume integral of the emission coefficients (within a domain that includes all of the emission of the internal working surface) in order to calculate the $H\alpha$

and [O I] 6300 luminosities ($L_{\text{H}\alpha}$ and $L_{[\text{O I}]6300}$, respectively) of the knot. The results are shown in Figure 4.10, in which we plot the resulting luminosities as a function of the spatial resolution of the simulation.

Quite remarkably, we find that the emission line luminosities show a very shallow dependence on the resolution of the simulation. The $\text{H}\alpha$ luminosity shows a change of only 12% over the ~ 2 orders of magnitude in resolution covered by our simulations. The [O I] 6300 simulation shows a 25% change from model M1 to M2, and a 16% change from M2 to M3. The $L_{[\text{O I}]6300}/L_{\text{H}\alpha}$ line ratio appears to be stabilizing at a value of ≈ 14 for the higher resolution models.

We should note that this [O I] 6300/ $\text{H}\alpha \approx 14$ line ratio is very high in comparison with values obtained, e. g., for the brighter knots along the HH 34 jet (as can be seen even from the original paper on this jet of Reipurth et al. 1986, who obtain a value of ~ 2 for this line ratio). This difference is in principle not a fundamental problem, as no effort has been made in the the present work to choose a variability that in detail reproduces the properties of this particular jet (see Raga et al. 2002b for a description of multi-sinusoidal mode models for this particular jet, and Massaglia, Mignone & Bodo 2005 for a discussion of alternative functional forms of the ejection time-variability).

4.7. Conclusions

We have computed three simulations spanning a factor of 64 in spatial resolution of a single variable ejection velocity, radiative jet flow. The simulations are carried out with a binary adaptive grid, in which the higher resolutions are only allowed in one of the internal working surfaces of the jet flow. The subsequent study of the results is then limited to this particular working surface, and to a single time frame (the working surface being centered at $x \approx 2.8 \times 10^{16}$ cm at the chosen, $t = 160$ yr integration time).

As can be seen from Figure 4.2, the “high resolution working surface” at $t = 160$ yr is relatively far away from the head of the jet. It has been previously shown that the successive internal working surfaces produced by a periodic ejection time-variability follow almost identical time evolutions (until they start catching up with the leading head of the jet, see, e. g., Masciadri et al. 2002). Therefore, all of the internal working surfaces along the jet should have a time-evolution similar to the one of the “high resolution working surface”, so that the particular choice of which working surface to follow at high resolution is not important.

We have also limited the comparison between the solutions at different resolutions to a single time-frame. Clearly, different results would be obtained for other time-frames, and the comparisons between the $t = 160$ yr flow stratifications (shown in the present paper) should only be taken as an illustration of the magnitude of the differences obtained between simulations at different

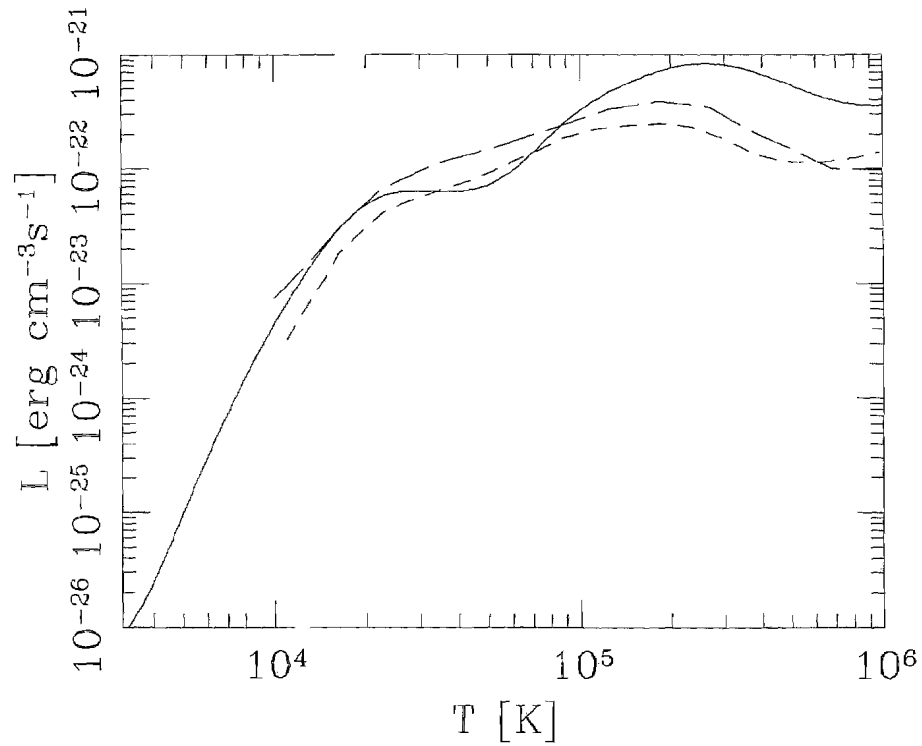


Figure 4.1: Time-dependent cooling function (energy per unit volume and time) for an initially fully ionized parcel at $T = 10^6$ K, which cools at a constant $n = 1 \text{ cm}^{-3}$ atom+ion number density calculated with the ionization/cooling scheme described in the present paper (solid line). As a comparison, we show the equivalent curves computed by Innes, Giddings & Falle (1987a, short dashes) and by Shapiro & Moore (1976, long dashes).

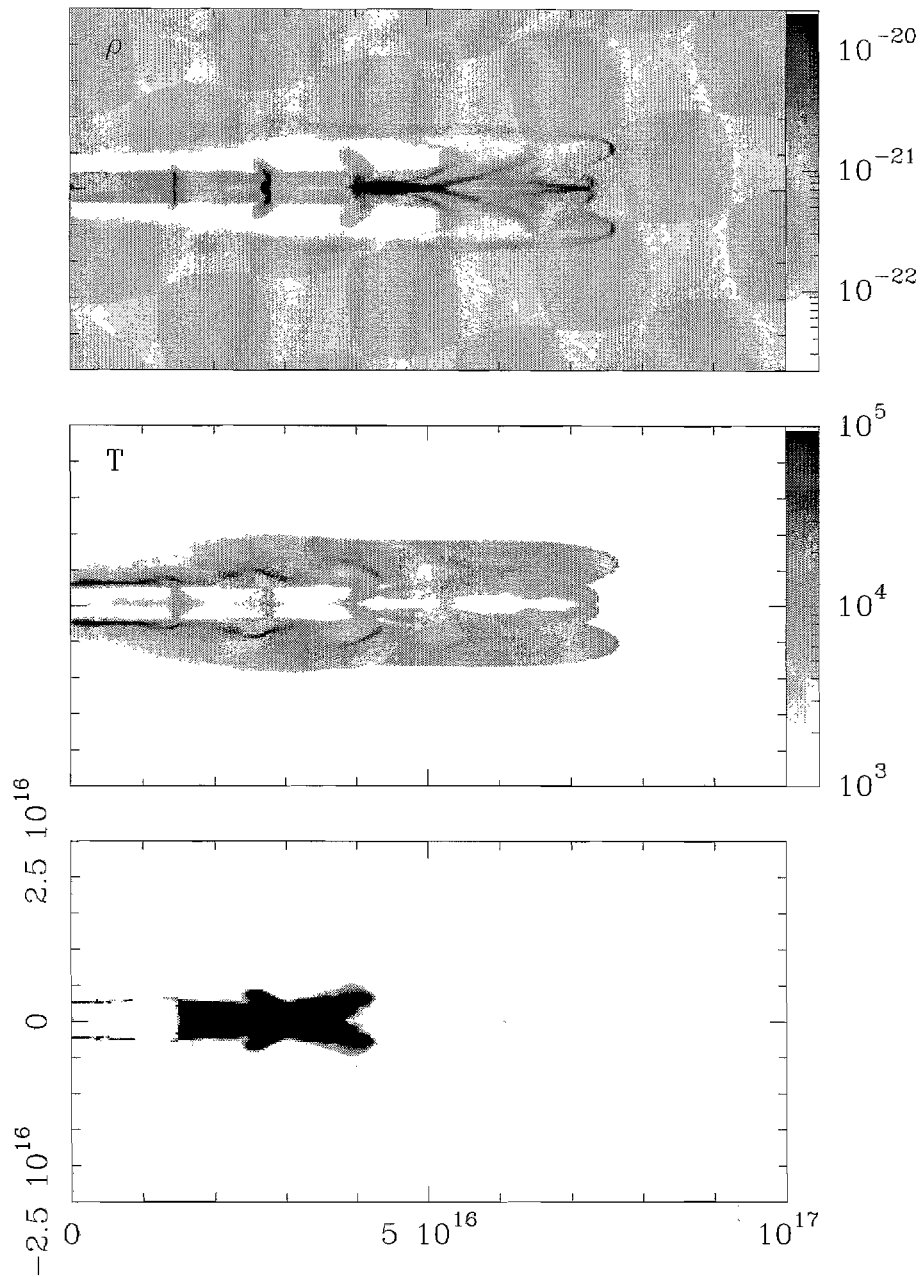


Figure 4.2: Logarithmic density (top, with a bar giving the density in g cm^{-3}) and temperature (centre, with a bar giving the temperature in K) stratifications obtained from the M2 simulation (see the text) for a $t = 160$ yr time-integration. The bottom plot shows the stratification of the advected scalar (described in the text), with the dark regions corresponding to the spatial extent of the region in which the higher grid resolutions are allowed (in models M2 and M3, see the text). The abscissa corresponds to the outflow axis, and the ordinate corresponds to the cylindrical radius (which has been reflected in order to produce the displayed plots). Both axes are labeled in cm.

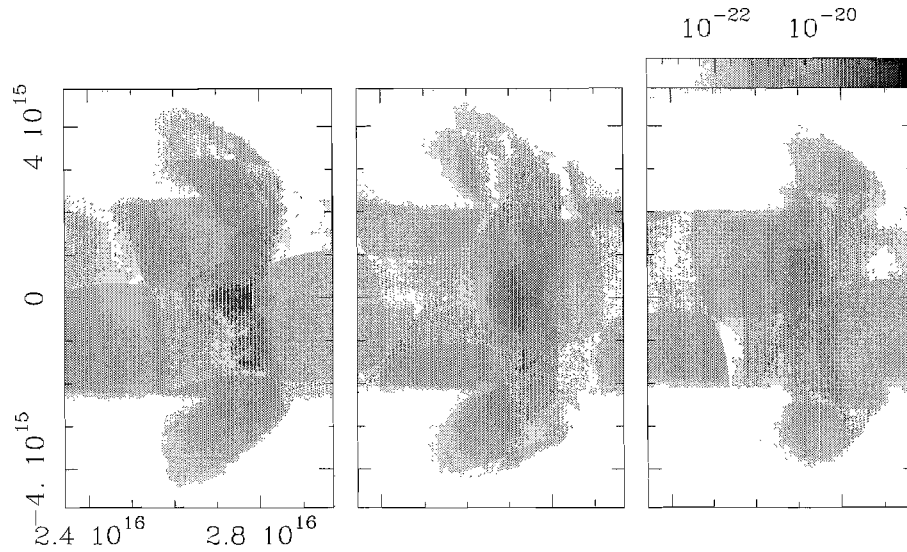


Figure 4.3: Logarithmic density stratifications (with a bar giving the density in g cm^{-3}) for the region around the “high resolution” internal working surface (see the text and Fig. 2) obtained from models M1 (right), M2 (centre) and M3 (left) for a $t = 160$ yr time-integration.

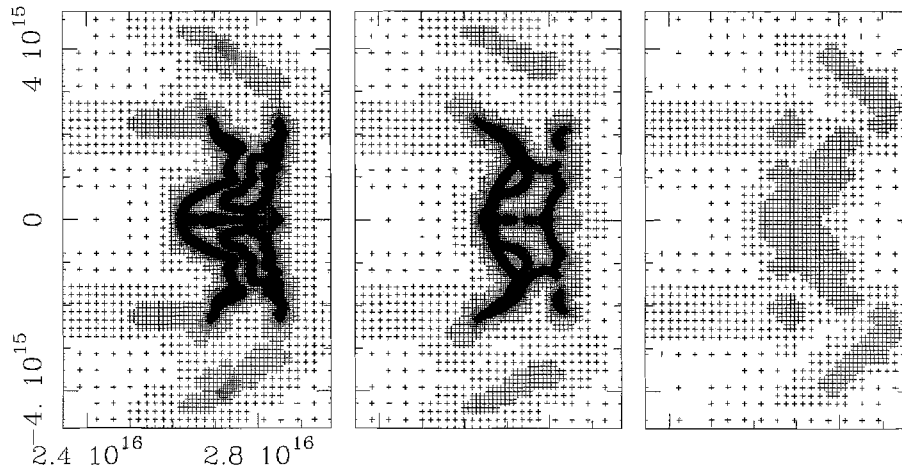


Figure 4.4: Adaptive grid structures for the region around the “high resolution” internal working surface (see the text and Figs. 2 and 3) obtained from models M1 (right), M2 (centre) and M3 (left) for a $t = 160$ yr time-integration.

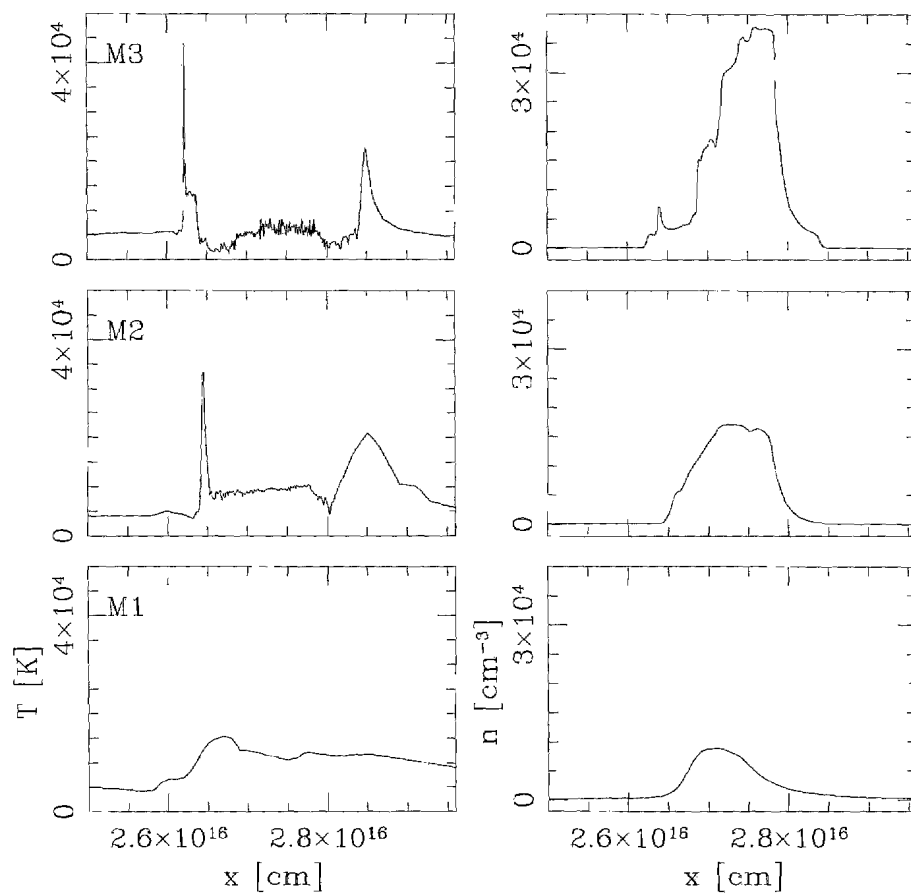


Figure 4.5: Cuts along the outflow direction at a $r = 10^{15}$ cm cylindrical radius of the temperature (left) and ion+atom number density (right) stratifications of the internal working surface shown in Fig. 3. The results for the $t = 160$ yr time frames of simulations M1, M2 and M3 are shown.

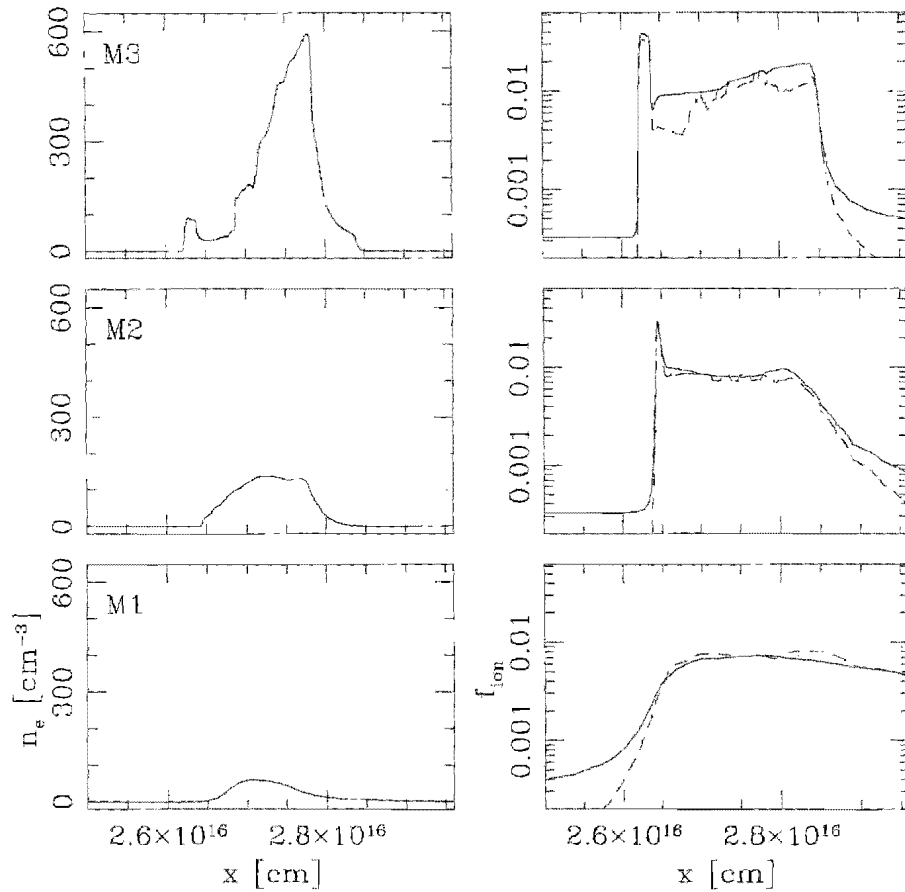


Figure 4.6: Left: cuts along the outflow direction at a $r = 10^{15}$ cm cylindrical radius of the electron density stratification of the internal working surface shown in Fig. 3. Right: similar cuts, but of the ionization fraction n_e/n (solid lines) and Oxygen ionization fraction $n_{\text{OH}}/n_{\text{O}}$ (dashed lines) stratifications. The results for the $t = 160$ yr time frames of simulations M1, M2 and M3 are shown.

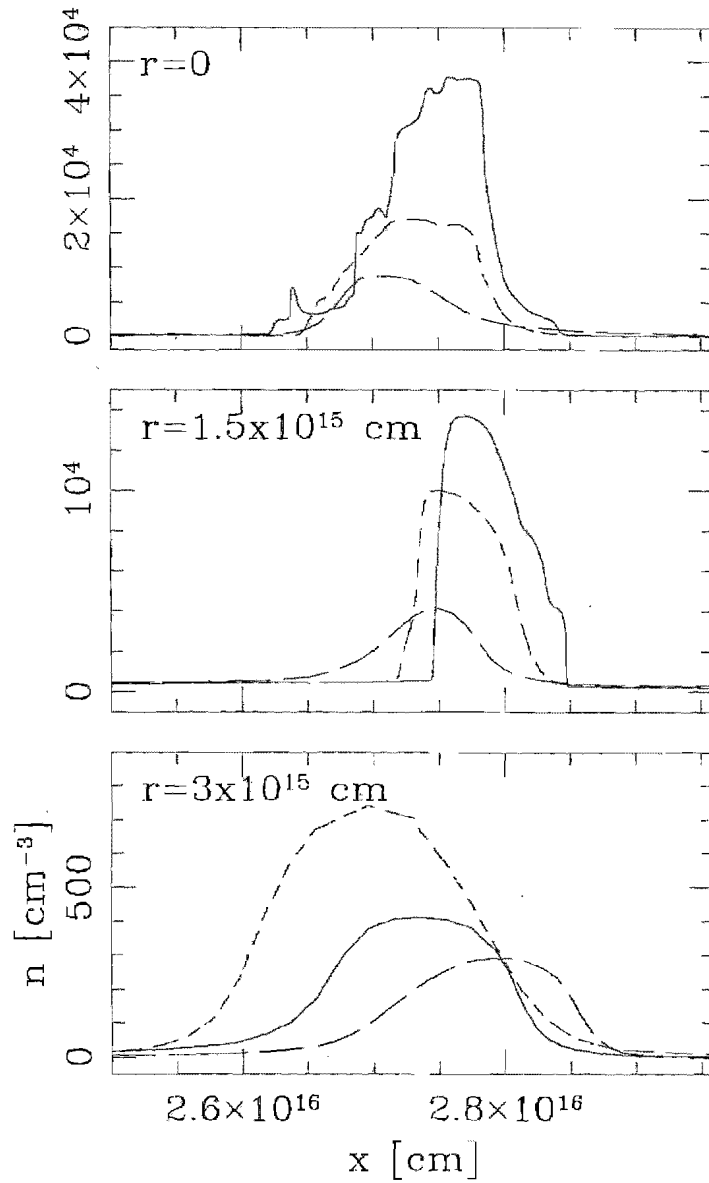


Figure 4.7: Ion+atom density cuts along the outflow direction at $r = 0$ (i. e., along the symmetry axis, top), $r = 1.5 \times 10^{15}$ cm (centre) and $r = 3 \times 10^{15}$ cm (bottom). The results for the $t = 160$ yr time frames of simulations M1 (long dashes), M2 (short dashes) and M3 (solid lines) are shown.

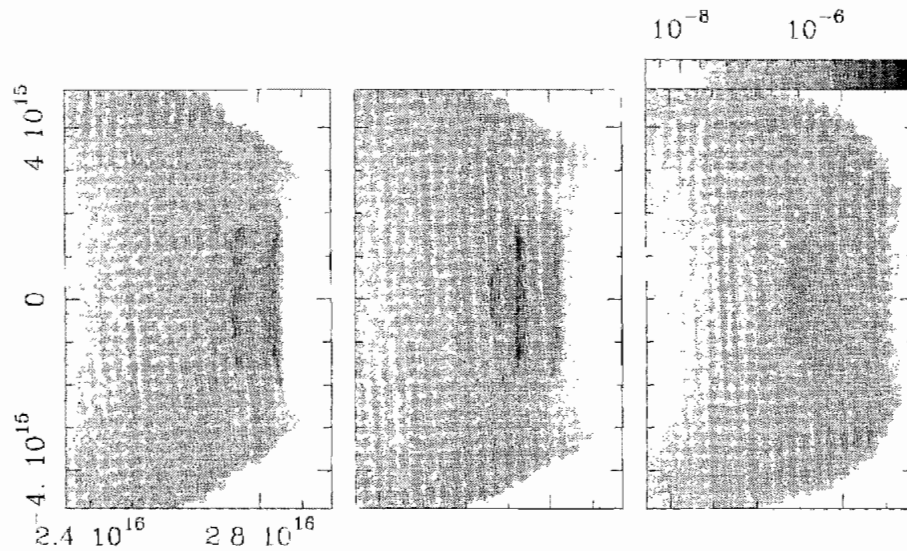


Figure 4.8: H α intensity maps for the “high resolution” internal working surface (see the text and Fig. 3), obtained assuming that the outflow axis lies on the plane of the sky. The results obtained from our three simulations (M1: right, M2: centre and M3: left) are shown. The bar gives the logarithmic greyscale in $\text{erg cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sterad}^{-1}$.

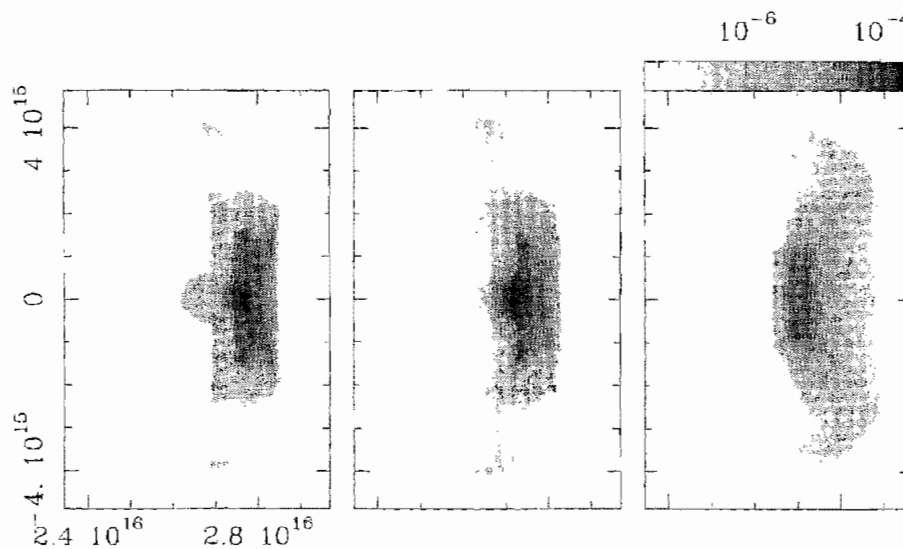


Figure 4.9: [O I] 6300 intensity maps for the “high resolution” internal working surface (see the text and Fig. 3), obtained assuming that the outflow axis lies on the plane of the sky. The results obtained from our three simulations (M1: right, M2: centre and M3: left) are shown. The bar gives the logarithmic greyscale in $\text{erg cm}^{-2}\text{s}^{-1}\text{sterad}^{-1}$.

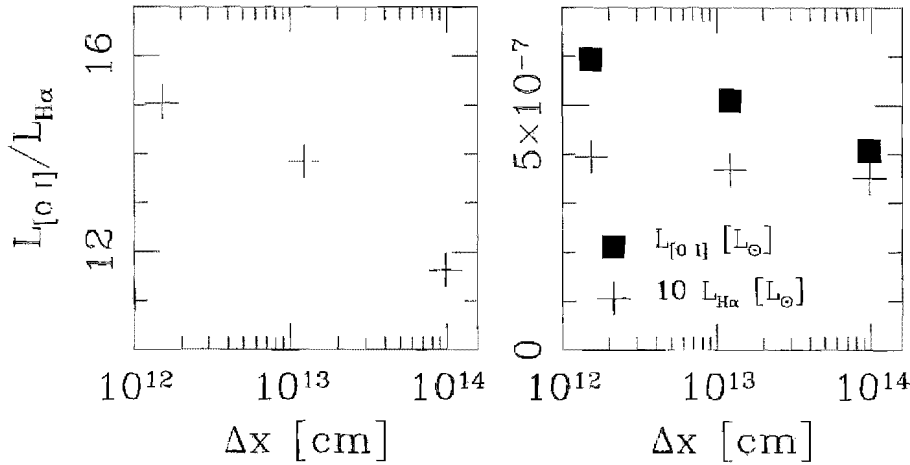


Figure 4.10: [O I] 6300 and H α (multiplied by a factor of 10) luminosities (given in solar luminosities, right) and the [O I] 6300/H α line ratio (left) of the “high resolution” internal working surface (see the text and Fig. 3) as a function of the maximum resolution Δx of the adaptive grids of models M1 (points at $\Delta x = 9.766 \times 10^{13}$ cm), M2 (points at $\Delta x = 1.221 \times 10^{13}$ cm) and M3 (points at $\Delta x = 1.526 \times 10^{12}$ cm).

resolutions.

The three computed simulations correspond to resolutions of the jet radius by 20 (model M1), 163 (M2) and 1310 (M3) grid points (at the highest resolution of the adaptive grid). We find that while the lowest resolution simulation (M1) shows very smooth structures, the other two simulations (M2 and M3) show qualitatively similar flow variable stratifications (see, e. g., Figures 4.3 and 4.4). However, we do not obtain a convergence to a given numerical solution of the gasdynamic equations, as smaller scale structure is obtained for each of the two factor 8 increases in resolution (from model M1 to M2, and from M2 to M3, respectively).

We have carried out predictions of intensity maps for the H α and the [O I] 6300 emission lines. The maps again show a systematic increase in smaller scale structures as one goes to higher numerical resolutions. However, we find that the emission integrated over all of the emitting volume of the internal working surface is surprisingly stable as a function of resolution of the simulations.

In particular, we find that the integrated H α luminosity changes only very slowly as a function of resolution. The [O I] 6300 luminosity changes by 25% from model M1 to M2, but only by 16% from model M2 to M3. Therefore, it appears that model M2 gives the correct [O I] 6300 luminosity to within an error of $\sim 20\%$, which appears to be an acceptable error from the point of view of predictions of emission line intensities meant for comparisons with observations of HH objects.

We would then conclude that numerical simulations in which the jet radius is resolved with $\sim 100 \rightarrow 200$ grid points are appropriate for carrying out acceptably reliable predictions of emission line intensities of the successive knots (i. e., internal working surfaces) along a variable ejection velocity outflow. However, this conclusion is based on an analysis of a single set of jet parameters. It will of course be necessary to carry out studies of a wider parameter range in order to validate an extended grid of variable, radiative jet models.

An important point of course is whether or not it is always worth to go for the highest possible resolution. The computations described in the present paper were carried out in a single, Intel(R) Xeon(TM) MP CPU 2.80GHz processor. Models M1, M2 and M3 ran in CPU times of approximately 2 hours, 2 days and 2 months, respectively. Therefore, with the present computational setup it might be realistic to run grids of models with the resolution of model M2, but not with the resolution of M3 (though one could of course carry out a reduced set of simulations at the resolution of this model). This situation will of course improve with simulations carried out with a parallel code running in multi-processor machines.

Acknowledgements The work of AR, PK and AE was supported by the CONACyT grants 43103-F and 46828-F, the DGAPA (UNAM) grant IN 113605 and the “Macroproyecto de Tecnologías para la Universidad de la Información y la Computación” (Secretaría de Desarrollo Institucional de la UNAM, Programa Transdisciplinario en Investigación y Desarrollo para Facultades y Escuelas, Unidad de Apoyo a la Investigación en Facultades y Escuelas). The present work was supported in part by the European Community’s Marie Curie Actions - Human Resource and Mobility within the JETSET (Jet Simulations, Experiments and Theory) network under contract MRTN-CT-2004 005592. We thank Enrique Palacios and Martín Cruz for supporting the servers in which the calculations of this paper were carried out. Finally, we thank an anonymous referee for his/hers very relevant comments.

References

- Aldrovandi, S. M. V., Péquignot, D. 1973, *A&A*, 25, 137
- Aldrovandi, S. M. V., Péquignot, D. 1976, *A&A*, 47, 321
- Biro, S., Raga, A. C. 1994, *ApJ*, 434, 221
- Biro, S. 1996, *MNRAS*, 278, 990
- Blondin, J. M., Konigl, A., Fryxell, B. A. 1989, *ApJ*, 337, L37
- Cox, D. P. 1970, PhD Thesis (Univ. of California, San Diego, USA)
- Downes, T. P., Ray, T. P. 1998, *A&A*, 331, 1130
- Falle, S. A. E. G., Raga, A. C. 1993, *MNRAS*, 261, 573
- Falle, S. A. E. G., Raga, A. C. 1995, *MNRAS*, 272, 785
- Hartigan, P., Raymond, J. C., Hartmann, L. 1987, *ApJ*, 316, 723

- Hartigan, P., Raymond, J. C. 1993, *ApJ*, 409, 705
- Innes, D. E., Giddings, J. R., Falle, S. A. E. G. 1987a, *MNRAS* 226, 67
- Innes, D. E., Giddings, J. R., Falle, S. A. E. G. 1987b, *MNRAS* 226, 1021
- Kajdič, P., Velázquez, P. F., Raga, A. C. 2006, *RMxAA*, 42, 217
- [1988]kos Kössl, D., Müller, E. 1988, *A&A*, 206, 204
- Lim, A. J., Rawlings, J. M. C., Williams, D. A. 1999, *MNRAS*, 308, 1126
- Lim, A. J., Rawlings, J. M. C., Williams, D. A. 2002, *MNRAS*, 335, 817
- Masciadri, E., Velázquez, P. F., Raga, A. C., Cantó, J., Noriega-Crespo, A. 2002, *ApJ*, 573, 260
- Massaglia, S., Mignone, A., Bodo, G. 2005, *A&A*, 442, 549
- Osterbrock, D. E. 1989, *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei* (Univ. Science Books)
- Raga, A. C. 1988, *ApJ*, 335, 820
- Raga, A. C., Cantó, J., Binette, L., Calvet, N. 1990, *ApJ*, 364, 601
- Raga, A. C., Navarro-González, R., Villagrán-Muniz, M. 2000, *RMxAA*, 36, 67
- Raga, A. C., Sobral, H., Villagrán-Muniz, M., Navarro-González, R., Masciadri, E., 2001, *MNRAS*, 324, 206
- Raga, A. C., de Gouveia dal Pino, E. M., Noriega-Crespo, A., Mininni, P., Velázquez, P. F. 2002a, *A&A*, 392, 267
- Raga, A. C., Velázquez, P. F., Cantó, J., Masciadri, E., 2002b, *A&A*, 395, 647
- Raga, A. C., Riera, A., Masciadri, E., Beck, T., Aspin, C., Böhm, K. H., Binette, L. 2004, *AJ*, 127, 1081
- Raga, A. C., Williams, D. A., Lim, A. J. 2005, *RMxAA*, 41, 137
- Reipurth, B., Bally, J., Graham, J. A., Lane, A. P., Zealey, W. J. 1986, *A&A*, 164, 51
- Seaton, M. J. 1959, *MNRAS*, 119, 81
- Shapiro, P. R., Moore, R. T. 1976, *ApJ*, 207, 460
- Smith, M. D., Suttner, G., Yorke, H. W. 1997, *A&A*, 323, 223
- Smith, M. D., Rosner, A. 2005, *MNRAS*, 357, 1370
- Sobral, H., Villagrán-Muniz, M., Navarro-González, R., Raga, A. C. 2000, *AppPhysLett*, 77, 3158
- Velázquez, P. F., Sobral, H., Raga, A. C., Villagrán-Muniz, M., Navarro-González, R. 2001, *RMxAA*, 37, 87

Appendix

4.8. Ionization, recombination and charge exchange coefficients

This appendix describes the rate coefficients used for the atomic/ionic network used in the gasdynamic simulations. The ionization, recombination and charge exchange coefficients listed in Table 4.8 are either given with the Arrhenius interpolation formula :

$$r(T) = a_1 T^{a_2} e^{a_3/T}, \quad (4.4)$$

or with the interpolation formula of Aldrovandi and Péquignot (1973, 1976):

$$r(T) = a_1 \left(\frac{T}{10^4} \right)^{-a_2} + a_3 T^{-3/2} \exp(-a_4/T) [1 + a_5 \exp(-a_6/T)], \quad (4.5)$$

with the temperature T given in K.

In the case of rates given in terms of equation (4.4), the entry in the second column of Table 4.8 reads "1: a_1, a_2, a_3 ". For the rates given in terms of equation (4.5), the corresponding entry in the second column of Table 4.8 reads "2: $a_1, a_2, a_3, a_4, a_5, a_6$ ".

Table 4.1: Reaction rates

reaction	coefficients ^a
$e + \text{HI} \rightarrow 2e + \text{HII}$	1: 5.83×10^{-11} , 0.5, -157800
$e + \text{HII} \rightarrow \text{HI}$	1: 3.69×10^{-10} , -0.79, 0
$e + \text{HeI} \rightarrow 2e + \text{HeII}$	1: 2.707×10^{-11} , 0.5, -285400
$e + \text{HeII} \rightarrow \text{HeI}$	2: 4.3×10^{-13} , 0.672, 0.0019, 4.7×10^5 , 0.3, 94000
$e + \text{HeII} \rightarrow 2e + \text{HeIII}$	1: 5.711×10^{-12} , 0.5, -631000
$e + \text{HeIII} \rightarrow \text{HeII}$	1: 2.21×10^{-9} , -0.79, 0
$e + \text{CII} \rightarrow 2e + \text{CIII}$	1: 3.93×10^{-11} , 0.5, -283000
$e + \text{CIII} \rightarrow \text{CII}$	2: 3.2×10^{-12} , 0.770, 0.038, 9.1×10^4 , 2.0, 3.7×10^5
$e + \text{CIII} \rightarrow 2e + \text{CIV}$	1: 2.04×10^{-11} , 0.5, -555600
$e + \text{CIV} \rightarrow \text{CIII}$	2: 2.3×10^{-12} , 0.645, 7.03×10^{-3} , 1.5×10^5 , 0.5, 2.3×10^5
$e + \text{NI} \rightarrow 2e + \text{NII}$	1: 6.18×10^{-11} , 0.5, -168200
$e + \text{NII} \rightarrow \text{NI}$	2: 1.5×10^{-12} , 0.693, 0.0031 2.9×10^5 , 0.6, 1.7×10^5
$e + \text{NII} \rightarrow 2e + \text{NIII}$	1: 4.21×10^{-11} , 0.5, -343360
$e + \text{NIII} \rightarrow \text{NII}$	2: 4.4×10^{-12} , 0.675, 0.0075 2.6×10^5 , 0.7, 4.5×10^5
$e + \text{OI} \rightarrow 2e + \text{OII}$	1: 1.054×10^{-10} , 0.5, -157800
$e + \text{OII} \rightarrow \text{OI}$	2: 2.0×10^{-12} , 0.646, 0.0014 1.7×10^5 , 3.3, 5.8×10^4
$e + \text{OII} \rightarrow 2e + \text{OIII}$	1: 3.53×10^{-11} , 0.5, -407200
$e + \text{OIII} \rightarrow \text{OII}$	2: 3.1×10^{-13} , 0.678, 0.0014 1.7×10^5 , 2.5, 1.3×10^5
$e + \text{OIII} \rightarrow 2e + \text{OIV}$	1: 1.656×10^{-11} , 0.5, -636900
$e + \text{OIV} \rightarrow \text{OIII}$	2: 5.1×10^{-12} , 0.666, 0.0028 1.8×10^5 , 6.0, 91000
$e + \text{SII} \rightarrow 2e + \text{SIII}$	1: 7.12×10^{-11} , 0.5, -271440
$e + \text{SIII} \rightarrow \text{SII}$	2: 1.8×10^{-12} , 0.686, 0.0049 1.2×10^5 , 2.5, 88000
$\text{HI} + \text{NII} \rightarrow \text{HII} + \text{NI}$	1: 1.1×10^{-12} , 0, 0
$\text{HII} + \text{NI} \rightarrow \text{HI} + \text{NII}$	1: 4.95×10^{-12} , 0, -10440
$\text{HI} + \text{OII} \rightarrow \text{HII} + \text{OI}$	1: 2.0×10^{-9} , 0, 0
$\text{HII} + \text{OI} \rightarrow \text{HI} + \text{OII}$	1: 1.778×10^{-9} , 0, -220

^aThe interpolation formulae are of the form "1:" Arrhenius, or "2:" Aldrovandi & Péquignot (1973), see equations (4.4) and (4.5) in Appendix A.

Capítulo 5

Objetos Herbig-Haro en torno de CG 30

Resumen

Los glóbulos cometarios (CGs) son nubes moleculares compactas del medio interestelar, usualmente asociadas con regiones H II y estrellas OB. Forman parte de un grupo de objetos más extenso llamados Glóbulos de Bok. Los CGs sobresalen de este grupo debido a su morfología, que se parece a la de los cometas. Los CGs fueron descubiertos por Hawarden & Brand (1976) en dos regiones llamadas Nebulosa de Gum y NGC 5367. Sus características morfológicas son: cabezas densas con bordes iluminados y colas oscuras que se extienden desde las cabezas en direcciones opuestas a las de estrellas cercanas brillantes que emiten fotones ionizantes. Sus tamaños varían entre 0.1-0.8 pc, sus densidades típicas entre 10^4 - 10^5 cm^{-3} y sus temperaturas alrededor de 10 K. Sus masas típicas están entre 10-100 M_{\odot} . Los glóbulos cometarios son lugares de formación estelar (ver Reipurth 1983). En algunos casos se pueden observar flujos Herbig-Haro (HH) bipolares saliendo de las cabezas de los glóbulos cometarios (Sertz 1977; Reipurth 1981; Reipurth 1983; Pettersson 1984).

Se han descubierto grupos de glóbulos cometarios en regiones H II grandes. Estas regiones están excitadas por la radiación ultravioleta emitida por estrellas jóvenes de tipos espectrales tempranos, ubicadas dentro de las regiones H II. La misma radiación también causa la fotoevaporación de las partes externas de las nubes moleculares oscuras que se encuentran dentro de las regiones H II. Sólo sobreviven los núcleos muy densos. Estos núcleos protegen el material que se encuentra directamente del lado opuesto al de las estrellas, lo que se manifiesta en forma de colas de los glóbulos cometarios.

La región H II más grande conocida dentro de la Galaxia es la Nebulosa de Gum (Gum, 1952). Esta nebulosa se encuentra en el plano galáctico ($l = 258^{\circ}$, $b = -2^{\circ}$) a una distancia de 450 pc del Sol. Su diámetro lineal es de 250 pc. Con un diámetro aparente de 36° cubre una gran parte del cielo del sur en las constelaciones Vela, Puppis, Pyxis, Canis Mayor y Carina. Reipurth (1983) pro-

puso que la Nebulosa de Gum está siendo excitada por la radiación ultravioleta emitida por las estrellas ζ Pup, γ^2 Vel y Vela pulsar. Se sabe que la Nebulosa de Gum contiene por lo menos 32 glóbulos cometarios (Reipurth 1983, Zealey et al. 1983). Uno de los complejos de CGs más estudiado en la Nebulosa de Gum es el complejo de CG 30/31/38.

CG 30 y HH 120

En este artículo presentamos dos conjuntos de imágenes muy profundas de CG 30, ver § 5.5. CG 30 ha sido estudiado por varios autores en diferentes longitudes de onda. Debido a que CG 30 está asociado con HH 120, se ha establecido que es una región de formación estelar. HH 120 fue descubierto por Westerlund (1963), pero el primero que lo estudió fue Reipurth (1983).

Pettersson (1984) realizó las primeras mediciones espectroscópicas de HH 120. Ellos obtuvieron un espectro de dos partes diferentes de HH 120, siendo su condensación más brillante el nudo A. Las mediciones de velocidades radiales de este nudo estimaron una velocidad radial promedio de $-42 \text{ kms}^{-1} \pm 12 \text{ kms}^{-1}$, lo que está de acuerdo con el valor de -39 kms^{-1} obtenido por Schwartz & Greene (2003). Pettersson (1984) también encontró una temperatura electrónica $T_e = 9100 \text{ K} \pm 400 \text{ K}$ y una densidad numérica de electrones $n_e = 1700 \text{ cm}^{-3} \pm 600 \text{ cm}^{-3}$. Aparte han observado cinco fuentes IR. Se ha argumentado que una de ellas, CG30-IRS4 (también conocida como IRAS 08076-3556) es la fuente energética de HH 120 y su nebulosa de reflexión asociada.

Graham & Heyer (1989) observaron HH 120 en las siguientes bandas: roja ($0.6 \mu\text{m}$), J($1.2 \mu\text{m}$), H($1.6 \mu\text{m}$) y K($2.2 \mu\text{m}$). Igual que Pettersson (1984) ellos también detectaron la fuente CG30-IRS4 en las bandas H y K.

Scarrot et al. (1990) estudiaron polarización óptica de la nebulosa observada en la región central oscura de CG 30 que contiene HH 120. Se ha confirmado que la Nebulosa de CG 30 es una nebulosa de reflexión excitada por la fuente infrarroja CG30-IRS4 que está profundamente envuelta dentro de CG 30.

Persi et al. (1994) observaron HH 120 y su fuente energética CG30-IRS4 en el cercano IR, en el continuo milimétrico y una línea de amonía. Se descubrió que la fuente CG30-IRS4 es un objeto muy joven de Clase I envuelto en el núcleo denso del glóbulo. Las mediciones de la luminosidad en 1.3 mm y de la luminosidad bolométrica mostraron que el coeficiente de ésta es más parecido al de los objetos de la Clase 0. Los autores también propusieron que el exceso en 1.3 mm se debe al disco circunestelar alrededor de la fuente IR.

Hodapp & Ladd reportaron el descubrimiento de ocho flujos observados en la línea de emisión H_2 1-0 S(1). En base a sus posiciones relativas, los autores concluyeron que estos objetos forman dos flujos que se están propagando en direcciones perpendiculares. Ninguno de los flujos ha podido ser vinculado con HH 120.

Nielsen et al. (1995) observaron los glóbulos cometarios CG 30/31/38 en

líneas de ^{13}CO , ^{12}CO y H_2 . Propusieron que CG 30 tiene una masa de $\sim 10 M_{\odot}$ y está asociado con otro glóbulo con masa $\sim 2 M_{\odot}$, que tiene una velocidad de 4 kms^{-1} con respecto al estandar local de reposo. También han observado un flujo molecular denso asociado con CG 30 en la línea $^{12}\text{CO}(J=1-0)$ cuya masa fue estimada en $0.28 M_{\odot}$. Los autores estimaron la velocidad del flujo en 9 kms^{-1} y su edad en 1.7×10^4 años. Este flujo se está propagando en la dirección perpendicular a la cola de CG 30 y tiene su origen en la posición de la fuente infrarroja CG30-IRS4.

Bhatt (1999) discutieron el papel de los campos magnéticos en glóbulos cometarios. Se ha encontrado que en el caso del sistema CG 30/31, la luz de las estrellas en la región está polarizada con un grado entre 0.1% y 4%. Los vectores de polarización parecen ser perpendiculares a las colas de los glóbulos y casi alineados con la dirección del flujo molecular descubierto por Nielsen et al. (1998). Bhatt (1999) dice que si la polarización se debe a los granos de polvo alineados por el campo magnético, los vectores de polarización deben ser paralelos al campo magnético proyectado en la región. También se compara el tamaño de las colas de CG 30/31 con la cola de CG 22 que fue estudiado previamente. Las colas de CG 30/31 son más cortas y más difusas que la de CG 22. Entonces concluyen los autores que la morfología de los glóbulos cometarios depende de la orientación relativa entre el campo magnético de la nube y el vector que conecta la fuente central de la radiación fotoionizante con la cabeza del glóbulo cometario. Colas largas y estrechas se observan cuando el campo magnético y este vector son paralelos, mientras que colas cortas y difusas significan que estos dos son perpendiculares.

En su búsqueda de sistemas solares jóvenes, Zinnecker et al. (1999) observaron cuatro regiones que contienen las fuentes de baja luminosidad que están asociadas con nebulosas de reflexión, entre ellas CG 30. Las observaciones fueron hechas en cercano infrarrojo (bandas J, H y K). Se ha observado la fuente infrarroja CG30-IRS4 y la nebulosa asociada.

Mientras la distancia a la Nebulosa Gum ampliamente aceptada es de 450 pc, Knude et al. (1999 y 2000) y Nielsen et al. (2000) surgieron la distancia de 200-250 pc determinada con los diagramas color-magnitud ((V-I) - I) y la fotometría en bandas $uvby\beta$ de las estrellas que se encuentran en la región de CG 30/31/38. La distancia hacia los glóbulos se sigue discutiendo. En este artículo adoptamos el valor de 450 pc.

En su exploración de Glóbulos de Bok, Launhardt et al. (2000) observaron CG 30 a longitudes de onda submilimétricas ($850 \mu\text{m}$). Ellos descubrieron dos fuentes ubicadas en la dirección norte-sur, separadas por una distancia proyectada de $\sim 9000 \text{ AU}$. La condensación norte fue identificada como la fuente del chorro HH 120 y la condensación sur fue asociada con el flujo HH IR más grande. Las dos fuentes fueron observadas otra vez por Wu et al. (2007) a $350 \mu\text{m}$.

Nisini et al. (2002) obtuvieron espectros en el rango de longitudes de onda entre $1-1.25 \mu\text{m}$. Las características más fuertes observadas fueron las líneas de

[Fe II] y H₂. En base de la emisión en H₂ se ha encontrado que HH 120 consiste de componentes de temperatura múltiples, probablemente debido a un choque lento, tipo J.

Kim et al. (2005) estudiaron la formación de estrellas de baja masa en la región de CG 30/31/38. Ellos obtuvieron la fotometría en rayos X, en óptico y en IR cercano. Encontraron 14 nuevas estrellas PMS. Según los autores, estas estrellas pertenecen a dos grupos: uno con edad ≤ 5 Myr y $d=200$ pc, de tipo espectral K6 - M4, y otro que consiste de estrellas tipo F - G con edades <100 Myr y $d\sim 2$ kpc. Ellos concluyeron que en esta región habian sucedido por lo menos dos episodios de formación estelar - la formación que todavía está sucediendo en la cabeza de CG 30, que se debe a la radiación UV proveniente de las estrellas OB, y la formación que ha empezado <5 Myr por estrellas preexistentes tipo O, como Vela SNR y ζ Pup.

En este trabajo estudiamos la cinemática de objetos HH en la región que está en torno a CG 30, a través de mediciones de sus movimientos propios. Combinamos nuestras observaciones con las existentes a longitudes de onda IR y submm con el fin de buscar la fuente de cada uno de los objetos HH. Descubrimos un flujo HH grande al que llamamos HH 950. Este flujo se extiende ~ 10.2 arcmin en la dirección noreste-suroeste, penetrando CG 30. Su morfología parece ser muy compleja, con muchas superficies de trabajo.

Este artículo está organizado de la siguiente manera: en § 5.3 presentamos nuestros datos y las técnicas de reducción aplicadas. En § 5.4 presentamos la metodología y los resultados del trabajo. Los resultados se discuten en § 5.5 y las conclusiones están presentadas en § 5.6.

Resultados

Proponemos que la mayoría de los objetos HH en la región pertenecen a dos flujos: HH 120 y HH 950. En base a los movimientos propios de HH 120, proponemos que éste está compuesto por dos flujos. Esto requiere la existencia de dos fuentes estelares que los estén emitiendo. El mejor candidato para originar HH 120 es la fuente de ondas submilimétricas ubicada más al norte descubierta por Launhardt et al. (2000). En caso de que la hipótesis de la multiplicidad de HH 120 sea correcta, esto significa que la fuente submilimétrica es una fuente binaria o múltiple.

La fuente submilimétrica que se encuentra más al sur está ubicada exactamente sobre el eje definido por seis objetos HH IR descubiertos por Hodapp & Ladd (1995). Este hecho no deja dudas de que estos objetos realmente forman un flujo y que la fuente submm-sur también es la fuente del flujo (lo que ya fue propuesto por Launhardt et al. 2000).

Proponemos que este flujo forma parte del flujo grande HH 950. HH 950 consta de dos lóbulos - mientras su lóbulo noreste es poco notable (su única característica visible es su borde iluminado), el lóbulo suroeste muestra una

estructura compleja, compuesta de filamentos finos y de nudos. Es interesante hacer notar que no todos los nudos HH que pertenecen a HH 950 están ubicados exactamente sobre el mismo eje. Parece que el eje cambió su dirección rápidamente en el momento en el que fueron producidos los nudos B y C. Comparando la estructura del chorro HH 950 con el chorro HH 184, argumentamos que la fuente submilimétrica-sur podría ser un sistema binario. Por lo menos un miembro del sistema es una estrella joven que está emitiendo el chorro HH 950. La interacción de las dos estrellas causaría el cambio de dirección del eje de HH 950.

Este trabajo es el primer intento para combinar las observaciones de CG 30 previamente hechas en longitudes de onda IR y submilimétricas, con datos en óptico de muy alta calidad a fin de explicar la naturaleza de los flujos HH en la región. Será necesario proseguir los estudios, para determinar finalmente la fascinante física de este sistema.

Herbig-Haro objects around CG 30

P. Kajdič¹, B. Reipurth², J. Walawender²

¹Instituto de Astronomía, Universidad Nacional Autónoma de México, Apartado Postal 70 - 264, Ciudad Universitaria, México, D.F., CP 04510

primoz@astroscu.unam.mx

²Institute for Astronomy, 640 North A'ohoku Place # 209, University of Hawaii, Hilo, Hawaii 96720-2700, USA

5.1. Abstract

In this work we study Herbig-Haro objects located in the region around the head of the cometary globule CG 30. Two sets of optical images are presented. The first set was obtained with the 3.5 m New Technology Telescope in the year 1995 in three emission lines: $H\alpha$, $[S\ II]\lambda\lambda 6731, 6716\ \text{\AA}$ and $[O\ II]\lambda 3729\ \text{\AA}$. The second set is an $H\alpha$ image of the CG 30/31/38 complex obtained in the year 2006 with the 8 m Subaru telescope. A proper motion study of the HH objects in the region was performed using the $H\alpha$ images from both epochs. Due to the high resolution of our images we could, for the first time, resolve the HH 120 object into ten knots and measure proper motions for some of them. We discovered several new HH objects which are best seen in our $[S\ II]$ image as well as a large bipolar jet, HH 950, emerging from the head of CG 30. We suggest that two previously known submillimeter sources are the driving sources for the HH 120 and HH 950 flows. They could both be binary sources. We base this assumption on the following facts: (1) the proper motion vectors of the HH 120 knots suggest that this object is actually composed of two outflows and (2) the structure of the HH 950 flow is suggestive that the direction of the jet axis has changed in the past.

Keywords: Star formation, ISM: Cometary Globules -ISM: Herbig-Haro objects — **Journals:** Astronomical

5.2. Introduction

Cometary globules (CGs) are compact interstellar molecular clouds usually associated with H II regions and OB stars. A particularly fine group is located in the Gum Nebula (Hawarden & Brand 1976; Zealey et al. 1983, Reipurth 1983). They show compact and bright-rimmed heads and faint tails that extend from the heads and point away from the nearby bright young photoionizing stars. Their sizes range between 0.1-0.8 pc, they exhibit high densities, 10^4 - $10^5\ \text{cm}^{-3}$ and temperatures around 10 K. Their typical masses are between 10-100 M_{\odot} .

Cometary globules are the sites of star formation (see Reipurth, 1983). In some cases, bipolar Herbig-Haro (HH) flows have been observed emerging from the heads of cometary globules (Schwartz, 1977; Reipurth, 1983; Pettersson, 1984).

Groups of cometary globules have been discovered in large H II regions excited by massive stars. Ultraviolet radiation causes photoevaporation of the outer parts of the dark molecular clouds located within the H II regions. Only dense cores are left behind as globules. Material in the shadows of the cores survive longer, leading to the tails of cometary globules.

The largest known optical H II region in the Galaxy is the Gum Nebula (Gum, 1952). It is located in the Galactic plane ($l=258^\circ$, $b=-2^\circ$) at a distance of about 450 pc, and is excited by ζ Pup, γ^2 Vel, and in the past by the progenitor to the Vela pulsar. Its linear diameter is 250 pc. With its apparent diameter of 36° it covers a large part of the southern sky in the constellations Vela, Puppis, Pyxis, Canis Major and Carina. The Gum Nebula is known to contain at least 32 cometary globules (Zealey et al., 1983; Reipurth, 1983), the tails of which all point away from the central ionizing stars. One of the most studied groups of CGs in the Gum Nebula is the CG 30/31/38 complex.

5.2.1. CG 30 and HH 120

In this paper we present two sets of very deep images of CG 30, see § 2. CG 30 has been studied by various authors at different wavelengths. It has been recognized as a region of star formation due to its association with the Herbig-Haro object HH 120, first noted by Westerlund (1963) and Reipurth (1981).

The earliest spectroscopic measurements of HH 120 were made by Pettersson (1984), who obtained spectra of two different parts of HH 120, one being its brightest condensation (knot A). Its mean radial velocity of $-42 \text{ km s}^{-1} \pm 12 \text{ km s}^{-1}$ is consistent with the value -39 km s^{-1} obtained by Schwartz & Greene (2003). The electron temperature T_e and the electron density n_e are found by Pettersson (1984) to be $9100 \text{ K} \pm 400 \text{ K}$ and $1700 \text{ cm}^{-3} \pm 600 \text{ cm}^{-3}$, respectively. Also five IR sources associated to CG 30 were observed. It was argued that one of them, CG30-IRS4 (also known as IRAS 08076-3556), is an energy source for HH 120 and its associated reflection nebula.

Graham & Heyer (1989) imaged HH 120 in the red ($0.6 \mu\text{m}$), J ($1.2 \mu\text{m}$), H ($1.6 \mu\text{m}$) and K ($2.2 \mu\text{m}$) bands. Like Pettersson (1984) they also detected a source CG30-IRS4 in H and K band images.

Scarrott et al. (1990) performed optical polarization studies of a nebula seen against the central dark region of CG 30 that contains HH 120. It was confirmed that the so called CG 30 Nebula is a predominantly reflection nebula excited by the IR source CG30-IRS4, which is deeply embedded in the globule.

Persi et al. (1994) observed HH 120 and its energy source CG30-IRS4 in the near infrared, mm continuum, and an ammonia line. It was recognized that the IRAS 08076-3556 source is a very young low mass Class I source embedded

in a dense core of the CG 30. The measurements of the 1.3 mm luminosity and the bolometric luminosity show that their ratio is actually closer to that of the Class 0 sources. The authors stated that the strong 1.3 mm emission is probably due to a circumstellar dust disk around the IRAS source.

Hodapp & Ladd (1995) reported the discovery of eight shocked objects on infrared images in the H_2 1-0 S(1) emission line. On the basis of their relative positions the authors concluded that they form parts of two outflows propagating in approximately perpendicular directions. None of the supposed flows could be directly associated with the optical HH 120 object.

Nielsen et al. (1998) observed the cometary globules CG 30/31/38 in ^{13}CO , ^{12}CO and H_2 lines. They proposed that CG 30 with mass of $\sim 10 M_\odot$ is associated with another globule having a mass close to $2 M_\odot$ and moving with the velocity of 4 kms^{-1} with respect to the local standard of rest. Also a dense molecular outflow associated with CG 30 was detected in ^{12}CO (J=1-0) line and its total mass was estimated to be $0.28 M_\odot$. They reported the maximum flow velocity to be 9 kms^{-1} and its dynamical age 1.7×10^4 years. This flow is propagating in the direction perpendicular to the tail of CG 30 and is originating from the position of the CG30-IRS4 source.

Bhatt (1999) discuss the role of magnetic fields in cometary globules. He finds that in the case of the CG 30/31 complex, the light from the stars in the region is polarized in the range from ~ 0.1 to ~ 4 per cent. The polarization vectors seem to be perpendicular to the direction of the tails of CG 30 and 31, but, interestingly, almost aligned with the direction of the molecular flow detected by Nielsen et al. (1998). He claims that if the polarization is caused by dust grains aligned by the magnetic field, then the polarization vectors must be parallel to the projected magnetic field in the region. He notes that the tails of CG 30 and 31 are much shorter and more diffuse than the tail of CG 22, where the magnetic field is found to be parallel to the globules's tail. According to Bhatt (1999), CG morphology depends on the relative orientation of the cloud magnetic field and the radius vector of the CG head from the central source of radiation and the winds that produce the cometary tails. Long and narrow tails are to be observed when the magnetic field is parallel to the radius vector, while short and diffuse tails develop if those two are perpendicular.

In their search for young solar system analogues, Zinnecker et al. (1999) observed four regions containing low luminosity sources associated with extended reflection nebulosities, among which was also CG 30. The images were obtained in near-IR (J, H and K) broad-bands. In their images they observed the confines of the ~ 0.3 pc diameter dark globule with the very red CG30-IRS4 source at the center and the bluer nebulosity just above it.

While the widely accepted distance of the Gum Nebula is 450 pc, Knude et al. (1999 and 2000) and Nielsen et al. (2000) suggested a distance of 200-250 pc on the basis of the color-magnitude ((V - I) - V) diagrams and $wby\beta$ photometry of the stars that appear to be located in the CG 30/31/38 region.

The distance to the globules remains under debate, in this paper we adopt 450 pc.

In their survey of Bok Globules, Launhardt et al. (2000) observed CG 30 at submm wavelengths (850 μm). They discovered two sources lying along a north-south direction and separated by a projected distance of ~ 9000 AU. The northern condensation was identified as a possible driving source for the HH 120 jet (and with the CG30-IRS4 source) and the southern condensation was proposed to be associated with the larger of the IR flows. The two sources were observed again by Wu et al. (2007) at 350 μm .

Nisini et al. (2002) obtained spectra in the 1-2.5 μm wavelength span. The most prominent features observed were [Fe II] and H₂ lines. On the basis of H₂ emission they find that HH 120 consists of multiple temperature components probably due to a slow, J type shock.

Kim et al. (2005) studied the low-star mass formation in the CG 30/31/38 complex. They obtained X-ray, optical and near-IR photometry of the stars in the region. They found 14 new pre-main sequence (PMS) stars in addition to the 3 previously known stars in the region. According to the authors, these PMS stars belong to two groups: one group having an age of ≤ 5 Myr at $d = 200$ pc, belonging to the spectral classes K6 - M4, and the other group of F - G type stars with ages of < 100 Myr and $d \sim 2$ kpc. They conclude that there were at least two episodes of star formation - an ongoing star formation such as in the head of the CG 30 cloud triggered by UV radiation from OB stars, and a formation that may have been triggered < 5 Myrs ago by preexisting O stars, such as the progenitor of the Vela SNR and ζ Pup.

In this work we study the kinematics of the HH objects in CG 30 by measuring their proper motions. We combine our observations with the existing data at IR and submm wavelengths in order to understand the global outflow properties in the globule. Table 5.2 lists the coordinates of all the HH objects that appear in our images. We have discovered a large bipolar HH flow, which we catalogue as HH 950. This flow is extending ~ 10.2 arcmin in the northeast-southwest direction, escaping from the interior of CG 30, and displaying a complex structure with various working surfaces.

This paper is organized as follows. In § 5.3 we present our data and the reduction techniques applied. In § 5.4 we present our methodology and the results of this work. The latter are discussed in § 5.5, and the conclusions are given in § 5.6.

5.3. Observations

5.3.1. NTT images

Observations with the ESO New Technology Telescope were carried out on February 7, 1995 using the ESO Multi Mode Instrument (EMMI) and three

Table 5.1: Observing log

Date	Total exposure time	Telescope	Instrument	Central λ (\AA)	$\Delta\lambda$ (\AA)
February 7 1995	30 min	NTT	EMMI	6568	33
February 7 1995	30 min	NTT	EMMI	3725	69
February 7 1995	30 min	NTT	EMMI	6728	75
January 4 2006	30 min	Subaru	Suprime-Cam	6600	100

different narrow-band filters in the $H\alpha$, $[\text{O II}]\lambda 3729 \text{ \AA}$ and $[\text{S II}]\lambda\lambda 6731, 6716 \text{ \AA}$ emission lines (Figure 5.2). The central wavelengths and widths of these filters were 6568, 3725, 6728 \AA and 33, 69 and 75 \AA respectively. The total integration time for each of the exposures was 30 minutes. The standard basic data reduction procedures were carried out (bias subtraction and flat-fielding). The average FWHM of the stars is 0.7 arcsec. The summary of all of the exposures presented in this paper is given in Table 5.1.

5.3.2. Subaru images

Observations with the Subaru Telescope were carried out on January 4, 2006 using the Subaru Prime Focus Camera (Suprime-Cam). This camera is a mosaic of ten 2048×4096 pixel CCDs, which are located at the prime focus of the 8m Subaru Telescope. Narrowband filter N-A-L659 with central wavelength $\lambda_0 6600 \text{ \AA}$ and FWHM 100 \AA was used, thus including the $H\alpha$ line. Five exposures of the Gum Nebula with individual exposure times of 360 seconds were obtained. Data reduction was performed using IRAF. The standard basic data reduction procedures were carried out (i.e. bias and dark subtraction, flat-fielding, and distortion correction). The images were then stacked using the IRAF MSCRED, MSCSETWCS, MSCZERO and GREGISTER packages. Figure 1 shows a region of the CG 30/31/38 complex and is a small subimage of this mosaic. This is the deepest image of CG 30 ever obtained. Its angular resolution is not as good as in the NTT images (the average FWHM of the stars is $1''.3$), probably due to the fact that for the Subaru telescope CG 30 was observed at high airmass.

5.4. Methods and results

5.4.1. HH flows and objects

The first HH object discovered in CG 30 was HH 120. Here we present the so far deepest and most detailed images of this HH flow. Pettersson (1984) resolved the object into several knots, and we retain the nomenclature A and B for the two main knots in HH 120. We resolve numerous knots, which we label A to J (see Figure 5.3). Knot A is the brightest and has been observed previously at infrared wavelengths by Schwartz & Greene (2003). These authors obtained an image of HH 120 in the 1-0 S(1) line of H₂. The image was used to locate the slit positions for spectroscopic measurements. It shows two knots the authors call A and B that are $\sim 3''$ apart. The IR knot A coincides with the A knot in our H α images (Figure 5.3). The IR knot B does not coincide with any of the knots in the H α line, but it lies just northward of our knots C and D. The knots C and D lie between the optical knots A and B and the knot E lies about $7''$ east of the knot A. About $2''.6$ northwest of the knot E there is a small knot F. Four faint knots, G, H, I, and J lie very close to the knot A just west of it. Finally, the bright knot K lies $12''$ to the north of the knot A.

In the NTT H α image all of these knots appear except for the knot F, which blends in the background noise. The lower image in Figure 5.3 shows a contour plot of HH 120. Only the two major condensations A and E are well resolved by the contours.

In order to have a better overview of the HH objects in the region, we combined the three NTT images into a single image (see Figure 5.4). The H α image was weighted with a factor 0.25. The image in the Figure 5.4 was obtained by averaging the weighted H α image with original [S II] and [O II] images.

Several new HH objects, here labelled HH 948, 949, and 950, appear in our images. Some of them had already been observed by Hodapp & Ladd (1995) in the near-infrared. In their work the authors labeled detected IR flows with numbers from 1 to 8. Here we adopt the same notation when we refer to them. Among the IR flows the following appear in our [S II] image: HH 948 (IR knot 2) consists of three knots that are located about $23''$ north of the HH 120 knot A, IR knot 6 is located $28''$ southeast, HH 949 is composed of seven knots of which six that were previously known as IR knots 7 and 8 (see Figure 5.5) lie about $32''$ northeast of HH 120 and HH 949G knot (IR knot 5) lies about $21''$ east of the HH 120 knot A.

None of these features appear in the [O II] image, while most of them (IR knot 5, HH 949 and HH 948) do appear in our H α images, although they are very faint.

We have discovered a new Herbig Haro flow HH 950. It is seen in all of our images. This is a major bipolar flow that is emerging from the head of the CG 30. It extends approximately 10.2 arcmin in the northeast-southwest

direction. It is composed of two lobes - the northeastern and the southwestern lobe. The width of the flow at the position of the HH 950 knot E (see Figure 5.4) is $48''$, which yields a length to width ratio of 12.8 and an opening angle of $\sim 4.5^\circ$. The only feature observed in the northeastern lobe is its rim. The 'forward' rim is brighter than the 'back' rim. They both appear in the form of long, thin filaments that are best seen in the $H\alpha$ images. The southwestern lobe shows a more complex structure. The filaments are typically about $\sim 2''$ wide and more than $40''$ long. The flow also contains six knots: the two brightest knots are C and E which lie $3'.9$ and $2'.3$ from HH 120 along the southwestern lobe. Four smaller knots are visible inside the same flow. They are knots A, B, E and F and lie at an angular distance of $4'.2$, $3'.9$, $3'.1$ and $1'.6$ from HH 120. Surprisingly they appear brightest in the $[O II]$ image. Both of the lobes are slightly curved in the direction towards the center of the H II region. The angle of curvature of the southwest lobe is larger and measures about 15° .

5.4.2. Kinematics

In order to study the kinematics of the outflows in the CG 30 complex, we derived proper motions of HH objects that appear in our images. The two images on which we based our measurements are the $H\alpha$ NTT image and the Subaru image. The time elapsed between the images is 10.91 years (3985 days). Both $H\alpha$ images were registered so they had the same pixel size, distortion and orientation. This was done by using the IRAF GEOMAP and GREGISTER tasks. In order to calculate the proper motions of chosen features, we used a 2D cross correlation technique. The results are presented in the Table 5.3.

The quantities of the columns in Table 5.3 are: (1) labels of features, (2) proper motions in arcsec per century, (3) velocities in kms^{-1} assuming a distance of 450 pc, and (4) position angles of proper motion vectors in degrees.

The values of proper motions of the knots that form parts of the HH 950 flow are between 1.8 and $5''.3/\text{century}$ and are oriented towards the southwest (position angles between 240 - 253°), while the HH 120 knots propagate in a northwest direction (position angles between 309 - 332°) and have proper motion values $1''.3$ and $2''.2/\text{century}$. At an assumed distance of 450 pc, the projected velocities of the proper motions for the HH 950 knots are between 36 and 108 kms^{-1} and for the knots associated with HH 120 they are 27 and 45 kms^{-1} .

We divided the HH 120 knots in two groups - knot E as one and all the other knots as the second group. We got two somewhat different proper motion vectors - the knot E seems to be propagating more westward than the other knots. From Figure 5.6 we see that the proper motion vector of the second group of knots of HH 120 flow points directly towards the HH 948 flow.

Of the IR flows we obtained proper motion vectors for the HH 949 (IR knots 6 and 7). The calculated direction of motion is perpendicular to the axis on which six IR knots lie. Also the previous surveys have not revealed any young stellar object that could be a driving source for this HH object. We believe that

this proper motion vector is affected by changes in the structure of the HH flow between the two epochs.

The proper motion vector of the HH 948 is of particular interest. The value of the proper motion ($1''.5/\text{century}$) and the direction of the proper motion vector (307°) are very similar to the proper motion vector of the HH 120 knots A, B, C and D ($1''.3/\text{century}$ and 309°). Both vectors lie along the line connecting these HH 120 knots and HH 948, and so may be parts of the same HH flow.

5.5. Discussion

Given the structural complexity of HH 120 together with our proper motion results, we believe that the HH 120 flow consists of at least two outflows, and possibly more. Knots A, I, J and K appear to form one flow. Knot G shows a long streamer to the west. Knots C, A and H could form a bipolar flow and HH 120 knot E possibly forms a separate flow. Its proper motion vector points more westward than the proper motion vector for the rest of the HH 120 knots.

Launhardt et al. (2000) discovered two sources in their survey in submillimetric wavelengths ($850 \mu\text{m}$), lying in a north-south direction, which we call here CG30 SMM-N and SMM-S. The SMM-N source is probably a driving source for the HH 120. Since it seems that HH 120 consists of at least two flows, the SMM-N source could actually be a binary or a multiple system.

The proper motion vector of this second group of knots points directly towards the HH 948. The directions and the absolute values of the proper motions of these knots coincide well with the values of the proper motion of HH 948. We conclude that the HH 948 is related to this HH 120 flow. The fact that there are other HH objects present around HH 120 gives further support to the assumption that there must be several outflows coming from HH 120.

In order to put the IR and optical data in context, we combined both images into a single image (see Figure 5.7). The IR and optical HH knots are displayed there simultaneously. The two crosses that appear in the image mark the positions of the two submm sources discovered by Launhardt et al. (2000). It can be seen that SMM-S lies exactly on the line connecting the IR knots 3 and 4 and by that on the axis defined by the IR knots 1, 3, 4, 5, 7 and 8. This makes it a perfect candidate for a driving source of this IR flow (as already proposed by Launhardt et al. 2000). However, is it also a driving source of the large HH 950 flow?

When examining the positions of these IR knots and the HH 950 knots at optical wavelengths we see that they do not lie on the same axis. Especially intriguing are the positions of the HH 950 knots B, E and F. The knots B and C are located in parallel positions along the southwestern lobe. The axis formed by the knot F, six IR knots and SMM-S also does not coincide with the one connecting SMM-S to any other feature that belong to the HH 950 flow. We compared the HH 950 flow with the HH 184 (Devine et al. 1999). This object

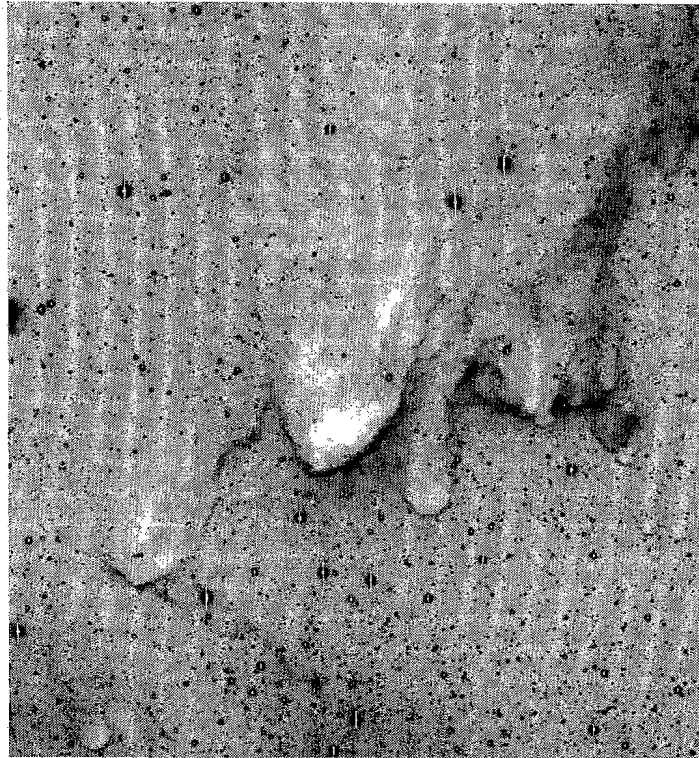


Figure 5.1: The $H\alpha$ image of the CG 30/31/38 complex obtained with the Subaru telescope and Subaru Prime Focus Camera on January 4, 2006, composed of five six minute exposures. This is the deepest image of the complex ever obtained. North is up and east is left.

exhibits a very complex and somewhat similar structure. It also shows HH knots that are located parallel along the flow's axis. The authors of this work argue that the axis of this flow changes because its source is a primary star in a binary system with eccentric orbit. Whenever a secondary star (which emits a smaller jet) approaches the primary the flow's axis changes rapidly. Because of this some of the knots produced in that moment appear to lie off-axis. When the secondary is further away from the primary (which is the majority of time, due to the high eccentricity of its orbit), the flow's axis returns to its "normal" position.

If the same explanation applies for the HH 950 jet, then SMM-S also must be a binary system. However our arguments are based only on the structure of the HH 950 jet. We do not see a secondary jet that would confirm the binary nature of the HH 950 source.

There is also a question of the curvature of the HH 950 jet. It is slightly curved in the direction of the center of the Gum Nebula. This could be another indication that the driving source is a binary.

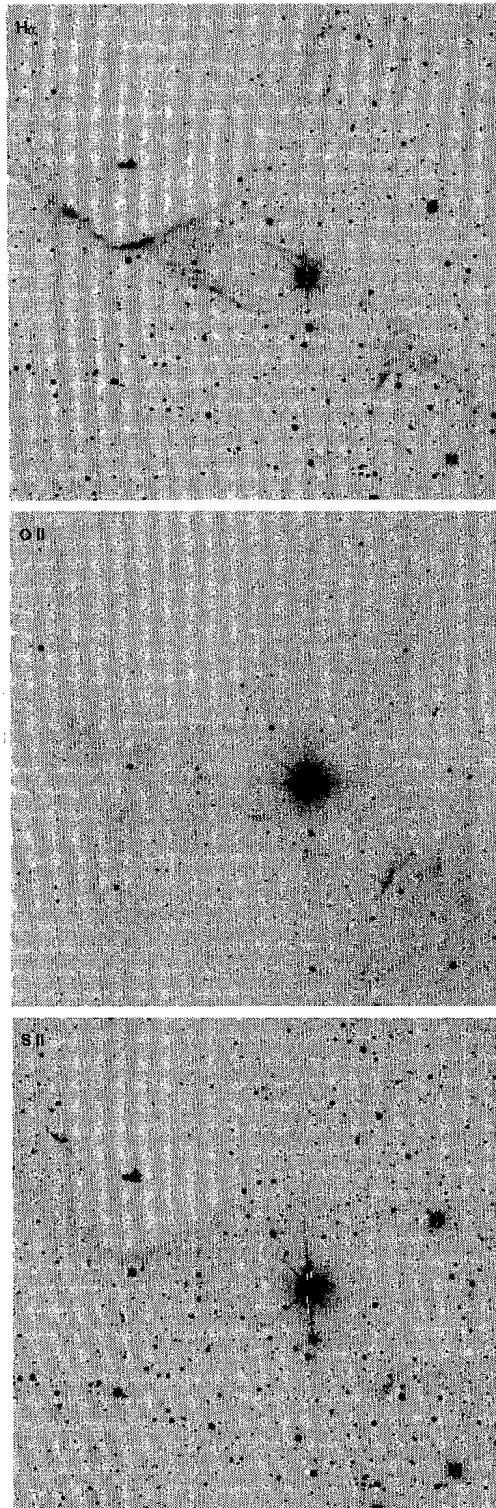


Figure 5.2: The three images were obtained with ESO NTT telescope and ESO Multi Mode Instrument, using three narrow band filters: $H\alpha$ (top), $[O II]\lambda 3729 \text{ \AA}$ (middle) and $[S II]\lambda 6731+6716 \text{ \AA}$ (bottom). Each of them is a 30 minute exposure. The letters in the $[O II]$ and $[S II]$ images mark the newly discovered HH objects. North is up and east is left.

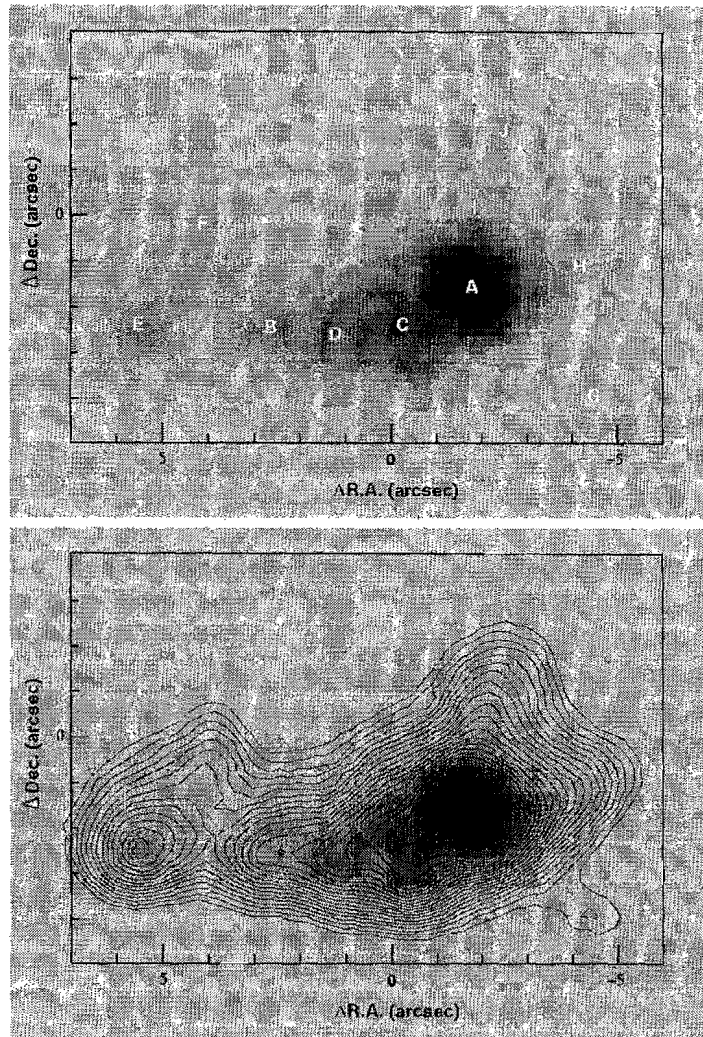


Figure 5.3: The detailed Subaru images of HH 120. In addition to the knot A which had already been observed, we resolve nine other knots: B, C, D, E, F, G, H and J. There are also three protrusions emerging from the knots A and E in the northwest direction. Bottom: Countours are plotted on top of the HH 120 image. Knots A and E are nicely resolved and also the protrusions, while the knots B, C and D are not resolved by the contours.

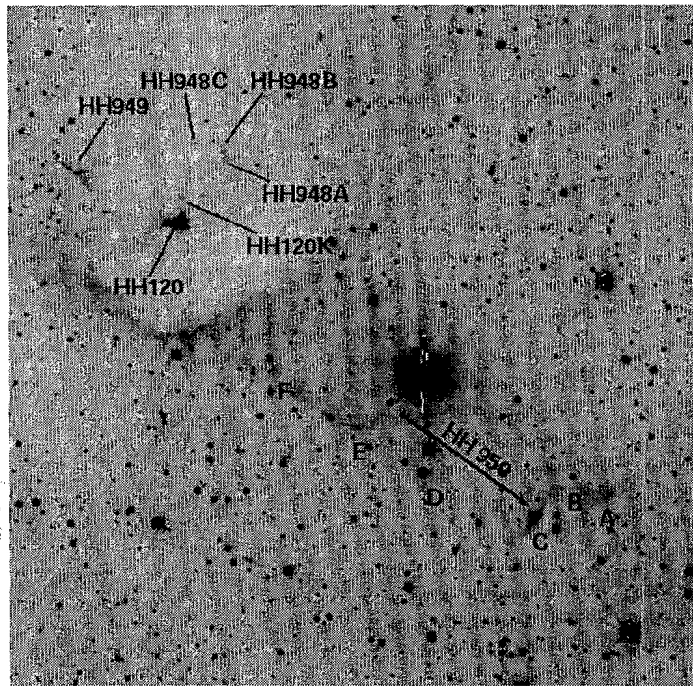


Figure 5.4: The three NTT images have been combined into a single image in order to have an overview of all of the HH objects in the region. The HH knots located around HH 120 are best visible in the [S II] image and so are the newly discovered objects (HH 949, HH 948A, B and C, HH 120K) The HH 950 knots are best resolved in the [O II] image (the HH 950 knots C and D only appear on this image). North is up and east is left.

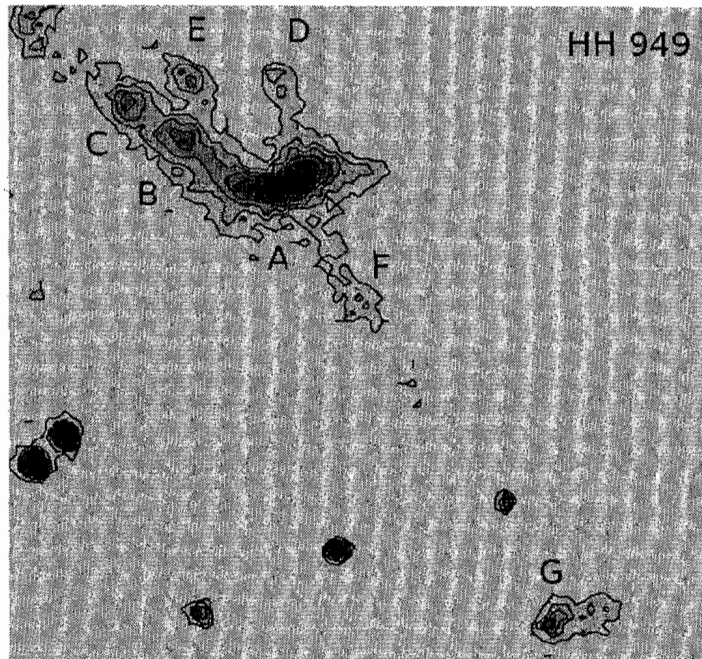


Figure 5.5: The previous image was enlarged to show the structure of the HH 949. Also, the logarithmically scaled contours were superposed in order to better resolve the individual knots of this flow. Seven knots can be resolved. Six of them (A to F) have previously been labeled by Hodapp & Ladd (1995) as IR knots 7 and 8 and the knot G has been known as IR knot 5.

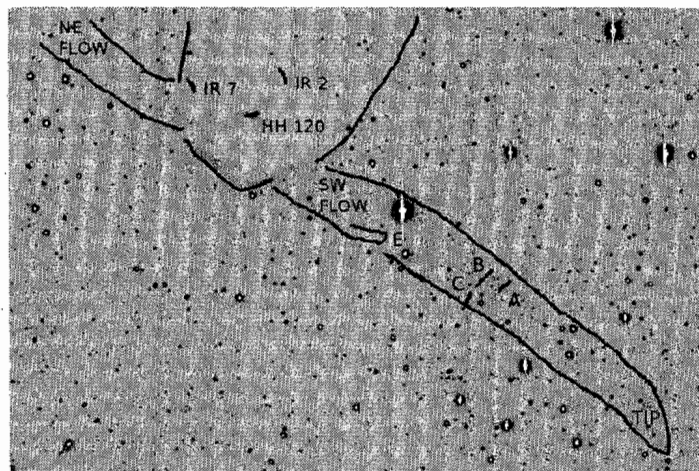


Figure 5.6: This image includes a hand made sketch in order to make it easier for the reader to recognize different features in the image. The shape of the HH 950 jet and all the HH objects are marked. North is up and east is left.

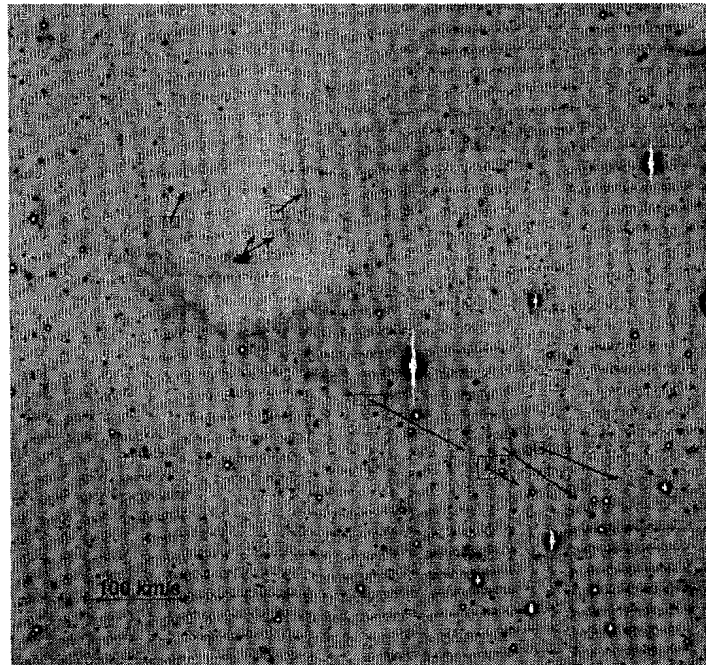


Figure 5.7: Proper motion vectors for individual features in the CG 30 complex. The boxes indicate regions used for cross-correlation. The values for the vectors are given in the Table 5.3. North is up and east is left.

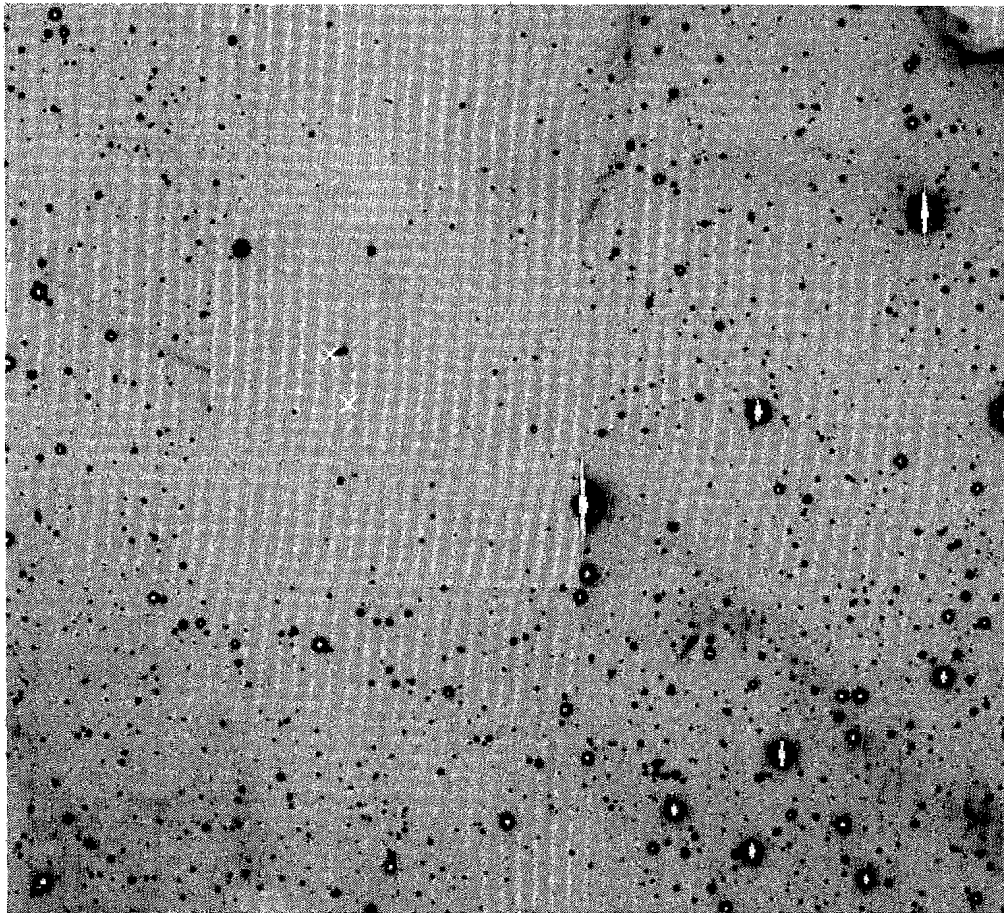


Figure 5.8: The infrared image from Hodapp & Ladd (1995) was superposed onto the large Subaru image, so we can directly see the positions of the eight infrared HH objects and put them in the context with our optical data. The two crosses mark the positions of the two submm sourced found by Launhardt et al. (2000). For a detailed discussion, see § 4.4.

Table 5.2: Coordinates of the observed HH objects in the region around CG 30

Feature name	R.A. (hh:mm:ss.s)	Dec. (dd:mm:ss.s)
HH 948		
A	08:09:30.4	-36:04:25
B	08:09:30.6	-36:04:19
C	08:09:31.8	-36:04:16
HH 949		
A	08:09:36.8	-36:04:29
B	08:09:37.2	-36:04:27
C	08:09:37.4	-36:04:26
D	08:09:36.8	-36:04:25
E	08:09:37.2	-36:04:25
F	08:09:36.5	-36:04:35
G	08:09:35.7	-36:04:50
HH 120		
	08:09:32.5	-36:04:55
B	08:09:32.9	-36:04:56
C	08:09:32.6	-36:04:56
D	08:09:32.8	-36:04:56
E	08:09:33.1	-36:04:56
F	08:09:33.0	-36:04:55
G	08:09:32.3	-36:04:58
H	08:09:32.3	-36:04:55
I	08:09:32.5	-36:04:53
J	08:09:32.5	-36:04:51
K	08:09:31.6	-36:04:44
HH 950		
A	08:09:14.6	-36:07:15
B	08:09:16.5	-36:07:12
C	08:09:17.8	-36:07:27
D	08:09:22.1	-36:07:07
E	08:09:24.6	-36:06:40
F	08:09:28.6	-36:06:10
The submm sources.		
North	08:09:33.1	-36:04:59
South	08:09:33.1	-36:05:19

Table 5.3: Proper motions: velocity and angle

Feature	Proper motion ("/century)	kms ⁻¹	P.A. (degrees)
HH 120A, B, C, D	1.3	27	309
HH 120E	2.2	45	332
HH 948B	1.5	31	308
HH 950A	4.1	82	253
HH 950B	4.4	90	240
HH 950C	1.8	36	250
HH 950E	5.3	108	244

5.6. Conclusions

In this work we have studied Herbig-Haro objects associated with CG 30. We find that most of the HH objects belong to two flows: HH 120 and HH 950. The proper motions of the knots in HH 120 suggest that this object is actually composed of at least two outflows. The candidate for the driving source of HH 120 is the northern submm source CG30 SMM-N discovered by Launhardt et al. (2000), which must therefore be a binary or a multiple system.

The southern submm source CG30 SMM-S is located exactly on the axis defined by six IR objects discovered by Hodapp & Ladd (1995). This leaves no doubt that these objects really do form one flow and that this submm source is its driving source (as was already suggested by Launhardt et al. 2000).

We propose that this flow forms a part of the large HH 950 flow that appears in our optical images. HH 950 consists of two lobes - while its northeastern lobe is almost featureless (the only visible feature is its bright rim), the southwestern lobe shows a complex structure made of fine filaments and knots. Interesting is the fact that the HH knots in this lobe do not all lie on the same axis. It seems the axis swiftly changed toward the south at the time the knots B and C were produced. We argue that CG30 SMM-S could be a binary system. At least one member of the system is a young star emitting the HH 950 jet. The interaction of both objects causes the change of direction of the HH 950 axis.

Acknowledgments We thank Ralf Launhardt for providing the accurate positions of the submillimeter sources and Klaus Hodapp for providing us with the original infrared image of the CG 30. Primož Kajdič acknowledges the Dirección General de Estudios de Posgrado of the UNAM for a scholarship supporting his graduate studies. This study has been supported by the NSF through grant AST0407005. This material is based upon work supported by the National Aeronautics and Space Administration through the NASA Astrobiology Institute under Cooperative Agreement No. NNA04CC08A issued through the Office of Space Science.

References

- Bhatt, H. C. 1999, MNRAS, 308, 40
- Devine, D., Reipurth, B., Bally, J., Balonek, T. J. 1999, ApJ, 117, 2913
- Graham, J. R., Heyer, M. H. 1989, PASP, 101, 573
- Gum, C. S., 1952, Obs, 72, 151
- Hawarden, T. G., Brand, P. W. J. L. 1976, MNRAS, 175, 19
- Hodapp, K. W., Ladd, E. F. 1995, ApJ, 453, 715
- Kim, J. S., Walter, F. M., Wolk, S. J. 2005, ApJ, 129, 1564
- Knude, J., Jønch-Sørensen, H., Nielsen, A. S. 1999, A&A, 350, 985
- Knude, J., Nielsen, A. S. 2000, A&A, 362, 1142
- Launhardt, R., Sargent, A. I., Henning, Th., Zylka, R., Zinnecker, H. 2000, Birth and Evolution of Binary Stars, poster proceedings of IAU Symp. No. 200, eds. B. Reipurth & H. Zinnecker, p. 103
- Nielsen, A. C., Olberg, M., Knude, J., Booth, R. S. 1998, A&A, 336, 329
- Nielsen, A. S., Jønch-Sørensen, H., Knude, J. 2000, A&A, 358, 1077
- Nisini, B., Garatti, C. A., Giannini, T., Lorenzetti, D. 2002, A&A, 393, 1035
- Persi, P., Ferrari-Toniolo, M., Mareuzi, A. R., Anglada, G., Chini, R., Krügel, E., Sepúlveda, I. 1994, A&A, 282, 233
- Pettersson, B. 1984, A&A, 139, 135
- Reipurth, B. 1981, A&AS, 44, 379
- Reipurth, B. 1983, A&A, 117, 183
- Scarrott, S. M., Gledhill, T. M., Rolph, C. D., Wolstencroft, R. D. 1990, MNRAS, 242, 419
- Schwartz, R. D. 1977, ApJ, 212, 25
- Schwartz, R. D., Greene, T. P. 2003, AJ, 126, 339
- Westerlund, B. E. 1963, MNRAS, 127, 71
- Wu, J., Dunham, M. M., Evans, N. J. II, Bourke, T. L., Young, C. H. 2007, AJ, 133, 1560
- Zealey, W. J., Ninkov, Z., Rice, E., Hartley, M., Tritton, S. B. 1983, ApL, 23, 119
- Zinnecker, H., Krabbe, A., McCaughrean, M. J., Stanke, T., Stecklum, B., Brandner, W., Padgett, D. L., Stapelfeldt, K. R., Yorke, H. W. 1999, A&A, 352, L73

Capítulo 6

Movimientos propios de HH 110

6.1. Introducción

El descubrimiento de HH 110 fue reportado por primera vez por Reipurth & Olberg (1991). Fue descubierta durante un estudio de la nube L1617 en el complejo Orion B. Desde su descubrimiento HH 110 causó mucha curiosidad debido a su morfología (muy diferente de los chorros HH típicos). En las imágenes HH 110 parece tener 10' de largo, lo que a su supuesta distancia de 460 pc corresponde a 0.45 pc en proyección. HH 110 consta de muchos nudos rodeados por un gas poco brillante que está presente en todo el chorro. El chorro HH 110 parece estar bastante colimado pero tiene curvas sucesivas. Se esperaba encontrar la fuente del chorro 110 a lo largo del eje de sistema, pero las observaciones en $2.2\mu\text{m}$ y en longitudes de onda milimétricas no la detectaron. Lo que se descubrió en ondas milimétricas fue otro flujo molecular en las inmediaciones del nudo A de HH 110. Se identificó el objeto IRAS 05487+0255 como su fuente.

Reipurth et al. (1996) presentaron unas imágenes CCD que revelaban la existencia de otro flujo (HH 270) al noreste de HH 110. Los mismos autores estudiaron los movimientos propios de ambos flujos y propusieron que provienen de la misma fuente (proto)estelar. Para que esto fuera posible, los autores propusieron que el flujo HH 270 estaba siendo desviado por una nube molecular densa. La colisión del chorro con la nube tendría varias consecuencias para el jet: éste es desviado y reaparece como el chorro HH 110, su velocidad disminuye y también disminuye su grado de colimación (aunque éste todavía sea alto). Hay varias evidencias en favor de esta hipótesis: los nudos de HH 270 muestran una alta velocidad tangencial en el cielo de 300 km s^{-1} en dirección al nudo A de HH 110. La velocidad promedio de los nudos de HH 110 es $\sim 150\text{ km s}^{-1}$ y el ángulo entre las direcciones de propagación de los nudos de ambos chorros es $\sim 58^\circ$. Estos datos coinciden en gran medida con las predicciones teóricas de Raga & Cantó (1995).

Choi (2001) propuso que los dos chorros no están relacionados y que no puede haber colisión entre HH 270 y la nube molecular debido a que no hay

emisión de HCO^- alrededor del punto de impacto (en el que el chorro HH 270 está siendo desviado), sino que esta emisión aparece al oeste de este punto. Raga et al. (2002) realizaron simulaciones numéricas de un jet desviado por una nube molecular muy densa. Encontraron que en el caso de un chorro recto (sin precesión), éste penetra la nube excavando un hoyo dentro de ella, desplazando así el punto de impacto hacia adentro de la nube. Como consecuencia, el chorro desviado deja de existir en ~ 1000 años, mientras que el punto de impacto ya no se ubica en la posición donde se cruzan los ejes de los dos chorros, sino que se encuentra más adelante, a lo largo del eje del chorro original.

La región del sistema HH 110/270 fue estudiada en longitudes de onda de radio (3.6 y 6 cm) por Rodríguez et al. (1998). Ellos detectaron siete fuentes en la región. La fuente más intensa (VLA 1) está asociada con una fuente IR (que Reipurth et al. (1996) propusieron como origen del sistema HH 110/270), y con la fuente IRAS 05487+0256. La otra fuente, VLA 2, está asociada con la fuente IRAS 05489+0255 y el flujo molecular de CO descubierto por Reipurth & Olberg (1991).

En este artículo estudiamos movimientos propios del sistema HH 110/270 usando dos conjuntos de imágenes tomados en un lapso de tiempo de 15 años. El primer conjunto consiste de dos imágenes obtenidas con el telescopio ESO New Technology Telescope (NTT) con filtros de banda angosta de $\text{H}\alpha$ y $[\text{S II}]\lambda 6716+6731$ el día 7 de enero del 1991. El segundo conjunto consiste en dos imágenes en las mismas líneas de emisión pero tomadas con el Telescopio Subaru los días 4 y 5 de enero de 2006.

Para estudiar HH 110 con más detalle, usamos las imágenes de alta resolución obtenidas con el Telescopio Espacial Hubble los días 21 de enero de 2004 y 13 de noviembre de 2005. Éstas son las observaciones del sistema HH 110/270 con más resolución obtenidas hasta la fecha, lo que nos permite estudiar la cinemática de los flujos en el punto de impacto y el nivel de turbulencia del chorro HH 110.

Este artículo está organizado de la siguiente manera: en § 6.2 presentamos nuestros datos y las técnicas de reducción aplicadas. En § 6.3 presentamos la metodología usada y los resultados del trabajo. Éstos se discuten en § 6.4.

6.2. Observaciones

6.2.1. Imágenes del NTT

Las observaciones con el ESO New Technology Telescope se llevaron a cabo el día 7 de enero de 1991 usando el ESO Multi Mode Instrument (EMMI) y dos filtros de banda angosta en las líneas de emisión $\text{H}\alpha$ y $[\text{S II}]\lambda 6731+6716$ (Figura 6.1). Las longitudes de onda centrales de los filtros y sus anchos de banda fueron 6568, 6728 Å y 33, 75 Å respectivamente. Las dos imágenes fueron obtenidas combinando tres exposiciones de 15 minutos. Las imágenes fueron

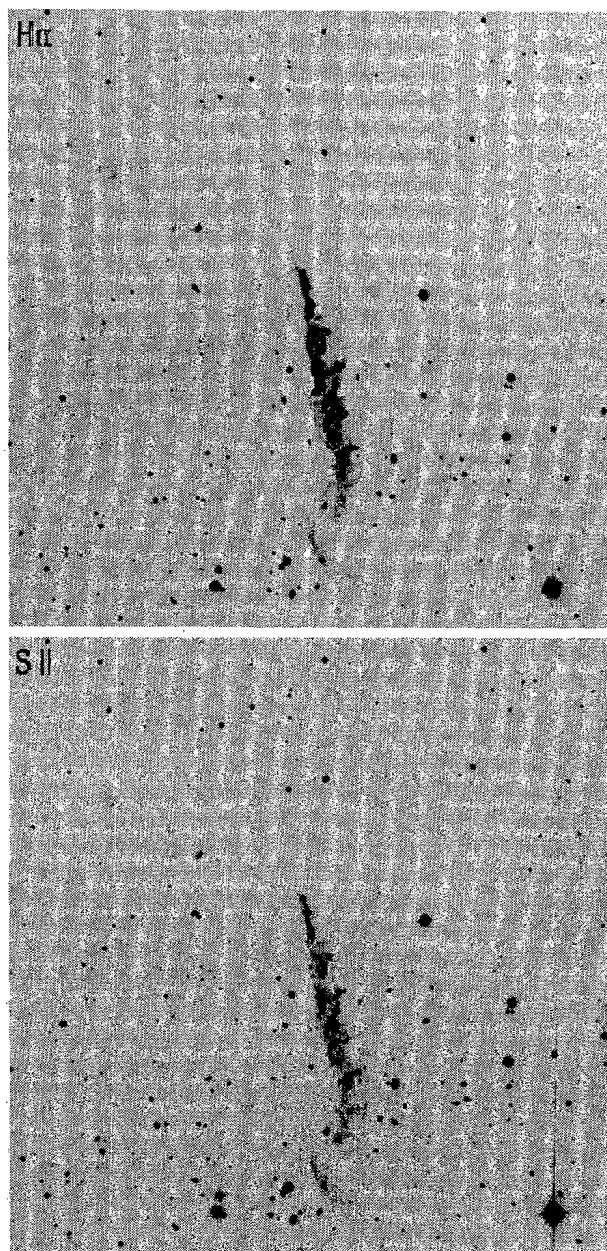


Figura 6.1: Imágenes obtenidas con el telescopio ESO NTT y ESO Multi Mode Instrument el día 19 de enero del 1991 usando dos filtros de banda angosta: $H\alpha$ (arriba) y $[S II]\lambda 6716+6731$ (abajo). Los tiempos de exposición son 15 minutos en ambos casos. El norte está arriba y el este a la izquierda. El tamaño angular de las imágenes es $\sim 19'$.

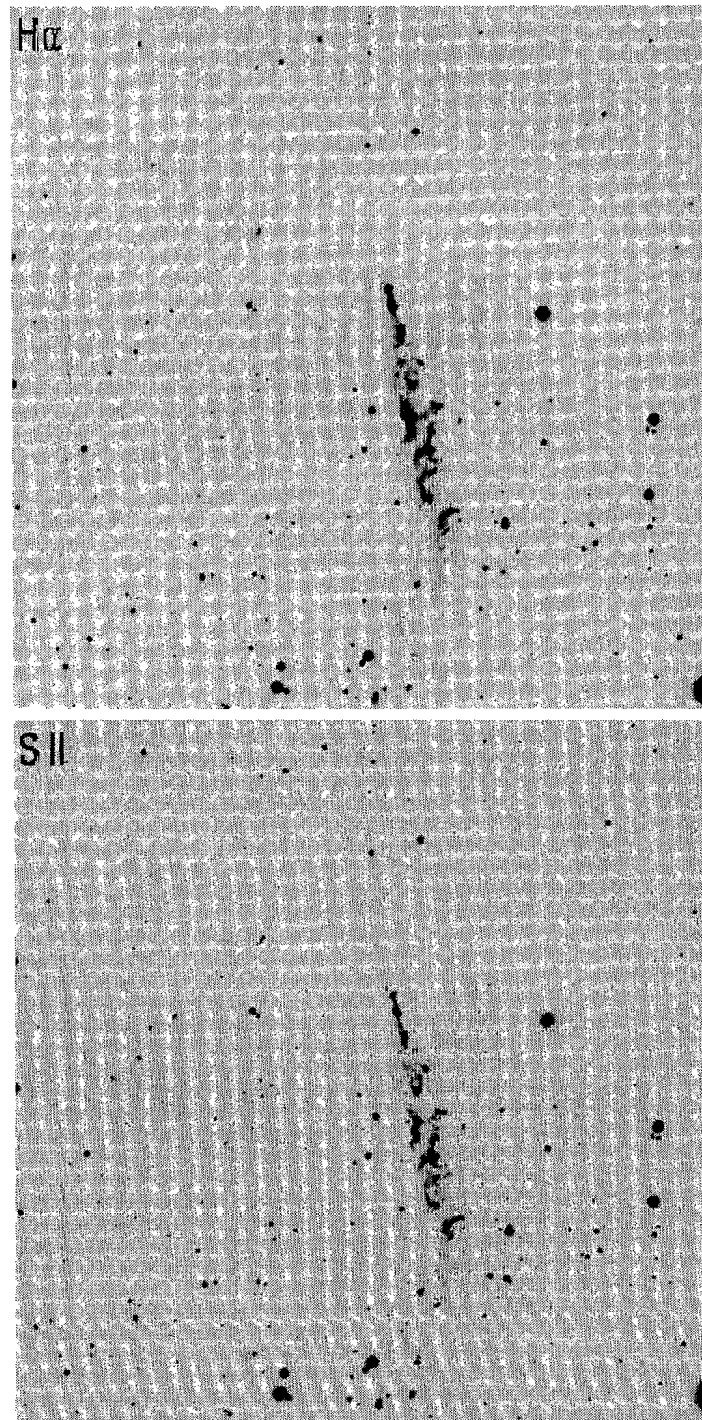


Figura 6.2: Las imágenes obtenidas con el Subaru telescope y el Subaru Prime Focus Camera los días 4 y 5 de enero de 2006 en líneas $H\alpha$ (arriba) y $[S II]\lambda 6716+6731$ (abajo). La dos fueron producidas combinando cinco exposiciones de seis minutos. El norte está arriba y el este a la izquierda. El tamaño angular de las imágenes es $\sim 19'$.

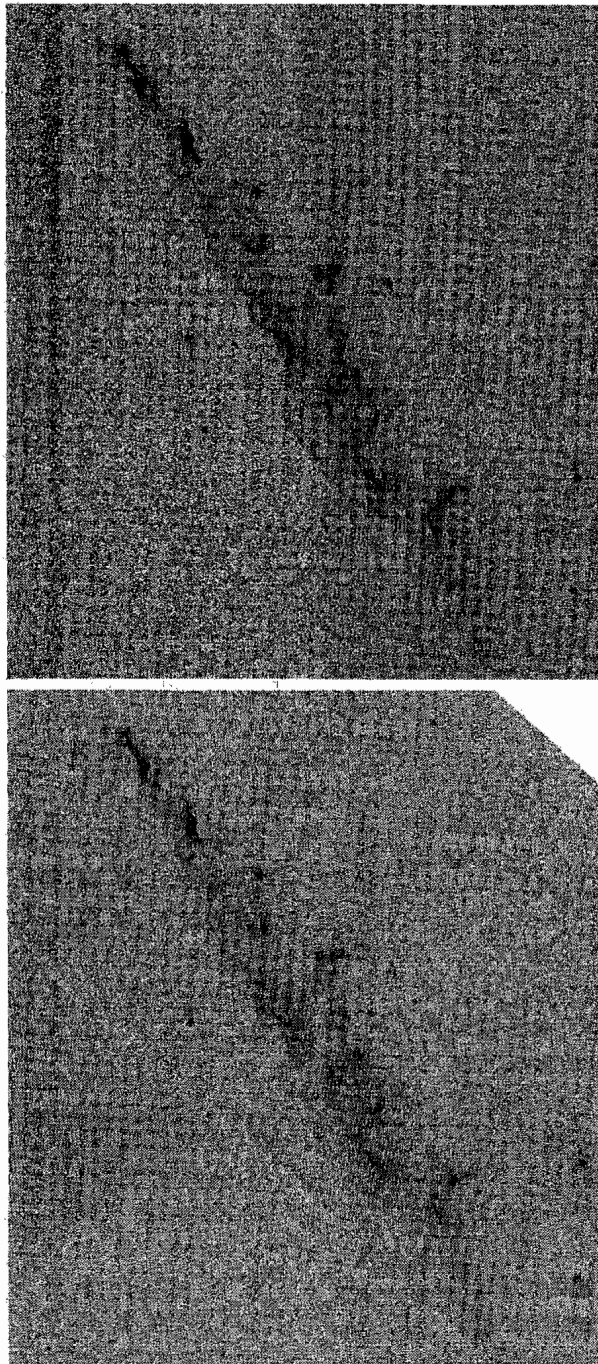


Figura 6.3: Las imágenes del Telescopio Espacial Hubble usando el Advanced Camera for Surveys (ACS) obtenidas los días 21 de enero de 2004 (arriba) y 13 de noviembre de 2005 (abajo) con tiempos de exposición de 82 y 36 minutos respectivamente. En ambos casos se ha usado el filtro de H α .

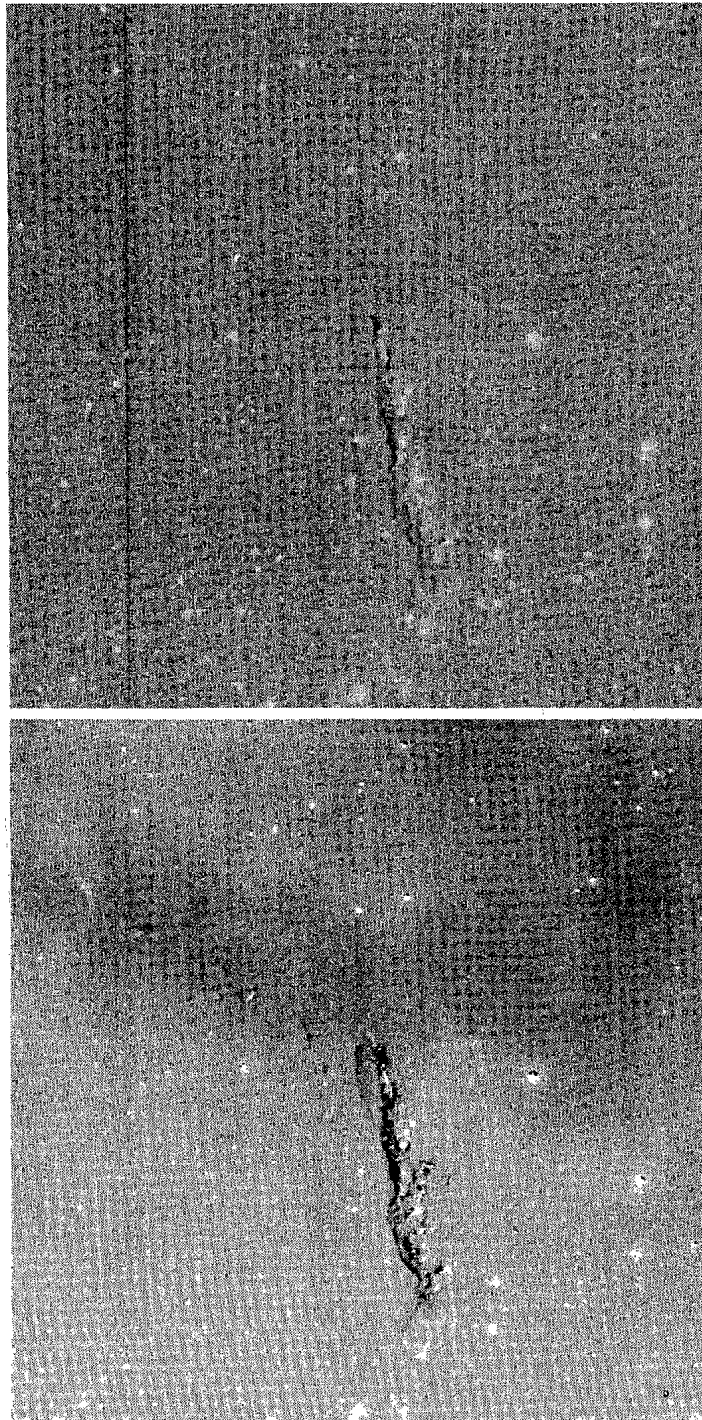


Figura 6.4: Las dos imágenes fueron obtenidas sustrayendo la imagen en [S II] de la imagen en $H\alpha$ (en la de arriba las imágenes de NTT fueron sustraídas y en la de abajo las imágenes de Subaru Telescope). El color negro representa la emisión en $H\alpha$ y el color blanco la emisión en [S II]. Antes de sustraer la imagen en [S II], la imagen en $H\alpha$ fue dividida por un factor, que en caso de la imagen de NTT fue 2.5 y en el caso de la de Telescopio Subaru fue 2. El tamaño angular de las imágenes es $\sim 19'$.

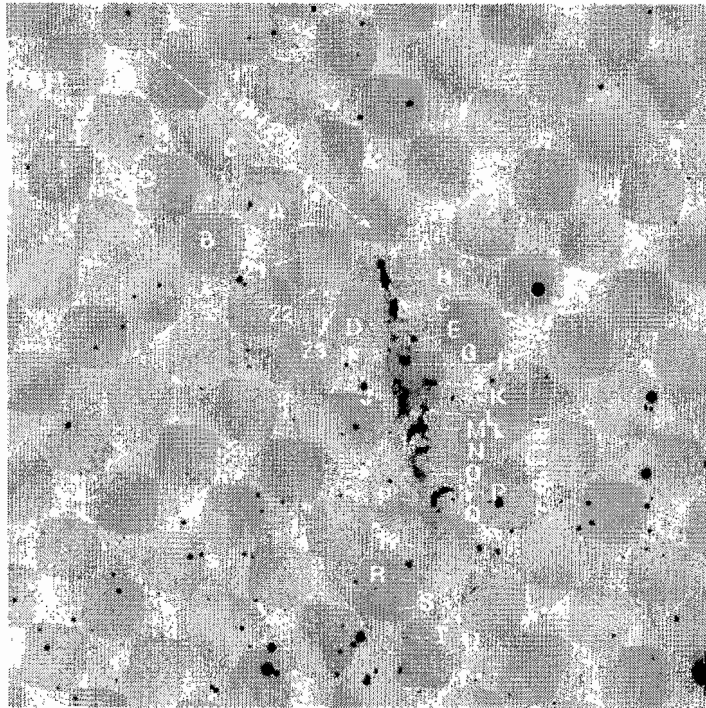


Figura 6.5: Nudos de HH 270 y HH110. El objeto REFL. es probablemente una nebulosa de reflexión (ver Reipurth et al. 1996).

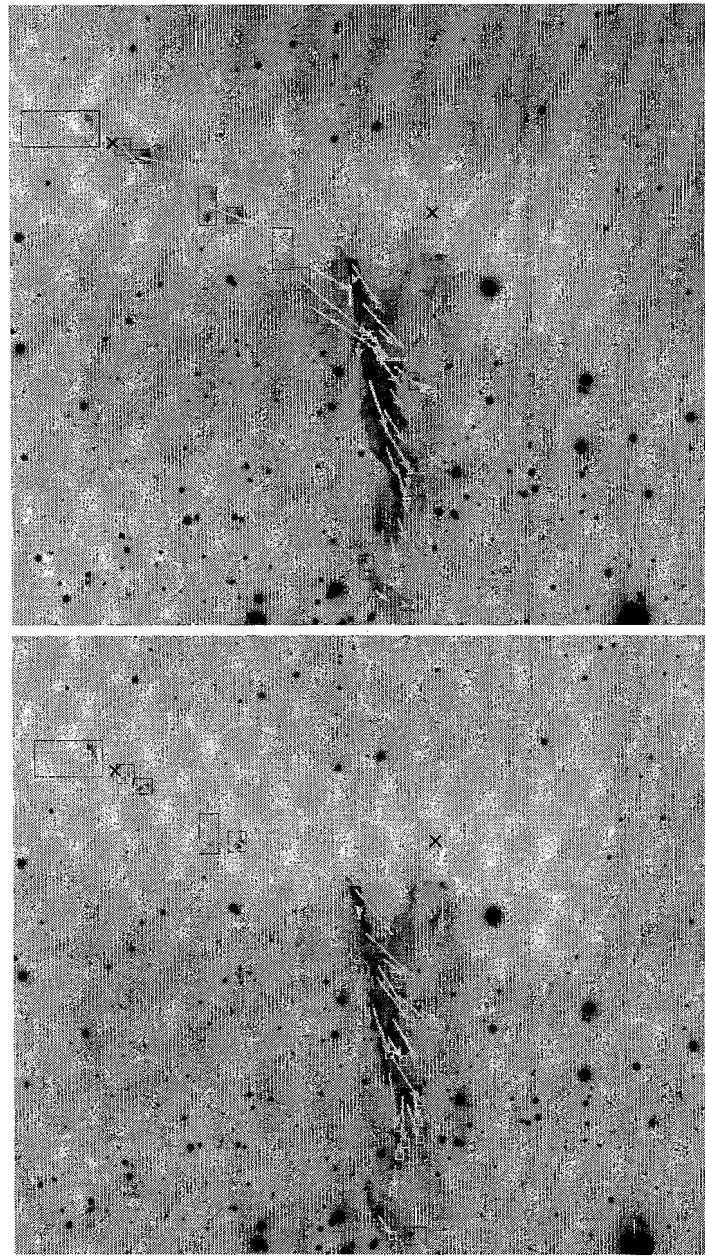


Figura 6.6: Los movimientos propios de los nudos del chorro HH 110 obtenidos de imágenes de $H\alpha$ (arriba), $[S II]$ (abajo) del NTT y telescopio Subaru. Las cajas de las que salen los vectores representan las regiones usadas en los cálculos de correlación cruzada. Las cajas alrededor de los picos de los vectores representan los errores de los movimientos propios. Las dos cruces marcan las posiciones de las fuentes en radio descubiertas por Rodríguez et al. (1998). Norte esta arriba y el este en la izquierda. El tamaño angular de las imágenes es $\sim 19'$.

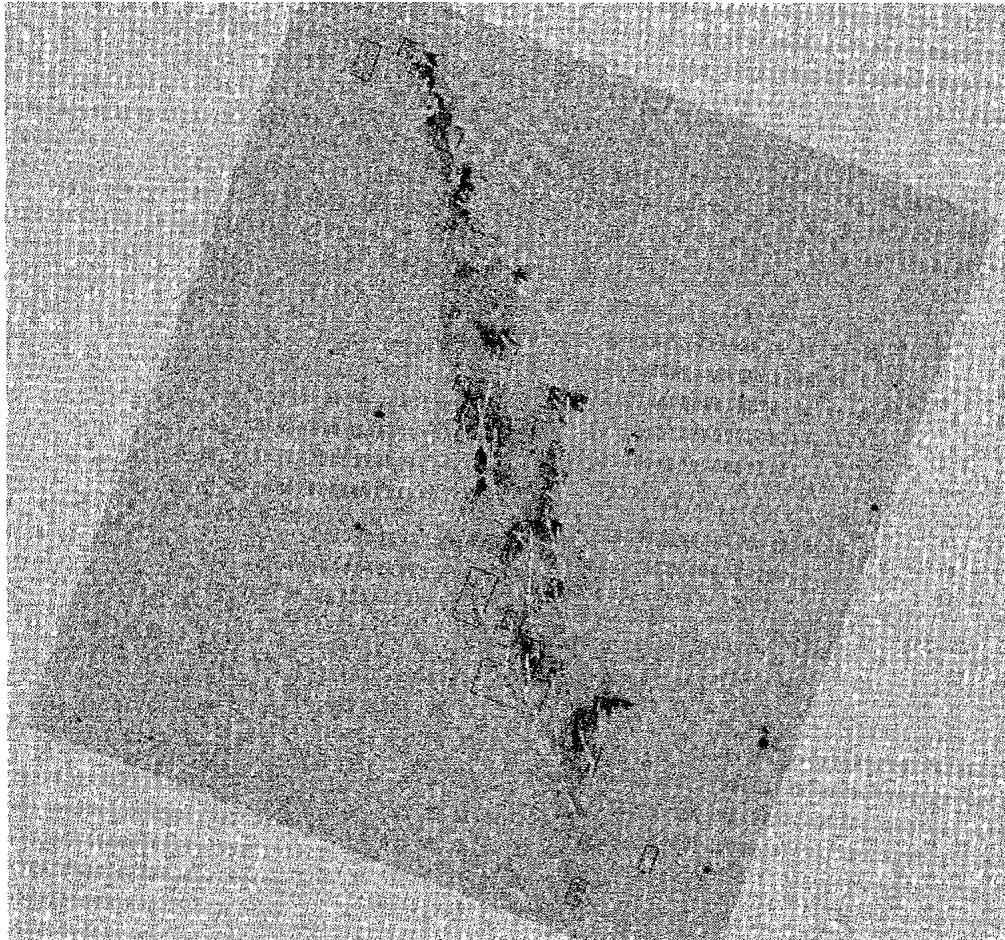


Figura 6.7: Movimientos propios de los nudos del chorro HH 110 obtenidos de nuestras imágenes de $H\alpha$ del Telescopio Espacial Hubble. Norte esta arriba y el este en la izquierda. El tamaño angular de las imagenes es $\sim 15'$.

reducidas usando las técnicas estándares de reducción de imágenes (sustracción de bias y corrección del campo "flat-fielding"). El FWHM promedio de la función de dispersión de punto de las estrellas en las imágenes es $1''.1$. La Tabla 6.1 resume las características de las imágenes presentadas en este artículo.

6.2.2. Imágenes de Subaru

Se realizaron observaciones con el Telescopio Subaru el día 4 de enero de 2006 (imagen en $H\alpha$) y el día 5 de enero de 2006 (imagen en $[S II]$) usando la Subaru Prime Focus Camera (Suprime-Cam). Esta cámara es un mosaico de diez CCDs del tamaño de 2048×4096 pixeles, que están ubicados en el foco primario del Telescopio Subaru. Se usaron los filtros de banda angosta N-A-L659 y N-A-L671 (con longitudes de onda centrales 6600 \AA y 6712 \AA y los FWHMs de 100 \AA and 120 \AA .) Las dos imágenes fueron obtenidas combinando cinco exposiciones con tiempos de exposición individual de 720 segundos, resultando en un tiempo de exposición total de una hora. Las imágenes fueron reducidas usando las rutinas de IRAF. Se ha aplicado el procedimiento estandar de reducción de imágenes (sustracción de bias y dark, corrección de "flat-field", y corrección por distorsión). Las exposiciones fueron combinadas usando las rutinas de IRAF MSCRED, MSCSETWCS, MSCZERO y GREGISTER. Las imágenes de la Figura 6.2 muestran la región alrededor de HH 110 y representan una parte de la imagen completa. La resolución angular en el caso de la imagen de $H\alpha$ es $1.1''$ y en el caso de la de $[S II]$, ésta es $0.66''$.

6.2.3. Imágenes del HST

Se realizaron observaciones con el Telescopio Espacial Hubble en dos ocasiones: la primera se hizo el día 21 de enero de 2004 y la segunda el día 13 de noviembre de 2005 usando el Advanced Camera for Surveys (ACS), la configuración WFC y el modo de obtención de imágenes. Se utilizó el filtro de banda angosta F658N con λ central 6580 \AA y el FWHM $\sim 75 \text{ \AA}$. Las dos imágenes fueron obtenidas combinando tres exposiciones con tiempos de exposición individuales de 82 (imagen de 2004) y 32 (imagen de 2005) minutos. Las exposiciones se redujeron en "pipe-line" y luego se combinaron. Hubo un error en la primera imagen ya que el CCD no fue debidamente orientado. Por esto, el cociente señal a ruido en esta imagen es de menor calidad que en la segunda imagen. También se tuvo que aplicar la rutina de IRAF llamada CRNEBULA para eliminar los rayos cósmicos. Esto ha afectado algunas regiones de la imagen de HH 110 (como los nudos muy densos, quitándoles una fracción de la señal).

El FWHM de la función de dispersión de punto de las estrellas en las dos imágenes es excelente ($0.14''$).

}

Cuadro 6.1: Resumen de las observaciones

Fecha	Tiempo de exposición	Telescopio	Instrumento	λ central (Å)	$\Delta\lambda$ (Å)
Enero 7 1991	45 min	NTT	EMMI	6568	33
Enero 7 1991	45 min	NTT	EMMI	6728	75
Enero 4 2006	60 min	Subaru	Suprime-Cam	6600	100
Enero 5 2006	60 min	Subaru	Suprime-Cam	6712	120
Enero 21 2004	82 min	Hubble	ACS	6580	75
Noviembre 13 2005	32 min	Hubble	ACS	6580	75

Cuadro 6.2: Dispersión de velocidad en los nudos

Nudo	No. de subestructuras	$\langle v \rangle$ (kms ⁻¹)	σ_v (kms ⁻¹)	σ'_v (kms ⁻¹)
H	6	134	40	2
I	3	89	20	2
J	9	53	78	5
M	5	150	67	4
S	5	71	26	5

Cuadro 6.3: Resultados de las observaciones hechas con los telescopios NTT y Telescopio Subaru en líneas de emisión H α y [S II]: velocidades y ángulos.

Nudo	H α		[S II]	
	v (kms $^{-1}$)	P. A. °	v (kms $^{-1}$)	P. A. °
HH 110				
A	129	213	146	221
B	26	156	30	176
C	161	222	166	226
D	41	223	81	167
E	57	224	69	226
F	44	178		
G	53	198		
H	120	216	123	212
H'			144	217
I	116	232	131	229
J	136	198	130	200
K	54	248		
L	62	215	129	210
M	101	212	73	212
N	127	210	140	213
O	85	204	142	189
P	74	175	85	188
P'	121	193	125	184
Q	43	202	96	200
R	70	194	29	177
R'	67	203	72	175
S	16	177	64	217
T	47	229		
U	17	261	56	216
HH 270				
A	250	239	274	238
B + C	219	248	212	236
E	87	219	88	204
D	353	255	213	220
Z1	208	238		
Z2	231	231		
Z3	251	237		

Cuadro 6.4: Comparación de velocidad promedio obtenida con el HST y con los telescopios terrestres.

Nudo	$\langle v \rangle$ con HST (kms ⁻¹)	$\langle v \rangle$ en H α (kms ⁻¹)	$\langle v \rangle$ en [S II] (kms ⁻¹)
H	134	120	123
I	89	116	131
J	53	136	130
M	150	101	73
S	71	16	64

6.3. Métodos y resultados

6.3.1. Cinemática

Nuestro estudio de la cinemática del sistema HH 110/270 está basado en tres conjuntos de imágenes: los tiempos transcurridos entre las imágenes del NTT y del Subaru son de 5476 y 5477 días (14.99 años) para las imágenes en H α y [S II], respectivamente. En el caso de las imágenes del HST el tiempo transcurrido es de 662 días (1.81 años).

La diferencia principal entre las imágenes obtenidas con los telescopios terrestres y con el HST es la resolución angular. Las imágenes del HST nos permiten estudiar en detalle la estructura y la expansión de los nudos individuales de HH 110 (HH 270 no aparece en estas imágenes).

En todos los casos manipulamos las imágenes para que coincidieran en resolución, distorsión y orientación. Esto se hizo usando las rutinas de IRAF GEOMAP y GREGISTER.

Después escogimos las estructuras cuyos movimientos propios queríamos obtener. Limitamos las regiones escogidas con cajas (ver Figuras 6.6 y 6.7). Para calcular los desplazamientos en cada una de las cajas, usamos la técnica de correlación cruzada en 2 dimensiones. Las salidas de la rutina son los desplazamientos en pixeles y los ángulos de los vectores de los movimientos propios.

Hemos medido la dispersión de velocidad de los nudos H, I, J, M y S (ver Figura 6.5). Los resultados están en la Tabla 6.2, donde: (1) es el nombre del nudo, (2) es el número de subestructuras en cada nudo, observadas en las imágenes del Telescopio Espacial Hubble, (3) es la velocidad proyectada promedio de las subestructuras en cada nudo, (4) es la dispersión de velocidad en el nudo y (5) error promedio de las mediciones de v de las subestructuras que pertenecen cada nudo. Los resultados están presentados en Tabla 6.3 y figura 6.3.

Como la medida para el nivel de turbulencia en los nudos hemos usado la dispersión de velocidades de las subestructuras que pertenecen a un nudo, σ_v . Ésta la calculamos como:

$$\sigma_v^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \left((v_x(i) - \langle v_x \rangle)^2 + (v_y(i) - \langle v_y \rangle)^2 \right), \quad (6.1)$$

donde N es el número de subestructuras en cada nudo, y $\langle v_x \rangle$ y $\langle v_y \rangle$ son valores promedios de las componentes de velocidad de las subestructuras que pertenecen a un nudo. Hemos calculado movimientos propios de HH 110 varias veces y calculamos el error, σ'_v , para cada caja. Luego promediamos estos valores en cada uno de los nudos para obtener σ'_v que aparece en la Tabla 5.2.

Se puede ver que en todos los nudos, la dispersión de velocidad es por un factor 5-20 mayor que los errores de las mediciones. Comparando la dispersión de velocidad con el valor $\langle v \rangle$ en cada nudo podemos ver, que el factor $\sigma_v / \langle v \rangle$ tiene valores entre 0.24 (nudo I) y 1.5 (nudo J). En el nudo J éste es mayor que 1.

Nuestros resultados para $\langle v \rangle$ de los nudos obtenidos con los telescopios terrestres coinciden con los de López et al. (2005) y Reipurth et al. (1996). Riera et al. (2003) calcularon la dispersión de velocidad a lo largo de todo el jet HH 110. El valor promedio de la dispersión que obtienen es $\sim 40 \text{ kms}^{-1}$ y es aproximadamente constante a lo largo del flujo, aunque en algunas posiciones puede ser más grande o más pequeño. Entre los valores que obtuvimos nosotros, solo en el caso del nudo H, σ_v tiene valor de 40 kms^{-1} . En caso de los nudos J y M este valor es más alto y en caso de los nudos I y S éste es mas pequeño.

Si comparamos $\langle v \rangle$ de los nudos H, I, J, M y S obtenidas a partir de las observaciones con el telescopio HST y con los telescopios terrestres (Tabla 6.4), podemos ver, que las tres mediciones coinciden solamente en el caso de nudo H, mientras que para los demás nudos, el valor obtenido con el HST difiere mucho de otros dos. Esto se debe a que cuando calculamos $\langle v \rangle$ con la función de correlación, las regiones aparentemente más brillantes aportan una contribución mas importante a la velocidad promedio. En el caso de las observaciones hechas con el HST, todas las subestructuras contribuyen de manera igual al valor promedio de la velocidad, independientemente de que tan brillantes o grandes sean.

6.4. Discusión

En este trabajo hemos estudiado los movimientos propios de HH 110 con imágenes obtenidas con los telescopios Subaru y NTT y con el Telescopio Espacial Hubble. Nuestros resultados obtenidos con los telescopios terrestres coinciden bien con los resultados de la literatura (Reipurth et al. 1996, López et al. 2005) Por primera vez se han medido movimientos propios de los nudos que se encuentran en la punta de HH 110. Es muy interesante que los vectores de las velocidades de estos nudos apuntan tangencialmente a la curva imaginaria a lo largo de la cual se encuentran estos nudos. Ésto hasta la fecha no se ha observado en ningun objeto HH. La posible explicación sería que otro flujo, que no se observa en la imágenes, ha interactuado con los nudos mencionados, lo que causó un cambio de la dirección de propagación de estos nudos.

También por primera vez se ha observado HH 110 con el Telescopio Espacial Hubble. Debido a la alta resolución de estas imágenes hemos podido resolver los nudos de HH 110 en estructuras más pequeñas y medir sus movimientos propios. Nuestro

objetivo fue investigar que tan turbulento es HH 110 a esta escala. Comparando la dispersión de velocidades de las estructuras que pertenecen cada uno de los nudos con velocidad promedio en los nudos hemos concluido, que en la mayor parte de los nudos, el coeficiente $\sigma_v / \langle v \rangle$ es alto (entre 0.24 y 1.5). Hay una dispersión alta de las velocidades de las subestructuras que pertenecen a un nudo determinado.

Referencias

- López, R., Estalella, R., Raga, A. C., Riera, A., Reipurth, B., Heathcote, S., 2005, *A&A*, 432, 567
- Reipurth, B., Olberg, M., 1991, *A&A*, 246, 535
- Reipurth, B., 1983, *A&A*, 117, 183
- Reipurth, B., Raga, A. C., Heathcote, S., 1996, *A&A*, 311, 989
- Riera, A., Raga, A. C., Reipurth, B., Amram, P., Boulesteix, J. 2003, 126, 327
- Choi, M., 2001, *ApJ*, 550, 817
- Rodríguez, L. F., Reipurth, B., Raga, A. C., Cantó, J., 1998, *RevMexAA*, 34, 69
- Raga, A. C., de Gouveia Dal Pino, E. M., Noriega-Crespo, A., Mininni, P. D., Velázquez, P. F., 2002, *A&A*, 392, 267

Capítulo 7

Discusión general

En esta sección voy a resumir los resultados obtenidos en mi trabajo doctoral. Éste consiste de cinco proyectos, de los cuales tres son teóricos y dos son observacionales. En mis trabajos teóricos he simulado chorros de estrellas jóvenes con el código numérico Yguazú, a fin de reproducir algunas características de los objetos HH observados. La parte observacional consiste en estudiar movimientos propios de HH 110 y de los objetos HH que se encuentran en torno del glóbulo cometario CG 30, usando imágenes de telescopios terrestres (NTT y Subaru) y del Telescopio Espacial Hubble de diferentes épocas.

En el trabajo **Cocientes de líneas de emisión en modelos de chorros con velocidad variable** usamos una versión axisimétrica del código Yguazú. Hemos calculado una red de diez modelos de chorros con velocidad de eyección variable en el tiempo, con diferente amplitud y período de variación de la velocidad y con diferente densidad inicial de los chorros y del medio ambiente. Hemos encontrado que la amplitud de la velocidad y la densidad tienen la mayor influencia sobre el espectro emitido por las superficies de trabajo internas. Hemos enfocado nuestros esfuerzos en obtener predicciones de cocientes de once líneas de emisión, haciendo un análisis de su comportamiento en función del cociente $[\text{O I}]\lambda 6300/\text{H}\alpha$. También comparamos nuestras predicciones con los resultados observacionales compilados por Raga, Böhm & Cantó (1996) y con las predicciones obtenidas de los modelos de choques plano-paralelos calculados por Hartigan et al. (1987). Nuestras predicciones concuerdan muy bien con las observaciones para el caso de cocientes de líneas de baja ionización ($[\text{N I}]/\text{H}\alpha$ y $[\text{S II}]/\text{H}\alpha$), así como para el cociente $[\text{O I}]/\text{H}\alpha$. En el caso de líneas de alta ionización nuestros modelos de alta densidad y amplitud (M9 y M10) producen valores de $[\text{O II}]/\text{H}\alpha$ y $[\text{S III}]/\text{H}\alpha$ más altos que los observados. Estos modelos, aunque son de baja Δv , producen una emisión de $[\text{O III}]\lambda 5007$ fuerte. Esta emisión proviene de alas de los nudos que se propagan a lo largo de los chorros. El material que se encuentra dentro de los nudos, sale lateralmente de ellos, chocando con el material del capullo que rodea el chorro, creando choques de proa. La velocidad del choque es parecida a la velocidad promedio del chorro (250 kms^{-1}), lo que es suficiente para producir la emisión de $[\text{O III}]\lambda 5007$.

Comparando nuestras predicciones con los modelos de choques plano-paralelos hemos descubierto, que nuestras predicciones cubren una región mayor en las gráficas de cocientes de dos líneas. Esto se debe a que en nuestras simulaciones la variedad de

geometrías de choques es mas grande.

En el proyecto **Simulaciones numéricas de HH 555** intentamos reproducir la estructura de HH 555. Este objeto es un chorro bipolar, que está saliendo de un filamento de gas neutro (llamado "trompa de elefante"), que se encuentra dentro de una región H II, llamada la Nebulos del Pelicano. En nuestras simulaciones 3D incluimos el flujo de fotones ionizantes y la región H II en expansión, que están interactuando con la trompa de elefante (modelada como una estructura densa y neutra en forma de cilindro con tapa esférica) y con el chorro. El eje del chorro forma un ángulo de 70° con la dirección del flujo de fotones ionizantes. Hemos calculado cuatro modelos con diferentes niveles del flujo, manteniendo los demás parámetros idénticos. Encontramos que el nivel del flujo tiene una gran influencia sobre la estructura y la visibilidad del jet. En el caso de un flujo de fotones ionizantes grande, el viento fotoevaporado, que sale de la superficie de la trompa de elefante, interactúa con el material interestelar en movimiento, creando una estructura de dos choques, que rodea la trompa de elefante. Esta estructura se vuelve la fuente principal de la línea de emisión $H\alpha$. Los mapas de emisión de estos modelos se parecen mucho a las estructuras alrededor de LL Orionis. Los mapas de emisión obtenidos de modelos con el flujo de fotones ionizantes pequeño, muestran estructuras del sistema semejante a las observaciones de HH 555.

En el trabajo **Simulaciones de alta resolución de un chorro HH variable** calculamos tres modelos axisimétricos de un chorro con velocidad de eyección variable en el tiempo, que difieren en su resolución espacial. Nuestro objetivo fue investigar la influencia de la resolución de la simulación sobre la estructura detallada de los chorros y la intensidad de las líneas de emisión. Las tres simulaciones calculadas corresponden a resoluciones del radio del chorro de 20 (modelo M1), 163 (M2) y 1310 (M3) puntos de malla. Solamente una superficie de trabajo interna fué resuelta con la máxima resolución. Estudiamos esta superficie de trabajo interna a sólo un tiempo de integración de $t=160$ años. En nuestras simulaciones hemos obtenido las estructuras de menor tamaño al hacer los incrementos de resolución. Encontramos que las simulaciones no convergen a una solución única, dado que estructuras de menor escala aparecen cuando sube la resolución.

También se han hecho predicciones de mapas de intensidad para las líneas de emisión $H\alpha$ y $[O I]\lambda 6300$. La emisión integrada sobre todo el volumen de la superficie de trabajo interna varía poco en función de la resolución de las simulaciones. En particular la luminosidad integrada de $H\alpha$ varía muy poco en función de la resolución. La luminosidad de $[O I]\lambda 6300$ cambia un 25% del modelo M1 al M2 y solamente un 16% del modelo M2 al M3. Esto implica que la luminosidad de $[O I]\lambda 6300$ dada por el modelo M2 es correcta dentro de un margen de error $\sim 20\%$. Concluimos que las simulaciones numéricas en las que el radio del chorro está resuelto con $100 \rightarrow 200$ puntos de malla son apropiadas para realizar predicciones aceptablemente confiables de intensidades de líneas de emisión en los nudos situados a lo largo del flujo. Sin embargo, esta conclusión está basada en un análisis de un solo conjunto de parámetros del chorro. Será necesario realizar un análisis sobre un rango más amplio de parámetros del chorro.

En el proyecto **Movimientos propios de objetos HH en torno de CG 30** hemos estudiado movimientos propios de objetos HH que se encuentran en la región cercana al glóbulo cometario CG 30. Hemos encontrado que la mayor parte de estos objetos pertenecen a dos flujos: HH 120 y HH 950. Se han calculado los movimientos propios de estos objetos usando dos conjuntos de imágenes de $H\alpha$ obtenidas en diferentes épocas. En base a los movimientos propios de HH 120 propusimos que éste está compuesto por dos flujos. Esto requiere la existencia de dos fuentes estelares que los estén emitiendo. El mejor candidato para fuente estelar de HH 120 es la fuente norte de ondas submilimétricas descubierta por Lauhardt et al. (2000). En el caso de que la hipótesis de la multiplicidad del chorro HH 120 sea correcta, esto significa que la fuente submilimétrica es un sistema binario o múltiple.

La fuente submilimétrica sur está ubicada sobre el eje definido por seis objetos HH en el IR descubiertos por Hodapp et al. (1995). Este hecho no deja dudas que estos objetos forman un flujo y que la fuente mencionada también es su fuente. Proponemos que este flujo forma parte de HH 950. Éste es un flujo bipolar que sale de la cabeza de CG 30 y consiste de muchos objetos HH. Está muy bien colimado. Parece que su eje ha cambiado en el pasado en el momento en el que fueron producidos los nudos B y C. Nosotros argumentamos que la fuente submilimétrica sur también es un sistema binario. La interacción de los dos objetos en el sistema podría causar el cambio del eje de HH 950.

En el trabajo **Movimientos propios de HH 110** hemos calculado los vectores de los movimientos propios de los nudos de HH 110 a partir de las observaciones obtenidas con los telescopios NTT y Subaru en líneas de emisión de $H\alpha$ y $[S II]\lambda\lambda 6731+6716$, y de las observaciones obtenidas con el Telescopio Espacial Hubble en la línea de $H\alpha$. Por primera vez se han medido los movimientos propios de los objetos que forman la punta del chorro HH 110. La punta es muy curvada y, sorprendentemente, los vectores de los movimientos propios de estos nudos apuntan en las direcciones tangenciales a la forma del chorro. Esto no ha sido observado previamente en ningún objeto HH. También hemos observado HH 110 por primera vez con el Telescopio Espacial Hubble. Debido a la alta resolución angular de estas imágenes hemos podido resolver los nudos de HH 110 en estructuras más pequeñas. Nuestro objetivo fue determinar si HH 110 es turbulento a estas escalas. Comparando la dispersión de velocidades de las estructuras que pertenecen cada uno de los nudos con velocidad promedio en los nudos hemos concluido, que el coeficiente $\sigma_v / \langle v \rangle$ en estos nudos es alto (entre 0.24 y 1.5) lo que significa que las velocidades de las subestructuras que pertenecen a un nudo determinado, muestran un alto nivel de dispersión.

Capítulo 8

Apéndice

8.1. Método hidrodinámico del código Yguazú

El código Yguazú resuelve el siguiente sistema de ecuaciones hidrodinámicas:

$$\frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\partial F}{\partial x} + \frac{\partial G}{\partial y} + \frac{\partial H}{\partial z} = S, \quad (8.1)$$

donde

$$U = [E, \rho u, \rho v, \rho e, \rho, n_1, n_2, \dots, n_R], \quad (8.2)$$

$$F = [u(E + P), \rho u^2 + P, \rho u w, \rho u v, \rho u, n_1 u, \dots, n_R u], \quad (8.3)$$

$$G = [v(E + P), \rho v w, \rho v^2 P, \rho v w, \rho v, n_1 v, \dots, n_R v], \quad (8.4)$$

$$H = [w(E + P), \rho w w, \rho w w, \rho w^2 + P, \rho w, n_1 w, \dots, n_R w], \quad (8.5)$$

$$S = [G - L, 0, 0, 0, 0, S_1, S_2, \dots, S_R], \quad (8.6)$$

con

$$E = \frac{1}{2} \rho (u^2 + v^2 + w^2) + C_v P, \quad (8.7)$$

$$P = \left(\frac{\rho}{m} + n_e \right) k T, \quad (8.8)$$

$$n_e = \sum_{r=1}^R z_r n_r, \quad (8.9)$$

$$m = \frac{\sum_{r=1}^R m_r n_r}{\sum_{r=1}^R n_r}. \quad (8.10)$$

(u, v, w) son las tres componentes de la velocidad del flujo en las direcciones (x, y, z) , ρ es la densidad, P la presión, T la temperatura y $n_1 \dots n_R$ las densidades numéricas de diferentes especies atómicas/iónicas y moleculares con masas m_1, \dots, m_R y cargas z_1, \dots, z_R .

El calor específico a volumen constante C_v se aproxima por

$$C_v = \frac{3n_{at} + 5n_{mol}}{2(n_{at} + n_{mol})}, \quad (8.11)$$

donde n_{at} es la densidad numérica de los átomos e iones y n_{mol} es la densidad numérica de las moléculas. El vector S se llama vector fuente ("source vector") y abarca las ganancias de energía por fotoionización G , la pérdida de energía L y los términos fuente S_1, \dots, S_R debidas a las reacciones entre diferentes especies.

La evolución numérica del sistema de ecuaciones (8.1) es realizada mediante cinco pasos principales:

- i) Primero el sistema avanza medio paso de tiempo para obtener $U(t + \Delta t/2)$

$$\begin{aligned} U_{ijk}(t + \Delta t/2) = & U_{ijk}(t) \\ & - \frac{\Delta t}{2\Delta x} (F_{i-1,j,k}^+ + F_{i+1,j,k}^- - F_{i,j,k}^+ - F_{i,j,k}^-) \\ & - \frac{\Delta t}{2\Delta y} (G_{i,j-1,k}^+ + G_{i,j+1,k}^- - G_{i,j,k}^+ - G_{i,j,k}^-) \\ & - \frac{\Delta t}{2\Delta z} (H_{i,j,k-1}^+ + H_{i,j,k+1}^- - H_{i,j,k}^+ - H_{i,j,k}^-) \\ & + \frac{\Delta t}{2} \langle S \rangle_{ijk}(t). \end{aligned} \quad (8.12)$$

donde i, j, k son los índices de los puntos en la malla y $\Delta x, \Delta y, \Delta z$ son los intervalos entre dos puntos consecutivos sobre los ejes x, y, z respectivamente. El término $\langle S \rangle$ está promediado sobre el paso de tiempo. Alrededor de cada punto nos imaginamos una celda cúbica cuyos lados son perpendiculares a los ejes de la malla y se ubican en la mitad de los intervalos entre dos puntos consecutivos de la malla. Los valores de las variables, evaluados en los lados de estas celdas, tienen índices fraccionarios tipo $i - 1/2, i + 1/2, \dots$

Los flujos $F^+, F^-, G^+, G^-, H^+, H^-$ se calculan a partir de los valores $U(t)$ usando el algoritmo de "flux vector splitting" descrito por Van Leer et al. (1982) (ver la siguiente sección).

- ii) Con el nuevo vector $U(t + \Delta t/2)$ se calculan las variables primitivas

$$Prim = [P, u, v, w, \rho, n_1, \dots, n_R], \quad (8.13)$$

- iii) a partir de las cuales se calculan primero los gradientes en cada lado de la celda que contiene al punto:

$$\Delta_{x,ijk}^+ = Prim_{i+1,j,k} - Prim_{ijk}, \quad (8.14)$$

$$\Delta_{x,ijk}^- = Prim_{ijk} - Prim_{i-1,j,k}, \quad (8.15)$$

$$\Delta_{y,ijk}^+ = Prim_{i,j+1,k} - Prim_{ijk}, \quad (8.16)$$

$$\Delta_{y,ijk}^- = Prim_{i,j,k} - Prim_{i,j-1,k}, \quad (8.17)$$

$$\Delta_{z,ijk}^+ = Prim_{i,j,k+1} - Prim_{ijk}, \quad (8.18)$$

$$\Delta_{z,ijk}^- = Prim_{ijk} - Prim_{i,j,k-1}, \quad (8.19)$$

con estos gradientes se obtienen los gradientes dentro la celda:

$$\Delta_x = Av(\Delta_x^+, \Delta_x^-) \quad (8.20)$$

$$\Delta_y = Av(\Delta_y^+, \Delta_y^-) \quad (8.21)$$

$$\Delta_z = Av(\Delta_z^+, \Delta_z^-) \quad (8.22)$$

$$(8.23)$$

donde la función $Av(A, B)$ calcula un promedio no lineal de las cantidades (A, B) de la siguiente manera:

$$Av(A, B) = 0; A \cdot B \leq 0, \\ Av(A, B) = \frac{AB^2 + BA^2}{A^2 + B^2}; A \cdot B > 0. \quad (8.24)$$

iv) Con estos gradientes se extrapolan las variables primitivas a los límites de las celdas

$$Prim_{i-1/2,j,k} = Prim_{ijk} - \frac{\Delta x, ijk}{2}, \\ Prim_{i+1/2,j,k} = Prim_{ijk} + \frac{\Delta x, ijk}{2}, \\ Prim_{i,j-1/2,k} = Prim_{ijk} - \frac{\Delta y, ijk}{2}, \\ Prim_{i,j+1/2,k} = Prim_{ijk} + \frac{\Delta y, ijk}{2}, \\ Prim_{i,j,k-1/2} = Prim_{ijk} - \frac{\Delta z, ijk}{2}, \\ Prim_{i,j,k+1/2} = Prim_{ijk} + \frac{\Delta z, ijk}{2}. \quad (8.25)$$

v) Finalmente, con las nuevas variables primitivas, se generan los flujos en las fronteras de las celdas a fin de calcular el paso de tiempo de segundo orden del vector U :

$$U_{ijk}(t + \Delta t) = U_{ijk}(t) \\ - \frac{\Delta t}{2\Delta x} (F_{(i-1)+1/2,j,k}^+ + F_{(i+1)-1/2,j,k}^- - F_{i,j,k}^+ - F_{i,j,k}^-) \\ - \frac{\Delta t}{2\Delta y} (G_{i,(j-1)+1/2,k}^+ + G_{i,(j+1)-1/2,k}^- - G_{i,j,k}^+ - G_{i,j,k}^-) \\ - \frac{\Delta t}{2\Delta z} (H_{i,j,(k-1)+1/2}^+ + H_{i,j,(k+1)-1/2}^- - H_{i,j,k}^+ - H_{i,j,k}^-) \\ + \Delta t < S >_{ijk}(t). \quad (8.26)$$

8.2. "Flux vector splitting"

Para calcular los flujos F^+ , F^- , G^+ , G^- , H^+ y H^- el código Yguazú usa un método llamado "flux vector splitting" propuesta por Van Leer (1982). Este método garantiza que las soluciones de las ecuaciones hidrodinámicas sean estables. La idea del "flux vector splitting" es que cuando la velocidad del flujo es supersónica la información sólo se puede propagar en la dirección del flujo. Cuando el flujo es subsónico, éste se divide en dos partes denominadas F^+ y F^- . El F^+ se propaga en la dirección positiva y el F^- en la dirección negativa.

El F^+ se calcula de la siguiente manera:

$$F^+ = \begin{cases} F & ; u < -c \\ \begin{pmatrix} \mu\rho \left[\frac{u+c}{2c} \right]^2 \left[\frac{(\gamma_M u + 2c)^2}{2(\gamma^2 - 1)} + \frac{1}{2}(v^2 + w^2) \right] \\ \mu\rho \left[\frac{u+c}{2c} \right]^2 \frac{\gamma_M u + 2c}{\gamma} \\ \mu\rho \left[\frac{u+c}{2c} \right]^2 v \\ \mu\rho \left[\frac{u+c}{2c} \right]^2 w \\ c \left[\frac{u+c}{2c} \right]^2 \rho \\ c \left[\frac{u+c}{2c} \right]^2 n_1 \\ \dots \\ 0 \end{pmatrix} & ; -c \leq u \leq c \\ 0 & ; u > c \end{cases}$$

donde μ , ρ , (u, v, w) , c y γ son la masa promedio de las partículas en unidades atómicas, la densidad, las componentes de la velocidad en las direcciones (x, y, z) , la velocidad del sonido y el cociente de los calores específicos respectivamente, y $\gamma_M = \gamma - 1$. La velocidad de sonido se obtiene a partir de

$$c = \sqrt{\frac{\gamma P}{\rho}}, \quad (8.27)$$

donde P es la presión. El flujo F^- se obtiene de la condición:

$$F^+ + F^- = F. \quad (8.28)$$

8.3. Términos fuente de las reacciones

Para integrar el sistema de ecuaciones de estado atómico/iónico y molecular se usa un método semi-implícito inspirado por el trabajo de Young & Boris (1973). Este método no pone ninguna condición sobre el valor del paso de tiempo.

Si consideramos tres especies A , B , y C conectadas a través de la reacción $A+B \rightarrow C$, podemos asumir que en un intervalo de tiempo Δt la tasa de reacción se puede escribir como

$$S = n_A n_B q, \quad (8.29)$$

con q constante. Las ecuaciones de las variaciones de densidad numérica n_A y n_B son entonces (sin considerar advección ni algunas reacciones de las mismas especies):

$$\frac{dn_A}{dt} = -n_A n_B q, \quad (8.30)$$

$$\frac{dn_B}{dt} = -n_A n_B q, \quad (8.31)$$

$$(8.32)$$

En caso de que $n_B \gg n_A$, uno puede considerar $n_B \approx \text{const.}$ y después de integrarlo sobre el paso de tiempo Δt se obtiene:

$$n_A(t + \Delta t) = n_A(t) e^{-n_B q \Delta t} \quad (8.33)$$

y para el término fuente:

$$S_A(t, \Delta t) = \frac{n_A(t + \Delta t) - n_A(t)}{\Delta t} = \frac{n_A(t)}{\Delta t} (1 - e^{-n_B q \Delta t}). \quad (8.34)$$

En el caso opuesto, cuando $n_A \gg n_B$ se obtiene

$$S_B(t, \Delta t) = \frac{n_B(t)}{\Delta t} (1 - e^{-n_A q \Delta t}). \quad (8.35)$$

Ahora definimos el valor promedio para el término fuente dentro del intervalo Δt de manera que:

$$\langle S \rangle (t, \Delta t) = Av(S_A, S_B), \quad (8.36)$$

usando la función promedio de la ecuación (8.23), que obtiene un valor próximo al más pequeño de los dos.

Generalizando la ecuación de estado para cualquier especie r uno puede escribirla en forma de la suma sobre una serie de reacciones de dos especies:

$$\frac{dn_r}{dt} = - \sum_{p \neq r} n_p n_r q_{pr} + \sum_{p, s} n_p n_s q_{ps}^{(r)}. \quad (8.37)$$

Las cantidades significan lo siguiente:

- q_{pr} son coeficientes de tasas de reacción en las cuales la especie r está siendo destruida.
- $q_{ps}^{(r)}$ corresponden a tasas de reacción (entre especies p y s) en las cuales se produce la especie r .

Ahora escogemos el paso de tiempo $\Delta t_c = \Delta t / N_c$, donde Δt es el paso determinado con el criterio de Courant y N_c es un número entero del mismo orden que el número de reacciones por especie en la red de reacciones. Entonces realizamos N_c pasos de tiempo de duración Δt_c con el algoritmo:

$$n_r(t_n) = -\Delta t_c \sum_{p \neq r} \langle S_{pr} \rangle (t_{n-1, \Delta t}) + \Delta t_c \sum_{p,s} \langle S_{ps}^{(p)} \rangle (t_{n-1, \Delta t}), \quad (8.38)$$

donde $t_n = t + n\Delta t_c$ ($n = 1, \dots, N_c$) y las tasas de promedio están dadas por las ecuaciones (8.34-8.36). Este algoritmo es estable para cualquier Δt y produce una convergencia correcta hacia un equilibrio parcial entre las especies que resultan de las reacciones rápidas. Para el término fuente de la ecuación de energía (ecuaciones 8.12 y 8.26), suponemos que dentro de Δt la parcela de fluido se enfría a densidad constante, que la tasa de calentamiento G es constante y que la tasa de enfriamiento es proporcional a la temperatura. Bajo estas condiciones se obtiene:

$$\langle G - L \rangle (t, \Delta t) = C_v \frac{P_{eq} - P(t)}{\Delta t} (1 - e^{-\frac{\Delta t}{t_{rel}}}), \quad (8.39)$$

donde

$$t_{rel} = \frac{C_v P(t)}{L(t)}, \quad (8.40)$$

$$P_{eq} = \frac{G(t)P(t)}{L(t)}, \quad (8.41)$$

con t siendo el tiempo inicial para el paso de tiempo Δt .

8.4. Correlación cruzada

He usado esta técnica para calcular los movimientos propios de objetos HH en torno de CG 30 y de HH 110. La correlación cruzada de dos funciones complejas $f(t)$ y $g(t)$ de variable real t , se escribe $f \star g$ y se define como:

$$f \star g = \int_{-\infty}^{\infty} \bar{f}(\tau) g(t - \tau) d\tau, \quad (8.42)$$

donde $\bar{f}(t)$ es complejo conjugado de la función $f(t)$. Si las funciones $f(t)$ y $g(t)$ son reales, esta integral se traduce en

$$f \star g = \int_{-\infty}^{\infty} f(\tau) g(t - \tau) d\tau, \quad (8.43)$$

La variable t y el desplazamiento τ pueden ser vectores (por ejemplo un vector en el espacio 3D, \vec{r}), en cuyo caso la integral se vuelve multidimensional.

La correlación cruzada es una técnica con la que se pueden medir desplazamientos de los objetos extensos (por ejemplo nudos HH) a partir de dos imágenes obtenidas en diferentes épocas. En este caso se calcula la correlación cruzada en dos dimensiones; las funciones $f(x_i, y_j)$ y $g(x_i, y_j)$ son las intensidades en función de la posición en cada una de las imágenes y $\tau_{x,y}$ es desplazamiento (en unidades de píxeles) en la dirección (x, y) respectivamente. La correlación cruzada se calcula para todos los desplazamientos $\tau_{x,y} = 1, N_{max}$, con N_{max} siendo el desplazamiento máximo, definido de acuerdo a

los valores esperados. Los resultados de cada uno de los cálculos se pueden escribir en forma de una matriz, cuyos elementos M_{ij} son los resultados de cada correlación cruzada con $\tau_x = i$ y $\tau_y = j$. Se busca el máximo de todos los elementos $M_{i_0 j_0}$ - ahí es donde el objeto coincide mejor en las dos imágenes - y se aproxima con una función 2D suave para obtener una mejor precisión .

8.5. Espectro emitido por el medio interestelar ionizado

El medio interestelar emite un espectro producido por las transiciones radiativas de las especies atómicas/ionicas y moleculares. A continuación se describen las características de las transiciones más importantes y sus tasas por unidad de tiempo y volumen.

$n_i^{(z)}$ es la densidad numérica de la especie i , z -veces ionizada. n_e es la densidad numérica de los electrones, $\alpha_i(T)$ es el coeficiente de recombinación y A_{ij} y B_{ij} son los coeficientes de Einstein para las transiciones espontáneas e inducidas respectivamente. $q_{ij}(T)$ es el coeficiente de excitación/desexcitación colisional e I_{ij} es la intensidad del flujo de fotones excitantes;

- i) Transiciones radiativas espontáneas: $n_i^{(z)} A_{ij}$, $i > j$.
- ii) Transiciones radiativas inducidas: $n_i^{(z)} B_{ij} I_{ij}$
- iii) Transiciones debidas a excitaciones/desexcitaciones colisionales: $n_e n_i^z q_{ij}(T)$
- iv) Recombinación radiativa del estado $z + 1$ al z : $n_e n^{z+1} \alpha_i(T)$

Escribamos la evolución temporal de una especie $n_i^{(z)}$:

$$\frac{dn_i^{(z)}}{dt} = C_i - D_i, \quad (8.44)$$

donde

$$C_i = \sum_{j>i} n_j A_{ji} + \sum_{j \neq i} n_j^{(z)} B_{ji} I_{ji} + n_e \sum_{j \neq i} n_j^{(z)} q_{ji}(T) + n_e n^{(z+1)} \alpha_i^{(z+1 \rightarrow z)}(T) \quad (8.45)$$

$$D_i = n_i \sum_{j<i} A_{ij} + n_i^{(z)} \sum_{j \neq i} B_{ij} I_{ij} + n_e n_i \sum_{j \neq i} q_{ij}(T) \quad (8.46)$$

Las transiciones C_i son las que emiten fotones y las D_i son las que los absorben. Las transiciones inducidas normalmente son mucho menos importantes que las espontáneas y se descartan en las ecuaciones. La excepción son por ejemplo los máseres, donde estas transiciones son las más importantes. En caso de equilibrio estadístico se cumple la relación

$$C_i - D_i = 0. \quad (8.47)$$

Los coeficientes A_{ij} se encuentran en la literatura, mientras que los coeficientes $q_{ij}(T)$ para la desexcitación colisional ($j > i$) se calculan de la siguiente manera:

$$q_{ij}(T) = 8,63 \times 10^{-6} \frac{T^{-1/2}}{g_i} \Omega_{ij}, \quad (8.48)$$

en unidades cgs. Ω_{ij} es la fuerza de colisión (“collision strength”) y g_i es el peso estadístico. Para la excitación colisional ($i > j$) tenemos:

$$q_{ij}(T) = 8,63 \times 10^{-6} \frac{T^{-1/2}}{g_j} \Omega_{ij} e^{-\frac{E_{ij}}{k_B T}}, \quad (8.49)$$

donde k_B es constante de Boltzmann, T es la temperatura y E_{ij} es la diferencia entre las energías de los estados i y j .

Solamente las transiciones radiativas producen líneas de emisión o absorción. El coeficiente de emisión j_{ij} (energía emitida en la transición espontánea $i \rightarrow j$ por unidad de tiempo, volumen y ángulo sólido) se calculan de la siguiente manera:

$$j_{ij} = \frac{n_j A_{ij} h \nu_{ij}}{4\pi}, \quad (8.50)$$

donde h es la constante de Planck.

Para obtener el espectro correcto hay que resolver el sistema de ecuaciones y luego calcular los coeficientes de emisión. Para simplificar el cálculo, uno se limita a unas cuantas especies atómicas/iónicas y moleculares y solamente a las transiciones más importantes. Muchas veces se usa funciones de enfriamiento L_i tabuladas o funciones analíticas que ajustan los valores en las tablas.

En las simulaciones numéricas realizadas con el código Yguazú se han usado diferentes métodos. En los trabajos descritos en los capítulos § 2 y 4 se ha calculado la emisión de H α sumando la contribución de la cascada de recombinación y la excitación colisional del estado base usando las fuerzas de colisión $n = 1 \rightarrow 3$ de Giovanardi et al. (1987). La emisión de las demás líneas se ha calculado resolviendo el problema del átomo de 5 niveles usando los parámetros de Mendoza et al. (1983).

En el caso del trabajo descrito en el capítulo § 3 se calculó la ecuación de ion sólo para hidrógeno. También se calcularon la función de enfriamiento parametrizada en función de la fracción de ionización, temperatura y densidad y el calentamiento debido a la fotoionización de H.

8.6. Calentamiento debido a la fotoionización

En el trabajo en el que simulamos el objeto HH 555 incluimos un flujo de fotones ionizantes F_* . El papel del flujo es calentar e ionizar el medio interestelar. El código Yguazú estima la tasa de enfriamiento siguiendo los cálculos derivados por Cantó et al. (1998).

Se define la temperatura efectiva de la fuente de fotones ionizantes. Su espectro se describe como el espectro de un cuerpo negro en el límite de Wien. El F_* (número de fotones por unidad de área y tiempo) a una distancia D se obtiene de:

$$F_* = \frac{2}{c^2} \frac{\pi R_*^2}{D^2} \left(\frac{k_B T_{eff}}{h} \right)^3 e^{-x_0} (x_0^2 + 2x_0 + 2), \quad (8.51)$$

8.7. FUNCIONES DE ENFRIAMIENTO USADAS POR EL CÓDIGO YGUAZÚ121

donde R_* es el radio de la estrella fuente, c es la velocidad de la luz, y $x_0 = (h\nu_0)/(k_B T_{eff})$.

En la aproximación estándar "gris", la tasa de fotoionización de H (por átomo y unidad de tiempo) se calcula como el producto de la sección recta de fotoionización a_0 en el límite de Lyman por el flujo F_* :

$$\phi_* = a_0 F_* \quad (8.52)$$

Integrando esta ecuación sobre todas las frecuencias se puede mostrar que para el límite de Wien del espectro de un cuerpo negro, la tasa de calentamiento se expresa como

$$\Gamma_* = k_B T_*, \quad (8.53)$$

donde

$$T_* = T_{eff} \left(\frac{x_0^2 + 4x_0 + 6}{x_0^2 + 2x_0 + 2} \right) \quad (8.54)$$

8.7. Funciones de enfriamiento usadas por el código Yguazú

Las tasas de enfriamiento para la mayoría de las especies atómicas/iónicas y moleculares están tabuladas en el trabajo de Raga et al. (1997). Para usarlas en las simulaciones numéricas, lo que se hace es buscar una función que ajuste los puntos tabulados. Los ajustes tienen errores menores a un 10 % sobre todo el rango de temperaturas $10^3 \rightarrow 10^6$ K. Se han usado los siguientes ajustes:

1. Excitación colisional de H I

$$\log \frac{L_{HI}}{n_e n_{HI}} = -50 + 32,3(1-t) - 1180(1-t^{0,0001}), \quad (8.55)$$

con $t = 1590 \text{ K/T}$.

2. Ionización colisional de H I

$$L_{ion,HI} = n_e n_{HI} q(T) \chi_H \quad (8.56)$$

donde $q(t)$ es el coeficiente de ionización colisional y χ_H es el potencial de ionización de H.

3. Radiación debida a la recombinación de H II. Se ha usado la fórmula de Seaton (1959).

4. Excitación colisional de O I (electrones) $L = L_1 + L_2$, donde

$$\log \frac{L_1}{n_e n_{OI}} = -23,95 + 1,23t_1 + 0,5t_1^{10} \quad (8.57)$$

$$\log \frac{L_2}{n_e n_{OI}} = -21,05 + 1,2t_2 + 1,2[\max(t_2, 0)]^5, \quad (8.58)$$

donde $t_1 = 1 - 100 \text{ K/T}$ y $t_2 = 1 - 10^4 \text{ K/T}$

5. Excitación colisional de O I (neutrales)

$$\log \frac{L}{n_{HI}n_{OI}} = 10,3t + t^8 - 34,4, \quad (8.59)$$

donde $t = 10 \text{ K/T}$.

6. Excitación colisional de O II $L = L_1 + L_2$ con

$$\log \frac{L_1}{n_e n_{OII}} = 7,9t_1 - 26,8 \quad (8.60)$$

$$\log \frac{L_2}{n_e n_{OII}} = 1,9 \frac{t_2}{|t_2|^{0,5}} - 20,5, \quad (8.61)$$

con $t_1 = 1 - 2000 \text{ K/T}$ y $t_2 = 1 - 5 \times 10^4 \text{ K/T}$.

7. Excitación colisional de C II

$$\log \frac{L_1}{n_e n_{CII}} = -23,65 + 1,2[\max(t - 2, 0)]^{1,5 - 0,25\max(t - 4, 0)} \quad (8.62)$$

donde $t = \log T[K]$.

8. Excitación colisional de C III

$$\log \frac{L_1}{n_e n_{CIII}} = -20,8 + 3,9(t - 4) - 1,37(t - 4)^2 \quad (8.63)$$

donde $t = \min(\log T[K], 5,4)$.

9. Enfriamiento parametrizado de O III

El enfriamiento real debido a la excitación colisional del O III se ha reemplazado por una función que se parece a la del equilibrio de ionización coronal para $T > 10^5 \text{ K}$. De esta manera el enfriamiento obtenido, alcanza el equilibrio coronal cuando todo el O se convierte en O III y todo el C se convierte en C IV (para el cual no se ha calculado el enfriamiento). La forma funcional usada es $L = L_1 + L_2$ con

$$\log \frac{L_1}{n_e n_{yOIII}} = -21,4 - 3,5(t - 5,4)^2 \quad (8.64)$$

$$\log \frac{L_2}{n_e n_{yOIII}} = -21,7 - 0,7(t - 6,5)^2, \quad (8.65)$$

donde $t = \log T[K]$ e y_{OIII} es la fracción de ionización.

Bibliografía

- Aldrovandi, S. M. V., Péquignot, D. 1973, *A&A*, 25, 137
- Aldrovandi, S. M. V., Péquignot, D. 1976, *A&A*, 47, 321
- Bally, J., O'Dell, C. R., McCaughrean, M. J., 2000, *AJ*, 119, 2919
- Bally, J., Reipurth, B., 2001, *ApJ*, 546, 299
- Bally, J., Reipurth, B., 2003, *AJ*, 126, 893
- Bhatt, H. C. 1999, *MNRAS*, 308, 40
- Biro, S., Raga, A. C. 1994, *ApJ*, 434, 221
- Biro, S. 1996, *MNRAS*, 278, 990
- Blondin, J. M., Konigl, A., Fryxell, B. A., 1988, *BAAS*, 20, 909
- Blondin, J. M., Konigl, A., Fryxell, B. A., 1989, *ApJ*, 337, 37
- Bührke, T., Mundt, R., Ray, T. P., 1988, *A&A*, 200, 99
- Cantó, J., Raga, A. C., 1995, *MNRAS*, 277, 1120
- Cantó, J., Raga, A. C., Steffen, W., Shapiro, P. 1998, *ApJ*, 502, 695
- Cerqueira, A. H., de Gouveia Dal Pino, E. M., 2004, *A&A*, 426, 25
- Choi, M., 2001, *ApJ*, 550, 817
- Cox, D. P. 1970, PhD Thesis (Univ. of California, San Diego, USA)
- Devine, D., Reipurth, B., Bally, J., Balonek, T. J., 1999, *ApJ*, 117, 2913
- Downes, T. P., Ray, T. P. 1998, *A&A*, 331, 1130
- Falle, S. A. E. G., Raga, A. C. 1993, *MNRAS*, 261, 573
- Falle, S. A. E. G., Raga, A. C. 1995, *MNRAS*, 272, 785
- Fernandes, A. J. L., 2000, *MNRAS*, 315, 657
- Giovanardi, C., Natta, A., Palla, F., 1987, *A&A*, 70, 269

- Graham, J. R., Heyer, M. H. 1989, *PASP*, 101, 573
- Gum, C. S., *Obs*, 72, 151
- Hartigan, P., Raymond, J., Hartmann, L., 1987, *ApJ*, 316, 323
- Hartigan, P., Raymond, J. C. 1993, *ApJ*, 409, 705
- Hartigan, P., Raymond, J., 2003, *ApJ*, 409, 705
- Hawarden, T. G., Brand, P. W. J. L., 1976, *MNRAS*, 175, 19
- Henney, W. J, Raga, A. C., Lizano, S., Curiel, S., 1996, *ApJ*, 465, 21
- Hodapp, K. W., Ladd, E. F., 1995, *ApJ*, 453, 715
- Innes, D. E., Giddings, J. R., Falle, S. A. E. G. 1987a, *MNRAS* 226, 67
- Innes, D. E., Giddings, J. R., Falle, S. A. E. G. 1987b, *MNRAS* 226, 1021
- Kajdič, P., Velázquez, P. F., Raga, A. C. 2006, *RMxAA*, 42, 217
- Kim, J. S., Walter, F. M., Wolk, S. J. 2005, *ApJ*, 129, 1564
- Knude, J., Jønch-Sørensen, H., Nielsen, A. S. 1999, *A&A*, 350, 985
- Knude, J., Nielsen, A. S. 2000, *A&A*, 362, 1142
- Kössl, D., Müller, E. 1988, *A&A*, 206, 204
- Launhardt, R., Sargent, A. I., Henning, Th., Zylka, R., Zinnecker, H., 2000, *Birth and Evolution of Binary Stars* proceedings of IAU Symp. No. 200, eds. B. Reipurth & H. Zinnecker, p. 103
- Lavalley, C., Cabrit, S., Dougados, C., Ferruit, P., Bacon, R., 1997, *A&A*, 327, 671
- Lebedev, S. V., Ampleford, D., Ciardi, A., Bland, S. N., Chittenden, J. P., Haines, M. G.; Frank, A., Blackman, E. G., Cunningham, A., 2004, *ApJ*, 616, 988
- Lim, A. J., Rawlings, J. M. C., Williams, D. A. 1999, *MNRAS*, 308, 1126
- Lim, A. J., Rawlings, J. M. C., Williams, D. A. 2002, *MNRAS*, 335, 817
- López, R., Estalella, R., Raga, A. C., Riera, A., Reipurth, B., Heathcote, S., 2005, *A&A*, 432, 567
- Masciadri, E., Raga, A. C., 2001, *AJ*, 121, 408
- Masciadri, E., Velázquez, P. F., Raga, A. C., Cantó, J., Noriega-Crespo, A. 2002, *ApJ*, 573, 260
- Masciadri, E., Raga, A. C., 2004, *ApJ*, 615, 850
- Massaglia, S., Mignone, A., Bodo, G., 2005, *A&A*, 442, 549

- Mollema, G., Raga, A. C., Cantó, J., Lundqvist, P., Balick, B., Steffen, W., Noriega-Crespo, A., 1998, *A&A*, 331, 335
- Mendoza, C., 1983, *IAUS*, 103, 143
- Nielsen, A. C., Olberg, M., Knude, J., Booth, R. S. 1998, *A&A*, 336, 329
- Nielsen, A. S., Jønch-Sørensen, H., Knude, J. 2000, *A&A*, 358, 1077
- Nisini, B., Garatti, C. A., Giannini, T., Lorenzetti, D. 2002, *A&A*, 393, 1035
- Noriega-Crespo, A.; Raga, A. C., 1998, *AAS*, 193, 1705
- Osterbrock, D. E. 1989, *Astrophysics of gaseous nebulae and active galactic nuclei* (Univ. Science Books)
- Persi, P., Ferrari-Toniolo, M., Marenzi, A. R., Anglada, G., Chini, R., Krügel, E., Sepúlveda, I. 1994, *A&A*, 282, 233
- Pettersson, B., 1984, *A&A*, 139, 135
- Raga, A. C. 1988, *ApJ*, 335, 820
- Raga, A. C., Cantó, J., Binette, L., Calvet, N. 1990, *ApJ*, 364, 601
- Raga, A. C., Böhm, K.-H., Cantó J., 1996, *Rev. Mex. Astron. Astrofis.*, 32, 161
- Raga, A. C., Cantó, J. 1998, *RMxAA*, 34, 73
- Raga, A. C., Noriega-Crespo, A., 1998, *AJ*, 116, 2943
- Raga, A. C., Navarro-González, R., Villagrán-Muniz, M., 2000, *RMxAA*, 36, 67
- Raga, A. C., Sobral, H., Villagrán-Muniz, M., Navarro-González, R., Masciadri, E., 2001, *MNRAS*, 324, 206
- Raga, A. C., Velázquez, P. F., Cantó, J., Masciadri, E., 2002a, *A&A*, 395, 647
- Raga, A. C., de Gouveia dal Pino, E. M., Noriega-Crespo, A., Mininni, P., Velázquez, P. F., 2002b, *A&A*, 392, 267
- Raga, A. C., Velázquez, P. F., Cantó, J., Masciadri, E., 2002c, *RMxAA*, 38, 251
- Raga, A. C., Reipurth, B., 2004a, *RMxAA*, 40, 15
- Raga, A. C., Riera, A., Masciadri, E., Beck, T., Böhm, K. H., Binette, L., 2004b, *AJ*, 127, 1081
- Raga, A. C., Steffen, W., González, R. F., 2005, *RMxAA*, 41, 45
- Raga, A. C., Williams, D. A., Lim, A. J. 2005, *RMxAA*, 41, 137
- Reipurth, B., 1981, *A&AS*, 44, 379
- Reipurth, B., 1983, *A&A*, 117, 183

- Reipurth, B., Bally, J., Graham, J. A., Lane, A. P., Zealey, W. J., 1986, *A&A*, 164, 51
- Reipurth, B., Olberg, M., 1991, *A&A*, 246, 535
- Reipurth, B., Raga, A. C., Heathcote, S., 1992, *ApJ*, 392, 145
- Reipurth, B., Raga, A. C., Heathcote, S., 1996, *A&A*, 311, 989
- Reipurth, B.; Heathcote, S., Morse, J., Hartigan, P., Bally, J., 2002, *AJ*, 123, 362
- Reipurth, B., Andrews, S., Bally, J., Beck, T. L., 2004, *Star Formation at High Angular Resolution*, IAUS, 221, 333
- Reipurth, B., Yu, K. C., Moriarty-Scheven, G., Bally, J., Aspin, C., Heathcote, S., 2004, *AJ*, 127, 1069
- Riera, A., Raga, A. C., Reipurth, B., Amram, P., Boulesteix, J. 2003, 126, 327
- Rodríguez, L. F., Reipurth, B., Raga, A. C., Cantó, J., 1998, *RevMexAA*, 34, 69
- Scarrott, S. M., Gledhill, T. M., Rolph, C. D., Wolstencroft, R. D. 1990, *MNRAS*, 242, 419
- Scaton, M. J. 1959, *MNRAS*, 119, 81
- Shapiro, P. R., Moore, R. T. 1976, *ApJ*, 207, 460
- Smith, M. D., Suttner, G., Yorke, H. W., 1997, *A&A*, 323, 223
- Smith, M. D., Rosner, A. 2005, *MNRAS*, 357, 1370
- Sobral, H., Villagrán-Muniz, M., Navarro-González, R., Raga, A. C. 2000, *AppPhysLett*, 77, 3158
- Schwartz, R., D., 1977, *ApJ*, 212, 25
- Schwartz, R. D., Greene, T. P., 2003, *AJ*, 126, 339
- Van Leer, B., 1982, ICASE report NO. 82-30
- Velázquez, P. F., Sobral, H., Raga, A. C., Villagrán-Muniz, M., Navarro-González, R. 2001, *RMxAA*, 37, 87
- Völker, R., Smith, M. D., Suttner, G., Yorke, H. W., 1999, *A&A*, 343, 953
- Walawender, J., Bally, J., Reipurth, B., 2005, *AJ*, 129, 2308
- Westerlund, B. E., 1963, *MNRAS*, 127, 71
- Wu, J., Dunham, M. M., Evans, N. J. II, Bourke, T. L., Young, C. H., 2007, *AJ*, 133, 1560
- Zealey, W. J., Ninkov, Z., Rice, E., Hartley, M., Tritton, S. B., 1983, *ApL*, 23, 119

Zinnecker, H., Krabbe, A., McCaughrean, M. J., Stanke, T., Stecklum, B., Brandner, W., Padgett, D. L., Stapelfeldt, K. R., Yorke, H. W. 1999, *A&A*, 352, L73

También quisiera agradecer al Instituto de Astronomía por darme el acceso a sus instalaciones durante mis estudios de posgrado,

a la fundación eslovena AD Futura por otorgarme la beca durante mis estudios de maestría,

a Dirección General de Estudios de Posgrado (DGEP) por la beca que me fue asignada durante mis estudios de doctorado,

a las instituciones (CONACyT, DGAPA) que me han apoyado económicamente para llevar a cabo mis proyectos de investigación y mis estancias en el extranjero,

y al Institute of Astronomy, University of Hawaii, por el apoyo durante mis dos estancias allí.