

Capítulo 5

Resultados astrofísicos

Este capítulo los hemos dividido en dos partes. La primera parte es una descripción de la derivación de los parámetros físicos que gobiernan la naturaleza y estructura de los choques de proa, a partir de las suposiciones; de que los arcos hiperbólicos y los choques de proa de los proplyds son estacionarios, como una posible consecuencia del equilibrio de presiones; que la cáscara chocada está dominada por la presión térmica y que el flujo de partículas interno y externo que interaccionan para formar los arcos, están dominados por las presiones hidrodinámicas. Se ilustra que en la cáscara chocada se usó la ecuación de estado de los gases ideales para estimar la presión en esta región, como esta relación está en función de la densidad numérica de partículas, entonces antes de esto construimos una ecuación de la densidad promedio de partículas en función de los parámetros observacionales ya conocidos, esto es en términos del brillo superficial de $H\alpha$ ($S_{H\alpha}$), el radio de curvatura (R_c) y el espesor (h) de la cáscara chocada. En las regiones externas e internas al choque se usó la presión ram y la ecuación general de la tasa de pérdida de masa para escribir las presiones de los vientos internos y externos al choque en términos de la tasa de pérdida de masa (\dot{M}), la velocidad del viento v y las distancias características (D y R_0), permitiéndonos al mismo tiempo usando el equilibrio de presiones escribir el producto $M_w V_w$ del viento externo en términos de la presión térmica.

La segunda parte de este capítulo es una descripción de los resultados astrofísicos. Se muestran los resultados de las estimaciones realizadas de la densidad en la cáscara chocada, la presión en la cáscara, la presión de los vientos involucrados en los choques y el flujo momento interno de los objetos de nuestro catálogo, usando las ecuaciones derivadas en la primera parte del capítulo, junto con los parámetros observacionales medidos previamente directamente de las observaciones, nos referimos aquí, al brillo superficial de $H\alpha$ $S(H\alpha)$, los radios de curvatura R_c , la distancia de la estrella central al choque a lo largo del eje del arco R_0 y la anchura de la cáscara h , puesto que estos parámetros son variables de las ecuaciones derivadas teóricamente.

5.1 Derivación de los parámetros físicos

5.1.1 Densidad en la cáscara chocada

Un parámetro físico importante para estudiar la naturaleza de los choques de proa, es la densidad electrónica, así que un primer paso en esta tarea consiste en determinar la densidad promedio de partículas en la cáscara chocada. No obstante existen dos técnicas para estimar esta cantidad física. Una primera técnica consiste en medir la densidad promedio de electrones a través de las observaciones de los efectos de la desexcitación colisional. Esto puede hacerse comparando las intensidades de dos líneas emitidas por un mismo ión desde niveles con energía de excitación similares, así que las tasas de excitación relativas de los

dos niveles dependen únicamente del cociente de sus fuerzas de colisión. Si los niveles tienen diferentes probabilidades de transición o diferentes tasas de desexcitación colisional, entonces la población relativa de los dos niveles dependerá de la densidad, y por consiguiente el cociente de las intensidades de las líneas emitidas también dependerán de la densidad. Los mejores ejemplos de cociente de líneas usados para determinar la densidad electrónica en el rango del óptico son [O II] $\lambda 3729/\lambda 3726$ y [S II] $\lambda 6716/\lambda 6731$ (Osterbrock 1989).

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

Líneas de recombinación de $H\alpha$

La serie de Balmer es un conjunto de líneas espectrales del átomo de hidrógeno que a diferencia de otras líneas de emisión del mismo, las transiciones ocurren desde los niveles de energía $n = 3, 4, 5, \dots$ al nivel $n = 2$ con n el número cuántico principal, así cada una de estas transiciones corresponde a una longitud de onda particular ($\lambda_{32} = 6563 \text{ \AA}$ ($H\alpha$; rojo), $\lambda_{42} = 4862 \text{ \AA}$ ($H\beta$; turquesa), $\lambda_{52} = 4340 \text{ \AA}$ ($H\gamma$; azul) y $\lambda_{62} = 4101.75 \text{ \AA}$ ($H\delta$; violeta)) estas longitudes de onda han determinado a partir de datos experimentales, además estas longitudes de onda λ caen dentro de la región visible del espectro electromagnético (Carroll & Ostlie, 1996) (ver figura). Por otro lado, para las líneas de recombinación del átomo de hidrógeno tenemos que la energía de los fotones que se emiten durante las transiciones está dada por,

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

Según el tratado de Bohr la energía en un estado cuántico es

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

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

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

Donde esta es la energía dada cuando el electrón decae de un nivel de energía, n_{Sup} , a un nivel de menor energía, n_{Inf} . Usando las ecuaciones 5.1 y 5.3 para el caso particular de las líneas de recombinación de $H\alpha$ (donde la transición ocurre del nivel superior de energía $n = 3$ al nivel inferior de energía $n = 2$) tendremos que:

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

Estimación de la densidad a partir del brillo superficial de H α

Empezemos por escribir la relación de brillo superficial, suponiendo que no hay absorción y que además está corregida por la absorción del polvo;

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

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

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

donde A_{32} es la probabilidad de transición y $N(H_{n=3}^0)$ es la densidad numérica de átomos neutros. Si la tasa de recombinaciones por volumen que producen H α es

$$\alpha_{H\alpha} N_e N_H = N(H_{n=3}^0) A_{32} \quad (5.7)$$

donde $\alpha_{H\alpha}$, N_e y N_H son el coeficiente de recombinación efectiva, la densidad de electrones y la densidad de núcleos de hidrógeno. El coeficiente de recombinación efectiva expresa la probabilidad de que un electrón en el estado $n = 3$ decaiga en cascada hasta el nivel de menor energía $n = 2$, considerando todos los caminos posibles, el cual está definido por

$$N_H N_e \alpha_{H\alpha} = \frac{4\pi j_{H\alpha}}{h\nu_{H\alpha}}$$

donde $\nu_{H\alpha}$ representa la diferencia de energía entre los niveles involucrados en la transición y $j_{H\alpha}$ es la intensidad media de la línea de H α . Según Osterbrock & Ferland (2006) el coeficiente de recombinación efectiva de H α tiene por valor $\alpha_{H\alpha} = 1.27 \times 10^{-13}$ cm³ s⁻¹ para una temperatura electrónica de $T = 9000$ K.

Por otro lado, al sustituir la Ec. 5.7 en la Ec. 5.6 y teniendo en cuenta que $N_e \simeq N_H \simeq N$ obtenemos que

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

usando la ec. (5.5) se concluye que,

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

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

Proyección en el plano del cielo

Otra cosa que debemos tener en cuenta en relación a los distancias y radios medidos a partir de las observaciones es que vemos a los choques de proa proyectados en el plano del cielo (x, y), entonces tendremos que las distancias (D), y los radios característicos (R_0 y R_c) medidos en la sección anterior no son estimaciones reales de los mismos, puesto que hay que considerar una rotación de los choques con respecto a θ^1 Ori C. Esto implica que las distancias y radios reales están rotados un ángulo i con respecto al marco de referencia del observador (x, y, z), en este orden de ideas los parámetros observacionales proyectados descritos anteriormente están dados por,

$$R_c = R'_c; \quad D = D' \cos i; \quad R_0 = R'_0 \cos i$$

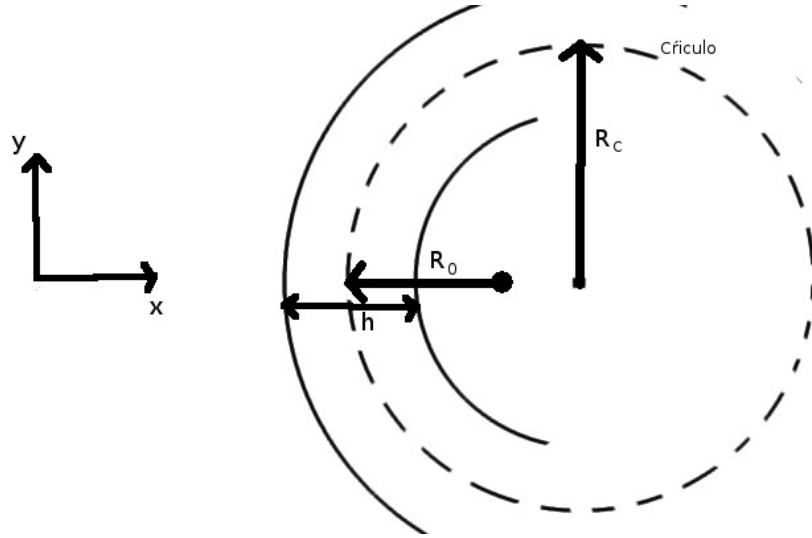


Figura 5.1: Geometría de la cáscara chocada. En el que se supone simetría cilíndrica en el plano del cielo (x, y) , la línea de visión va en dirección al eje de las z .

Donde los parámetros primados se ubican en el marco de referencia del objeto en cuestión (x', y', z') , es decir son las distancias y radios reales. La relación entre el radio proyectado y real permanece constante por que en este caso se considera una aproximación esférica donde el radio de curvatura no varía con el marco de referencia.

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

Para una cáscara localmente esférica con radio de curvatura R_c y anchura h que es observado tangencialmente [Henney et al.] suponiendo simetría cilíndrica y el eje de simetría en el plano del cielo (x, y) (ver figura 5.2), la longitud máxima de la línea de visión a través de la cáscara es

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

esto es considerando que la geometría de la cáscara en (x, z) es igual en (x, y) (ver figura 5.1). Para el caso en que $h \gg R_c$ tendremos que,

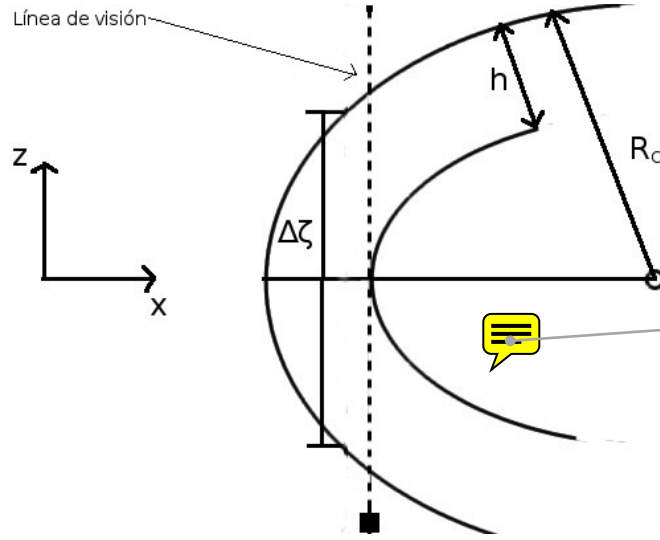
$$\Delta\zeta = 2(R_ch)^{1/2} \quad (5.11)$$

5.1.2 Presión Térmica en la cáscara chocada

En la cáscara chocada la presión dominante es la presión térmica, debido a que esta zona esta constituida por gas ionizado, esto es porque la energía cinética del flujo de partículas cargadas proveniente de la estrella central o protoplyd se convierte en energía térmica en la zona chocada, entonces en este sentido tendremos que,

$$P_{\text{Térmica}} = 2NkT \quad (5.12)$$

Donde N dada por la Ec. 5.9 es la densidad total de partículas, k la constante de Boltzmann y T la temperatura en la cáscara chocada. Vamos a considerar que el gas en la zona chocada de los arcos de emisión están en equilibrio de fotoionización a una temperatura de $\simeq 10^4$ K [Henney 2002] [Henney et al. 2002]. No obstante, como se dijo en el capítulo 1



5-4

Figura 5.2: Geometría de la cáscara en el plano (x, z) , donde su radio de curvatura R_c es igual que en el plano (x, y) .

inmediatamente detrás de cada uno de los choques que limitan la cáscara chocada la temperatura del gas se elevará por la termalización de la energía cinética pre-choque, pero este exceso de energía termal es radiada resultando en una gran emisión y de esta manera el gas retorna a su estado de equilibrio, esto quiere decir que las longitudes de enfriamiento en la cáscara es mucho menor que la anchura de la zona chocada ($d_{cool} \ll h$), lo que indica que el enfriamiento es bastante eficiente y por tanto el gas en esta zona alcanza un equilibrio térmico a una temperatura de $\simeq 10^4$ K. Para este caso también hay que considerar la suposición de que los campos magnéticos no son importantes.

Por otro lado, si se incluye la contribución de helio entonces la densidad total de partículas es,

$$N = N_H + N_e + N_{He} + N_z$$

donde N_e es la densidad numérica de electrones, N_{He} es la densidad numérica de átomos de helio y N_z es la densidad de los elementos más pesados, esta última se puede despreciar debido a que su abundancia es pequeña. Es de notar que la abundancia por número de helio es y_{He} de tal manera que, $N_{He} = y_{He}N$ con $y_{He} \simeq 0.08$. Ahora podemos escribir la densidad electrónica como;

$$N_e = Nx_{H^+} + y_{He}Nx_{He^+} + 2y_{He}Nx_{He^{++}} + \sum_k \sum_j N_j y_j x_{jk}$$

Aquí x_{H^+} y x_{He^+} representan el grado de ionización del hidrógeno y el helio respectivamente, donde $x_{H^+} = 1$ y $x_{He^{++}} \simeq 0$ para Orión, el último término de la expresión anterior es despreciable debido a que corresponde a los metales, de este modo nos queda

$$N_e \simeq N(1 + y_{He}x_{He^+})$$

Los choques LL se encuentran lejos del Trapecio donde $x_{He^+} \simeq 0$, mientras que los arcos de los proplyds interiores tienen $x_{He^+} \simeq 1$ entonces,

$$P = \begin{cases} 2.08NkT & \text{si } x_{He^+} \simeq 0 \\ 2.16NkT & \text{si } x_{He^+} \simeq 1 \end{cases} \quad (5.13)$$

2-1 17/11/2014 18:13, William Henney
¿Cuál?

2-2 17/11/2014 18:13, William Henney
¿Porqué más precisión para H delta?

2-3 17/11/2014 18:13, William Henney
Debes mencionar que cada nivel n consta de diferentes sub niveles l que tienen ligeramente diferentes energías (estructura fina) pero que el desdoblamiento entre estos es menor que el ensanchamiento térmico de las líneas.

3-1 17/11/2014 18:13, William Henney
En el nivel n=3

3-2 17/11/2014 18:13, William Henney
No. Esta j es igual a la eta que mencionas arriba.

3-3 17/11/2014 18:13, William Henney
Más adelante (antes de la ec 5.13) incluyes la ionización de He en la expresión para Ne. ¿Porqué no hacer lo mismo aquí?

3-4 17/11/2014 18:13, William Henney
Tu presentación aquí todavía es circular y no explicas la motivación.

Hay que decir que es conveniente introducir la recombinación efectiva a través de la ecuación anterior. Y que cálculos completos de equilibrio estadístico de la cascada de recombinación (hay que dar referencias) muestran que la alpha depende principalmente de la temperatura y muy débilmente de la densidad. También depende de si la serie de Lyman es ópticamente gruesa o delgada, pero que es el primer caso (que se llama caso B) que es relevante aquí.

Luego decir que suponemos una temperatura constante de aprox 9000 K y que lo vamos a justificar después.

3-5 17/11/2014 18:13, William Henney
En los trabajos teóricos hemos usado D' para la distancia proyectada y D para la distancia real. Entonces no me gusta que lo tienes al revés aquí.

Pero no veo necesario que tengas la ecuación porque el factor de cos i sólo aplica al caso de D. Entonces puedes decir nada mas que las distancias reales son mas grandes que las distancias observadas (proyectadas) por un factor de $1/(\cos i)$.

Luego decir que para una distribución isotrópica, el valor mediano de lil es 30 grados, que corresponde a un factor de ~ 1.155

Para la R0 y Rc, el efecto de la inclinación es más complicado y depende de la forma exacta del arco (si es esferoidal, hiperboidal etc). Entonces mejor decir que lo vamos a ignorar en este trabajo.

3-6 17/11/2014 18:13, William Henney
No quieres usar N para esto, porque más adelante usas N para el número total de partículas. Hay que ser consistentes.

4-1 17/11/2014 18:13, William Henney
Esto es sólo si la cáscara realmente es una esfera

- 4-2 17/11/2014 18:13, William Henney
No tiene nada que ver con el hecho de que sea ionizado o no
- 4-3 17/11/2014 18:13, William Henney
Si la N es el número total de partículas entonces no debe de llevar un factor de dos en la ecuación.
- 5-1 17/11/2014 18:13, William Henney
Pensé que ibas a incluir una discusión y cálculo sobre esto. Y también un cálculo de la importancia relativa de la emisión detrás del choque.
- 5-2 17/11/2014 18:13, William Henney
Debe ser y_{He} por N_{H} ¿no?
- 5-3 17/11/2014 18:13, William Henney
En toda esta parte estás escribiendo N cuando realmente quieres decir N_{H} . Acuérdate que estas usando N para el número total de partículas
- 5-4 17/11/2014 18:13, William Henney
¿Porque no se ve circular el arco en esta figura? Si no es circular entonces el radio que dices que es R_c no lo es.