

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  $(x, y)$ .

$$P_{\text{Termica}} = 2N_H kT \quad (5.12)$$

Donde  $N_H$  dada por la Ec. 5.9  $k$  la constante de Boltzmann y  $T$  la temperatura en la cáscara chocada.

### Temperatura y Emisión del choque versus emisión de la cáscara

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 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. Las relaciones de Rankine-Hugoniot dan las condiciones inmediatamente después del choque. Entonces si  $\rho_1$ ,  $v_1$  y  $T_1$  es la densidad volumétrica, la temperatura y la velocidad del flujo antes del choque y  $\rho_2$ ,  $v_2$  y  $T_2$  representan estos mismos parámetros pero a través del choque, es así que el salto de estas cantidades a través del choque estaría dado por  $(\rho_0, v_0, T_0) \rightarrow (\rho_1, v_1, T_1)$  para el caso de un choque no radiativo.

La emisión de la zona de enfriamiento detrás del choque se puede aproximar como la emisión de una capa homogénea con densidad numérica  $N_1$ , temperatura  $T_1$  y una anchura dada por  $d_{\text{cool}} \sim v_1 t_{\text{cool}}$  donde  $t_{\text{cool}} = 3kT_1/(N_1 \Lambda_1)$  es el tiempo de enfriamiento y  $v_1 = M_1(T_1/T_0)^{1/2} c_0$  es la velocidad poschoque, en estas dos expresiones  $\Lambda_1$ ,  $M_1$  y  $c_0$  representan el coeficiente de enfriamiento en la zona enfriamiento en  $[\text{erg cm}^3 \text{s}^{-1}]$ , el número de Mach en la zona poschoque y la velocidad del sonido. Henney (2002) ha mostrado para el caso de LV 1 que la longitud de la zona de enfriamiento es  $d_{\text{cool}} = 5.64 \times 10^{12}$  cm que resulta ser mucho menor que el ancho  $h$  de la cáscara chocada. Entonces en esta medida se puede argumentar que  $d_{\text{cool}} \ll h$ . Esto significa que la cáscara chocada está en equilibrio térmico, es decir se puede establecer un salto directo desde la zona antes del choque

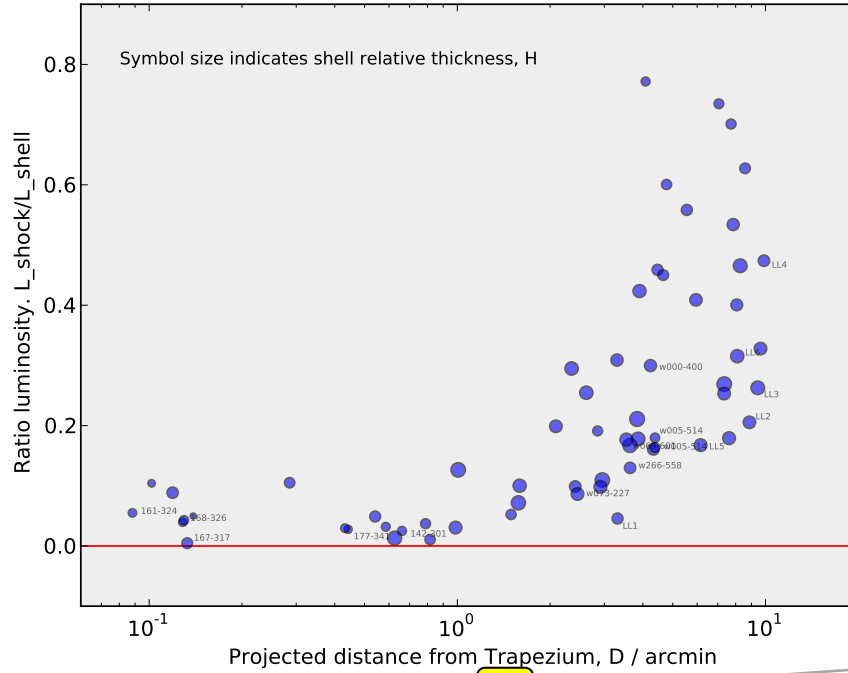


Figura 5.3: Cociente entre la luminosidad del choque  $L_{\text{shock}}$  y la luminosidad de la cáscara  $L_{\text{shell}}$  ~~corregida por extinción y por la emisión de [N II]~~ en función de la distancia proyectada desde el Trapecio. El tamaño de los símbolos indican el ancho relativo de la cáscara chocada  $H = h/R_0$ .

a la cáscara chocada, es decir  $(\rho_0, v_0, T_0) \rightarrow (\rho_2, v_2, T_2)$  donde el subíndice 2 indica que se trata de la cáscara chocada, que está en equilibrio térmico porque se cumple la condición de que  $T = T_0 = T_2 = 10^4$  K, se trata de la misma temperatura de la ecuación 5.12

Ahora, la luminosidad mecánica que es la energía cinética que atraviesa el choque se convierte en energía térmica, se calienta y se convierte en energía radiativa, entonces tendremos que la luminosidad de enfriamiento es igual a la luminosidad del choque ( $L_{\text{cool}} = L_{\text{shock}}$ ), debido a que  $T_0 = T_2$  como se dijo en el párrafo anterior, es así que la luminosidad del choque en unidades de  $[\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}]$  la podemos escribir como,

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

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

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

Donde  $\Lambda(T_2)$  es el coeficiente de enfriamiento del gas en equilibrio y  $N_2$  es la densidad promedio en la cáscara, es decir que es la misma densidad dada por la ecuación 5.9 ( $N_2 = N_H$ ). Ahora que tenemos las expresiones de las luminosidades en cada zona, las podemos comparar dividiendo una entre la otra considerando que  $N_H = M_1^2 N_0$  y  $v_1 = M_1 c_0$ , de esta manera obtenemos para este cociente que

$$\frac{L_{\text{shock}}}{L_{\text{shell}}} = \frac{0.5 m M_1 c_0^3}{N_H \Lambda(T_2) h}. \quad (5.15)$$

Donde  $m = 1.3m_H$  es la masa promedio por nucleón,  $c_0 \simeq \sqrt{kT/m_H}$  es la velocidad del sonido fotoionizado. Ahora para un número de Mach  $M_1 \sim 2.0$ , un coeficiente de enfriamiento de  $\Lambda(T_2) \simeq 3.3 \times 10^{-24} \text{ erg cm}^3 \text{ s}^{-1}$  (Osterbrock & Ferland 2006) y utilizando el ancho de la cáscara y la densidad promedio en la misma la cual es posible determinar a partir de las observaciones usando la Ec. 5.9 hemos estimado este cociente de luminosidades para nuestros objetos de estudio, los resultados son mostrados en la figura 5.3. En dicha figura se puede observar que el cociente de luminosidades es aproximadamente 0.0 para los objetos situados en las proximidades del Trapecio, indicando que la contribución de la emisión del choque es despreciable. Para los objetos LL ubicados a grandes distancias proyectadas  $D$  vemos que la contribución de la emisión del choque empieza a ser importante en la emisión total.

### Un análisis más detallado de la presión en la cáscara

Si se incluye la contribución de helio entonces la densidad total de partículas es,

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

donde  $N_e$  es la densidad numérica de electrones,  $N_{\text{He}}$  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  $y_{\text{He}}$  de tal manera que,  $N_{\text{He}} = y_{\text{He}}N_H$  con  $y_{\text{He}} \simeq 0.08$ . Ahora podemos escribir la densidad electrónica como;

$$N_e = N_H x_{H^+} + y_{\text{He}} N_H x_{\text{He}^+} + 2y_{\text{He}} N_H x_{\text{He}^{++}} + \sum_k \sum_j N_H j y_j x_{jk}$$

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

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

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

$$P = \begin{cases} 2.08 N_H kT & \text{si } x_{\text{He}^+} \simeq 0 \\ 2.16 N_H kT & \text{si } x_{\text{He}^+} \simeq 1 \end{cases} \quad (5.16)$$

## 5.2 Interacción de dos vientos

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

1-1 21/11/2014 9:21, William Henney

Hay que calcular dcool/h para nuestros choques

1-2 21/11/2014 9:21, William Henney

Mejor incluir fig 7 de Henney 2002. O hacer una figura similar.

1-3 21/11/2014 9:21, William Henney

Hay que explicar la motivación para esta sección. Vamos a demostrar que se puede despreciar la contribución de la zona de enfriamiento a la emisión de H alpha.

2-1 21/11/2014 9:21, William Henney

Debe ser  $v^3$

2-2 21/11/2014 9:21, William Henney

Hay que decir que estas son luminosidades bolométricas

2-3 21/11/2014 9:21, William Henney

Aquí debe ser  $M_0$  en lugar de  $M_1$

$$N_2 = M_0^2 N_0$$

Y

$$v_0 = M_0 c_0$$

2-4 21/11/2014 9:21, William Henney

Cambiaste los números con respecto a lo que usé en el pizarrón. 012 en lugar de 123. Está mejor así creo, pero tienes que tener cuidado no confundirte entre la numeración nuevo y viejo

3-1 21/11/2014 9:21, William Henney

Pero esto es para la luminosidad bolométrica

Para la luminosidad Ha hay que también incluir el comportamiento de  $\eta_{Ha}/\lambda$  en función a la temperatura.

Vamos a discutirlo