



24
20

UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA DE MEXICO

FACULTAD DE CIENCIAS

ONDAS DE CHOQUE EN EL MEDIO
INTERESTELAR

T E S I S

Que para obtener el Título de

F I S I C O

p r e s e n t a :

SALVADOR CURIEL RAMIREZ

México, D.F.

1986



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 está 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.

INDICE

RESUMEN		0
CAPITULO I	INTRODUCCION	1
CAPITULO II	FENOMENO ONDA DE CHOQUE	6
	1. FENOMENO ONDA DE CHOQUE	7
	2. ESTRUCTURA DE UNA ONDA DE CHOQUE	10
	1) Frente de Choque	14
	ii) Zona de Relajamiento	16
	3. MODELOS NUMERICO	18
	1) Modelo de Cox	19
	ii) Modelo de Raymond	22
	iii) Modelo de Shull y McKee	23
CAPITULO III	DESARROLLO Y RESULTADOS DE UN MODELO ANALITICO DE ONDA DE CHOQUE	26
	1. MODELO ADOPTADO	27
	2. ZONA PRECHOQUE	30
	3. FRENTE DE CHOQUE	32
	4. ZONA DE ENFRIAMIENTO	38
	5. ZONA DE RECOMBINACION	47
	1) Primera Región (Equilibrio de Fotoionización)	54
	ii) Segunda Región (Recombinación)	55
	6. DISCUSION DEL MODELO Y CONCLUSIONES	59

CAPITULO IV	CALCULO DEL FLUJO EN H_{β} Y DEL ESPECTRO EN CONTINUO DE RADIO	63
	1. INTENSIDAD DE LA LINEA H_{β}	65
	2. CONTINUO DE RADIO	69
	3. CORRELACION ENTRE LA INTENSIDAD DE LA LINEA H_{β} Y EL CONTINUO EN RADIO	75
	4. INTENSIDAD DE LA LINEA H_{β} Y DEL CONTINUO EN RADIO; SOLUCION NUMERICA	77
CAPITULO V	APLICACION DE LOS RESULTADOS A OBSERVACIONES DE LOS OBJETOS HERBIG-HARO 1 Y 2	82
	1. OBSERVACIONES	84
	2. APLICACION DEL MODELO A LAS OBSERVACIONES	86
CAPITULO VI	CONCLUSIONES	91
BIBLIOGRAFIA		93

CAPITULO I

INTRODUCCION

En el medio interestelar se observan algunas nebulosas de emisión que presentan características espectrales distintas a las observadas en nebulosas planetarias y en regiones HII. Algunas de estas características son: a) la aparición de líneas de emisión intensas, con respecto a $H\beta$, de átomos y iones con bajo potencial de ionización como OI, OII, NI, NII, SII y CaII, b) temperaturas superiores a 10,000 K, inferidas a partir del cociente $\lambda 4363/\lambda 5007$ de [OIII] que es sensitivo a la temperatura y c) movimientos del material con velocidades supersónicas con respecto al medio exterior. Estas características corresponden a las esperadas en una onda de choque.

Un número importante de las regiones que presentan estas características en su espectro están asociadas a estrellas de tipo temprano. Por ejemplo, cuando este tipo de estrellas se forman, ionizan rápidamente el gas a su alrededor (formando una región HII). La presión del gas recién ionizado es mucho mayor que la presión del medio exterior y la región HII se expande. Esto produce una onda de choque que viaja delante del frente de ionización en el medio interestelar. Adicionalmente, este tipo de

estrellas posee un viento fuerte que puede aumentar significativamente la expansión de la región HII produciendo una onda de choque aun más fuerte.

Los choques más intensos en el medio interestelar son producidos por la expansión de los Remanentes de Supernova (RSN), donde la velocidad de la onda de choque llega a ser superior a los 10,000 Km/s. Otra clase de objetos que presentan características de material chocado son los objetos Herbig-Haro (HH) y las nebulosas asociadas con las estrellas tipo T-Tauri.

Los choques en el medio interestelar también pueden ser producidos por colisiones de dos nubes interestelares, o estar asociados con objetos peculiares como los Núcleos de Galaxias y los Cuasares.

Nuestro conocimiento sobre la estructura y la emisión producida por ondas de choque radiativas ha mejorado considerablemente desde los trabajos pioneros de Cox (1972).

Cox (1972) fue el primero en utilizar las ecuaciones magnetohidrodinámicas de un fluido para calcular el espectro óptico de un choque fuerte con $v \sim 100$ Km/s moviéndose en un medio con densidad del orden de una partícula por cm^3 . Sus resultados concordaron bastante bien con los espectros observados en algunos remanentes de supernova.

Los modelos de Cox fueron modificados por Daltabuit (1972) para calcular el espectro producido por la colisión de dos nubes con radios $R \sim 1$ pc, densidad $n \sim 10^7 \text{ cm}^{-3}$ y velocidad relativa $v \sim 2000$ Km/s. Posteriormente Daltabuit, McAlpine y Cox (1978) calcularon en forma detallada la estructura y el espectro que se espera en una onda de choque producida por este tipo de colisiones. Encontraron que choques de esta magnitud pueden proveer de una fuente importante de fotones ionizantes a Cuasares, y que el espectro resultante es similar tanto en

aspectos generales como en algunos detalles al observado en Cuasares típicos.

Posteriormente, Dopita (1976, 1977) y Raymond (1976, 1979) relajaron la suposición de equilibrio de ionización colisional justo detrás del choque como había sido supuesto por Cox (1972) en sus modelos iniciales. Dopita estudió principalmente los efectos de la variación de la abundancia de metales en el espectro calculado. Sin embargo, ignoró el enfriamiento debido a la línea $\lambda 304$ del HeII y sobre todo, no consideró el efecto producido por el campo magnético que, como Cox (1972) mostró, juega un papel muy importante en la estructura y emisión de una onda de choque. Por otro lado, Raymond incluyó más elementos y líneas semi-prohibidas, y estudió los efectos en el espectro debidos a la variación en el estado de la ionización prechoque, la abundancia y el campo magnético.

Shull y McKee (1979) consideraron modelos autoconsistentes donde, en ausencia de fuentes externas de ionización, el campo de radiación al cual está sujeto el gas antes de entrar al frente de choque es producido en la parte más caliente de la zona postchoque. Esto elimina uno de los parámetros que habían sido considerados como libres en los modelos anteriores. Dentro de sus modelos, Shull y McKee incluyeron mecanismos importantes de intercambio de carga y consideraron que el gas prechoque se encuentra en equilibrio de ionización (radiativo) con el flujo de fotones producidos en la onda de choque. Estos modelos, son aplicables cuando no existen fuentes externas de ionización.

Contini y Aldrovandi (1983) y Binette et al. (1985) calcularon el tipo de emisión que se esperaría de una onda de choque con velocidades hasta de 1080 Km/s . En los modelos de Contini y Aldrovandi se consideraron los efectos de una fuente externa de fotones ionizantes mientras Dopita et al. consideraron un modelo autoconsistente donde los fotones UV son producidos en la zona de enfriamiento.

En los modelos antes mencionados se calcula en forma numérica la estructura y el espectro producido por una onda de choque bajo condiciones iniciales específicas. En algunos de ellos se proponen fórmulas que describen la evolución del fluido en la zona postchoque como función de los parámetros iniciales (tales como densidad, velocidad, temperatura y campo magnético). Asimismo, Cox (1972) y Dopita (1976, 1977) han propuesto expresiones analíticas para calcular el flujo en $H\beta$ como función de las condiciones iniciales.

Recientemente, Cox y Raymond (1985) observaron que ondas de choque con distintas velocidades y grados de preionización presentan espectros muy similares, por lo cual, proponen que éstas pueden ser agrupadas en familias de acuerdo al tipo de espectro que exhiban. El criterio que utilizan para discernir entre miembros de distintas familias se basa en la comparación de la intensidad de ciertas líneas de emisión. La intensidad relativa de estas líneas caracteriza a las distintas familias.

En el presente trabajo de tesis se analiza la evolución del gas que atraviesa una onda de choque, para así obtener expresiones analíticas con las cuales se pueda determinar el estado del gas en cada punto de la zona postchoque. Esto permite encontrar una expresión analítica para el flujo de fotones $H\beta$. También, por primera vez se hace una estimación del continuo térmico en radio producido por una onda de choque. Esto último está motivado para interpretar la detección, también por primera vez, de la emisión térmica en radio de una onda de choque por Pravdo et al. (1985) en $HH1$ y $HH2$.

En el capítulo 2 se da un panorama general; sobre el fenómeno Onda de Choque, sus características principales y las regiones que la conforman. Asimismo, se presenta en forma resumida algunos modelos numéricos que se han generado en torno a este fenómeno.

Posteriormente, para facilitar el tratamiento de las ecuaciones involucradas en el estudio de este tipo de objetos, se hizo una serie de aproximaciones, las cuales son descritas en el capítulo 3 de esta tesis. En este mismo capítulo, el modelo propuesto es desarrollado, y los resultados obtenidos con éste son comparados con los modelos de Cox (1972), Raymond (1976, 1979) y Shull y McKee (1979).

En el capítulo 4 se calcula el flujo en $H\beta$ así como la dependencia que guarda éste con respecto a las condiciones iniciales. De igual manera, se calcula el continuo térmico en longitudes de onda de radio y se discute la dependencia de la forma del espectro obtenido con las condiciones iniciales del medio y la velocidad de la onda de choque.

Por último en el capítulo 5 se discuten las observaciones, en tres longitudes de onda de radio (2, 6 y 20 cms.), de los objetos HH1 y HH2 realizadas en el Observatorio Radioastronómico VLA (Very Large Array) localizado en Nuevo México, E. U. U., en Octubre de 1984. En este mismo capítulo se pretende reproducir los espectros obtenidos observacionalmente de los objetos Herbig-Haro y de su posible fuente excitadora por medio del modelo analítico propuesto en este trabajo.

CAPITULO II

FENOMENO ONDA DE CHOQUE

El presente Capítulo da un panorama general sobre el fenómeno Onda de Choque, sus características principales, las regiones que la conforman y algunos modelos numéricos que se han generado en torno a este fenómeno.

Inicialmente, se discuten las condiciones físicas del medio bajo las cuales se genera una onda de choque.

Posteriormente, se describen los cambios que sufre el gas al atravesar las regiones que forman la onda de choque. Por último, se discuten los modelos numéricos, desarrollados por Cox (1972), Raymond (1976, 1979) y Shull y Mckee (1979). Estos modelos son considerados los más relevantes con relación a este fenómeno, y es, con base en éstos, que se desarrolló el modelo que se presenta en este trabajo de tesis (capítulo III).

1) FENOMENO ONDA DE CHOQUE.

Para comprender como se produce una onda de choque es necesario comprender inicialmente como se propaga la información en un medio gaseoso, es decir, cual es la respuesta de éste y cual es la velocidad de propagación de una perturbación en el medio.

Cuando un fluido compresible sufre una pequeña perturbación, se genera un movimiento oscilatorio longitudinal de pequeña amplitud (que consiste en movimientos de compresión y rarefacción que ocurren en forma alternante) que se propaga a través del medio. A estas oscilaciones se les conoce como ondas sónicas, y su velocidad de propagación respecto al medio es la velocidad del sonido que está dada por:

$$c \equiv \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.1)$$

Para un fluido ideal, donde no se produce intercambio de energía térmica entre un elemento del fluido y otro adyacente, los cambios en el gas se producen adiabáticamente. En este caso, la presión y la densidad se relacionan como:

$$P = P_0 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{\gamma} \quad (2.2)$$

donde γ es el cociente entre calores específicos a presión y volumen constantes (e.g., para un gas ideal y monoatómico $\gamma=5/3$). Bajo estas condiciones, la velocidad del sonido es:

$$c_a = \left(\frac{\gamma P}{\rho} \right)^{\frac{1}{2}} = \left(\frac{\gamma K T}{\mu m_H} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (2.3)$$

donde μ es el número de unidades atómicas por partícula libre, μm_H es la masa promedio por partícula y T es la temperatura del medio perturbado. Por otro lado, cuando existe un intercambio libre de energía entre la onda y el medio a través de conducción o radiación, la fluctuación de la temperatura desaparece y la propagación de la onda se lleva a cabo isotermicamente (i.e., a temperatura constante). Cuando esto ocurre,

$$P = \rho \left(\frac{KT_0}{\mu m_H} \right) \quad (2.4)$$

y la velocidad del sonido es:

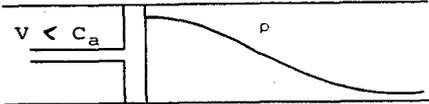
$$C_i = \left(\frac{KT_0}{\mu m_H} \right)^{1/2} \quad (2.5)$$

Para un proceso isotérmico, la velocidad del sonido es constante mientras que para un proceso adiabático la velocidad es función ya sea de la temperatura perturbada como $T^{1/2}$ (ecuación 2.3) o, combinando las ecuaciones (2.2) y (2.3), de la densidad perturbada como $\rho^{(\gamma-1)/2}$ (para un gas monoatómico va como $\rho^{1/3}$). Así, la velocidad del sonido determina la velocidad a la cual se propaga, en forma natural, una perturbación en un medio compresible. El hecho de que exista una velocidad característica de propagación de la información hace que el fluido se comporte de manera cualitativamente diferente si éste se mueve con una velocidad mayor o menor a esta velocidad característica.

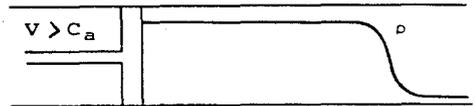
Para ilustrar esta afirmación, considérese un pistón moviéndose con velocidad constante hacia el interior de un tubo con gas que se supone homogéneo y en reposo (figura 2.1). Supongase por simplicidad que los cambios inducidos por el pistón son tan rápidos que el gas se comporta adiabáticamente.



(a)



(b)



(c)

Fig. 2.1. Perfil de densidad producido por un pistón en movimiento con velocidad constante. (a) Para $v=0$, la densidad del gas es constante; (b) $v < c_a$; (c) $v > c_a$.

En primer lugar, si la velocidad del pistón es menor que la velocidad del sonido en el gas (la velocidad de propagación de la información), el gas tiene tiempo suficiente para reaccionar al movimiento compresivo producido por el pistón y por lo tanto las condiciones físicas del gas se ajustan gradualmente hasta alcanzar su estado final. Debido a esto, se forma un gradiente suave de densidad (además de gradientes de velocidad y de presiones) en el gas perturbado. En la figura 2.1.b se muestra el gradiente de densidad producido en el gas perturbado por el pistón. Conforme la velocidad del pistón es mayor, el gradiente en la densidad aumenta y se produce en una región cada vez más angosta.

En segundo lugar, si la velocidad del pistón es superior a la velocidad del sonido, el gas no tiene tiempo de ajustar en forma gradual sus condiciones físicas debido a que la onda compresiva producida por el movimiento del pistón viaja más rápido que la velocidad natural a la cual se propaga la información (ésta es, la velocidad del sonido (2.2)). Por lo tanto, las condiciones físicas del gas sufren un cambio abrupto y llegan a su estado final en un lapso de tiempo muy corto. El ancho de la región donde se produce este cambio abrupto en las condiciones del gas es del orden de un camino libre medio

(Zel'dovich y Raizer, 1966, p. 77 ss), y se denomina Frente de Choque.

En la figura 2.1.c se esquematiza el cambio en la densidad que sufre el gas debido al movimiento supersónico ($v > C_a$) del pistón.

2) ESTRUCTURA DE UNA ONDA DE CHOQUE

Una vez que el gas atraviesa el frente de choque, se encuentra, en general, fuera de equilibrio. Debido a esto, pierde energía por medio de radiación mientras se aleja del frente de choque, tendiendo nuevamente al equilibrio. La región comprendida desde el frente de choque hasta donde se reestablece el equilibrio se conoce como Zona de Relajamiento (figura 2.2).

La zona de relajamiento y el frente de choque que se encuentra detrás de ésta, constituyen una Onda de Choque.

Frecuentemente, la zona de relajamiento se puede dividir en dos regiones: Zona de Enfriamiento y Zona de Recombinación. Esta división se puede llevar a cabo ya que, en la zona de enfriamiento existe un gradiente fuerte de temperatura y los átomos de hidrógeno permanecen ionizados, mientras que en la zona de recombinación el hidrógeno se recombina a temperatura aproximadamente constante.

Adicionalmente al frente de choque y a la zona de relajamiento se puede considerar una tercera región, denominada Zona Prechoque, donde la radiación producida por el gas caliente de la zona de enfriamiento y que viaja en esta dirección puede calentar, disociar y ionizar al gas antes de entrar al frente de choque. A esta radiación ionizante se le conoce como precursor radiativo.

La figura 2.2 resume las distintas zonas que conforman una

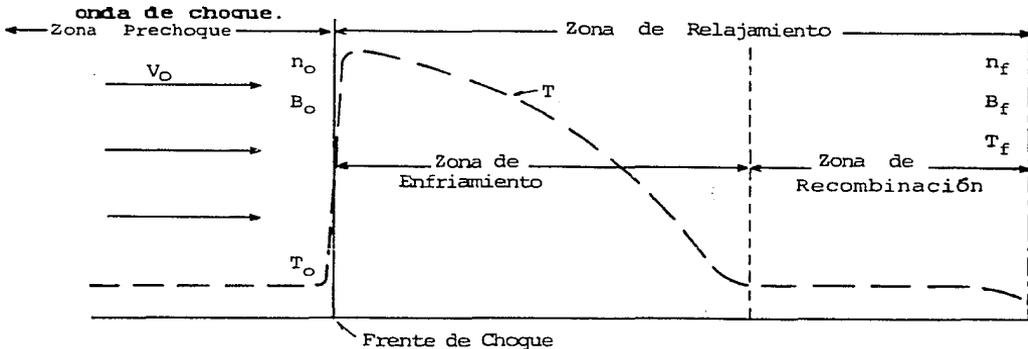


FIG. 2.2. Diagrama general de la estructura de una onda de choque. v , velocidad de choque; n , T , densidad y temperatura en el fluido respectivamente; B , campo magnético. El subíndice 0 denota condiciones iniciales de choque; el subíndice f denota condiciones finales. La línea punteada representa el perfil de temperatura en la zona de relajamiento.

Para determinar como cambian los parámetros tales como la densidad ρ , la presión P y la velocidad v del fluido a través de la onda de choque, se utilizan las ecuaciones hidrodinámicas de conservación de masa, momento y energía. Si se considera que en el fluido se encuentra presente un campo magnético, entonces, además de estas ecuaciones de conservación (donde se incluyen términos que dependen del campo magnético) es necesario añadir una ecuación de conservación para el campo magnético B . Por simplicidad es frecuente suponer al campo magnético perpendicular a la dirección del flujo, y que éste tiene una conductividad muy alta. Esta última suposición permite considerar que el flujo de campo magnético se conserva, es decir que el campo está "congelado" o amarrado al fluido.

Por otro lado, en la mayoría de las ondas de choque, el tiempo de evolución de éstas es mayor que el tiempo que tarda una porción del gas en atravesar la zona de enfriamiento (e.g., Cox 1972) encontró que para ondas de choque con $v_0 \sim 100$ km/s, el tiempo que requiere un fragmento de gas en atravesar la zona de enfriamiento es $1000/n_0$ años, y aplicando este resultado a

Remanente del Cisne encontró que este objeto no cambia apreciablemente en tan corto tiempo), por lo cual, se puede suponer que el flujo se encuentra en estado estacionario. Además, se puede considerar una geometría plano-paralela como una buena aproximación debido a que, por lo general, el radio de curvatura de una onda de choque es mucho mayor que su anchura.

De esta manera, para un fluido en estado estacionario y con geometría plano-paralela, y en un sistema de referencia fijo en el frente de choque, las ecuaciones de conservación se reducen a la forma unidimensional e independiente del tiempo.

Bajo estas condiciones, la ecuación de continuidad que describe la conservación de masa en ausencia de fuentes y sumideros es:

$$\frac{d}{dx} (\rho v) = 0 \quad (2.6)$$

La condición de campo magnético congelado para un fluido con conductividad infinita, donde se conserva el flujo de líneas de campo magnético (siendo estas paralelas al frente de choque), es:

$$\frac{d}{dx} \left(\frac{B}{\rho} \right) = 0 \quad (2.7)$$

La ecuación de momento para un fluido no viscoso, donde el gas se comporta idealmente y las líneas de campo magnético que están congeladas al plasma, son perpendiculares a la dirección de movimiento, es:

$$\frac{d}{dx} \left(P + \rho v^2 + \frac{B^2}{8\pi} \right) = 0 \quad (2.8)$$

La ecuación de conservación de energía sin considerar viscosidad ni conductividad térmica es:

$$\frac{d}{dr} \left[\rho v \left(h + \frac{1}{2} v^2 + \frac{B^2}{4\pi\rho} \right) \right] = \rho q \quad (2.9)$$

donde h es la entalpía específica, que para un gas ideal está definida como:

$$h = \epsilon + \frac{P}{\rho} = \frac{\gamma}{\gamma-1} \frac{P}{\rho} \quad (2.10)$$

donde ϵ es la energía interna por unidad de masa, y ρq es la tasa de pérdida de energía por unidad de volumen. El término ρq está formado en primer lugar por un término debido a las pérdidas de energía por radiación y en segundo lugar por un término que incluye los efectos de calentamiento debidos a recombinación, ionización colisional y fotoionización. En el caso de que el gas sea ópticamente delgado, la tasa de pérdida de energía se puede aproximar como la tasa de enfriamiento (producida por radiación). Esto es:

$$\rho q \sim -n_e n_H L(T) \quad (2.11)$$

donde n_e es la densidad electrónica, n_H es la densidad total de átomos de hidrógeno y $L(T)$ es el coeficiente de enfriamiento en $\text{ergs cm}^3/\text{s}$.

En lo sucesivo se utilizarán las ecuaciones de conservación de masa (2.6), momento (2.8) y energía (2.9), la condición de campo magnético congelado (2.7), la definición para la entalpía (2.10) y la aproximación para la tasa de pérdida de energía

(2.11) para describir las condiciones físicas en cada una de las regiones que conforman una onda de choque.

1) Frente de Choque

Debido a que el ancho del frente de choque es muy pequeño comparado con las escalas de longitud de la onda de choque, el frente de choque puede ser considerado como una discontinuidad. Además, si se considera un sistema de referencia fijo en el frente de choque y que el gas se comporta adiabáticamente mientras atraviesa el frente de choque (i.e., no hay intercambio de energía entre los fragmentos de gas al atravesar éste el frente de choque), las ecuaciones de conservación de masa (2.6), momento (2.8) y energía (2.9), así como la condición de campo magnético congelado (2.7) quedan expresadas de la siguiente manera:

$$\rho_1 v_1 = \rho_0 v_0 \quad \text{masa} \quad (2.12)$$

$$P_1 + \rho_1 v_1^2 + \frac{B_1^2}{8\pi} = P_0 + \rho_0 v_0^2 + \frac{B_0^2}{8\pi} \quad \text{momento} \quad (2.13)$$

$$h_1 + \frac{1}{2} v_1^2 + \frac{B_1^2}{4\pi\rho_1} = h_0 + \frac{1}{2} v_0^2 + \frac{B_0^2}{4\pi\rho_0} \quad \text{energía} \quad (2.14)$$

$$\frac{B_1}{\rho_1} = \frac{B_0}{\rho_0} \quad \text{campo magnético congelado} \quad (2.15)$$

donde los subíndices 0 y 1 denotan cantidades prechoque. En el capítulo III se dará la solución a este sistema de ecuaciones. En este punto, se dará la solución para el caso particular en el cual $B=0$.

Para un frente de choque donde el campo magnético es despreciable ($B=0$), la solución no trivial de las ecuaciones (2.12), (2.13), (2.14) y (2.15) es:

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{v_0}{v_1} = \frac{(\gamma+1)M_c^2}{(\gamma-1)M_c^2 + 2} \quad (2.16)$$

$$\frac{P_1}{P_0} = \frac{2\gamma M_c^2 - (\gamma-1)}{(\gamma+1)} \quad (2.17)$$

$$\frac{T_1}{T_0} = \frac{[2\gamma M_c^2 - (\gamma-1)][(\gamma-1)M_c^2 + 2]}{(\gamma+1)^2 M_c^2} \quad (2.18)$$

donde M_0 es el número de Mach definido como:

$$M_0 \equiv \frac{v_0}{C_{S0}} \quad (2.19)$$

en este caso, C_0 corresponde a la velocidad adiabática del sonido en la zona prechoque (definida en la ecuación (2.3)). Estas soluciones conducen a los siguientes resultados:

a) El gas se mueve supersónicamente antes del choque y subsónicamente después de éste.

b) Los choques son compresivos, es decir, las cantidades P_1/P_0 , T_1/T_0 y ρ_1/ρ_0 son mayores que 1, donde P_1 , P_0 y T_1 son evaluadas justo después del frente de choque y P_0 , P_0 y T_0 antes del choque.

c) La compresión crece monótonicamente con el número de Mach M_0 .

d) Para choques fuertes ($M_0 \rightarrow \infty$) se cumple que:

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{v_0}{v_1} = \frac{(\gamma+1)}{(\gamma-1)} \quad (2.20)$$

$$P_1 = \frac{2}{(\gamma+1)} \rho_0 v_0^2 \quad (2.21)$$

$$KT_1 = \frac{2(\gamma-1)}{(\gamma+1)^2} \mu_0 v_0^2 \quad (2.22)$$

donde μ_0 es la masa promedio por partícula detrás del frente de choque y v_0 es la velocidad del choque. En la ecuación (2.22) se ha supuesto que los iones y los electrones se encuentran en equilibrio térmico al cruzar el frente de choque. Esta condición se da cuando dominan las fuerzas viscosas (choques colisionales), pero podría no darse en los casos en los que los mecanismos disipativos fueran de otra índole.

Para un gas monoatómico ($\gamma=5/3$), el factor de compresión es $P_1/P_0 = 4$, la temperatura postchoque es $T_1 = 3\mu_0 v_0^2/16K$ y la presión postchoque es $P_1 = 3\rho_0 v_0^2/4$.

ii) Zona de Relajamiento

Una vez que el gas ha atravesado el frente de choque, tanto el equilibrio térmico como el equilibrio de ionización tienden a establecerse en el plasma de igual manera que el equilibrio entre el gas chocado y el medio que lo rodea. Los procesos físicos que caracterizan a esta región (disociación molecular, ionización, excitación colisional, recombinación, etc.) son todos inelásticos, razón por la cual la temperatura del gas disminuye al irse alejando éste del frente de choque (figura 2.2). Por otra parte, el fluido es subsónico detrás del frente de choque, por lo

que la presión en esta región es aproximadamente uniforme y por lo tanto, aumenta la densidad del plasma al ir disminuyendo su temperatura.

Las ecuaciones que describen al fluido en esta zona, conservación de masa (2.6), momento (2.8) y energía (2.9), y la condición de campo magnético congelado (2.7), se pueden escribir de la siguiente manera:

$$\rho v = \rho_0 v_0 \quad \text{masa} \quad (2.23)$$

$$P + \rho v^2 + \frac{B^2}{8\pi} = P_0 + \rho_0 v_0^2 + \frac{B_0^2}{8\pi} \quad \text{momento} \quad (2.24)$$

$$\frac{d}{dx} \left[\rho v \left(h + \frac{1}{2} v^2 + \frac{B^2}{4\pi\rho} \right) \right] = -n_e n_H L(T) \quad \text{energía} \quad (2.25)$$

$$\frac{B}{\rho} = \frac{B_0}{\rho_0} \quad \text{campo magnético congelado} \quad (2.26)$$

donde las cantidades sin subíndice denotan cantidades en cualquier punto dentro de la zona de relajamiento.

La compresión final de esta región está limitada por la presión del gas si la temperatura T_f a la cual se estabiliza es suficientemente alta, o bien, por la presión magnética si la intensidad del campo magnético B es grande. En el primer caso, la densidad máxima es:

$$n_m = n_0 \left(\frac{v_0}{C_0} \right)^2 \quad (2.27)$$

donde C_0 es la velocidad del sonido en la zona donde se detiene

la compresión. En el segundo caso, el factor de compresión es menor y la densidad máxima postchoque está dada por la condición:

$$\left(\frac{n_m}{n_0}\right)^2 \frac{B_0^2}{8\pi} = \rho_0 v_0^2 \quad (2.28)$$

$$n_m = 77 \left(\frac{n_0^{3/2} v_7}{B_{-6}} \right) \text{ cm}^{-3}$$

(esta expresión se verá con detalle en el siguiente capítulo) donde v_{07} es la velocidad del choque en unidades de 100 Km/s y B_{-6} es el campo magnético en microgauss.

Por último, la estructura de la región de relajamiento también depende de las condiciones físicas en las que el gas emerge del frente de choque, es decir, de la temperatura electrónica, su composición química y de la fase en la que se encuentre (molecular o atómica); y en este último caso, del estado de ionización.

3) MODELOS NUMERICOS

Para poder calcular la estructura y el espectro producidos por una onda de choque, es necesario resolver las ecuaciones de la magnetohidrodinámica, y esto lleva a complicados cálculos en computadora. Esto se debe a que para calcular la función de enfriamiento es necesario incluir los distintos procesos atómicos que se producen en el gas mientras atraviesa la onda de choque, como por ejemplo intercambio de carga, recombinaciones a los distintos niveles, etc.

A continuación se presenta un resumen de varios modelos numéricos elaborados sobre este tema, que son considerados como los más importantes.

1) Modelo de Cox (1972)

Cox (1972) fue el primer investigador en calcular la estructura y el espectro óptico de una onda de choque con velocidad ~ 100 km/s. Para llevar a cabo su propósito utilizó las ecuaciones magnetohidrodinámicas de un fluido en estado estacionario y con simetría plano-paralela. Además de éstas, hizo otras suposiciones y aproximaciones sobre las condiciones del gas en el fluido. Por ejemplo, supuso que la onda de choque se mueve en un medio donde el hidrógeno ha sido previamente ionizado (sin importar el origen de la preionización) y los átomos con energía de ionización menor a la del hidrógeno al igual que el helio se encuentran una vez ionizados; el campo magnético se encuentra congelado al plasma (i.e., $B/P = \text{cte}$) y los iones pesados llegan al equilibrio de ionización colisional inmediatamente después de atravesar el frente de choque.

Una vez calculada la estructura y el espectro óptico, bajo estas condiciones, Cox encontró que la estructura de la región caliente (zona de enfriamiento) es prácticamente independiente del flujo ultravioleta producido en esta misma región. En cambio, una vez que el gas se ha enfriado ($T \sim 10^4$ K) y empieza a recombinarse, las líneas ópticas producidas por recombinación, dependen sustancialmente del flujo de fotones ionizantes producidos por el gas caliente detrás del frente de choque. Además, encontró que el campo magnético se vuelve muy importante cuando el gas se ha enfriado a una temperatura $\sim 10^4$ K. Si el campo magnético es lo suficientemente intenso, la presión magnética puede detener la compresión, disminuir los procesos de enfriamiento y recombinación y ensanchar drásticamente la región de recombinación. Esto se muestra en la figura 2.3

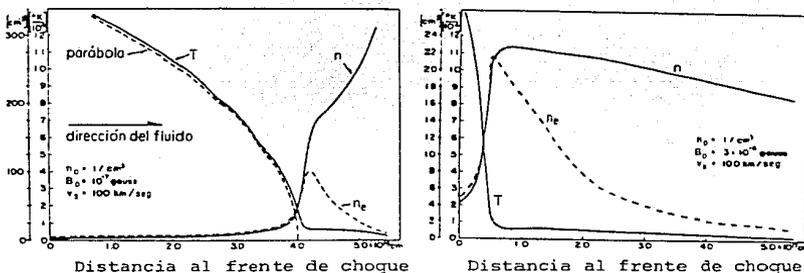


Fig. 2.3. Efecto que produce el campo magnético en la zona de recombinación de una onda de choque. Nótese que al aumentar el campo magnético, disminuye la compresión y se ensancha la zona de recombinación. (Tomado de Cox, 1972).

En la figura 2.3 se puede apreciar que una vez que la temperatura del gas ha disminuido hasta $T \sim 10^4$ K permanece casi constante mientras el gas se recombina.

A partir de los resultados numéricos de sus modelos, Cox derivó algunas relaciones por medio de las cuales pudo reproducir sus resultados numéricos. Algunos de estas relaciones se presentan a continuación.

El número total de fotones ionizantes, producidos en la zona de enfriamiento, por átomo que entra al frente de choque, es $S \sim 4.0v_0^2 - 1.4$. Una parte de estos fotones viaja en la dirección del frente de choque, $P \sim 1.7v_0^2 - 0.7$, preionizando el gas antes de atravesar el frente.

La luminosidad en H_β puede expresarse como función de las condiciones iniciales de la siguiente manera:

$$L(H_\beta) = (\text{Area de choque}) \times (n_0 v_0) \left(\frac{n_H}{n} \right) \frac{H_{rec}}{5} \text{ eV/s} \quad (2.29)$$

donde $H_{rec} \sim 2.7v_7^2 + 0.27$ es el número promedio de recombinaciones que sufre un átomo de hidrógeno desde que cruza el frente de choque hasta que llega a la zona fría de la región de recombinación. Por lo tanto, la intensidad de las líneas de hidrógeno son aproximadamente proporcionales a $n_0 v_0^3$.

La temperatura máxima en la onda de choque (la cual se alcanza justo detrás del choque), cuando la compresión producida en el frente de choque es 4, la abundancia del helio es $\delta = n(\text{He})/n(\text{H}) = 0.16$ y la temperatura prechoque $T_0 = 1.9 \times 10^4$ K es:

$$T_{\max} = 1.5 \times 10^5 (v_7^2 - 0.047) \quad (2.30)$$

Si se supone que el enfriamiento se produce a presión constante y que el coeficiente de enfriamiento es $L = 6.1 \times 10^{-27}$ T erg cm^3/s , entonces la temperatura del gas se puede expresar como función de la distancia al frente de choque de la siguiente manera:

$$T = T_{\max} \left[1 - \frac{D}{D_{\text{enf}}} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (2.31)$$

donde $D_{\text{enf}} \approx \frac{1}{8} v_0 t_{\text{enf}} \approx 4 \times 10^{16} \frac{v_7}{n_0}$

y $t_{\text{enf}} \approx \frac{\frac{1}{2} m v_0^2}{4 n_0 L (T_{\max})} \approx \frac{1000}{n_0}$

La parábola descrita por la curva T(D) predicha de esta manera se compara en la figura 2.3 con la curva calculada numericamente.

ii) Modelo de Raymond (1976, 1979)

Raymond (1976, 1979) calculó la estructura y el espectro, tanto en el óptico como en el ultravioleta, producidos por una onda de choque donde la velocidad del choque puede ir entre 50 y 200 km/s y el medio, en el que se encuentra presente un campo magnético, tiene una densidad prechoque entre 1 y 300 partículas por cm^3 . La intensidad del campo magnético considerado está comprendida entre 0.1 y 10 μGauss .

Para desarrollar sus modelos, Raymond abandonó la suposición de equilibrio de ionización inmediatamente después del choque adoptada por Cox (1972). Además, consideró el estado de ionización prechoque como un parámetro libre.

Por medio de la ecuación de transporte, calculó el cambio en el estado de ionización de cada ión a través de la onda de choque. Para calcular las fotoionizaciones y recombinaciones, tomó en cuenta algunos procesos atómicos que no fueron considerados por Cox (e.g., intercambio de carga entre átomos de N e H, la transición $2s-2p$ del CIII, tasas de excitación de MgII, SiII y CaII, etc.).

Por otro lado, Raymond investigó los efectos que se producen en el espectro, debidos a la variación en las condiciones iniciales prechoque. Encontró, por ejemplo, que la línea $\lambda 304$ A del HeII puede dominar la fotoionización del HeI, OII y NII, produciendo efectos importantes en el espectro óptico emitido por la onda de choque. De igual manera, encontró que la emisión en $H\beta$ es proporcional a la densidad prechoque n_0 y aproximadamente proporcional al cuadrado de la velocidad del choque v_0^2 . Esta dependencia de la intensidad en $H\beta$ con la velocidad es diferente a la obtenida por Cox (1972), ya que este último encontró que el flujo en $H\beta$ guarda una dependencia con la velocidad del choque como v_0^3 .

En cuanto a la estructura de la onda de choque Raymond encontró que la distancia de enfriamiento se escala con respecto a la densidad prechoque como $1/n_0$.

Al igual que Cox, encontró que la presión magnética en la zona postchoque da un límite superior a la compresión del gas dado por:

$$X_{\max} = \frac{(P_0 + \rho_0 v_0^2)^{1/2}}{B_0 / (8\pi)^{1/2}} \quad (2.32)$$

Debido a que el campo magnético altera la compresión del gas, puede afectar tanto el flujo como el espectro producido por el choque.

Finalmente, una vez que el gas ha atravesado la zona de enfriamiento tiende a recombinarse y entonces, los fotones ultravioleta producidos por el gas caliente en la zona de enfriamiento son absorbidos, produciendo un calentamiento en el gas. Mientras los fotones ionizantes son absorbidos, el gas permanece prácticamente a temperatura constante. Sin embargo, una vez que se agota esta radiación, el gas se recombina rápidamente y la temperatura del gas disminuye.

iii) Modelo de Shull y McKee (1979)

Shull y McKee (1979) propusieron modelos autoconsistentes para choques radiativos en el medio interestelar, donde la radiación ultravioleta, producida en la zona más caliente de la onda de choque y que viaja hacia el material que entra al frente de choque, determina el estado de ionización del gas prechoque. A esta radiación ionizante se le conoce también como precursor radiativo el cual crea una zona ionizada tipo región HII o zona de Stromgren en la zona prechoque. Asimismo, calcularon la

intensidad de las líneas más intensas tanto en el óptico, como en el ultravioleta y en el infrarrojo.

Adicionalmente, Shull y McKee investigaron el efecto que produce la variación de las condiciones iniciales (n_0 , V_0 , B_0 y abundancias) en el espectro y la estructura de la onda de choque. A este respecto encontraron que cuando la velocidad del choque v_0 es mayor o igual a 110 Km/s se genera suficiente radiación ultravioleta para preionizar completamente al H y al He (a HeII), mientras que para velocidades menores a los 90 Km/s la preionización que se produce es muy pobre, produciendo efectos importantes en la función de enfriamiento, en las líneas de emisión y en la densidad columnar de los iones metálicos. El cambio en la densidad prechoque, produce un escalamiento en las dimensiones de la onda de choque que va como $1/n_0$.

Por otro lado, si se incrementa el campo magnético, se limita la compresión en la zona de recombinación, y esto trae como consecuencia que las ionizaciones colisionales del hidrógeno sean menores y, por consiguiente disminuya el número de recombinaciones del H y del He. De igual manera, disminuye tanto el flujo de fotones ionizantes como la intensidad de las líneas del [NI] y del [OII].

El efecto que produce el campo magnético en la onda de choque es menor que el que produce tanto la densidad prechoque como la velocidad de choque.

Mientras la mitad de los fotones ionizantes producidos en la zona de enfriamiento atraviesa el frente de choque y determina el estado de ionización del H, He y los iones metálicos, la otra mitad viaja en la dirección de movimiento del gas hacia la zona de recombinación donde el gas se encuentra parcialmente neutro. En esta zona los fotones ionizantes depositan su energía produciendo un incremento en la temperatura del gas. Como consecuencia del depósito de energía, el gas permanece con una

temperatura aproximadamente constante (~ 5000 K) mientras se recombina. Una vez que todos los fotones ionizantes han sido absorbidos, el gas se recombina más rápidamente y la temperatura decrece por debajo de los 1000 K.

CAPITULO III

DESARROLLO Y RESULTADOS DE UN MODELO ANALITICO
DE ONDA DE CHOQUE

Hasta ahora, para describir la estructura y el espectro de una onda de choque, se han integrado las ecuaciones hidromagnéticas, que describen la evolución del fluido, mediante técnicas numéricas complicadas. La aplicación de los modelos obtenidos por medio de este método está restringida al intervalo de los parámetros iniciales (velocidad de choque, densidad, temperatura, campo magnético y abundancias) consideradas. Aun dentro del intervalo de aplicabilidad, los modelos son calculados para condiciones iniciales específicas y, por consiguiente, es difícil aplicarlos en forma directa a las observaciones de ondas de choque.

En algunos de los modelos numéricos realizados hasta ahora se presentan expresiones analíticas, como función de las condiciones iniciales, por medio de las cuales es posible calcular algunas de las características de una onda de choque. Por ejemplo, el ancho de la zona de enfriamiento (Cox, 1972), el ancho de la zona de recombinación (Dopita, 1978) y el flujo en $H\beta$ (Cox, 1972; Raymond, 1976 y 1979; Dopita, 1978) (ver Capítulo II).

En el presente capítulo se presentan expresiones analíticas que describen aproximadamente la estructura de una onda de choque a partir del modelo propuesto en la sección 1 de este capítulo. Para lograr este propósito se estudian por separado cada una de las regiones que, como se propone en el modelo, conforman una onda de choque. Posteriormente se discuten los resultados obtenidos.

1. MODELO ADOPTADO

La mayoría de las suposiciones y aproximaciones que se utilizarán son similares a las que se emplearon en los modelos descritos en el capítulo anterior.

Considérese un fluido en estado estacionario y con geometría plano-paralela, donde se encuentra presente un campo magnético uniforme B_0 y el gas en este fluido es homogéneo con una densidad ρ_0 , una presión P_0 y una temperatura T_0 . Dicho fluido se mueve con una velocidad supersónica v_0 con respecto a la onda de choque. Considérese a la onda de choque dividida en cuatro regiones. Estas regiones son:

a) Zona Prechoque, donde el gas es preionizado antes de entrar al frente de choque.

b) Frente de Choque, donde se excitan los grados de libertad translacionales y se produce un incremento en la temperatura, densidad y entalpía del gas.

c) Zona de Enfriamiento, donde los procesos colisionales inelásticos enfrían el gas hasta que llega a una temperatura $T \sim 10^4$ K.

d) Zona de Recombinación, donde la temperatura y la densidad

permanecen practicamente constantes, y el gas se recombina rapidamente.

Se supondrán además las siguientes aproximaciones:

a) El gas en la zona prechoque se encuentra en equilibrio de ionización con el flujo de fotones ionizantes producido por el gas caliente en la zona de enfriamiento y que viaja en esta dirección. No se consideran fuentes externas de ionización.

b) El gas se comporta adiabaticamente mientras atraviesa el frente de choque.

c) Los iones y los electrones se encuentran en equilibrio térmico en toda la onda de choque.

d) Una vez que el gas ha atravesado el frente de choque, se enfría a presión constante obedeciendo una ley de enfriamiento como la propuesta por Cox(1972), es decir, $L(T)=6.1 \times 10^{-27} T$ erg cm^3/s . Esta ley de enfriamiento es una buena aproximación cuando $v_0 \leq 200 \text{ km s}^{-1}$. Sinembargo en el capítulo IV se aplicará a modelos con velocidades superiores a ésta.

e) El flujo de fotones ionizantes producidos por el gas caliente en la zona de enfriamiento y que llega a la zona de recombinación es el dado por los modelos de Shull y McKee (1979). Además, el mismo número de fotones ionizantes viaja en la dirección de la zona de recombinación y en la dirección de la zona prechoque.

f) En la zona de recombinación, el gas permanece con una fracción ionizada constante hasta que se agotan los fotones ionizantes y a partir de entonces, el gas se recombina libremente. Esta recombinación se lleva a cabo a densidad y temperatura constante.

En la figura 3.1 se muestra un esquema de la configuración que se propone en este modelo.

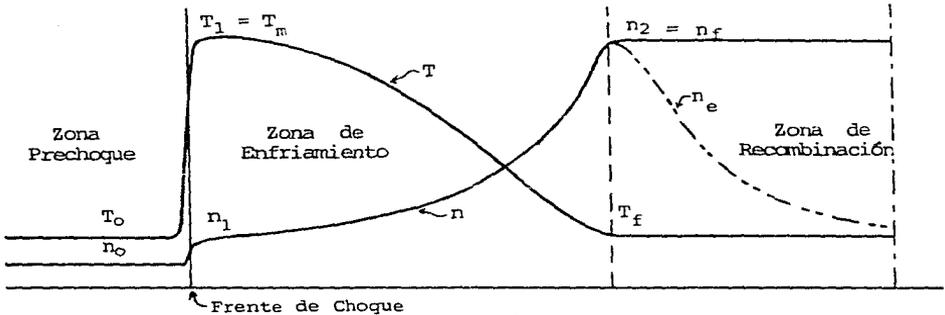


Fig. 3.1. Configuración propuesta en el modelo adoptado para una Onda de Choque. Se ha dividido en cuatro regiones: Zona Prechoque, Frente de Choque, Zona de Enfriamiento y Zona de Recombinación. Se muestra esquemáticamente la forma de los perfiles de densidad (n), temperatura (T) y densidad electrónica (n_e) en cada una de las regiones. Los subíndices 0, 1 y f denotan parámetros prechoque, postchoque y finales respectivamente.

Por último, considérense las siguientes definiciones:

$$\rho = \sum_i m_i n_i = \bar{m} n = \mu m_H n \quad (3.1)$$

donde $\bar{m} = \mu m_H$ es la masa promedio por partícula y n es la densidad de partículas, las cuales están definidas como:

$$\bar{m} = \mu m_H = m_H \sum_i \frac{m_i}{m_H} \frac{n_i}{n_H} \frac{n_H}{n} \quad (3.2)$$

$$y \quad n = n_H \sum_i \frac{n_i}{n_H} \approx n_H \left(1 + \frac{n(\text{He})}{n_H} \right) \quad (3.3)$$

donde $n(\text{He})$ es la densidad de átomos de helio. Si se consideran abundancias cósmicas:

$$\mu_{\text{H}} = 1.41 m_{\text{H}} \quad (3.4)$$

$$y \quad n = 1.16 n_{\text{H}} \quad (3.5)$$

2. ZONA PRECHOQUE

En ausencia de fuentes de fotoionización, el estado de ionización del gas, antes de atravesar el frente de choque, queda determinado por el flujo de fotones ionizantes producidos en la zona de enfriamiento y que viajan en esta dirección (Shull y McKee, 1979).

Considérese en primer lugar que las recombinaciones en esta zona son despreciables y que el flujo de fotones ionizantes es lo suficientemente intenso como para que se produzca un frente de ionización que preceda al frente de choque, de tal manera, que en el frente de ionización prevalezca el equilibrio de ionización. En segundo lugar, considérese que la región que se encuentra en equilibrio de ionización tiene una temperatura de 10,000 K. A esta región se le denominará zona prechoque.

Bajo las condiciones anteriores, se obtiene que, en ausencia de recombinaciones, el flujo de electrones y el flujo de fotones ionizantes son iguales. Esto, se expresa de la siguiente manera:

$$n_e v_0 = J \quad (3.6)$$

Si además, se considera que a esta región llega el mismo número de fotones ionizantes que a la zona de recombinación, entonces, como se verá en la sección 5 de este capítulo, J está

dado por:

$$J = n_0 v_0 \phi = n_0 v_0 (3.483 v_7 - 2.745) \quad (3.7)$$

donde v_7 es la velocidad del choque en unidades de 100 Km/s.

Combinando las ecuaciones (3.6) y (3.7), y definiendo la cantidad:

$$X_0 \equiv \frac{n_e}{n_0} \quad (3.8)$$

como la fracción de gas ionizado en la zona prechoque, se obtiene:

$$X_0 = \frac{J}{n_0 v_0} = 3.483 v_7 - 2.745 \quad (3.9)$$

Por medio de la ecuación (3.9) se obtiene la fracción de gas ionizado en la zona prechoque como función de la velocidad del choque.

La aproximación que se hizo al considerar las recombinaciones como despreciables pierde su validez cuando la fracción de gas ionizado se aproxima a la unidad (Shull y McKee, 1979). Cuando esto último sucede, las recombinaciones se vuelven importantes y por consiguiente esta región debe de ser considerada como una región de Stromgren donde $X_0 \sim 1$. Debido a lo anterior, se considerará que para velocidades de choque inferiores a 110 Km/s (de la ecuación (3.9), $X_0 \sim 1$ cuando $v_0 \sim 110$ Km/s) la ecuación (3.9) es válida mientras que para velocidades superiores o iguales a ésta, se adoptará $X_0 = 1$.

En la figura 3.2 se compara la fracción ionizada obtenida por medio de la ecuación (3.9) (de acuerdo a lo anterior) con la obtenida por Shull y McKee (1979). Como se puede ver, ambas curvas son muy similares cuando la velocidad del choque es mayor a los 60 Km/s. Esto se debe a que, como se verá más adelante, la expresión que se utilizó para el flujo de fotones ionizantes (ecuación 3.7) pierde su validez para velocidades de choque inferiores a 80 Km/s. Por lo tanto, la ecuación (3.9) es válida en el intervalo de velocidades entre 80 Km/s y 110 Km/s, y para velocidades de choque superiores, se adoptará $X_0 = 1$.

3. FRENTE DE CHOQUE

Como se vio en el capítulo II, el frente de choque puede ser aproximado como una discontinuidad en el fluido, y por consiguiente se puede suponer que el fluido lo atraviesa lo suficientemente rápido como para que no haya pérdidas de energía (e.g., en forma de radiación).

Bajo estas circunstancias las ecuaciones de conservación de masa, momento y energía y la condición de campo magnético congelado se reducen a las ecuaciones (2.12), (2.13), (2.14) y (2.15) respectivamente (estas ecuaciones fueron presentadas en la sección 2 del capítulo II). Este sistema de ecuaciones corresponde a las condiciones de salto para un choque hidromagnético (McKee y Hollenbach, 1980).

Los parámetros del fluido inmediatamente después del frente de choque se obtienen al resolver simultáneamente el sistema de ecuaciones formado por (2.12), (2.13), (2.14) y (2.15). De esta manera, resolviendo el sistema de ecuaciones para la densidad se obtiene:

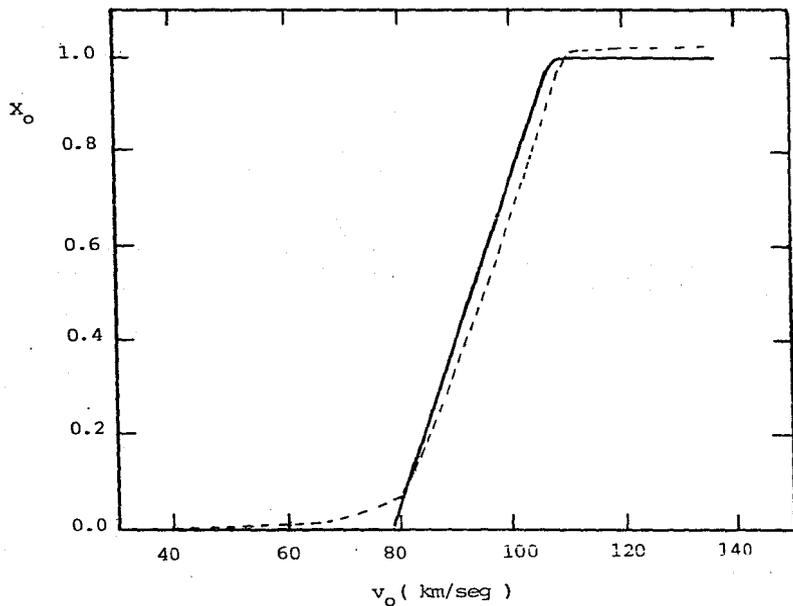


Fig. 3.2. Fracción de gas preionizado para velocidades de choque entre 40 y 130 km a^{-1} , manteniendo constantes los siguientes parámetros: $n_0=10 \text{ cm}^{-3}$, $B_0=1 \text{ } \mu\text{Gauss}$ y $T_0=10,000 \text{ K}$. La línea punteada muestra la fracción ionizada que se obtiene de los modelos autoconsistentes de Shull y McKee (1979) (tabla 4). La línea continua muestra la fracción ionizada obtenida en este trabajo. En ambos casos, la preionización total ocurre a 110 km^{-1} .

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = [(\gamma + 1)v_0^2] / \left[2\gamma \frac{P_0}{\rho_0} + (\gamma - 1)v_0^2 + \gamma \frac{B_0^2}{4\pi\rho_0} \right] \quad (3.10)$$

Adicionalmente, si se consideran las siguientes definiciones:

a) velocidad adiabática del sonido:

$$C_S^2 \equiv \gamma \frac{P}{\rho} \quad (3.11)$$

b) velocidad de las ondas de Alfvén:

$$v_A^2 \equiv \frac{B^2}{4\pi\rho} \quad (3.12)$$

c) número de Mach:

$$M^2 \equiv \frac{v^2}{C_S^2} \quad (3.13)$$

d) número de Mach Alfvénico:

$$M_A^2 \equiv \frac{v_A^2}{C_S^2} \quad (3.14)$$

la ecuación (3.10) se puede reescribir como:

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{(\gamma + 1)M_0^2}{(\gamma - 1)M_0^2 + 2 + \gamma M_A^2} \quad (3.15)$$

Sustituyendo esta ecuación, además de las ecuaciones (2.12) y (2.15), en la ecuación para el flujo de momento (2.13) se obtiene una expresión para la presión similar a la ecuación (3.15). Esto es,

$$\frac{P_1}{P_0} = \left[\frac{2\gamma M_0^2 - (\gamma - 1)}{(\gamma + 1)} \right] - \left[\frac{(\gamma + 1)^2 M_0^4}{[(\gamma + 1)M_0^2 + 2 + \gamma M_{A0}^2]^2} + \frac{(\gamma - 1)}{(\gamma + 1)} \right] \frac{\gamma M_{A0}^2}{2} \quad (3.16)$$

Aplicando la ecuación de estado

$$P = nKT \quad (3.17)$$

para un gas ideal, se obtiene una expresión para la temperatura

$$\frac{T_1}{T_0} = \frac{[2\gamma M_0^2 - (\gamma - 1)][(\gamma - 1)M_0^2 + 2]}{(\gamma + 1)^2 M_0^2} \quad (3.18)$$

$$- \left[\frac{(\gamma + 1)^3 M_0^4 + (\gamma + 1)[(\gamma - 1)M_0^2 + 2 + \gamma M_{A0}^2]^2 - [4\gamma M_0^2 - 2(\gamma - 1)][(\gamma - 1)M_0^2 + 2 + \gamma M_{A0}^2]}{(\gamma + 1)^2 [(\gamma - 1)M_0^2 + 2 + \gamma M_{A0}^2] M_0^2} \right] \frac{\gamma}{2} M_{A0}^2$$

Para llegar a esta última expresión, se ha supuesto que el estado de ionización del gas no cambia al atravesar éste el frente de choque.

Conociendo (P_1/P_0) , se pueden encontrar expresiones para la velocidad del fluido y el campo magnético postchoque a partir de la ecuación de flujo de masa (2.12) y de la condición para el campo magnético (2.15). Esto es,

$$\frac{v_1}{v_0} = \frac{\rho_0}{\rho_1} \quad (3.19)$$

$$y \quad \frac{B_1}{B_0} = \frac{\rho_1}{\rho_0} \quad (3.20)$$

Como se puede ver, las ecuaciones (3.16) y (3.18) están formadas por dos términos, donde el primero es independiente del campo magnético y el segundo corresponde al efecto que produce dicho campo en el gas al atravesar éste el frente de choque.

Las condiciones postchoque del gas pueden variar dependiendo de si el campo magnético es importante o no. Por ejemplo:

i) Si el campo magnético es despreciable ($B_0 \sim 0$), entonces las ecuaciones (3.15), (3.16) y (3.18) se reducen a las expresiones (2.16), (2.17) y (2.18) dadas en el capítulo II.

ii) Si el campo magnético es importante, en la aproximación de choque fuerte las ecuaciones (3.15), (3.16) y (3.18) se reducen a:

$$\frac{\rho_1}{\rho_0} = \frac{(\gamma + 1)}{(\gamma - 1)} \quad (3.21)$$

$$P_1 = \frac{2\rho_0 v_0^2}{(\gamma + 1)} - \left[\frac{(\gamma + 1)^2}{(\gamma - 1)^2} + \frac{(\gamma - 1)}{(\gamma + 1)} \right] \frac{1}{2} \rho_0 v_{A0}^2 \quad (3.22)$$

$$KT_1 = \frac{2(\gamma - 1)}{(\gamma + 1)^2} \mu_{mH} v_0^2 - \left[\frac{(\gamma + 1)}{(\gamma - 1)} + \frac{(\gamma - 1)^2}{(\gamma + 1)^2} \right] \frac{1}{2} \mu_{mH} v_{A0}^2 \quad (3.23)$$

Como se puede ver de la ecuación (3.21), en la aproximación de onda de choque fuerte la compresión máxima es la misma que cuando el campo magnético es despreciable, mientras que la

presión y la temperatura, bajo la misma aproximación de choque fuerte (ecuaciones 3.22 y 3.23), difieren por una constante del resultado que se obtuvo cuando el campo magnético se consideró como despreciable (ecuaciones 2.17 y 2.18). En ambos casos, tanto la presión como la temperatura tienen el mismo comportamiento, es decir, crecen como el cuadrado de la velocidad.

Como ya se mencionó, para que se produzca una onda de choque es necesario que la velocidad del fluido sea mayor que la velocidad del sonido en el medio. Por otro lado, si se considera campo magnético, esta condición no es suficiente ya que en este caso el campo magnético se opone a que se produzca una compresión en el gas, y por lo tanto es necesario vencer esta oposición. En este caso la velocidad del fluido tiene que ser mayor que,

$$\left(C_{S0}^2 + \frac{\gamma}{2} v_{A0}^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.24)$$

que corresponde a la velocidad de fase de una onda magnetosónica longitudinal (Jackson, 1975, p. 486) cuando el vector de onda \vec{k} es perpendicular al campo magnético. En términos del número de Mach, esta condición está dada por:

$$M_0 > \left(1 + \frac{\gamma}{2} M_{A0}^2 \right)^{\frac{1}{2}} \quad (3.25)$$

Por ejemplo, si el gas tiene una densidad $n_0 = 10 \text{ cm}^{-3}$ y una temperatura $T_0 = 10,000 \text{ K}$, la velocidad del fluido necesaria para que se produzca una onda de choque en ausencia de campo magnético ($B_0=0$) es $v_0 > 14 \text{ km/s}$, mientras que con un campo magnético $B_0 = 10 \text{ } \mu\text{Gauss}$, esta velocidad es $v_0 > 15 \text{ km/s}$.

Como un ejemplo, en la figura 3.3 se presenta graficada la densidad, la presión y la temperatura postchoque como función de

la velocidad para ambos casos, es decir, considerando y sin considerar al campo magnético como despreciable. Las condiciones iniciales del gas que se utilizaron para realizar estas gráficas son: $n_0 = 10 \text{ cm}^{-3}$, $T_0 = 10,000 \text{ K}$ y $B_0 = 10 \text{ } \mu\text{gauss}$ (estas mismas condiciones iniciales, además de considerar una velocidad $v_0 = 100 \text{ Km/s}$ para el choque, se utilizarán a lo largo de este capítulo para desarrollar las gráficas que sean necesarias, excepto en los casos donde se den explícitamente otras condiciones iniciales).

Como se puede ver en la figura 3.3, el campo magnético inhibe la compresión en el gas y reduce el incremento tanto en la presión térmica del gas, así como en la energía térmica por partícula que adquiere el gas al atravesar éste el frente de choque. Esto se hace más evidente en ondas de choque débiles ($M_0 \ll 1$) donde la diferencia entre los parámetros postchoque considerando y sin considerar al campo magnético como despreciable es comparable con el valor del parámetro mismo, mientras que para ondas de choque fuertes esta diferencia tiende a una constante. Esto es,

$$\left(\frac{\rho_1}{\rho_0} \right)_{B=0} - \left(\frac{\rho_1}{\rho_0} \right)_{B \neq 0} \rightarrow 0 \quad (3.26)$$

$$\left(\frac{T_1}{T_0} \right)_{B=0} - \left(\frac{T_1}{T_0} \right)_{B \neq 0} \rightarrow \left[\frac{(\gamma+1)}{(\gamma-1)} + \frac{(\gamma-1)^2}{(\gamma+1)^2} \right] \frac{\gamma}{2} M_{A0}^2 \quad (3.27)$$

$$\left(\frac{P_1}{P_0} \right)_{B=0} - \left(\frac{P_1}{P_0} \right)_{B \neq 0} \rightarrow \left[\frac{(\gamma+1)^2}{(\gamma-1)^2} + \frac{(\gamma-1)}{(\gamma+1)} \right] \frac{\gamma}{2} M_{A0}^2 \quad (3.28)$$

Bajo la aproximación de onda de choque fuerte, las cantidades (3.26), (3.27) y (3.28) son mucho menores que los valores de los parámetros postchoque mismos, y por consiguiente el efecto que produce el campo magnético en el gas al atravesar éste el frente de choque se vuelve poco importante. Por lo tanto,

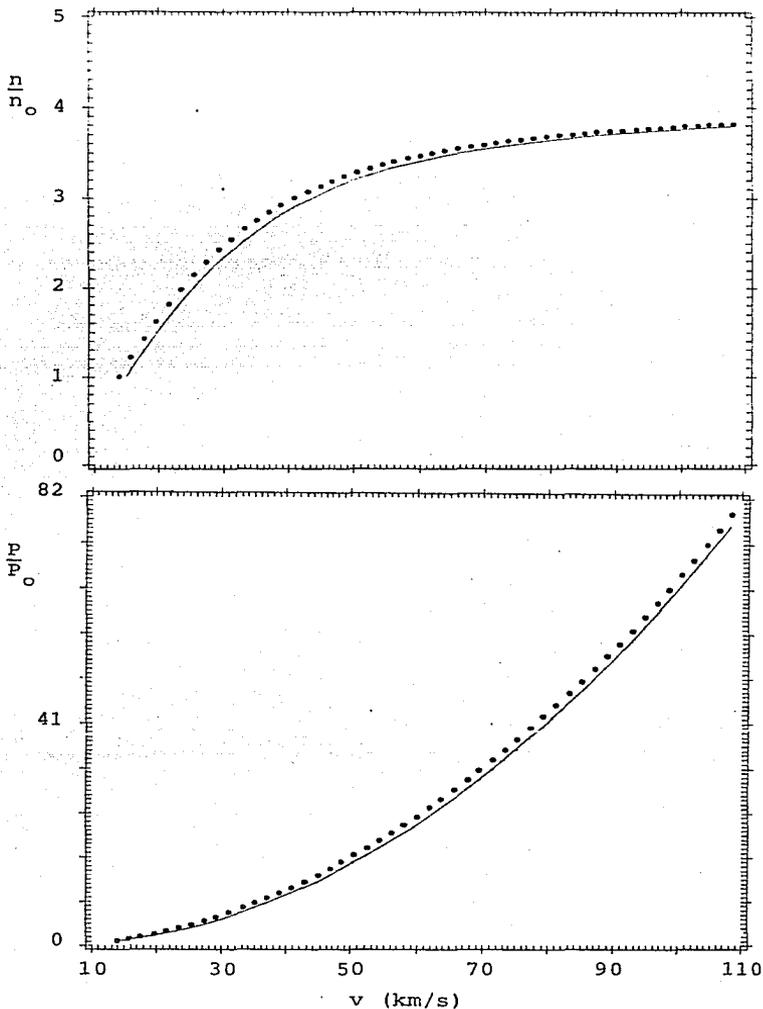
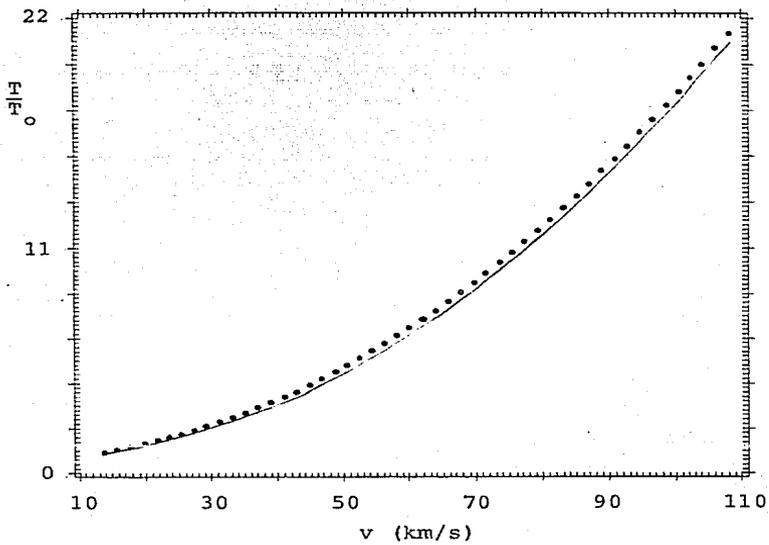


Fig. 3.3. Perfiles de (a) densidad, (b) presión y (c) temperatura postchoque como función de la velocidad de choque. Los parámetros de choque son: $n_0=10 \text{ cm}^{-3}$; $T_0=10,000 \text{ K}$ y $B_0=10 \text{ } \mu\text{Gaus}$ (línea continua). La línea punteada corresponde a $B_0=0$. Las gráficas subsiguientes de este capítulo se obtuvieron a partir de las mismas condiciones iniciales además de $v_0=100 \text{ km s}^{-1}$ excepto donde se indique lo contrario.



cuando se utiliza la aproximación de onda de choque fuerte, se puede despreciar el efecto debido al campo magnético en la compresión y en el incremento de la presión y de la temperatura, sin temor a perder generalidad.

4. ZONA DE ENFRIAMIENTO

Una vez que el gas ha atravesado el frente de choque, se encuentra fuera de equilibrio, por lo que tanto el equilibrio térmico como el equilibrio de ionización tienden a restablecerse en el plasma. Bajo estas condiciones, el gas pierde energía en forma de radiación, y conforme se aleja del frente de choque su temperatura disminuye al mismo tiempo que es comprimido y desacelerado. A la región donde esto ocurre, se le denomina zona de enfriamiento.

En esta región, las ecuaciones de conservación de masa, momento y energía, y la condición de campo magnético congelado se reducen a las ecuaciones (2.23), (2.24), (2.25) y (2.26) respectivamente (capítulo II).

Este sistema de ecuaciones no puede resolverse sin antes proponer una expresión para la función de enfriamiento $L(T)$ que rige en esta zona.

Antes de proponer una función de enfriamiento adecuada a los objetivos de esta tesis e intentar resolver el sistema de ecuaciones, es conveniente encontrar algunos resultados que sean independientes del enfriamiento. Para lograr esto, si se combinan las ecuaciones de conservación de masa (2.23) y momento (2.24), la ecuación de estado para un gas ideal (3.17) y la condición de campo magnético congelado (2.26), se llega a la siguiente expresión:

$$\frac{v_{A_0}^2}{2} \rho^3 + \frac{\rho_0 \delta K T \rho^2}{\mu m_H} - \left[\frac{\rho_0^2 \delta_0 K T_0}{\mu m_H} + \rho_0^2 v_0^2 + \frac{\rho_0^2}{2} v_{A_0}^2 \right] \rho + \rho_0^3 v_0^2 = 0 \quad (3.29)$$

donde $\delta = (1 + n_e/n)$. Dado que esta ecuación presenta dos variables, ρ y T , para resolverla se requiere de una ecuación que relacione a cualquiera de éstas con la distancia. Sin embargo, debido a que no se cuenta con esta relación, se considerará a una de las dos variables como independiente, de tal manera que se puedan determinar las otras variables como función de ésta. Por facilidad se supondrá que la variable independiente es la densidad.

De esta manera, la ecuación (3.29) se puede reescribir como:

$$\frac{T}{T_0} = \frac{\delta_0}{\delta} \left[\left(1 + \gamma M_0^2 + \frac{\gamma}{2} M_{A_0}^2 \right) \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{-1} - \frac{\gamma}{2} M_{A_0}^2 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) - \gamma M_0^2 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{-2} \right] \quad (3.30)$$

donde se han utilizado las definiciones dadas para el número Mach (3.13) y el número de Mach Alfvénico (3.14).

De igual manera, ya que se ha encontrado una ecuación para la temperatura como una función de la densidad, se pueden encontrar ecuaciones para las presiones y energías térmica, cinética y magnética como función de la misma. Estas son,

$$P_T \equiv \frac{P}{\rho_0 v_0^2} = \left[\frac{1}{\gamma M_0^2} + 1 + \frac{M_{A_0}^2}{2 M_0^2} \right] - \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{-1} - \frac{M_{A_0}^2}{2 M_0^2} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^2 \quad (3.31)$$

$$P_C \equiv \frac{\rho v^2}{\rho_0 v_0^2} = \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{-1} \quad (3.32)$$

$$P_m \equiv \frac{B^2/8\pi}{\rho_0 v_0^2} = \frac{M_{A_0}^2}{2M_0^2} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^2 \quad (3.33)$$

$$E_T \equiv \frac{h}{\frac{1}{2}v_0^2} = \frac{2\gamma}{(\gamma-1)} \left[\frac{P}{\rho_0 v_0^2} \right] \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) \quad (3.34)$$

$$E_C \equiv \frac{\frac{1}{2}v^2}{\frac{1}{2}v_0^2} = \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{-2} \quad (3.35)$$

$$E_m \equiv \frac{B^2/4\pi\rho}{\frac{1}{2}v_0^2} = 2 \frac{M_{A_0}^2}{M_0^2} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) \quad (3.36)$$

donde las presiones han sido normalizadas con respecto a la presión cinética inicial $\rho_0 v_0^2$ y las energías con respecto a la energía cinética por unidad de masa inicial $v_0^2/2$.

La presión total normalizada,

$$P = P_T + P_C + P_m = \left[\frac{1}{\gamma M_0^2} + 1 + \frac{M_{A_0}^2}{2M_0^2} \right] \quad (3.37)$$

es una constante mientras que la energía total normalizada,

$$E = E_T + E_C + E_m = \frac{2\gamma}{(\gamma-1)} \left[\frac{1}{\gamma M_0^2} + 1 + \frac{M_{A_0}^2}{2M_0^2} \right] \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{-1} - \frac{(\gamma+1)}{(\gamma-1)} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{-1} - \frac{(2-\gamma)}{(\gamma-1)} - \frac{(2-\gamma)}{(\gamma-1)} \frac{M_{A_0}^2}{2M_0^2} \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) \quad (3.38)$$

es una función de la densidad.

En la figura 3.4 se presenta graficada la temperatura como función de la densidad. Como se puede observar, la temperatura del gas depende fuertemente de su densidad, es decir, conforme crece la compresión, la temperatura decrece rápidamente. Físicamente la densidad está determinada por la temperatura, la cual está determinada por el enfriamiento.

En la figura 3.5(a) se presentan graficadas tanto las presiones térmica (3.31), cinética (3.32) y magnética (3.33), así como la suma de éstas (3.37) como función de la densidad. Como se puede ver, las presiones cinética y magnética tienen un comportamiento monotónico decreciente y creciente respectivamente, mientras que la presión térmica crece conforme aumenta la densidad hasta llegar a un máximo, y a partir de entonces decrece monotonicamente. Este comportamiento de la presión térmica se debe a que inicialmente la presión magnética es despreciable, por lo que la presión térmica aumenta conforme disminuye la presión cinética. Posteriormente, conforme el medio se vuelve denso, la presión magnética aumenta, volviéndose importante, y por consiguiente la presión térmica disminuye.

De igual manera, se puede inferir de las figuras 3.4 y 3.5(a) que la presión térmica es dominante en casi toda la zona de enfriamiento, excepto en la parte más densa y más fría. Debido a esto, es razonable aproximar la presión postchoque como la presión térmica, es decir,

$$P + \rho v^2 + \frac{E^2}{8\pi} \approx P \quad (3.39)$$

Esta ecuación será de gran utilidad más adelante.

Por último, en la figura 3.5(b) se presentan gráficas tanto

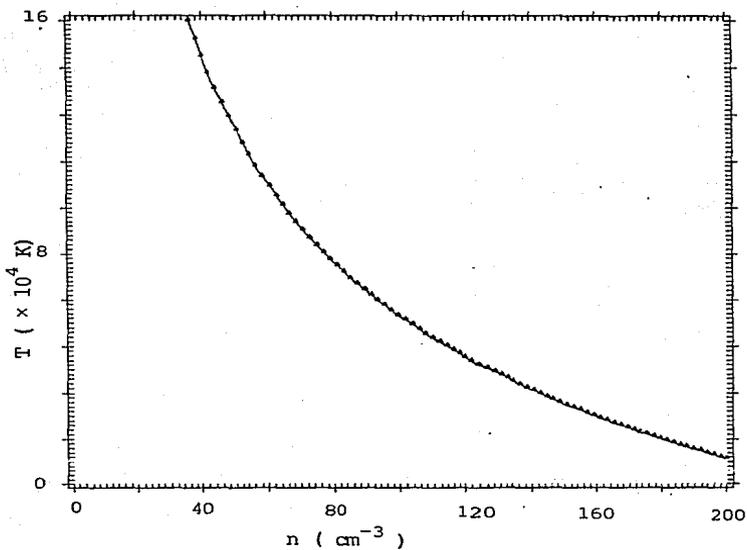


Fig. 3.4. Comportamiento de la temperatura como función de la densidad en la zona de enfriamiento. La temperatura en esta región se comporta de una manera monotonamente decreciente.

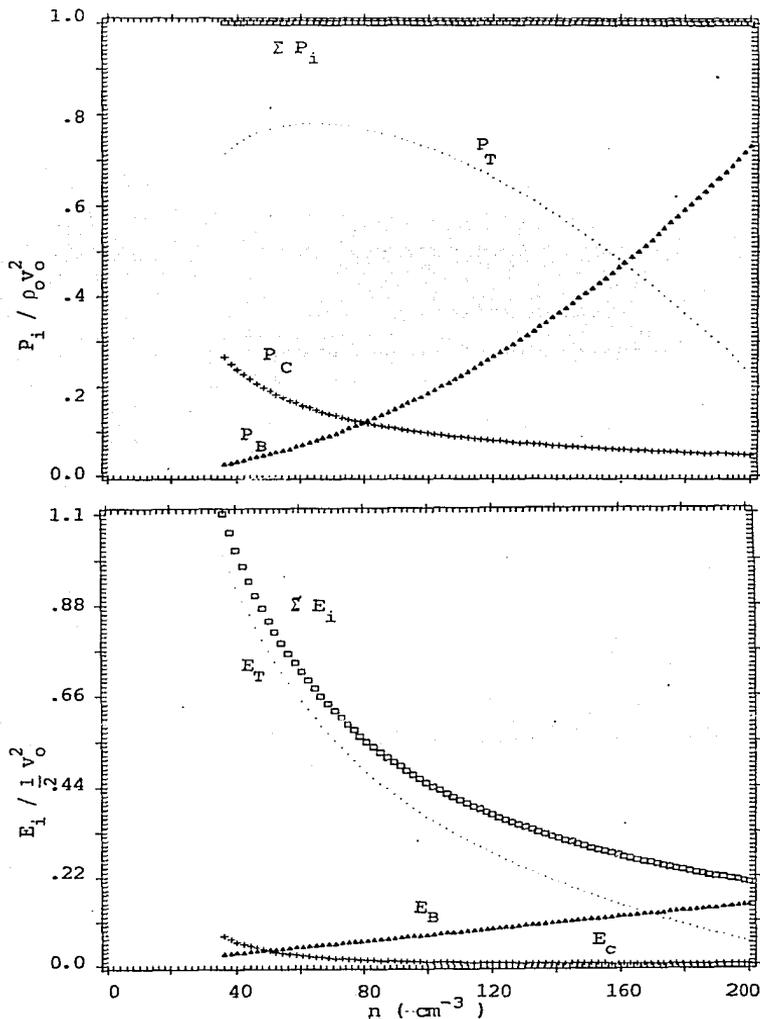


Fig. 3.5. (a) Presión y (b) energía en la zona de enfriamiento, normalizadas con respecto a la presión ($\rho_0 v_0^2$) y la energía ($\frac{1}{2} \rho_0 v_0^2$) cinéticas iniciales como función de la densidad postchoque. Los subíndices denotan: T, térmica; c, cinética; B, magnética. Las curvas señaladas como P y E representan la suma de las presiones y energías antes mencionadas.

para las energías térmica, cinética y magnética, así como para la suma de éstas (3.38) como función de la densidad. Tanto la energía térmica como la cinética se comportan de una forma monotonícamente decreciente mientras que la magnética lo hace de manera creciente. Por otro lado, la energía total postchoque es en un principio muy similar a la energía térmica decreciendo al igual que ésta. Posteriormente, cuando el gas ha sufrido una fuerte compresión y la energía magnética se vuelve mayor que la térmica, la energía total tiende asintóticamente a la magnética. Así, al igual que la presión térmica, la energía térmica predomina sobre las otras energías en casi toda la región, excepto en la parte más densa y fría donde la energía magnética es la dominante.

De la misma manera que se aproximó a la presión postchoque como la presión térmica, la energía postchoque se puede aproximar como la energía térmica, es decir,

$$E = h + \frac{1}{2} v^2 + \frac{B^2}{4\pi\rho} \approx h \quad (3.40)$$

Las relaciones encontradas para la presión y la energía permiten aproximar al sistema de ecuaciones (2.23), (2.24), (2.25) y (2.26) como:

$$\rho v = \rho_0 v_0 \quad (3.41)$$

$$\rho T = \rho_1 T_1 \quad (3.42)$$

$$\frac{d}{dx} [h] \approx - \frac{n_e n_H}{n_0 v_0} L(T) \quad (3.43)$$

$$\frac{B}{\rho} = \frac{B_0}{\rho_0} \quad (3.44)$$

Ahora bien, supóngase que el coeficiente de enfriamiento, que aparece en la ecuación de conservación de energía (3.44), se puede expresar como una potencia de la temperatura,

$$L(T) = AT^\beta \quad (3.45)$$

donde A es una constante. Entonces, la ecuación (3.43) puede ser integrada con el siguiente resultado:

$$\frac{T}{T_m} = \left[1 - \frac{X}{X_C} \right]^{1/(3-\beta)} \quad (3.46)$$

donde T_m es la temperatura postchoque máxima y

$$X_C = \left(\frac{\gamma}{\gamma-1} \right) \frac{(\delta K)^3 n_0 v_0 T_m^3}{L(T_m) (3-\beta) \pi^2} \quad (3.47)$$

donde

$$\Pi = P_0 + \rho_0 v_0^2 + \frac{B_0^2}{8\pi} \quad (3.48)$$

Utilizando la aproximación propuesta por Cox (1972) para el coeficiente de enfriamiento, es decir,

$$L(T) = 6.1 \times 10^{-27} T \quad \text{erg cm}^3 \text{s}^{-1} \quad (3.49)$$

la ecuación (3.46) se puede reescribir como:

$$\frac{T}{T_m} = \left[1 - \frac{X}{X_C} \right]^{1/2} \quad (3.50)$$

donde, si se considera la aproximación de un choque fuerte,

$$X_C = \left(\frac{\gamma}{\gamma-1} \right) \left(\frac{3}{16} \right)^3 \frac{(\frac{1}{2} \mu m_H v_0^2)}{n_0 L(T_m)} v_0 \approx 4 \times 10^{16} \frac{v_7}{n_0} \quad (3.51)$$

donde $v_7 = [v_0/10^7 \text{ cm/s}]$.

La ecuación (3.50) representa una ley de enfriamiento que puede utilizarse en lugar de la ecuación de conservación de energía (2.25) y así formar junto con las ecuaciones (3.41), (3.44) y (3.30) un sistema de ecuaciones por medio del cual se puede conocer el estado del gas en cada punto de la zona de enfriamiento. Este sistema de ecuaciones se expresa de la siguiente manera:

$$\rho v = \rho_0 v_0 \quad (3.52)$$

$$\frac{T}{T_0} = \frac{\delta_0}{\delta} \left[\left(1 + \gamma M_0^2 + \frac{\gamma}{2} M_{A0}^2 \right) \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{-1} - \frac{\gamma}{2} M_{A0}^2 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) - \gamma M_0^2 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^{-2} \right]$$

$$T = T_m \left[1 - \frac{X}{X_C} \right]^{1/2} \quad (3.54)$$

$$\frac{B}{\rho} = \frac{B_0}{\rho_0} \quad (3.55)$$

Por medio de este sistema de ecuaciones, se pueden conocer los parámetros T, ρ, v y B como función de la distancia al frente de choque. Una vez que se conoce el estado del gas como función de la distancia, por medio de las ecuaciones (3.31) a la (3.38) se pueden obtener la presión y la energía en el gas como función de ésta. En las figuras 3.6 y 3.7 se presentan tanto la densidad y la temperatura, así como la presión y la energía como función de la distancia.

En el modelo propuesto se considera que la zona de enfriamiento termina cuando la temperatura del gas ha disminuido hasta $T=T_0$ (donde, $T_0=10^4$ K). Entonces, si se utiliza esta condición en la ecuación (3.54) se puede encontrar el tamaño de esta región, es decir,

$$D_e = X_C \left[1 - \left(\frac{T_0}{T_m} \right)^2 \right] \approx X_C \quad (3.56)$$

Por otro lado, como en la zona prechoque y en la región inmediatamente posterior a la zona de enfriamiento el gas tiene la misma temperatura, entonces se puede considerar la aproximación de choque isotérmico a través de esta región. Es decir, si se considera a la región comprendida entre estos extremos como una región de transición donde el gas es comprimido y los cambios internos en la temperatura son tales que ésta es la misma en los extremos, entonces se puede considerar que la transición ocurre a temperatura constante. De esta manera, bajo la suposición de choque isotérmico la ecuación de energía puede ser sustituida por la condición $T_2=T_0$ y por consiguiente, el sistema de ecuaciones a resolver en este caso es:

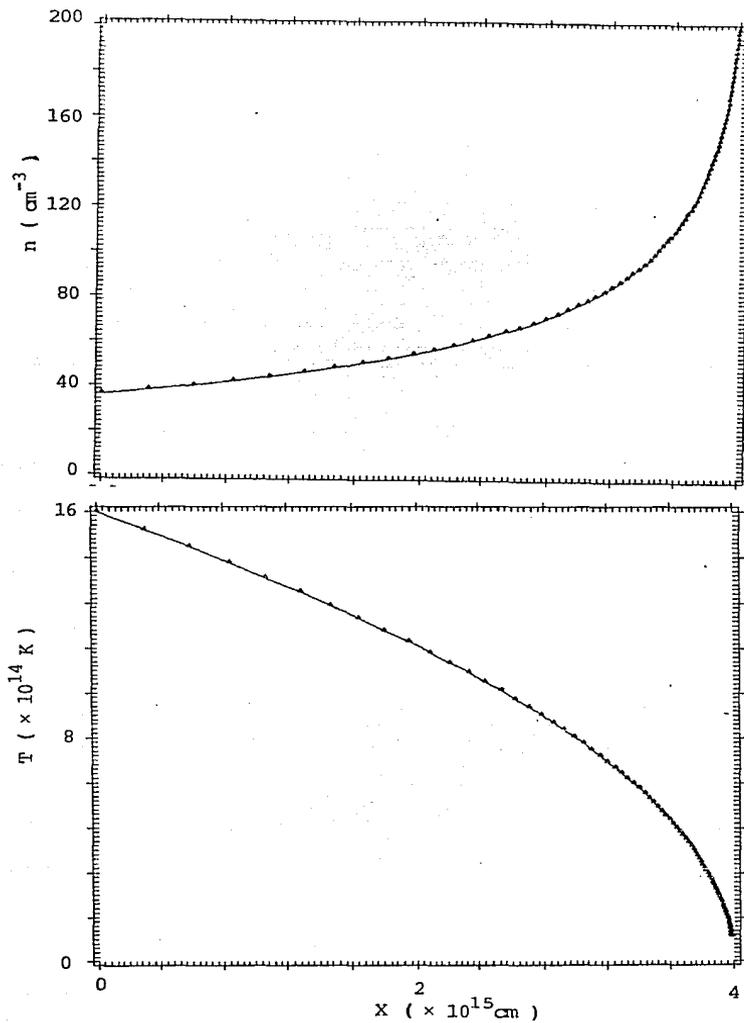


Fig. 3.6. Perfiles de (a) densidad y (b) temperatura en la zona de enfriamiento como función de la distancia al frente de choque.

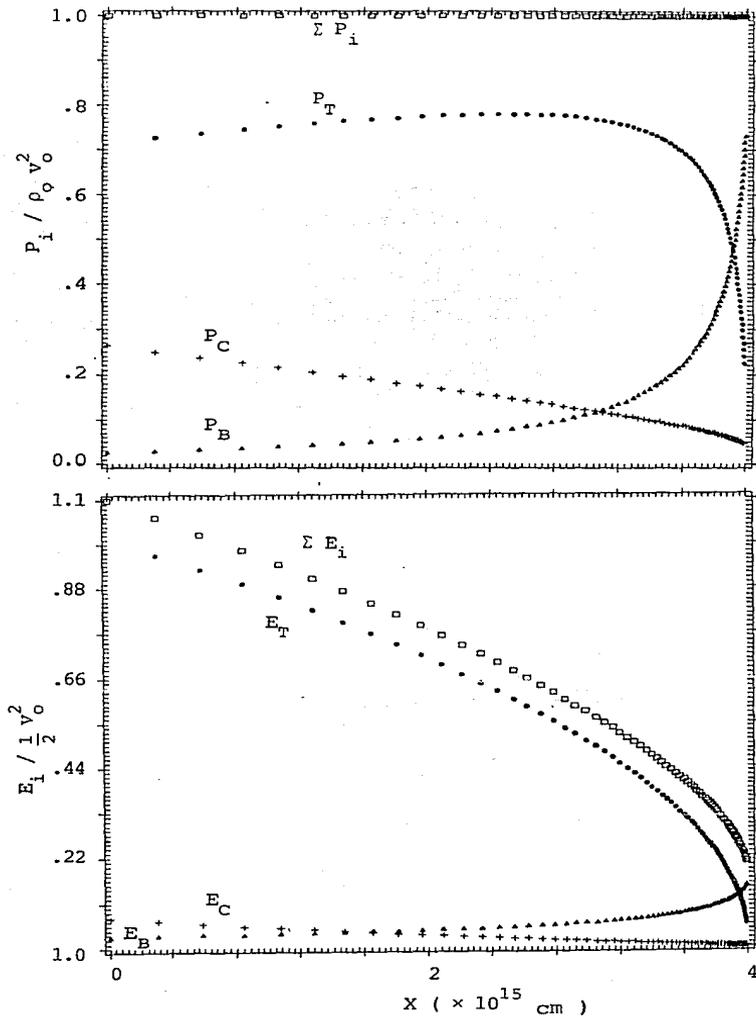


Fig. 3.7. Perfiles de (a) presión y (b) energía en la zona de enfriamiento como función de la distancia al frente de choque.

$$\rho_2 v_2 = \rho_0 v_0 \quad (3.57)$$

$$P_2 + \rho_2 v_2^2 + \frac{B_2^2}{8\pi} = P_0 + \rho_0 v_0^2 + \frac{B_0^2}{8\pi} \quad (3.58)$$

$$T_2 = T_0 \quad (3.59)$$

$$\frac{B_2}{\rho_2} = \frac{B_0}{\rho_0} \quad (3.60)$$

donde el subíndice 2 denota cantidades postchoque isotérmico.

Sustituyendo (3.60), (3.59) y (3.57) en (3.58) se obtiene:

$$\frac{v_{A0}^2}{2} \left[\left(\frac{\rho_2}{\rho_0} \right)^3 - \left(\frac{\rho_2}{\rho_0} \right) \right] + C_0^2 \left[\left(\frac{\rho_2}{\rho_0} \right)^2 - \left(\frac{\rho_2}{\rho_0} \right) \right] - v_0 \left[\left(\frac{\rho_2}{\rho_0} \right) - 1 \right] = 0 \quad (3.61)$$

donde v_{A0} es la velocidad de Alfvén (3.12) y C_0 es la velocidad isotérmica del sonido (2.5), en la zona prechoque. Dado que $(P_2/P_0)=1$ es solución a la ecuación (3.61) y como no se espera que ésta sea solución de un choque isotérmico, entonces, la ecuación (3.61) se puede reducir a una ecuación cuadrática para la densidad. Esta es,

$$\frac{1}{2} v_{A0}^2 \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right)^2 + \left(\frac{1}{2} v_{A0}^2 + C_0^2 \right) \left(\frac{\rho}{\rho_0} \right) - v_0^2 = 0 \quad (3.62)$$

cuya solución es,

$$\frac{\rho_2}{\rho_0} = - \left(\frac{1}{2} + \frac{C_0^2}{v_{A0}^2} \right) + \sqrt{\left(\frac{1}{2} + \frac{C_0^2}{v_{A0}^2} \right)^2 + 2 \left(\frac{v_0}{v_{A0}} \right)^2} \quad (3.63)$$

Esta ecuación nos permite determinar la densidad del gas en la zona postchoque donde la temperatura del gas es igual a la que tenía en la zona prechoque. Esto permitirá determinar la densidad de la zona de recombinación ya que como se verá más adelante la temperatura de esta región es aproximadamente igual a la que tiene el gas en la zona prechoque.

5. ZONA DE RECOMBINACION

De acuerdo al modelo propuesto en la sección 1 de este capítulo, el gas sale de la zona de enfriamiento con una temperatura $\sim 10^4$ K y con una densidad n_2 que corresponde a la máxima compresión en dicha zona. Tanto la densidad como la temperatura se mantienen a lo largo de la zona de recombinación, y una vez que el gas sale de esta región, se sigue enfriando y comprimiendo hasta que llega al equilibrio con el medio exterior.

La densidad n_2 de la zona de recombinación depende directamente de la presión dominante en el gas cuando éste sale de la zona de enfriamiento. Debido a esto, la ecuación (3.63) tiene dos casos límites.

En primer lugar, si la presión magnética en esta región es despreciable y por consiguiente domina la presión térmica, la ecuación (3.63) se puede reescribir como:

$$n_2 = n_1 \frac{v_0^2}{c_s^2} \left[1 + \frac{2C_0^2 + v_{A0}^2}{2v_0^2} \right] \quad (3.64)$$

y bajo la aproximación de onda de choque fuerte,

$$n_2 \approx n_0 \frac{v_0^2}{C_0^2} \quad (3.65)$$

En segundo lugar, si la presión magnética es la dominante y se desprecia la contribución debida a la presión cinética, la ecuación (3.63) se puede reescribir como:

$$n_2 = \sqrt{2} n_0 \frac{v_0}{v_{A0}} \left[1 + \frac{2C_0^2 + v_{A0}^2}{2v_0^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.66)$$

y bajo la aproximación de onda de choque fuerte queda como:

$$n_2 \approx \sqrt{2} n_0 \frac{v_0}{v_{Ac}} \quad (3.67)$$

Como se puede ver de las ecuaciones (3.65) y (3.67), cuando domina la presión térmica, la densidad en esta región crece como el cuadrado de la velocidad del choque, mientras que, si domina la presión magnética, la densidad crece linealmente con la velocidad del choque.

La transición entre estos casos límite se da cuando la presión térmica y la presión magnética son aproximadamente iguales. Esto es,

$$\rho_2 C_0^2 \approx \rho_2^2 \frac{v_{A0}^2}{2\rho_0} \quad (3.68)$$

la densidad que corresponde a esta transición es:

$$n_2 \sim 2n_0 \frac{C_0^2}{v_{A0}^2} \quad (3.69)$$

Combinando las ecuaciones (3.63) y (3.69) se obtiene la relación que deben cumplir las condiciones iniciales del choque para que se produzca la transición. Esto es,

$$v_0 \sim 2 \frac{C_0^2}{v_{A0}} \left[1 + \frac{v_{A0}^2}{4C_0^2} \right]^{\frac{1}{2}} \quad (3.70)$$

Para velocidades inferiores a ésta, la presión térmica domina sobre la magnética, mientras que, para velocidades mayores la presión magnética es la dominante.

La velocidad del sonido y la velocidad de Alfvén se pueden escribir numericamente de la siguiente manera:

$$\left[\frac{C_0}{\text{km s}^{-1}} \right] = 7.65 \left[\frac{T_0}{10^4 \text{ K}} \right]^{\frac{1}{2}} (1 + X_0)^{\frac{1}{2}} \quad (3.71)$$

$$\left[\frac{v_{A0}}{\text{km s}^{-1}} \right] = 0.581 \left[\frac{B_0}{\mu\text{G}} \right] \left[\frac{n_0}{10 \text{ cm}^{-3}} \right]^{-\frac{1}{2}} \quad (3.72)$$

donde X_0 es la fracción de gas ionizado prechoque. Utilizando estas expresiones para la velocidad del sonido y la velocidad de Alfvén, la ecuación (3.68) se puede expresar de la siguiente manera:

$$\left[\frac{v_0}{100 \text{ km s}^{-1}} \right] \sim 2.015 \left[\frac{B_0}{\mu\text{G}} \right]^{-1} \left[\frac{n_0}{10 \text{ cm}^{-3}} \right]^{\frac{1}{2}} \left[\frac{T_0}{10^4 \text{ K}} \right] (1 + X_0) \quad (3.73)$$

Como se puede ver, dependiendo de las condiciones iniciales

del choque se puede caer en alguno de estos casos límites ($P_B \gg P_T$ o $P_T \gg P_B$). Por ejemplo, los modelos de Raymond (1976, 1979) y Shull y Makee (1979) cumplen los dos casos límite. Debido a esto y a que en este trabajo se pretende generalizar lo más posible, de aquí en adelante se utilizará la ecuación completa para la densidad n_2 (3.63) aunque reescrita de la siguiente manera:

$$n_2 = \sqrt{2} n_0 \frac{v_0}{v_{A0}} \left[- \left(\frac{v_{A0}^2 + 2C_0^2}{\sqrt{8} v_0 v_{A0}} \right) + \sqrt{1 + \left(\frac{v_{A0}^2 + 2C_0^2}{\sqrt{8} v_0 v_{A0}} \right)^2} \right] \quad (3.74)$$

Por otro lado, el estado de ionización del gas que entra en la zona de recombinación estará determinado por el balance entre los procesos de recombinación y de ionización (fotoionización e ionización colisional). Si se considera que el gas se encuentra en equilibrio de ionización colisional, el estado de ionización del gas depende principalmente de la temperatura y en forma secundaria de la densidad de electrones (Spitzer, 1978, p. 114 ss). A temperaturas $\sim 10^4$ K la ionización debida a electrones energéticos es importante más no suficiente para mantener al gas ionizado y por consiguiente, éste tenderá a recombinarse. Cuando esto sucede, el gas se vuelve opaco a la radiación ionizante (producida por el gas caliente en la zona de enfriamiento) que viaja en esta dirección y se ve sujeto a fotoionizaciones que incrementan el estado de ionización del gas. Debido a esto, se supondrá que cuando el gas entra a la zona de recombinación se encuentra con una fracción ionizada que corresponde al equilibrio entre las fotoionizaciones y las recombinaciones.

El cambio en la densidad de electrones, al moverse el gas en la zona de recombinación estará dado por:

$$\frac{d}{dr} (n_e v) = - n_e n_p \alpha + n^0 \sigma J \quad (3.75)$$

donde n^0 es la densidad de átomos neutros, σ es la sección recta de fotoionización, α es el coeficiente de recombinación total y J es el número de fotones ionizantes por unidad de área y de tiempo. Asimismo, el primer término corresponde a las recombinaciones y el segundo a las fotoionizaciones.

Como los fotones son absorbidos, el flujo de estos disminuye conforme penetran en la zona de recombinación, y por lo tanto, es necesaria una ecuación que determine el cambio en el número de fotones en cada punto de esta zona. Esto es,

$$\frac{d}{dr}(J) = -n^0 \sigma J \quad (3.76)$$

Antes de intentar resolver el sistema de ecuaciones formado por las ecuaciones (3.75) y (3.76), es necesario conocer el flujo de fotones ionizantes que entran en esta zona.

A este respecto, con base en los resultados de Shull y McKee (1979), se deduce que el flujo de fotones ionizantes ϕ , normalizado al flujo de partículas incidentes $n_0 v_0$, que emerge de la zona de enfriamiento, depende principalmente de la velocidad del choque, y en forma secundaria, de la densidad y del campo magnético. Asimismo, con base en sus modelos, obtienen valores de ϕ para algunas condiciones iniciales. En la figura 3.8 se presentan graficados estos valores de ϕ como función de la velocidad. Uno de los posibles ajustes que se pueden hacer a estos puntos es el siguiente:

$$\phi = 3.483 v_7 - 2.745 \quad (3.77)$$

La línea continua en la figura 3.8 corresponde a este ajuste y como se puede ver es válido solo para $v \geq 80$ km/s.

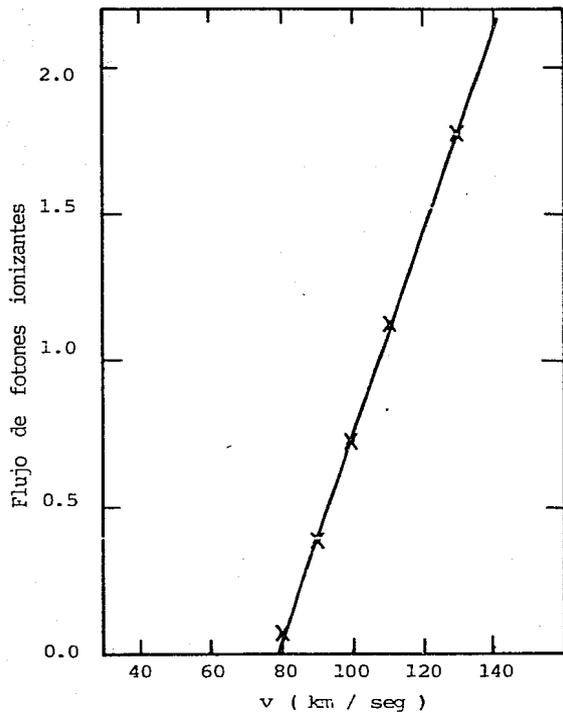


Fig. 3.8. Flujo de fotones ionizantes normalizado que penetra en la zona de recombinación, como función de la velocidad de choque. La línea continua corresponde a la función $\phi = 3.463v^{\gamma} - 2.7445$ que se adopta en este trabajo de tesis. Las cruces indican los valores obtenidos por Shull y McKee (1979).

En este trabajo se adoptará la ecuación (3.77) como el flujo de fotones ionizantes normalizado que penetra en la zona de recombinación. De acuerdo a esto, se puede definir la cantidad

$$J \equiv n_0 v_0 \phi = n_0 v_0 (3.4826 v_7 - 2.745) \quad (3.78)$$

como el número de fotones ionizantes que entra en la zona de recombinación por unidad de área y por unidad de tiempo.

Ahora bien, definiendo las cantidades

$$X \equiv \frac{n_e}{n}; \quad j \equiv \frac{J}{J_0}; \quad r_C = \frac{1}{n\sigma} \quad \text{y} \quad \xi = \frac{r}{r_C} \quad (3.79)$$

que representan la fracción ionizada, la fracción de fotones ionizantes, la distancia característica de recombinación y la distancia normalizada por esta última, entonces las ecuaciones (3.75) y (3.76) se puede reescribir como:

$$\frac{dX}{d\xi} = - \frac{\alpha n_2 X^2}{n_0 v_0 \sigma} + \frac{J_0}{n_0 v_0} j (1 - X) \quad (3.80)$$

$$\frac{dj}{d\xi} = - (1 - X) j \quad (3.81)$$

donde se ha sustituido $n^0 = (1-x)n$.

La sección recta de fotoionización σ depende de la energía de los fotones ionizantes y como lo único que se conoce es el número de éstos y no su distribución de energías entonces se

adoptará $\sigma = 3 \times 10^{-18} \text{ cm}^2$ como una sección recta de fotoionización promedio. Por otro lado, se considerará que el caso B (Osterbrock, 1974, p. 63 ss) es una buena aproximación para esta región ya que al ser el gas denso ($n_2/n_0 \approx 200v_7$), éste se vuelve ópticamente opaco a la serie Lyman. Debido a esto, las recombinaciones al nivel 1 del átomo de hidrógeno no se consideran y por consiguiente el coeficiente de recombinación α está dado por

$$\alpha_B = 2.60 \times 10^{-13} T_e^{-0.6} \quad (3.82)$$

Las ecuaciones (3.80) y (3.81) forman un sistema de ecuaciones diferenciales acopladas de primer orden que sólo pueden ser resueltas numericamente. Este sistema de ecuaciones fue integrado a través del método de Runge-Kutta de cuarto orden para dos ecuaciones diferenciales simultáneas (Abramowitz, 1972). En este caso, la integración fue detenida cuando $X = 1.0 \times 10^{-2}$.

En la figura 3.9 se presentan graficadas la densidad electrónica y el flujo de fotones como función de la distancia. Como se puede observar, los fotones ionizantes son absorbidos rápidamente y sólo afectan al gas en una región pequeña. Debido a esto, se produce un "pseudoequilibrio" de fotoionización, en el cual, las recombinaciones y las fotoionizaciones son del mismo orden. Esto se puede ver en el hombro de la curva para la densidad electrónica en la figura 3.9. Después, cuando los fotones ionizantes han sido absorbidos casi completamente, las fotoionizaciones son insuficientes para mantener el equilibrio y por consiguiente el gas tiende a recombinarse rápidamente.

Dado que uno de los objetivos de esta tesis es encontrar expresiones analíticas que determinen la estructura de una onda de choque, y con base en lo expuesto anteriormente, se puede pensar en un modelo para la zona de recombinación donde ésta se

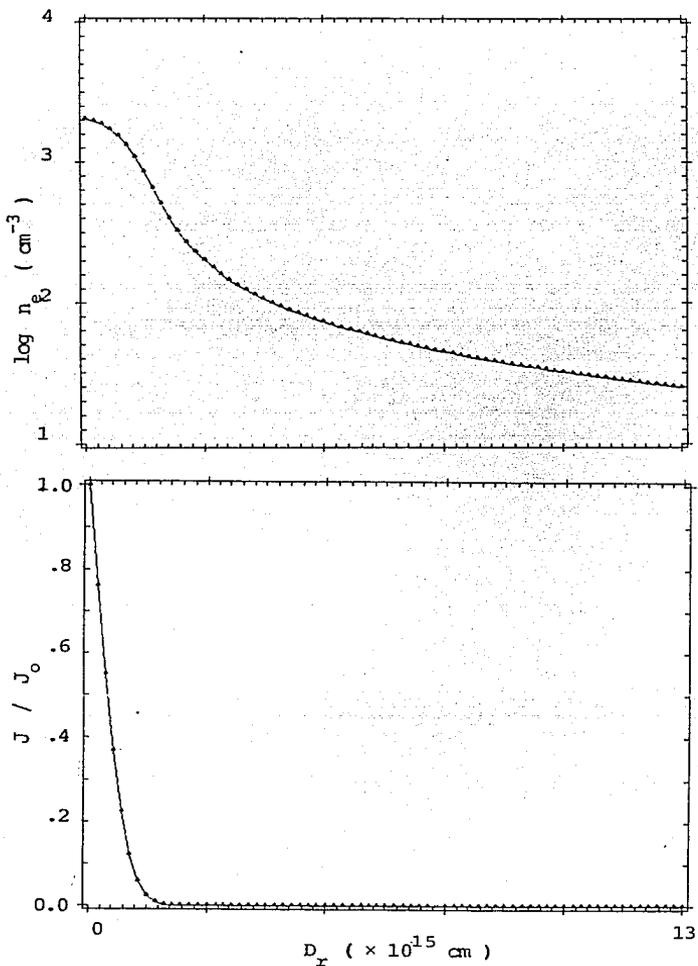


Fig. 3.9. Perfil de densidad electrónica (n_e) y número de fotones ionizantes (J) para la zona de recombinación. Los parámetros de choque son: $n_0=10 \text{ cm}^{-3}$, $v_0=200 \text{ km s}^{-1}$, $B_0=1 \text{ } \mu\text{Gauss}$ y $T_0=10,000 \text{ K}$. Nótese que los fotones ionizantes son absorbidos en una pequeña franja de la zona de recombinación. En esta zona, la densidad electrónica tiende a mantenerse constante.

encuentra dividida en dos regiones de acuerdo a los procesos dominantes, es decir, una región donde los procesos de recombinación y los procesos de fotoionización se encuentren en equilibrio, y otra donde dominan los procesos de recombinación y se puedan despreciar las fotoionizaciones. Este modelo se denominará Modelo por Regiones para la zona de recombinación.

1) Primera Región (Equilibrio de Fotoionización)

En esta región, el gas se encuentra en equilibrio de fotoionización y por lo tanto la densidad electrónica y por ende la fracción ionizada, se mantienen constantes. Debido a esto, la ecuación diferencial (3.80) se reduce a una ecuación de segundo grado para la fracción ionizada, que tiene como solución:

$$X^* = \frac{\sigma n_0 v_0 \phi}{2\alpha_B n_2} \left[-1 + \sqrt{1 + 2 \left(\frac{2\alpha_B n_2}{\sigma n_0 v_0 \phi} \right)^2} \right] \quad (3.83)$$

Sustituyendo la ecuación para la densidad (3.74) se obtiene:

$$X^* = \frac{\sigma v_{A0} \phi}{\sqrt{8} \alpha_B \Delta} \left[-1 + \sqrt{1 + 2 \left(\frac{\sqrt{8} \alpha_B \Delta}{\sigma v_{A0} \phi} \right)^2} \right] \quad (3.84)$$

donde

$$\Delta = - \left(\frac{v_{A0}^2 + 2C_0^2}{\sqrt{8} v_0 v_{A0}} \right) + \sqrt{1 + \left(\frac{v_{A0}^2 + 2C_0^2}{\sqrt{8} v_0 v_{A0}} \right)^2} \quad (3.85)$$

La fracción ionizada X^* se puede expresar numericamente de la siguiente manera:

$$X^* = \frac{2.37 \times 10^{-1}}{\Delta} \frac{B_{-6}}{n_1^{1/2}} (3.483 v_7 - 2.745) \left[-1 + \sqrt{1 + \frac{8.44 \Delta n_1^{1/2} B_{-6}^{-1}}{(3.483 v_7 - 2.745)}} \right] \quad (3.86)$$

Por otro lado, como esta región se encuentra en equilibrio de ionización, considerando que cada fotón es capaz de ionizar un sólo átomo, el número de fotones ionizantes J_0 absorbidos es igual al número de recombinaciones N_r , donde

$$N_r = \int_0^x n_e^2 \alpha_B dr = n_2^2 X^{*2} \alpha_{B,r} \quad (3.87)$$

Entonces, el ancho de esta región R_1 se obtiene cuando el número de recombinaciones por unidad de tiempo es igual al número de fotones ionizantes J_0 que inciden por unidad de tiempo, es decir,

$$R_1 = \frac{J_0}{n_2^2 X^{*2} \alpha_B} = A \frac{q}{\Delta^2 X^{*2}} \quad (3.88)$$

donde Δ está dada por la ecuación (3.85) y A está definida como:

$$A = 6.492 \times 10^{13} \left[\frac{B_0}{\mu G} \right]^2 \left[\frac{n_0}{10 \text{ cm}^{-3}} \right]^{-2} \left[\frac{v_0}{100 \text{ km s}^{-1}} \right]^{-1} \quad (3.89)$$

ii) Segunda Región (Recombinación)

Una vez que se han agotado los fotones ionizantes, el gas queda fuera de equilibrio de ionización y se recombina libremente. Debido a esto, el segundo término de la ecuación (3.80) puede ser despreciado, y al integrar la ecuación que

resulta se obtiene que la fracción ionizada, para esta región, como función de la distancia a la zona de enfriamiento, está dada por:

$$X = \frac{AX^*}{X^* \Delta^2 (r - R_1) + A} \quad (3.90)$$

donde se ha considerado que las condiciones a la frontera para esta región son:

$$X = X^* \quad \text{para} \quad r = R_1 \quad (3.91)$$

$$\text{y} \quad X = X_f = 1.0 \times 10^{-2} \quad \text{para} \quad r = D_r = R_1 + R_2$$

donde X_f es la fracción ionizada que se considerará en forma arbitraria para definir donde termina la zona de recombinación, y D_r es el ancho de dicha zona.

El ancho de esta región, R_2 , se obtiene al considerar la segunda condición a la frontera (3.91), es decir,

$$R_2 = \frac{A}{\Delta^2} \left[\frac{X^* - X_f}{X^* X_f} \right] \quad (3.92)$$

Ahora bien, definiendo a la función ventana $R(r)$ (a, b) como:

$$R(r)^{(a,b)} = \begin{cases} 1 & \text{si } r \in [a,b] \\ 0 & \text{fuera de este intervalo} \end{cases} \quad (3.93)$$

se puede escribir una sola ecuación para obtener la fracción ionizada en cualquier punto de la zona de recombinación. Esto es,

$$X = R(r)^{(0, R_1)} X^* + R(r)^{(R_1, D_r)} \frac{AX^*}{X^* \Delta^2 (r - R_1) + A} \quad (3.94)$$

De igual manera, se puede obtener una ecuación para el ancho de la zona de recombinación D_r :

$$D_r = R_1 + R_2 = \frac{A}{\Delta^2} \left[\frac{\phi}{X^{*2}} + \frac{X^* - X_f}{X^* X_f} \right] \quad (3.95)$$

$$= \frac{6.492 \times 10^{15}}{\Delta^2} \left[\frac{B_0}{\mu G} \right]^2 \left[\frac{n_0}{10 \text{ cm}^{-3}} \right]^{-2} \left[\frac{v_0}{100 \text{ km s}^{-1}} \right]^{-1} \left[1 + \frac{X_f (\phi - X^*)}{X^{*2}} \right]$$

donde ϕ está dada por la ecuación (3.77), Δ por la ecuación (3.85), X^* por la ecuación (3.84) y $X_f = 1.0 \times 10^{-2}$.

Si la presión magnética domina sobre la térmica en la zona de recombinación, el término Δ^2 de la ecuación (3.95) es de orden unidad y por consiguiente, el ancho de la zona de recombinación se escala aproximadamente como n_0^{-2} . Por otro lado, si la presión térmica es la dominante, entonces la ecuación (3.95) se puede reescribir de la siguiente manera:

$$D_r = 1.317 \times 10^{16} \left[\frac{T_0}{10^4 \text{ K}} \right]^2 \left[\frac{n_0}{10 \text{ cm}^{-3}} \right]^{-1} \left[\frac{v_0}{100 \text{ km s}^{-1}} \right]^{-3} (1 + X)^2 \left[1 + \frac{X_f (\phi - X^*)}{X^{*2}} \right] \quad (3.96)$$

En este caso, el ancho de la zona de recombinación se escala aproximadamente como n_0^{-1} .

Como se puede ver en las ecuaciones (3.95) y (3.96), la dependencia que guarda el ancho de la zona de recombinación con los parámetros iniciales del choque depende fuertemente del

mecanismo que detenga la compresión del gas al llegar éste a dicha zona.

Por otro lado, combinando las ecuaciones (3.74) y (3.94) se obtiene que la densidad electrónica como función de la distancia a la zona de enfriamiento está dada por:

$$n_e = X n_2 = \sqrt{2} X n_0 \frac{v_0}{v_{A0}} \Delta \quad (3.97)$$

donde Δ está dada por la ecuación (3.85) y la fracción ionizada X por la ecuación (3.94). En la figura 3.10 se compara la densidad electrónica obtenida por medio de la ecuación (3.97) con la obtenida numericamente.

Por medio de la ecuación (3.97) se puede obtener la densidad electrónica en cada punto de la zona de recombinación. Sin embargo, es más importante conocer la densidad electrónica promedio en esta región (como función de las condiciones iniciales de la onda de choque) ya que es ésta la que se puede obtener observacionalmente a partir de líneas del [SII] o del [OII], cuyo cociente es sensitivo a la densidad electrónica.

La fracción promedio de gas ionizado puede ser obtenida al comparar la densidad electrónica que resulta de la ecuación (3.95) con la derivada de los modelos de Raymond (1976, 1979) y de Shull y McKee (1979). Para lograr esto, en este trabajo se utiliza el cociente $\lambda 6716/\lambda 6731$ de [SII] que se espera sea emitido en la región de la onda de choque donde la temperatura del gas es $\sim 10^4$ K. En la figura 3.11 se presenta este cociente como función de la densidad electrónica y en la figura 3.12 se presenta la fracción de gas ionizado que se requiere para que la densidad electrónica obtenida por medio de la ecuación (3.97) concuerde con la deducida a partir de las líneas de [SII] para cada uno de los modelos de Raymond y Shull y McKee.

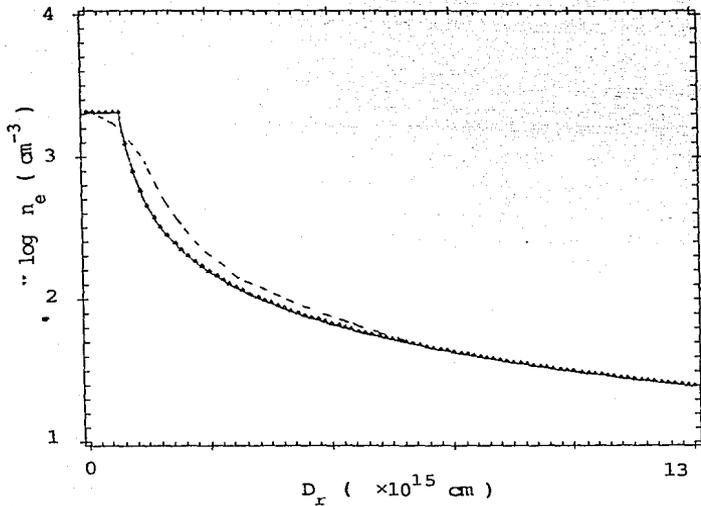


Fig. 3.10. Comparación del perfil de la densidad electrónica obtenido analíticamente (—) con el obtenido por el método numérico (---). Los parámetros de choque son los utilizados para la figura 3.14.

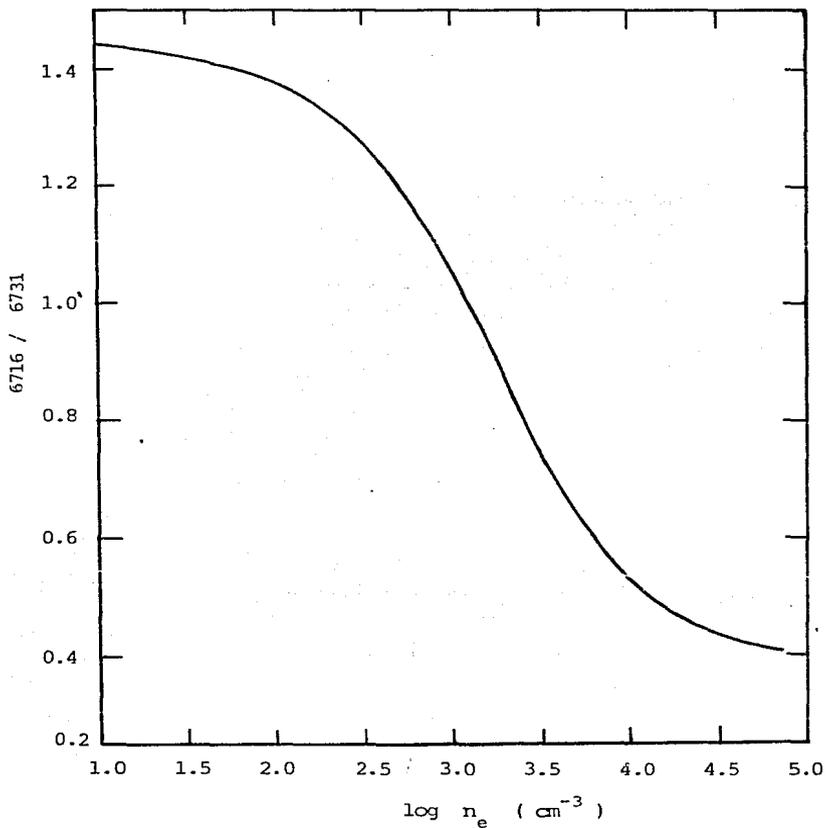


Fig. 3.11. Cociente de las líneas $\lambda 6716$ y $\lambda 6731$ de [S II] como función de la densidad electrónica.

En la figura 3.12 se puede ver que para la mayoría de los modelos considerados, la fracción ionizada promedio es del orden de 0.5. De esta manera, si se adopta $X=0.5$ en la ecuación (3.97) se obtiene:

$$n_e = 1.217 \times 10^3 \left[\frac{n_0}{10 \text{ cm}^{-3}} \right]^{3/2} \left[\frac{v_0}{100 \text{ km s}^{-1}} \right] \left[\frac{B_0}{\mu\text{G}} \right]^{-1} \quad (3.98)$$

Esta ecuación representa la densidad electrónica promedio en la zona de recombinación.

6. DISCUSION DEL MODELO Y CONCLUSIONES

Como resultado del modelo desarrollado, se han obtenido expresiones analíticas por medio de las cuales se puede determinar tanto la densidad y la temperatura del fluido, así como su estado de ionización como función de la distancia al frente de choque. Asimismo, se han obtenido expresiones para determinar algunas de las cantidades que caracterizan a una onda de choque, tales como temperatura y densidad máxima.

En la tabla 3.1 se presentan los parámetros y algunas cantidades características de 8 modelos de onda de choque con velocidades entre 80 y 200 km s⁻¹, obtenidos por medio del modelo analítico que se presenta en este trabajo de tesis.

Para una mayor claridad, a continuación se enumeran los resultados y conclusiones más importantes.

1) Bajo la aproximación de onda de choque fuerte, los cambios que sufre el fluido al atravesar el frente de choque son independientes de la presencia del campo magnético en el medio, por lo cual, puede no tomarse en cuenta el campo magnético sin

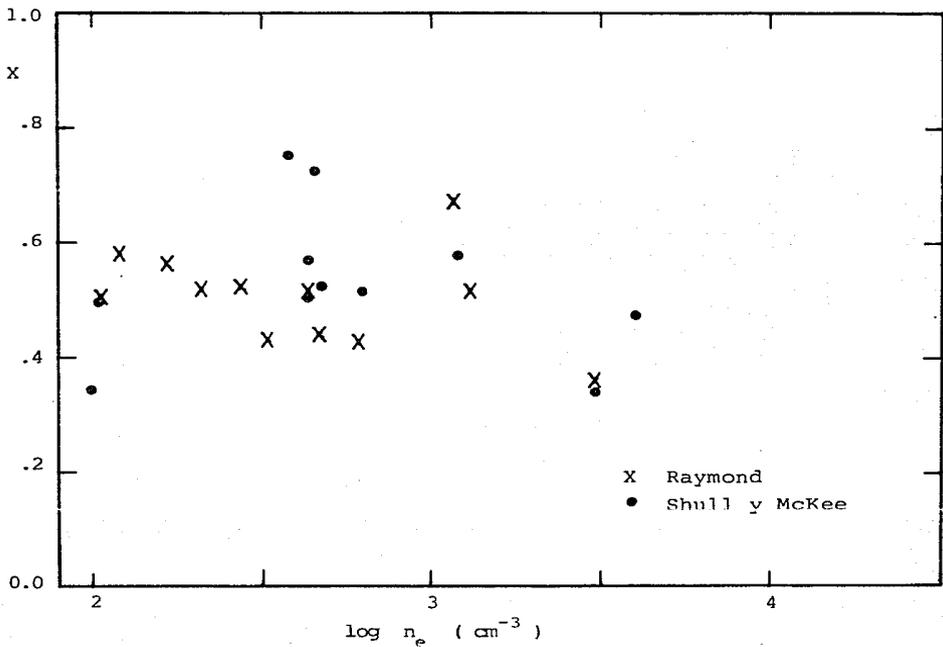


Fig. 3.12. Fracción de gas ionizado (X) requerida para que la densidad electrónica obtenida por medio de la ecuación (3.97) concuerde con la deducida a partir de las líneas de [SII] para los modelos de Raymond (1976, 1979) y Shull y McKee (1979).

TABLA 3.1

PARAMETROS DEL MODELO Y CARACTERISTICAS DEL FLUIDO

Parámetros

v_0 (Km s ⁻¹)	80	90	100	110	130	200
n_0 (cm ⁻³)	10	10	10	10	10	10
B_0 (μGauss)	1	1	1	1	1	1
X_0	4.14(-2)	0.390	0.738	1.0	1.0	1.0
n_1/n_0	3.665	3.730	3.779	3.815	3.866	3.942
T_1 (10 ⁴ K)	21.36	19.93	19.44	20.26	27.95	64.97
n_2 (cm ⁻³)	506.71	630.84	765.28	909.103	1.221(3)	2.501(3)
X^x	0.240	0.542	0.636	0.688	0.746	0.8252
ϕ	4.14(-2)	0.390	0.738	1.086	1.783	4.221
n_{max}	1.966(3)	2.207(3)	2.449(3)	2.691(3)	3.176(3)	4.877(3)
D_4 (10 ¹⁵ cm)	3.20	3.60	4.00	4.40	5.20	8.00
D_F (10 ¹⁵ cm)	118.9	90.131	69.836	56.021	39.342	20.915
$I(H\beta)^a$	6.224(-7)	3.148(-6)	5.177(-6)	7.365(-6)	1.243(-5)	3.822(-5)

a) La intensidad de la línea $H\beta$ está dada en erg cm⁻² s⁻¹ str⁻¹.
Esta línea se calcula en el capítulo IV de este trabajo

TABLA 3.1 ---Continuación

v_0 (km s ⁻¹)	141	160	100	100	100
n_0 (cm ⁻³)	10	10	1	100	10
B_0 (μGauss)	1	1	3	1	10
X_0	1.0	1.0	0.738	0.738	0.738
n_1/n_0	3.886	3.911	3.575	3.779	3.749
T_1 (10 ⁴ K)	32.729	41.894	19.93	19.44	18.97
n_2 (cm ⁻³)	1.405(3)	1.740(3)	14.985	8.401(3)	2.068(2)
χ^2	0.766	0.791	0.8675	0.620	0.832
ϕ	2.166	2.828	0.738	0.738	0.738
n_{max}	3.443(3)	3.905(3)	2.597(2)	7.745(2)	2.451(2)
D_4 (10 ¹⁵ cm)	5.64	6.40	40.00	0.40	4.00
D_4 (10 ¹⁵ cm)	33.756	27.386	1.713(4)	5.465	9.020(2)
I (H β) ^a	1.564(-5)	2.191(-5)	6.055(-7)	5.117(-5)	5.92(-6)

temor a perder generalidad. Sin embargo, cuando la onda de choque es débil ($M_0 \approx 1$), el campo magnético juega un papel importante ya que reduce apreciablemente la compresión y el incremento en la temperatura del gas.

ii) La temperatura del gas inmediatamente después del frente de choque es función de la velocidad de éste, de las abundancias de los elementos, de la fracción ionizada prechoque y del campo magnético. En la tabla 3.1 se puede observar que para velocidades entre 80 y 110 km s⁻¹ la temperatura postchoque T_1 permanece aproximadamente constante $\sim 2 \times 10^5$ K mientras que para velocidades superiores a éstas, la temperatura crece como el cuadrado de la velocidad de choque.

Suponiendo abundancias cósmicas y que el choque es lo suficientemente intenso para que el factor de compresión sea aproximadamente 4, la temperatura postchoque (3.23) se puede aproximar como:

$$T_1 \approx \left[3.21 \frac{v_7^2}{\delta} - 1.17 \times 10^{-2} \frac{B_{-6}^2}{\delta n_0} \right] \times 10^5 \text{ K} \quad (3.99)$$

donde $v_7 \equiv v_0/100 \text{ km s}^{-1}$, $B_{-6} = B_0/1 \text{ } \mu\text{gauss}$ y $\delta = (1+X_0)$.

iii) De acuerdo a lo expuesto en la sección 4 de este capítulo, una vez que el fluido ha atravesado el frente de choque, la presión térmica domina sobre la cinética y la magnética. Esto sigue siendo válido mientras el fluido atraviesa la onda de choque excepto en la región donde el gas se ha comprimido lo suficiente para que la presión magnética sea comparable a la térmica (en la parte más densa y fría de la onda de choque la presión magnética puede llegar a ser la dominante). Asimismo, la mayor parte de la energía contenida en el fluido se encuentra en forma de energía térmica, y conforme el fluido se enfría y se comprime, la energía magnética cobra importancia. En

la parte más densa y fría, la energía del gas se puede encontrar contenida en el campo magnético. De esta manera, el campo magnético puede almacenar parte de la energía del fluido, que en ausencia de éste sería perdida en forma de radiación.

iv) Se consideró a la zona de enfriamiento en equilibrio de ionización colisional y con una fracción ionizada $X=1$. Debido a esto y a que el gas en esta región es poco denso, la zona de enfriamiento es ópticamente delgada a la radiación. Así, los fotones ionizantes producidos en esta región escapan sin ser absorbidos, formando un frente de ionización que penetra tanto en la zona prechoque como en la zona de recombinación.

En la zona prechoque, el flujo de fotones ionizantes determina la preionización del gas. Para velocidades de choque $v_0 \geq 110 \text{ km s}^{-1}$ el flujo de fotones ionizantes es suficiente para preionizar completamente al gas, mientras que para velocidades inferiores a ésta, la preionización del gas puede reducirse considerablemente. Esta última influye de manera importante en la temperatura postchoque, y como se consideró que el coeficiente de enfriamiento varía en forma lineal con la temperatura, el bajo grado de ionización prechoque trae consigo importantes consecuencias en el enfriamiento y en la estructura de la onda de choque.

En la zona de recombinación, los fotones ionizantes mantienen al gas de una pequeña franja con una fracción ionizada correspondiente al equilibrio de fotoionización. Fuera de esta franja la radiación ionizante es insuficiente para mantener el grado de ionización del gas y por consiguiente éste se recombina libremente. De esta manera, se obtuvo explícitamente el grado de ionización del gas como función de la distancia a la zona de enfriamiento. De igual manera, se obtuvo el ancho de la zona de recombinación como función de los parámetros del choque.

Por otro lado, el ancho de la zona de enfriamiento se escala

como n_0^{-1} , mientras que la zona de recombinación se escala como n_0^{-2} al dominar la presión magnética ($P_B \gg P_T$), y como n_0^{-1} cuando domina la presión térmica ($P_T \gg P_B$).

CAPITULO IV

CALCULO DEL FLUJO EN H_{β} Y DEL ESPECTRO
EN CONTINUO DE RADIO

Las nebulosas fotoionizadas presentan un espectro de líneas de emisión que permite obtener parámetros tales como el estado de ionización del gas, la temperatura, la densidad electrónica y la abundancia de elementos pesados (Osterbrock, 1974). Dicho espectro, está dominado por líneas prohibidas de iones de algunos elementos, tales como [OIII] λ 4959, λ 5007 en el azul; [NII] λ 6548, λ 6583 en el rojo; y [OII] λ 3726, λ 3729 en el ultravioleta. Asimismo, presenta líneas permitidas de hidrógeno, tales como H_{α} , H_{β} , H_{γ} , etc., que son características de dichas nebulosas.

Además de las líneas de emisión, las nebulosas ionizadas presentan un continuo débil producido tanto por transiciones libre-ligado debidas al continuo de Balmer y al continuo de Paschen, así como por reflexión debida a dispersión de la radiación por el polvo y por la emisión de dos fotones del nivel 2s al 1s del átomo de hidrógeno.

En la región de frecuencias de radio, la emisión de las nebulosas ionizadas presenta un espectro razonablemente intenso en continuo debido a emisión libre-libre o Bremsstrahlung

producida por electrones térmicos acelerados por protones.

Por otro lado, las nebulosas producidas por ondas de choque (e.g., Remanentes de Supernova y objetos Herbig-Haro) presentan características espectrales distintas a las observadas en las nebulosas producidas por fotoionización (e.g., Regiones HII y Nebulosas Planetarias). Algunas de las características que presentan las ondas de choque son: a) aparición de líneas de emisión intensas, de elementos con bajo potencial de ionización como OI, OII, NI, NII, SII y CaII con respecto a $H\beta$, y b) temperaturas superiores a 10^4 K, inferidas a partir del cociente $\lambda 4363/\lambda 5007$ de [OIII] que es sensible a la temperatura. La primera resulta del hecho de que la región postchoque abarca una pequeña zona completamente ionizada y una zona de recombinación mayor o del mismo orden que la anterior, mientras que en una región HII y en una nebulosa planetaria, la zona completamente ionizada es mucho mayor que la zona de transición entre la región ionizada y la neutra. Debido a esto, en las regiones HII, $H\beta$ es producida principalmente en la zona completamente ionizada, mientras que en las ondas de choque, $H\beta$ es producida en la zona de recombinación junto con las líneas de baja excitación. De la segunda característica resulta que las líneas de alta excitación se producen a $T > 10^4$ K, mientras que en un gas fotoionizado se producen a $T \sim 10^4$ K.

Hasta 1984, no se había detectado ningún continuo térmico producido por una onda de choque a longitudes de onda de radio. En ese año, Pravdo et al. detectaron emisión a 20, 6 y 2 cms en el continuo de radio, producida por los objetos Herbig-Haro (HH) 1 y 2. Con este antecedente, es de esperarse que en los próximos años sea detectado este tipo de emisión en otros objetos Herbig-Haro.

De lo anteriormente expuesto, se puede deducir que es de suma importancia poder obtener teóricamente tanto el espectro de líneas de emisión, así como el continuo térmico en radio

producido por ondas de choque. Esto último no ha sido hecho hasta el momento.

En el presente capítulo se calcula el flujo de fotones $H\beta$ considerando por un lado únicamente la zona de recombinación de la onda de choque y por el otro, la onda de choque completa. Asimismo, por primera vez, se calcula el continuo en radio producido en ambos casos. Para llevar a cabo este propósito, se ha dividido el capítulo en dos secciones principales:

En la primera sección, se obtienen expresiones analíticas para el flujo de fotones $H\beta$ y para el continuo térmico en radio producidos por la zona de recombinación de una onda de choque (incisos 1 y 2 respectivamente). Asimismo, se discute la forma del continuo térmico en radio y la relación que existe entre éste y el flujo de fotones $H\beta$ (incisos 2 y 3).

En la segunda sección (inciso 4), se calculan numéricamente la intensidad de la línea $H\beta$ y el continuo térmico en radio producidos por la onda de choque. Para esto se considera que la onda de choque comprende tanto la zona de enfriamiento como la zona de recombinación. Esto se lleva a cabo numéricamente ya que las condiciones físicas en la zona de enfriamiento no pueden ser calculadas analíticamente.

1. INTENSIDAD DE LA LINEA $H\beta$.

La línea $H\beta$ tiene particular importancia debido a que, por convención, las intensidades de todas las líneas de emisión observadas, relativas a la intensidad de $H\beta$, se representan mediante cocientes de la forma:

$$\frac{I(\lambda)}{I(H\beta)} \quad (4.1)$$

La línea de emisión $H\beta$ es producida por átomos de HI en los cuales, el electrón pasa del nivel excitado $n=4$ al $n=2$. esta transición es permitida, y como la onda de choque es ópticamente transparente para la línea, ésta escapa sin ser absorbida. Los fotones producidos al ocurrir esta transición tienen una longitud de onda de 4861 Å.

El número de fotones que se producen por segundo en un cm^3 de la zona de recombinación se puede expresar como:

$$n_e n_p \alpha_{ef}(H\beta) \quad (1.2)$$

donde $\alpha_{ef}(H\beta)$ es el coeficiente efectivo de producción de fotones $H\beta$, cuyas unidades son cm^3s^{-1} . Este coeficiente depende exclusivamente de la temperatura.

Por otra parte, debido a que lo que se mide observacionalmente es la energía y no el número de fotones emitidos, al referirse a la intensidad de la línea, se está hablando de la energía asociada a los fotones, que por cm^3 y por segundo está dado por:

$$4 \pi j_{H\beta} = h \nu_{H\beta} n_e n_p \alpha_{ef} \quad (1.3)$$

donde $h\nu_{H\beta}$ es la energía relacionada a la transición y $j_{H\beta}$ es el coeficiente de emisión que para el caso B (Osterbrock, 1974, p. 63 ss) está numericamente dado por:

$$j_{H\beta} = 9.868 \times 10^{-27} n_e n_p T_e^{-0.6} \text{erg cm}^{-3} \text{s}^{-1} \text{str}^{-1} \quad (1.4)$$

donde T_4 es la temperatura en unidades de 10^4 K.

Para una onda de choque con geometría plano-paralela, la intensidad de la línea $H\beta$ producida por un volumen de longitud D_r (ancho de la zona de recombinación) y área transversal de 1 cm^2 de la zona de recombinación es

$$I(H\beta) = \int_0^{D_r} j_{H\beta} dr = a(T) E_m \quad (4.5)$$

$$\text{donde } a(T) = 9.868 \times 10^{-27} T_4^{-0.8} \quad (4.6)$$

y E_m es la medida de emisión que está definida como:

$$E_m = \int_0^{D_r} n_e n_p dr \quad (4.7)$$

Por otra parte, el número de recombinaciones N_R que sufre un volumen de gas cuya longitud es el ancho de la zona de recombinación y cuya área transversal es de 1 cm^2 es:

$$N_R = \int_0^{D_r} \alpha_B n_e n_p dr = \alpha_B E_m \quad (4.8)$$

donde α_B es el coeficiente de recombinación total hasta el nivel 2 y está dado por:

$$\alpha_B(T) = 2.60 \times 10^{-13} T_4^{-0.8} \quad (4.9)$$

Así mismo, en cada unidad de tiempo el número de

recombinaciones que sufre el gas está dado por el número de átomos ionizados, $n_0 v_0 X^*$, que entra en la zona de recombinación menos el número de átomos ionizados que salen de esta región, $n_0 v_0 X_f$. Si además se supone que cada fotón ionizante ioniza a un solo átomo, entonces el número de recombinaciones está dado por:

$$N_R = n_0 v_0 [(X^* - X_f) + \phi] \quad (4.10)$$

donde $n_0 v_0 \phi$ es el número de fotones ionizantes que entra a la zona de recombinación.

Combinando las ecuaciones (4.8) y (4.10) se obtiene

$$E_m = \frac{n_0 v_0}{\alpha_B} [(X^* - X_f) + \phi] \quad (4.11)$$

y si se sustituye esta expresión en la ecuación (4.5) se obtiene una expresión para el flujo de fotones H_β como función de las condiciones iniciales del choque. Esto es,

$$I(H_\beta)' = \frac{a(T)}{\alpha_B} n_0 v_0 [(X^* - X_f) + \phi] \quad (4.12)$$

Numericamente, el flujo en H_β se puede escribir como:

$$I(H_\beta) = 3.795 \times 10^{-6} \left[\frac{n_0}{10 \text{ cm}^{-3}} \right] \left[\frac{v_0}{100 \text{ km s}^{-1}} \right] \left[(3.483 v_7 - 2.745) + (X^* - X_f) \right] \quad (4.13)$$

donde X^* está dada por la ecuación (3.83), v_7 es la velocidad en unidades de 100 km s^{-1} y $X_f = 1.0 \times 10^{-2}$.

Como se puede ver en la ecuación (4.13), para velocidades superiores a 130 km s^{-1} , la intensidad de la línea $H\beta$ crece aproximadamente como $n_0 v_0^2$. Asimismo, se puede observar que la intensidad de la línea $H\beta$ es prácticamente independiente de la temperatura de la zona de recombinación y depende débilmente del campo magnético B_0 a través de la fracción ionizada X^* .

En la figura 4.1 se presenta la intensidad de la línea $H\beta$ como función de la velocidad de choque para distintos modelos con la misma densidad $n_0 = 10 \text{ cm}^{-3}$ y el mismo campo magnético $B_0 = 1 \mu\text{G}$. Asimismo, se compara la intensidad de la línea $H\beta$ obtenida por medio de la ecuación (4.13) con la obtenida por Raymond (1976, 1979) y por Shull y McKee (1979). En ambos modelos, la intensidad de la línea $H\beta$ se incrementa aproximadamente como el cuadrado de la velocidad de choque.

2. CONTINUO DE RADIO.

Existen varios procesos que producen radiación en espectro continuo tales como: recombinación, emisión libre-libre, etc. De estos procesos el que contribuye en mayor proporción a la radiación en la región de radio es la radiación libre-libre.

La radiación libre-libre es producida por electrones libres en un plasma que cambian su trayectoria al ser acelerados por protones pasando de un estado libre a otro. Durante la aceleración los electrones pueden tanto emitir como absorber fotones. Como los electrones tienen velocidades diversas y se acercan a diferentes distancias de los protones, se producen fotones a distintas frecuencias y el proceso es de espectro continuo. Esta radiación también se denomina radiación térmica (debido a que los electrones obedecen a una distribución de Maxwell), o bremsstrahlung.

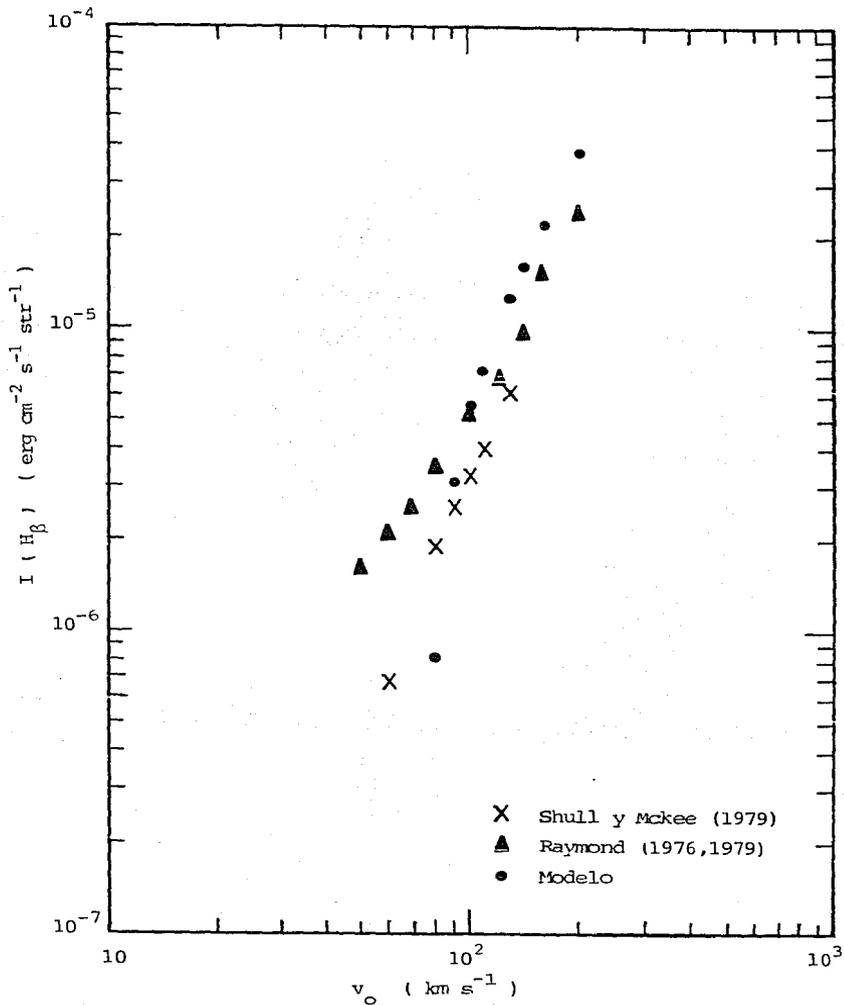


Fig. 1.1. Intensidad de la línea H β como función de la velocidad de choque para distintos modelos de onda de choque. Los parámetros son: $n_0=10 \text{ cm}^{-3}$ y $B_0=1 \text{ } \mu\text{Gauss}$ en todos los casos.

La radiación térmica producida por el encuentro entre los electrones libres y los iones del medio tiene que atravesar la zona de recombinación y puede ser absorbida antes de salir de esta región. Para saber cuanta radiación puede atravesar la región y llegar hasta el observador es necesario considerar la transferencia de la radiación a través de la zona de recombinación.

En una onda de choque con geometría plano-paralela, la ecuación de transporte está dada por:

$$\frac{d I_{\nu}}{dr} = -K_{\nu} I_{\nu} + j_{\nu} \quad (4.14)$$

donde I_{ν} es la intensidad de la radiación a la frecuencia ν , y donde j_{ν} y K_{ν} son los coeficientes de emisión y absorción respectivamente. Para emisión libre-libre, estos coeficientes están dados por:

$$j_{\nu} = 5.44 \times 10^{-39} \frac{n_e n_p}{T^{\frac{1}{2}}} e^{-h\nu/KT} g_{ff} \text{ erg cm}^{-3} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1} \text{ str}^{-1} \quad (4.15)$$

$$K_{\nu} = 3.692 \times 10^8 \frac{n_e n_p}{\nu^3 T^{\frac{3}{2}}} (1 - e^{-h\nu/KT}) g_{ff} \text{ cm}^{-1} \quad (4.16)$$

donde g_{ff} es el factor de Gaunt, que depende débilmente de la frecuencia y se incluye para que el resultado clásico esté de acuerdo con el resultado cuántico. Numericamente se escribe como:

$$g_{ff} = 9.77 \left(1 + 0.13 \log \frac{T^{3/2}}{\nu} \right) \quad (4.17)$$

Definiendo la profundidad óptica a la frecuencia ν de la siguiente manera:

$$d\tau_{\nu} = K_{\nu} dr \quad (4.18)$$

la ecuación de transporte se puede escribir como:

$$\frac{d I_{\nu}}{d \tau_{\nu}} = -I_{\nu} + S_{\nu} \quad (4.19)$$

donde S_{ν} es la función fuente, que está definida como el cociente entre el coeficiente de emisión y el coeficiente de absorción. Esto es,

$$S_{\nu} \equiv \frac{j_{\nu}}{K_{\nu}} \quad (4.20)$$

La forma integral de la ecuación (4.19) en el caso de que S_{ν} sea uniforme en la zona emisora es:

$$I_{\nu} = I_{\nu}(0)e^{-\tau_{\nu}} + S_{\nu}(1 - e^{-\tau_{\nu}}) \quad (4.21)$$

donde $I_{\nu}(0)$ es la intensidad de la radiación que incide sobre la zona de recombinación. Si no hay radiación incidente, el primer término de la derecha de la ecuación (4.21) desaparece y por consiguiente, la intensidad de la radiación que emerge de esta región depende únicamente de las características del gas definidas por j_{ν} y K_{ν} .

Por otro lado, para un sistema en equilibrio térmico j_{ν} y K_{ν}

están relacionadas por la ley de Kirchoff,

$$j_V = K_V B_V(T_e) \quad (4.22)$$

donde T_e es la temperatura electrónica y $B_V(T)$ es la función de Planck, que se escribe como:

$$B_V(T_e) = \frac{2hv^3/C^2}{\exp(hv/KT) - 1} \quad (4.23)$$

donde h es la constante de Planck y k es la constante de Boltzmann.

Sustituyendo (4.22) y (4.20) en (4.21) se obtiene,

$$I_V = B_V(T_e) (1 - e^{-\tau_V}) \quad (4.24)$$

donde se ha asumido que T_e es constante a lo largo de la zona de recombinación y $I_V(0) = 0$ cuando $\tau_V = 0$.

La profundidad óptica τ_V , definida por la ecuación (4.18), se puede escribir como:

$$\tau_V = \int_0^{D_r} n_e n_p \chi(v) dr = \chi(v) E_m \quad (4.25)$$

donde D_r es el ancho de la zona de recombinación, E_m es la medida de emisión (4.7) y $\chi(v)$ está definida como:

$$\chi(\nu) = 3.692 \times 10^8 \left[1 - e^{-h\nu/KT} \right] g_{ff} T_e^{-\frac{1}{2}} \nu^{-3} \quad (4.26)$$

En la región de radio $\chi(\nu)$ se puede escribir como:

$$\chi(\nu) = 8.436 \times 10^{-28} \left[\frac{\nu}{10 \text{ GHz}} \right]^{-2.1} \left[\frac{T_e}{10^4 \text{ K}} \right]^{-1.35} \quad (4.27)$$

La expresión (4.24) tiene dos casos límites:

$$\text{Si } \tau_\nu \ll 1 \text{ entonces } I_\nu \sim B_\nu(T_e) \tau_\nu \quad (4.28)$$

$$\text{Si } \tau_\nu \gg 1 \text{ entonces } I_\nu \sim B_\nu(T_e) \quad (4.29)$$

Suponiendo que la aproximación de Rayleigh-Jeans ($h\nu/KT \ll 1$) es válida, las ecuaciones (4.28) y (4.29) se reducen a:

$$I_\nu \approx \frac{2\nu^2 K T_e}{C^2} \tau_\nu = 2.587 \times 10^{-40} \left[\frac{\nu}{10 \text{ GHz}} \right]^{-0.1} \left[\frac{T_e}{10^4 \text{ K}} \right]^{-0.35} E_m \quad (4.30)$$

$$I_\nu \approx \frac{2\nu^2 K T_e}{C^2} = 3.067 \times 10^{-13} \left[\frac{\nu}{10 \text{ GHz}} \right]^2 \left[\frac{T_e}{10^4 \text{ K}} \right] \quad (4.31)$$

Si además, se hace uso de la expresión para la medida de emisión, E_m , que se obtuvo en el inciso anterior (ecuación 4.11), la ecuación (4.30) queda en términos de los parámetros de choque. Esto es,

$$I_\nu \approx 9.950 \times 10^{-20} \left[\frac{\nu}{10 \text{ GHz}} \right]^{-0.1} \left[\frac{T_e}{10^4 \text{ K}} \right]^{-0.35} \left[\frac{n_0}{10 \text{ cm}^{-3}} \right] \left[\frac{v_0}{100 \text{ km s}^{-1}} \right] \left[\phi + (X^* - X_f) \right] \quad (4.32)$$

donde ϕ y X^* fueron definidos en el capítulo III por medio de las

expresiones (3.77) y (3.83) respectivamente, y $X_f = 1.0 \times 10^{-2}$.

En la figura 4.2 se presenta la intensidad de la radiación I_ν , en función de la frecuencia ν , manteniendo los parámetros de choque fijos ($n_0 = 10 \text{ cms}^{-3}$, $v_0 = 100 \text{ Km s}^{-1}$, $T_0 = 10^4 \text{ K}$ y $B_0 = 10^{-6} \text{ Gauss}$). Como se puede observar a partir de esta figura, el espectro en continuo de radio producido por la zona de recombinación (para parámetros de choque dados) se puede dividir en dos regiones:

A frecuencias ν lo suficientemente bajas para que $\tau_\nu \gg 1$, la zona de recombinación se comporta como un cuerpo negro con una temperatura T_e y debido a esto, no se puede obtener información de su interior. Cuando esto sucede, se dice que la región es "opaca" u ópticamente gruesa. Este es el caso de la expresión (4.31).

A frecuencias ν lo suficientemente altas para que $\tau_\nu \ll 1$, el espectro se hace casi plano, es decir, la intensidad varía como $\nu^{-0.1}$ como se ve en la ecuación (4.32). En esta parte del espectro, la zona de recombinación es "transparente" u ópticamente delgada y la radiación que se observa proviene de toda la región. Debido a esto, es posible obtener algunos parámetros de su interior. Por ejemplo, conociendo la temperatura del gas y la intensidad a una frecuencia dada, se puede obtener la medida de emisión a partir de la ecuación (4.30), y, si se conoce el ancho de la zona de recombinación, se puede encontrar la densidad electrónica "promedio" $\langle n_e \rangle$ de la región.

Las características que presenta el espectro continuo de radio producido en la zona de recombinación de una onda de choque, son las mismas que se observan en Regiones HII. Esto se debe principalmente a que el mecanismo por medio del cual se produce la emisión de radiación es el mismo en ambas regiones, y a que tanto en la zona de recombinación, como en la región HII,

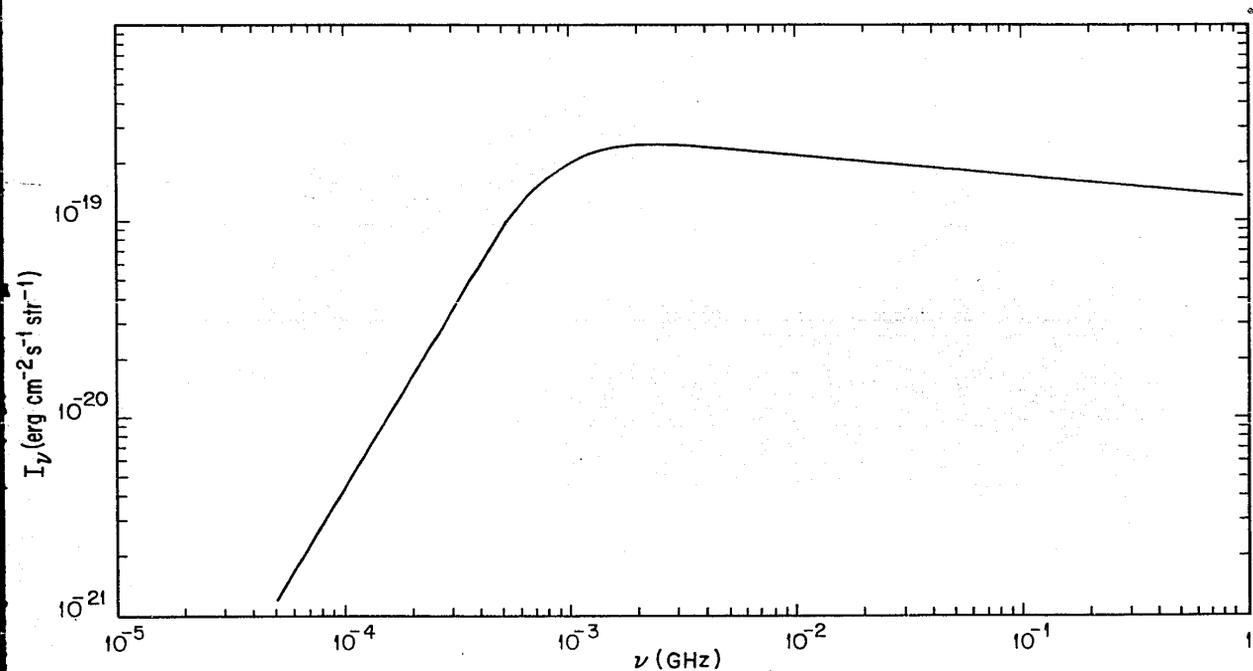


Fig. 4.2. Espectro en continuo de radio producido por la zona de recombinación de una onda de choque. Los parámetros son: $n_0=10 \text{ cm}^{-3}$, $v_0=100 \text{ km s}^{-1}$, $T_0=10,000 \text{ K}$ y $B_0=1 \text{ } \mu\text{Gauss}$.

la temperatura del gas es aproximadamente constante.

El valor crítico de la frecuencia que separa las dos regiones se obtiene cuando $\tau_\nu = 1$. De esta manera, de la ecuación (4.25) se obtiene

$$\left[\frac{\nu_c}{10 \text{ GHz}} \right] = 8.3 \times 10^{-4} \left\{ \left[\frac{T_e}{10^4 \text{ K}} \right]^{-1.36} \left[\frac{n_0}{10 \text{ cm}^{-3}} \right] \left[\frac{v_0}{100 \text{ km s}^{-1}} \right] \left[\zeta + (X^* - X_f) \right] \right\}^{1/2.1} \quad (4.33)$$

donde se ha sustituido la medida de emisión E_m por la expresión (4.11).

En la figura 4.3 se presenta la intensidad I_ν como función de la frecuencia ν para dos modelos con velocidades de choque de 100 y 200 km s⁻¹ respectivamente (manteniendo $n_0 = 10 \text{ cm}^{-3}$ y $B_0 = 1 \text{ } \mu\text{G}$ constantes). Como se puede observar, la parte ópticamente gruesa del espectro, a una frecuencia dada, no varía para los diferentes modelos. Esto se debe a que en esta región del espectro, la intensidad de la radiación es independiente de los parámetros del gas en la zona de recombinación. Por otro lado, en la parte ópticamente delgada del espectro, la intensidad a una frecuencia dada crece, al igual que la intensidad de la línea H_β , aproximadamente como v_0^2 . Asimismo, se puede observar que la frecuencia de corte crece aproximadamente en forma lineal con la velocidad.

3. CORRELACION ENTRE LA INTENSIDAD DE LA LINEA H_β Y EL CONTINUO TERMICO EN RADIO.

En el primer inciso de este capítulo, se mencionó que, por convención, se presenta la intensidad de las líneas observadas, relativa a la intensidad de la línea H_β . De igual manera, se puede presentar la intensidad del continuo térmico en radio, a una frecuencia dada, relativa a H_β . Esto se puede hacer gracias a que tanto la intensidad del continuo térmico (en la región

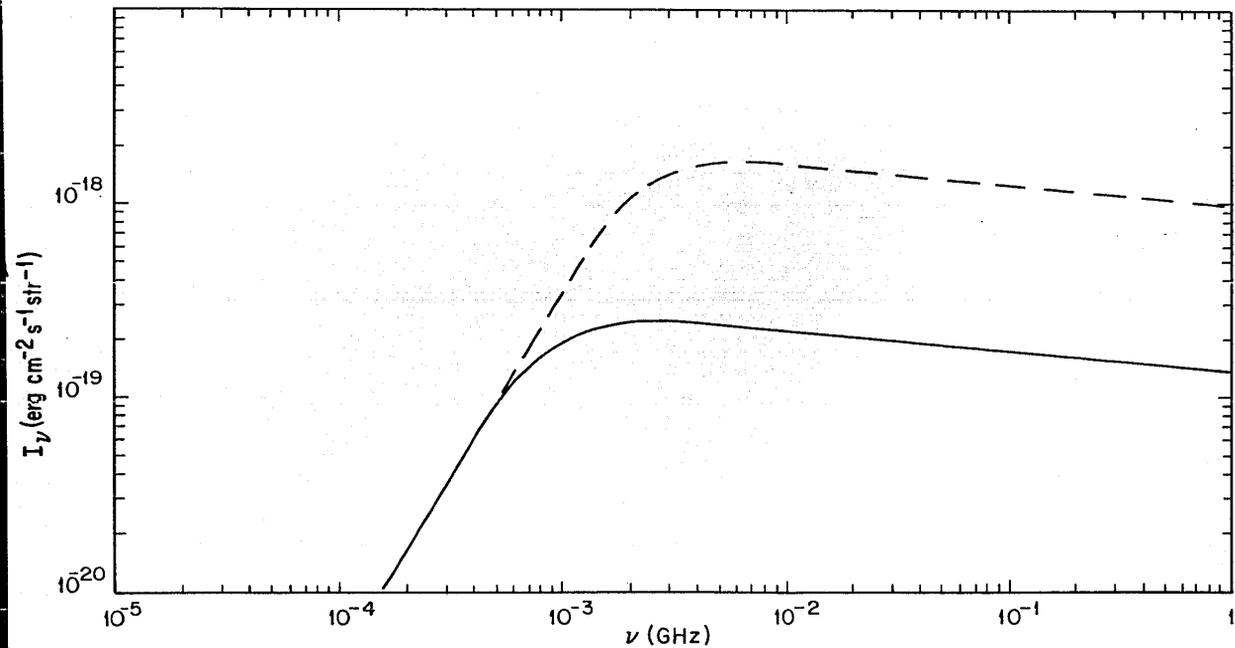


Fig. 1.3. Espectro continuo de radio para dos modelos de onda de choque con velocidades de 100 km s^{-1} (—) y 200 km s^{-1} (-----). La densidad prechoque (n_0) y la intensidad del campo magnético (B_0) considerados son de 10 cm^{-3} y $1 \text{ } \mu\text{Gauss}$ respectivamente.

ópticamente delgada), como la intensidad de la línea $H\beta$, son directamente proporcionales a la medida de emisión E_m (ecuaciones 4.5 y 4.30). Combinando estas ecuaciones se obtiene

$$\frac{I_\nu}{I(H\beta)} = 2.6216 \times 10^{-14} \left[\frac{\nu}{10 \text{ GHz}} \right]^{-0.1} \left[\frac{T_e}{10^4 \text{ K}} \right]^{0.45} \quad (4.34)$$

donde la frecuencia ν está en unidades de 10 GigaHertz y la temperatura electrónica T_e en unidades de 10^4 K.

Como se puede ver en la ecuación (4.34), el cociente entre I_ν y $I(H\beta)$ es independiente de los parámetros de choque, y depende muy debilmente de la frecuencia ν . Por otro lado, depende de la temperatura electrónica de la zona de recombinación como $T_e^{0.45}$ y muy debilmente de la frecuencia como $\nu^{-0.1}$.

Al igual que la intensidad del continuo térmico (en la región ópticamente delgada), la profundidad óptica τ_ν es directamente proporcional a la medida de emisión E_m . De esta manera, si se toma el cociente entre τ_ν y $I(H\beta)$ se obtiene

$$\frac{\tau_\nu}{I(H\beta)} = 8.5488 \times 10^{-2} \left[\frac{\nu}{10 \text{ GHz}} \right]^{-2.1} \left[\frac{T_e}{10^4 \text{ K}} \right]^{-0.55} \quad (4.35)$$

que, al igual que el cociente entre I_ν y $I(H\beta)$, resulta ser independiente de los parámetros de choque. Sin embargo, en este caso, el cociente tiene una dependencia mayor de la frecuencia y de la temperatura electrónica en la zona de recombinación.

Las ecuaciones (4.34) y (4.35) pueden ser muy útiles en Radioastronomía ya que en este campo, es importante calcular si la intensidad que se espera observar a una frecuencia ν , se encuentra dentro del intervalo de operación de los detectores de

los radiotelescopios. Así, si se conoce la intensidad de la línea H_{β} , se puede calcular la intensidad I_{ν} (del continuo térmico) por medio de la expresión (4.34). Esto es cierto, siempre y cuando la profundidad óptica que se calcula por medio de la expresión (4.35), sea menor que 1. En caso contrario, la expresión (4.34) es inadecuada para calcular la intensidad a la frecuencia ν .

4. INTENSIDAD DE LA LÍNEA H_{β} Y DEL CONTINUO EN RADIO; SOLUCION NUMERICA

Como se mencionó en los incisos anteriores, para saber cuanta radiación es emitida, en una línea o en general a una frecuencia ν , por una onda de choque, es necesario considerar la transferencia de la radiación a través de ésta.

En una onda de choque con geometría plano-paralela, la ecuación de transporte está dada por la ecuación (4.1), es decir,

$$\frac{dI_{\nu}}{dr} = -K_{\nu}I_{\nu} + j_{\nu} \quad (4.36)$$

donde I_{ν} es la intensidad de la radiación a la frecuencia ν , K_{ν} y j_{ν} son los coeficientes de emisión y absorción respectivamente y dr es un elemento infinitesimal de trayectoria.

En el caso de la línea H_{β} el término de absorción es despreciable debido a que la nebulosa es transparente a esta longitud de onda y por consiguiente la radiación viaja a través de la onda de choque sin ser absorbida. Debido a esto, la ecuación de transporte para la línea H_{β} se puede escribir de la siguiente manera:

$$\frac{dI(H\beta)}{dr} = j_{H\beta} \quad (4.37)$$

donde $j_{H\beta}$ está dada por la expresión (4.4).

Por otro lado, en el caso del continuo térmico en radio, la ecuación de transporte para la intensidad a una frecuencia ν está dada por la ecuación (4.36), la cual puede ser reescrita como:

$$\frac{dI_\nu}{dr} = K_\nu \left[\frac{j_\nu}{K_\nu} - I_\nu \right] = K_\nu [S_\nu - I_\nu] \quad (4.38)$$

donde $S_\nu = j_\nu / K_\nu$ es la función fuente, y los coeficientes de emisión j_ν y absorción K_ν están dados por las ecuaciones (4.15) y (4.16) respectivamente.

Utilizando la distancia característica de recombinación r_c y la distancia ξ normalizada por esta última (definidas en la expresión (3.79)), las ecuaciones (4.37) y (4.38) se pueden reescribir como:

$$\frac{dI(H\beta)}{d\xi} = \frac{j_{H\beta}}{n\sigma} \quad (4.39)$$

$$y \quad \frac{dI_\nu}{d\xi} = \frac{K_\nu}{n\sigma} [S_\nu - I_\nu] \quad (4.40)$$

donde n es la densidad de partículas y σ es la sección recta de fotoionización.

Las ecuaciones (4.39) y (4.40) junto con las ecuaciones para la fracción ionizada (3.80) y para el flujo de fotones ionizantes

(3.81) forman un sistema de ecuaciones diferenciales acopladas de primer orden que sólo puede ser resuelto numericamente. Este sistema de ecuaciones fué integrado por medio del método de Runge-Kutta de cuarto orden para ecuaciones diferenciales simultáneas (Abramowitz, 1972). Debido a que la zona de enfriamiento es poco densa comparada con la zona de recombinación, se consideró que el caso A (Osterbrock, 1974) era adecuado para esta región mientras que en la zona de recombinación se utilizó el caso B (Osterbrock, 1974).

En la figura 4.4 se presenta la intensidad I_ν como función de la frecuencia ν en la zona de radiopara una onda de choque cuyos parámetros son: $n_0 = 100 \text{ cm}^{-3}$, $v_0 = 100 \text{ km s}^{-1}$ y $B_0 = 1 \mu\text{Gauss}$. Como se puede observar, la forma del espectro es muy similar al espectro que se obtiene cuando se considera unicamente a la zona de recombinación (línea continua en la figura 4.4). Para comparar ambos espectros, se puede definir el índice espectral α como la pendiente del espectro entre dos frecuencias ν_1 y ν_2 , es decir,

$$\alpha = \frac{\log \left(\frac{S_{\nu_2}}{S_{\nu_1}} \right)}{\log \left(\frac{\nu_2}{\nu_1} \right)} \quad (4.11)$$

siendo $\nu_2 > \nu_1$. Asimismo, se puede definir una temperatura de brillo de la fuente como

$$T_B = \frac{I_\nu C^2}{2K\nu^2} \quad (4.12)$$

la cual coincide con la temperatura del gas en la fuente si la intensidad I_ν es de cuerpo negro y si $h\nu \ll kT_B$ (aproximación de Rayleigh-Jeans).

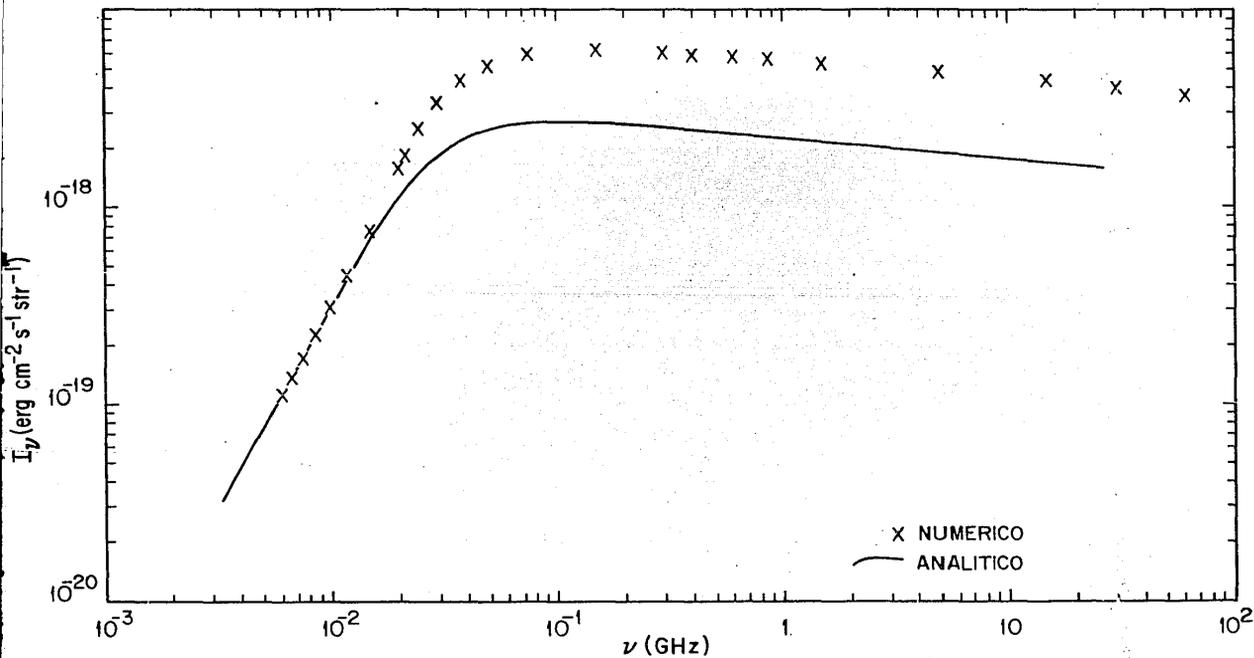


Fig. 4.1. Comparación del espectro en continuo de radio producido por una onda de choque con el producido por la zona de recombinación de la misma. El primero fue calculado numéricamente mientras que el segundo fue calculado por el método analítico (sección 2 de este capítulo). Los parámetros de choque en ambos casos son: $n_0 = 100 \text{ cm}^{-3}$, $v_0 = 100 \text{ km s}^{-1}$ y $B_0 = 1 \text{ } \mu\text{Gauss}$. Nótese la similitud en la forma e intensidad (I_ν) entre ambos espectros.

En la tabla 4.1 se presentan el índice espectral α y la temperatura de brillo T_B tanto para el espectro producido por la onda de choque (zona de enfriamiento y zona de recombinación) como para el producido por la zona de recombinación, considerando los mismos parámetros que en la figura 4.4. Como se puede ver, el índice espectral de la zona de recombinación varía en una sola dirección, es decir, de ser $\alpha=2$ en la parte ópticamente gruesa del espectro disminuye hasta $\alpha=-0.1$ en la parte ópticamente delgada del mismo. Asimismo, la temperatura de brillo permanece constante ($\sim 10^4$ K) en la parte ópticamente gruesa del espectro y posteriormente disminuye en forma constante a medida que la frecuencia aumenta. Por otro lado, el índice espectral de la onda de choque aumenta de $\alpha=2$ a $\alpha=2.5$ en la parte ópticamente gruesa del espectro y posteriormente disminuye hasta $\alpha=-0.13$ en la parte ópticamente delgada. De igual manera, la temperatura de brillo crece de 10^4 a $\sim 1.3 \times 10^5$ K en la parte ópticamente gruesa y después decrece uniformemente. Para otras modelos con velocidades de choque superiores a 100 km s^{-1} se encontró que el índice espectral en la parte ópticamente gruesa del espectro puede llegar a ser $\alpha=3$ y la temperatura de brillo correspondiente a las frecuencias donde aparece este índice puede ser $\sim 10^5$ K. El hecho de que el índice espectral α sea ≈ 3 en una región de la parte ópticamente gruesa del espectro puede ser de gran interés debido a que ningún otro tipo de objeto presenta este índice en su espectro (e.g. el índice espectral $\alpha=0.6$ en un viento estelar; varía entre 2 y -0.1 en una región HII y entre -0.1 y -1 en Remanentes de Supernova). Debido a esto, se puede decir que un índice espectral $\alpha=3$ podría caracterizar a una onda de choque. Esto, muy posiblemente, podría ser comprobado observacionalmente.

Las diferencias que presentan ambos espectros se deben principalmente a que la zona de recombinación posee temperatura constante mientras que la onda de choque presenta un gradiente de temperaturas. Para comprender esto, se puede pensar que conforme crece la frecuencia y disminuye la profundidad óptica, se está

TABLA 4.1

INDICE ESPECTRAL α Y TEMPERATURA DE BRILLO T_B PARA UN MODELO DE ONDA DE CHOQUE^a

λ (cm)	ν (GHz)	Onda de Choque completa			Zona de Recombinación		
		I_ν^b	T_B^c (K)	α^d	I_ν	T_B (K)	α
0.1	300	3.019(-18)	1.09(-4)	-0.130	1.24(-18)	4.49(-5)	-0.1
0.5	60	3.721(-18)	3.37(-3)	-0.113	1.46(-18)	1.32(-3)	-0.1
1.0	30	4.024(-18)	1.46(-2)	-0.105	1.56(-18)	5.65(-3)	-0.1
2.0	15	4.328(-18)	6.27(-2)	-9.59(-2)	1.67(-18)	2.42(-2)	-0.1
6.0	5	1.808(-18)	6.27(-1)	-8.61(-2)	1.87(-18)	2.44(-1)	-0.1
20.0	1.5	5.333(-18)	7.73	-7.92(-2)	2.10(-18)	3.04	-0.1
35.0	8.571(1)	5.575(-18)	2.47(1)	-7.49(-2)	2.23(-18)	9.90	-0.1
50.0	6.00(-1)	5.726(-18)	5.19(1)	-6.97(-2)	2.31(-18)	2.09(1)	-0.1
75.0	4.00(-1)	5.890(-18)	1.20(2)	-6.25(-2)	2.40(-18)	4.89(1)	-0.1
100.0	3.00(-1)	5.997(-18)	2.17(2)	-3.90(-2)	2.47(-18)	8.95(1)	-0.1
200.0	1.50(-1)	6.161(-18)	8.93(2)	6.17(-2)	2.65(-18)	3.84(2)	---
400.0	7.50(-2)	5.891(-18)	3.42(3)	0.317	----	----	---
600.0	5.00(-2)	5.181(-18)	6.76(3)	0.677	----	----	---
800.0	3.75(-2)	4.264(-18)	9.89(3)	1.124	----	----	---
1000.0	3.00(-2)	3.318(-18)	1.20(4)	1.601	----	----	---
1200.0	2.50(-2)	2.478(-18)	1.29(4)	2.042	1.92(-18)	1.00(4)	2.0
1400.0	2.14(-2)	1.808(-18)	1.28(4)	2.314	1.50(-18)	1.00(4)	2.0
1500.0	2.00(-2)	1.541(-18)	1.26(4)	2.504	1.23(-18)	1.00(4)	2.0
2000.0	1.50(-2)	7.498(-19)	1.09(4)	2.314	6.90(-19)	1.00(4)	2.0
2500.0	1.20(-2)	4.472(-19)	1.01(4)	2.071	4.42(-19)	1.00(4)	2.0
3000.0	1.00(-2)	3.067(-19)	1.00(4)	2.001	3.07(-19)	1.00(4)	2.0
3500.0	8.57(-3)	2.253(-19)	1.00(4)	2.000	2.25(-19)	1.00(4)	2.0
4000.0	7.50(-3)	1.725(-19)	1.00(4)	2.000	1.73(-19)	1.00(4)	2.0
4500.0	6.67(-3)	1.363(-19)	1.00(4)	2.000	1.36(-19)	1.00(4)	2.0
5000.0	6.60(-3)	1.104(-19)	1.00(4)	-----	1.10(-19)	1.00(4)	---

a) Los parámetros de la Onda de Choque son: $n_0=100 \text{ cm}^{-3}$, $v_0=100 \text{ km s}^{-1}$, $B_0=1 \mu\text{Gauss}$ y $T_0=10,000 \text{ K}$.

b) I_ν está dada en $\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ str}^{-1}$

c) Temperatura de brillo obtenida por medio de la ec. 4.12.

d) Pendiente entre dos frecuencias sucesivas (ecuación 4.11).

viendo cada vez más profundo en la onda de choque, y por consiguiente la temperatura de brillo T_B corresponde primero a la temperatura de la zona de recombinación y posteriormente a la temperatura de distintas regiones de la zona de enfriamiento. Esto es cierto únicamente en la región ópticamente gruesa del espectro ya que fuera de esta región la temperatura de brillo es proporcional al espesor óptico por la temperatura del objeto.

Por último, al comparar cuantitativamente la emisión de la zona de enfriamiento con la producida por la zona de recombinación (tabla 4.1 y figura 4.4), se encontró que la emisión tanto de la línea H_β como del continuo en radio (en la parte ópticamente delgada del espectro) es producida en proporciones similares en ambas regiones, mientras que la emisión en la parte ópticamente gruesa en radio, es producida principalmente en la zona de recombinación de la onda de choque. Sin embargo, al comparar la emisión producida en ambas regiones en distintos modelos de onda de choque, se encontró que en aquellos modelos donde la fracción de gas ionizado inicial (X^*) en la zona de recombinación es aproximadamente 1, la mayor parte de la emisión tanto de la línea H_β como del continuo térmico en radio (~98 % en ambos casos) proviene de la zona de recombinación de la onda de choque. Por otro lado, en los modelos donde $X^* < 1$, la emisión producida en la zona de enfriamiento se vuelve considerable. Esto puede deberse a que por simplicidad se supuso que la fracción de gas ionizado X en la zona de enfriamiento es constante e igual a 1, siendo que en muchos casos, en la parte más fría de esta región (donde $T \sim 10^4$ K), el valor de X es menor. Además, dado que los coeficientes de emisión de la línea H_β y del continuo en radio son proporcionales a X^2 , en la mayoría de los casos se está sobreestimando la emisión de ambos en la zona de enfriamiento. Por lo tanto, es posible que el espectro de la onda de choque obtenido numéricamente sea más preciso en aquellos casos donde X^* y X coincidan. En los demás casos, es necesario calcular detalladamente la fracción de gas ionizado en cada punto de la zona de enfriamiento. Esto último no se consideró en el

presente trabajo. Sin embargo, se contempla la posibilidad de realizarlo en un futuro cercano.

CAPITULO V

APLICACION DE LOS RESULTADOS TEORICOS A OBSERVACIONES DE LOS OBJETOS HERBIG-HARO 1 Y 2.

Los objetos Herbig-Haro 1 y 2 fueron descubiertos independientemente por Herbig (1951) y Haro (1952) en las proximidades de la nebulosa de reflexión NGC 1999 que se encuentra en la nebulosa de Orión (figura 5.1). Estos objetos fueron los primeros en su clase en ser detectados, y desde entonces han sido objeto de extensos estudios practicamente en todo el espectro electromagnético desde el ultravioleta hasta longitudes de onda de radio.

Los objetos Herbig-Haro (HH) se caracterizan por estar formados por condensaciones compactas, con apariencia semi-estelar que presentan un espectro en emisión dominado por líneas de baja excitación de iones como OI, SII y NII, así como por líneas de hidrógeno. Asimismo, el hecho de que los objetos HH estén estrechamente relacionados con nubes moleculares oscuras, con indicios de formación estelar reciente, sugieren que dichos objetos están asociados con el proceso mismo de formación estelar (Herbig 1951, 1957; Ambartsumian 1954; ver Schwartz 1983). Es más, existe la idea de que los objetos HH son

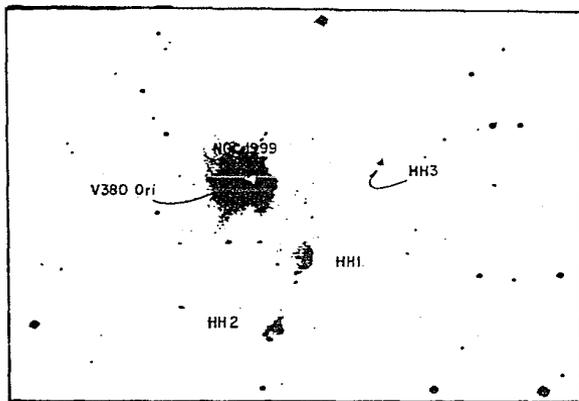


Fig. 5.1. Fotografía de la región en Orión que contiene a los objetos Herbig-Haro 1 y 2, tomada a través de la Cámara Schmidt en el Observatorio Astronómico Nacional en Tonantzintla, Puebla. Esta fotografía fue obtenida con el mismo telescopio a través del cual fueron descubiertos estos objetos por el Dr. Guillermo Haro en 1952. (Tomado de Cantó, 1964).

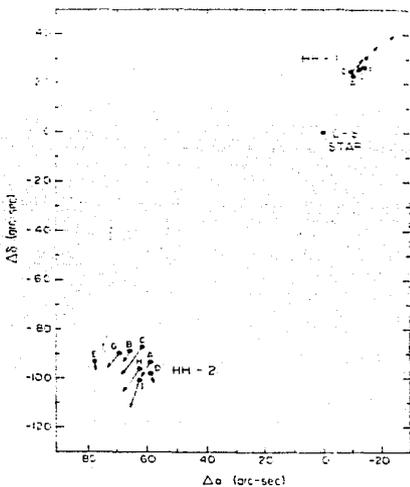


Fig. 5.2. Posición, en el plano del cielo de HH1, HH2 y la estrella Cohen-Schwartz (para la época 1968.0). Las flechas indican el cambio en posición en 100 años debido a movimiento propio. (Tomado de Herbig y Jones, 1981).

el producto del fenómeno conocido como flujo bipolar (Snell, Loren y Plambeck 1980; Rodríguez, Ho y Moran 1980).

La similitud entre el espectro en líneas de emisión que presenta este tipo de objetos y el que se observa en Remanentes de Supernova, además del movimiento altamente supersónico que presentan, sugieren que los objetos Herbig-Haro son el producto de una onda de choque, que muy probablemente es producida por el fuerte viento de una estrella joven. Esta es la idea más aceptada en la actualidad sobre la fuente de energía de los objetos HH.

En particular los objetos HH 1 y 2 poseen un movimiento propio divergente (figura 5.2) que fue medido por Herbig y Jones (1981). Esto, aunado a la idea de que los objetos HH son el producto del fenómeno que ahora se conoce como flujo bipolar, indica que la fuente de energía de estos objetos es una estrella joven localizada en alguna parte entre ellos.

Cohen y Schwartz (1979) detectaron una fuente brillante infrarroja cerca de HH1 y en la línea que une a este objeto con HH2. Esta fuente coincide espacialmente con una estrella visible que identificaron como una estrella tipo T Tauri altamente oscurecida, la cual propusieron como la fuente de excitación de HH1 y muy posiblemente también de HH2. Esta estrella se conoce como estrella CS. Posteriormente Mundt y Hartmann (1983) concluyeron que la estrella CS no presenta las características propias de una estrella tipo T Tauri, y propusieron que dado que se requiere de mucha energía para producir los objetos HH1 y HH2, la estrella CS debió de haber pasado por un evento tipo FU Orioni.

Por otro lado, debido a que algunas estrellas que se sabe presentan flujos bipolares, tales como L1551 IRS5 y T Tauri, tienen asociada emisión en continuo de radio, se decidió buscar fuentes en la región HH 1-2. Asimismo, se esperaba detectar emisión de los objetos HH ya que como se vió en el capítulo

anterior, la zona de recombinación de una onda de choque produce un espectro continuo en la región de radio similar al observado en regiones HII.

En este capítulo se presentan los resultados de las observaciones a 20, 6 y 2 cm (en la región de radio) de la región de Orión que contiene a los objetos HH1 y HH2. Asimismo, con base en los resultados de los capítulos anteriores se calculan los parámetros de una onda de choque que reproduzca los resultados observacionales.

1. OBSERVACIONES

Las observaciones de la región HH 1-2 se llevaron a cabo a 20, 6, y 2 cm en varias ocasiones durante el período 1981-1984. Dichas observaciones fueron realizadas por Pravdo et al. (1985) en el Observatorio Radio Astronómico VLA (Very Large Array) en Nuevo México, EE.UU.. En la tabla 5.1 se presenta un resumen de las observaciones. En todas las ocasiones, los datos fueron reducidos utilizando las rutinas estándar de calibración, producción de mapas y limpiado del VLA. Sin embargo, las fuentes de emisión detectadas no fueron lo suficientemente intensas para poder utilizar las técnicas de autocalibración.

En la figura 5.3 se presenta el mapa en 6 cm obtenido en Octubre de 1984 superpuesto a una fotografía óptica de esta región. En dicha figura aparecen cuatro fuentes de emisión, dos de las cuales coinciden con HH1 y HH2 respectivamente mientras que, una tercera se encuentra prácticamente en el centro geométrico del sistema HH 1-2. Esta tercera fuente se encuentra desplazada unos cuantos segundos de arco del centro geométrico. Debido a su ubicación, se ha denominado a esta fuente como Fuente Central (Pravdo et al. 1984). La cuarta fuente coincide dentro de 1" de arco con el máser de agua que se encuentra en esta región (Ho et al. 1982). Esta fuente parece ser variable ya que no se

TABLA 5.1
RESUMEN DE LAS OBSERVACIONES^a

Longitud de Onda (cm)	Configuración VLA ^b	Año	Tamaño del Haz (seg. arc.)
20	BC	Marzo, 1983	8
6	D	Septiembre, 1981	12
	AB	Julio, 1982	1
	D	Octubre, 1984	12
2	D	Octubre, 1984	4

- a) Datos tomados de Pravdo et al. (1985)
b) Observatorio Radio Astronómico VLA (Very Large Array),
localizado en Nuevo México, EE.UU.

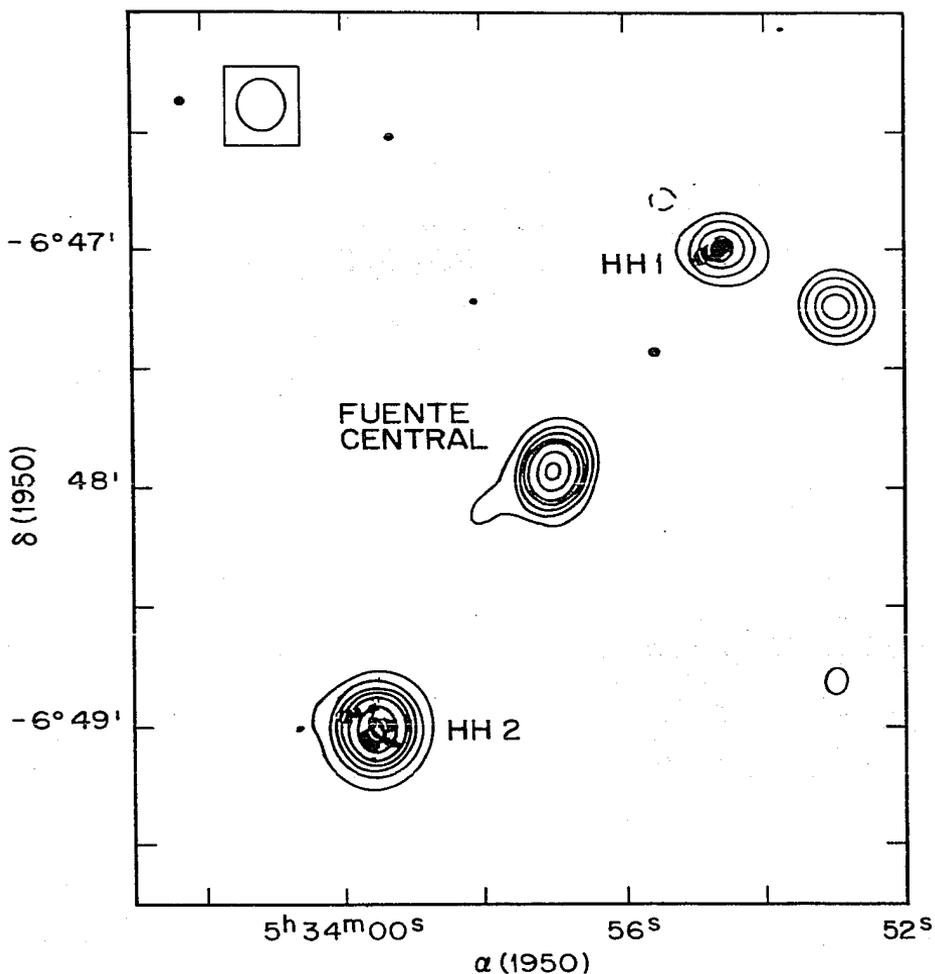


Fig. 5.3. Mapa del sistema HH 1-2 obtenido en 6 cm con el Radiotelescopio del Observatorio Radio Astronómico VLA en Nuevo México, E.U.U. en octubre de 1984. El mapa está superpuesto a una fotografía óptica tomada con la emulsión 103a-E en 1980. El flujo del pico es de 1.22 mJy por área de haz y los contornos de radio son 0.1, 0.2, 0.3, 0.4, 0.5 0.7, 0.9 del flujo del pico. La elipse en el recuadro es el contorno a potencia media del haz. (Tomado de Pravdo et al., 1985).

detectó en septiembre de 1981. Cabe hacer notar que la estrella CS no fué detectada en ninguna de las observaciones.

En la tabla 5.2 se presenta la posición y el flujo a 20.6 y 2 cm de las cuatro fuentes detectadas. Los flujos fueron medidos con haces similares por lo que puede llevarse a cabo una discusión preliminar sobre el índice espectral de las fuentes detectadas.

Los objetos HH tienen un espectro aproximadamente plano con índices espectrales de -0.2 ± 0.3 para HH1 y de -0.2 ± 0.1 para HH2. Esto sugiere que su emisión es ópticamente delgada y que por consiguiente, proviene de la zona de recombinación de una onda de choque.

En las observaciones hechas a 6 cm en julio de 1982 (con un ancho de haz de aproximadamente $1''$ de arco), HH1 fué resuelto en por lo menos dos componentes mientras que las otras fuentes se mantuvieron sin resolver. La ubicación espacial de las componentes de HH1 se listan con números romanos en la tabla 5.2. Las condensaciones ópticas de HH1 y las componentes en radio se sobrelapan parcialmente. HH1(II) se encuentra aproximadamente a $1''.5$ de la condensación óptica HH1A mientras que HH1(I) y HH1(III) no tienen contraparte óptica. Estas dos últimas componentes deben corresponder a condensaciones altamente oscurecidas. La emisión de HH2 coincide con la condensación óptica HH2A (Herbig y Jones 1981).

Por otro lado, la fuente central tiene un espectro creciente con un índice espectral de 0.4 ± 0.2 . Este espectro es marginalmente consistente con el esperado en un viento estelar ionizado e isotérmico donde el índice espectral es 0.6 (Wright y Barlow 1975; Panagia y Felli 1975). En la siguiente sección se dará otra interpretación a este espectro.

La localización espacial y el índice espectral de la fuente

TABLA 5.2
FUENTES EN CONTINUO DE RADIO EN LA REGION HH 1-2^a

Posición		Flujo en el pico (mJy)			Objeto	Referencia
R.A. (1950)	Decl. (1950)	20cm	6cm	2cm	Asociado	
05 ^h 33 ^m 53 ^s .0	-06-47-15"	<0.60	0.61±0.04	<0.54	maser H2O	1
05 33 54.6	-06 47 00	0.63±0.20	0.55±0.04	<0.54	HH1	1
05 33 57.0	-06 47 57	0.60±0.20	1.20±0.04	1.54±0.18	Central	1
05 33 59.6	-06 49 00	1.50±0.20	1.22±0.04	0.83±0.18	HH2	1
05 33 54.78	-06 46 55.4	0.25±0.06	HH1(I)	2
05 33 54.84	-06 47 02.6	0.25±0.06	HH1(II)	2
05 33 54.46	-06 47 11.0	0.12±0.06	HH1(III)	2
05 33 57.01	-06 47 55.0	1.04±0.10	Central	2
05 33 59.45	-06 49 00.3	0.67±0.25	HH2	2

a) Datos tomados de pravdo et al. (1985)

central aunado a otras evidencias como son: la detección en el cercano infrarrojo de emisión proveniente de la vecindad de la fuente central (Rodríguez, Roth y Tapia 1985) y la detección de un toroide de NH_3 , perpendicular a la línea que une a HH1 con HH2, en cuyo centro se encuentra la fuente central (Torrelles et al. 1985), sugieren que la fuente central está asociada con la fuente de excitación del sistema HH 1-2.

2. APLICACION DEL MODELO A LAS OBSERVACIONES

Para poder aplicar el modelo desarrollado a las observaciones efectuadas es necesario modificar un poco las expresiones analíticas obtenidas en el capítulo anterior ya que en éste se calculó la intensidad de la línea H_β y del continuo térmico en radio, mientras que lo que se mide observacionalmente es el flujo.

El flujo a una frecuencia ν (S_ν) y la intensidad a la misma frecuencia I_ν están relacionados como:

$$S_\nu = \int_{\Omega} I_\nu d\Omega = I_\nu \Omega \quad (5.1)$$

donde se ha supuesto que I_ν es constante en cada punto del objeto, y Ω es el ángulo sólido que subtende el objeto. Cuando el objeto es muy pequeño, Ω está dada por:

$$\Omega = \frac{A}{r^2} = \pi \left(\frac{d}{2r} \right)^2 \approx \frac{\pi}{4} \theta^2 \quad (5.2)$$

donde A es el área del objeto, r es la distancia al mismo, d es su diámetro y θ es el diámetro de la fuente en radianes. De acuerdo a esto, los flujos en H_β y en continuo de radio están dados por:

$$F(H\beta) \approx \frac{\pi}{4} I(H\beta) e^2 \quad (5.3)$$

$$S_V \approx \frac{\pi}{4} I_V \theta^2 \quad (5.4)$$

Sustituyendo estas ecuaciones en la expresión (4.34) se obtiene una relación entre el flujo de $H\beta$ y el flujo en radio en el caso ópticamente delgado. Esto es,

$$\left[\frac{S_V}{\text{mJy}} \right] = 2.6216 \times 10^{12} \left[\frac{\nu}{10 \text{ GHz}} \right]^{-0.1} \left[\frac{T_e}{10^4 \text{ K}} \right]^{0.45} \left[\frac{F(H\beta)}{\text{erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1}} \right] \quad (5.5)$$

donde T_e es la temperatura electrónica en la zona de recombinación, y se ha expresado el flujo en radio en milijanskys, siendo $1 \text{ mJy} = 10^{-26} \text{ erg cm}^{-2} \text{ Hz}^{-1} \text{ s}^{-1}$. Asimismo, si se combina la ecuación (5.4) con las ecuaciones (4.31) y (4.32), se obtienen dos ecuaciones para el flujo en radio, una para $\tau_V \gg 1$:

$$\left[\frac{S_V}{\text{mJy}} \right] = 5.6618 \times 10^2 \left[\frac{\nu}{10 \text{ GHz}} \right]^2 \left[\frac{\theta}{\text{seg arc}} \right]^2 \left[\frac{T_e}{10^4 \text{ K}} \right] \quad (5.6)$$

y otra para $\tau_V \ll 1$:

$$\left[\frac{S_V}{\text{mJy}} \right] = 1.8368 \times 10^{-4} \left[\frac{\nu}{10 \text{ GHz}} \right]^{-0.1} \left[\frac{\theta}{\text{seg arc}} \right]^2 \left[\frac{T_e}{10^4 \text{ K}} \right]^{0.45} \times \left\{ \left[\frac{n_0}{10 \text{ cm}^{-3}} \right] \left[\frac{v_0}{100 \text{ km s}^{-1}} \right] [\phi + (X^* - X_f)] \right\} \quad (5.7)$$

donde ϕ es el número de fotones ionizantes que entra en la zona de recombinación (3.77), X^* es la fracción de gas ionizado que entra en esta zona (3.83) y $X_f = 1.0 \times 10^{-2}$.

Como se puede ver en las ecuaciones (5.6) y (5.7), para calcular el flujo en radio es necesario determinar primero los parámetros de la onda de choque.

En el caso de los objetos HH 1 y 2, se adoptó la velocidad tangencial de las condensaciones HH1F y HH2H (Herbig y Jones 1981) como la velocidad del choque. Asimismo, se adoptó el diámetro que presentan estas condensaciones como el diámetro de dichos objetos. Por último, si se adopta un campo magnético $B_0=90$ μ gauss (Cantó y Rodríguez 1986) se obtiene que con densidades de $n_0=85$ cm^{-3} para HH1 y $n_0=200$ cm^{-3} para HH2, el flujo que resulta es muy similar al observado (tabla 5.3).

En el caso de la fuente central no hay contraparte óptica por lo que no se puede determinar de antemano su diámetro. Supóngase que la emisión de esta fuente proviene de una onda de choque producida por la interacción del viento de una estrella joven con un medio muy denso, como podría ser un toroide (Torrelles et al. 1985). Además, suponiendo por un lado que el flujo en 20 cm se encuentra en la parte ópticamente gruesa del espectro, se obtiene de la ecuación (5.6) que el diámetro de la fuente es:

$$\left[\frac{\theta}{\text{seg arc}} \right] \approx 0.185 \quad (5.8)$$

y por otro lado, si se supone que el flujo en 2 cm se encuentra en la parte ópticamente delgada del espectro, de la ecuación (5.7) se obtiene:

$$\left[\frac{n_0}{10 \text{ cm}^{-3}} \right] \left[\frac{v_0}{100 \text{ km s}^{-1}} \right] [\phi + (X^* - X_F)] \approx 2.17 \times 10^5 \quad (5.9)$$

Tomando una velocidad $v_0 \approx 300 \text{ km s}^{-1}$ (típica de una estrella T Tauri), de la ecuación (5.9) se obtiene que la densidad prechoque es de:

$$n_0 \approx 9.3 \times 10^4 \text{ cm}^{-3} \quad (5.10)$$

Esta densidad y la velocidad de choque propuesta corresponden a una tasa de pérdida de masa de aproximadamente $4.5 \times 10^{-7} M_\odot/\text{año}$. Esta tasa de pérdida de masa es consistente con la esperada en una estrella T Tauri.

En la tabla 5.3 se presentan los flujos de HH1, HH2 y de la fuente central obtenidos tanto observacionalmente como por medio del modelo analítico (utilizando las ecuaciones 5.6 y 5.7) y por medio del modelo numérico integrando numericamente la ecuación de transporte a través de la onda de choque completa. Asimismo, se presentan los parámetros del fluido que fueron utilizados para calcular los flujos en 20, 6 y 2 cm tanto en el modelo analítico como en el modelo numérico.

En la figura 5.4 se comparan gráficamente los flujos obtenidos observacionalmente con los obtenidos por medio de los modelos. Como se puede ver en esta figura y en la tabla 5.3, el espectro observado en HH1 es reproducido satisfactoriamente por ambos modelos, mientras que los espectros observados en HH2 y la fuente central sólo son reproducidos parcialmente. En el caso de HH2, el problema podría ser resuelto numericamente escogiendo una combinación adecuada para los parámetros prechoque y el diámetro angular de la fuente. Esto se debe a que en la parte ópticamente delgada del espectro numérico, la pendiente llega a ser más negativa que -0.1 siendo el índice espectral de HH2 de -0.2 ± 0.1 . Por otro lado, el espectro de la fuente central no puede ser reproducido totalmente por ninguno de los modelos aún variando

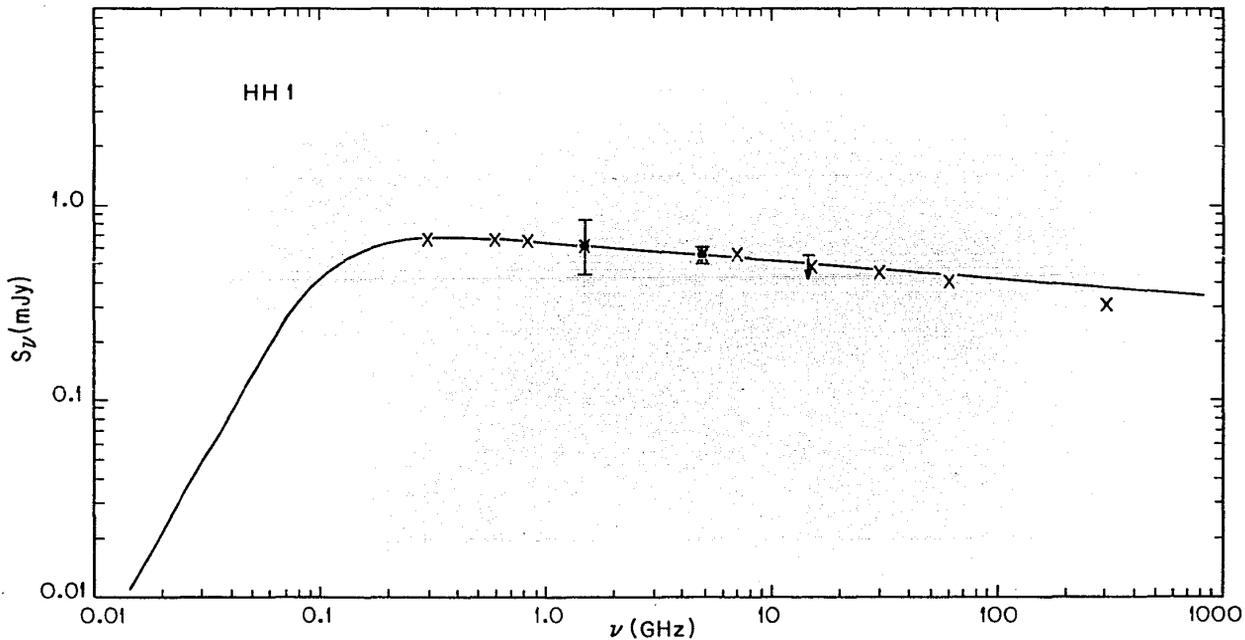
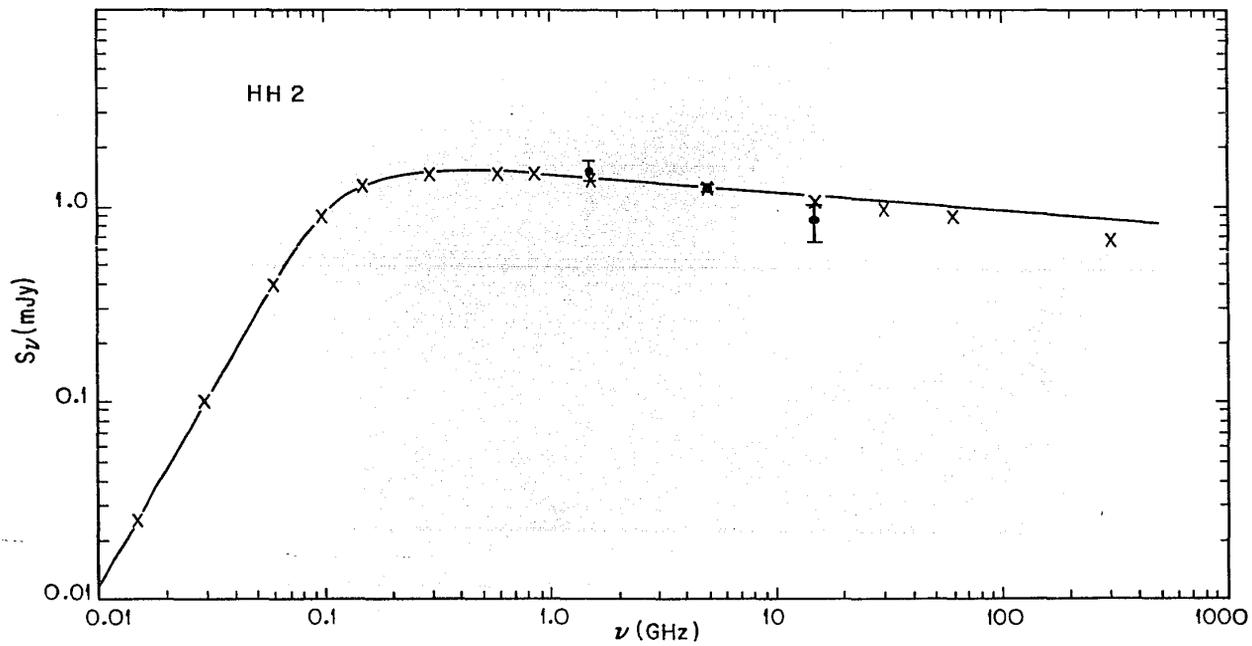


Fig. 5.4. Espectro observacional (puntos), analítico (línea continua) y numérico (cruces) de (a) HH1, (b) HH2 y (c) Fuente Central. Los parámetros de choque que fueron utilizados son: $n_0=85 \text{ cm}^{-3}$, $v_0=350 \text{ km s}^{-1}$ y $B_0=90 \text{ } \mu\text{Gauss}$; (b) $n_0=200 \text{ cm}^{-3}$, $v_0=240 \text{ km s}^{-1}$ y $B_0=90 \text{ } \mu\text{Gauss}$; (c) $n_0=9.3 \times 10^4 \text{ cm}^{-3}$, $v_0=300 \text{ km s}^{-1}$ y $B_0=90 \text{ } \mu\text{Gauss}$.



FUENTE CENTRAL

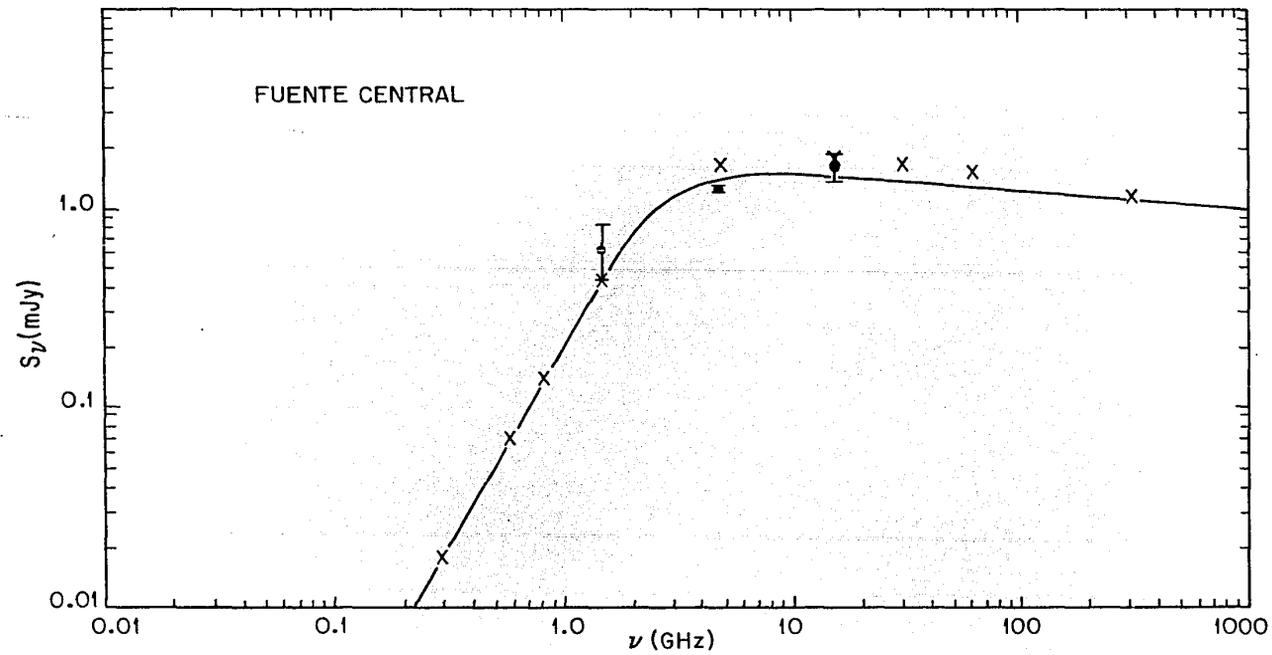


TABLA 5.3

COMPARACION DE LOS FLUJOS EN CONTINUO DE RADIO OBTENIDOS POR MEDIO DEL MODELO CON LOS OBTENIDOS OBSERVACIONALMENTE

Fuente	$n_0(\text{cm}^{-3})$	$v_0(\text{km s}^{-1})$	$\theta(\text{seg. arc})$	$\lambda(\text{cm})$	Flujo (mJy)		
					Observacional	Analítico	Númeroico
HH1	85	350	3	20	0.63	0.62	0.62
				6	0.55	0.55	0.55
				2	<0.54	0.49	0.48
HH2	200	240	1.4	20	1.50	1.36	1.36
				6	1.22	1.20	1.21
				2	0.83	1.08	1.06
CENTRAL	9.3×10^4	300	0.19	20	0.60	0.60	0.46
				6	1.20	...	1.70
				2	1.54	1.52	1.79

a) Tomado de Pravdo et al. (1985)

los parámetros prechoque.

El hecho de que el modelo analítico reproduzca satisfactoriamente el espectro observado en HH1 y HH2, y reproduzca sólo parcialmente a la fuente central puede deberse a varias causas:

En primer lugar, para calcular el espectro continuo en radio de la onda de choque completa, se integró numéricamente la ecuación de transporte partiendo del frente de choque hacia la zona de recombinación. De esta manera, se encontró que debido al gradiente de temperatura que presenta la onda de choque, el índice espectral, en la parte ópticamente gruesa del espectro, aumenta conforme crece la frecuencia. Esto, hace suponer que si la integración se llevara a cabo partiendo de la zona de recombinación hacia el frente de choque, el índice espectral disminuiría conforme creciera la frecuencia ya que el gradiente de temperatura cambiaría de dirección. Es posible que el espectro obtenido de esta manera reprodujera mejor el espectro observado en la fuente central.

Por otro lado, puede ser que la emisión en radio de la fuente central no se deba a una onda de choque como tal, sino a otro fenómeno distinto, como podría ser un viento estelar ionizado e isotérmico (Pravdo et al. 1985), o muy posiblemente, por una combinación de ambos.

Por último, dado que ésta es la primera vez que se calcula el espectro continuo en radio para una onda de choque, es posible que las simplificaciones consideradas en el modelo impidieran obtener un espectro más preciso de ésta. De ser éste el caso, sería necesario llevar a cabo un cálculo más detallado de la estructura de la onda de choque, y de esta manera es posible que se pudiera reproducir el espectro observado en la fuente central.

REFERENCIAS

- Abramowitz, M. y Stegun, I., 1972, Handbook of Mathematical Functions, Dover Publications, Inc..
- Ambartsumian, V. A., 1954, Comm. Burakan Obs., No. 13.
- Binette, L., Dopita, M. A. y Tuohy, I. R., 1985, Ap. J., 297, 476.
- Cantó, J., 1984, Objetos Herbig-Haro, en Temas Selectos de Astrofísica. M. Peimbert (Ed.). Dirección General de Publicaciones, U.N.A.M., México.
- Cantó, J., Rodríguez, L. F., 1986, Rev. Mexicana Astron. Astrof., 13, 57.
- Cohen, M. y Schwartz, R. D., 1979, Ap. J. (Letters), 233, L77.
- Contini, M., Aldrovandi, S. M. V., 1983, Astron. Ap., 127, 15.
- Cox, D. P., 1972, Ap. J., 178, 143.
- Cox, D. P. y Raymond, J. C., 1985, Ap. J., 298, 651.
- Daltabuit, E., 1972, Tesis Doctoral, University of Wisconsin, Madison.
- Daltabuit, E., McAlpine, G. M., Cox, D. P., 1978, Ap. J., 219, 372.
- Dopita, M. A., 1976, Ap. J., 209, 395.
- Dopita, M. A., 1977, Ap. J. Suppl., 214, 179.
- Dopita, M. A., 1978, Ap. J. Suppl., 37, 117.
- Haro, G., 1952, Ap. J., 115, 572.
- Herbig, G. H., 1951, Ap. J., 113, 697.
- Herbig, G. H., 1957, IAU Symposium 3, Ed. G. H. Herbig, p.3.

- Herbig, G. H. y Jones, B. F., 1981, A. J., 86, 1232.
- Ho, P. T. P., Haschick, A. D., Moran, J.M. y Rodríguez, L. F., 1982, Bull. ASS, 14, 927.
- Jackson, J. D., 1975, Classical Electrodynamics, John Wiley and Sons, U.S.A..
- McKee, C. F., 1980, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 18, 219.
- Mundt, R. y Hartmann, L., 1983, Ap. J., 268, 766.
- Osterbrock, D. E., 1984, Astrophysics of Gaseous Nebula., W. H. Freeman and Company, U.S.A..
- Pravdo, S. H. Rodríguez, L. F., Curiel, S., Cantó, J., Torrelles, J. M., Becker, R. H. y Sellgren, K., 1985, Ap. J. (Letters), 293, L35.
- Panagia, N. y Felli, M., 1975, Astron. Ap., 39, 1.
- Raymond, J. C., 1976, Tesis Doctoral, University of Wisconsin, Madison.
- Raymond, J. C., 1979, Ap. J. Suppl., 39, 1.
- Rodríguez, L. F., Ho, P. T. P. y Moran, J. M., 1980, Ap. J. (Letters), 240, L149.
- Rodríguez, L. F., Roth, M. y Tapia, M., 1985, M.N.R.A.S.,
- Shull, J. M. y Mchee, C. F., 1979, Ap. J., 227, 131.
- Spitzer, L. 1978, Physical Processes in the Interstellar Medium, John Wiley and Sons, U.S.A..
- Schwartz, R. D., 1983, Ann. Rev. Astron. Astrophys.
- Schwartz, R. D., 1983, Rev. Mexicana Astron. Astrof., 7, 27.
- Snell, R. L., Leren, R. B. y Plambeck, R. L., 1980, Ap. J. (Letters), 239, L17.
- Torrelles, J. M., Cantó, J., Rodríguez, L. F., Ho, P. T. P. y Moran, J. M., 1985, Ap. J. (Letters), 294, L117.
- Wright, A. E. y Barlow, M. J., 1975, M.N.R.A.S., 170, 41.
- Zel'dovich, Ya. B. y Raizer, Yu. P. 1966, Physics of Shock Waves and High Temperature Hydrodynamic Phenomena, Academic Press, New York.