

**Burbujas interestelares asociadas con las
estrellas Wolf-Rayet WR130 y WR131 :**
Esféricas ma non troppo

Silvina Cichowolski

Práctica de la Especialidad
Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas
Universidad Nacional de La Plata

Septiembre de 1997

TEMA: Burbujas interestelares asociadas con las estrellas Wolf-Rayet WR130 y WR131.

ALUMNO: Silvina Cichowski L.U. 05163

DIRECTOR DEL TRABAJO: Dr. E.Marcelo Arnal.

FECHA DE INICIACION: Septiembre 1996

FECHA DE FINALIZACION: Septiembre de 1997

Resumen

En este trabajo presentamos un análisis de la distribución del hidrógeno neutro alrededor de las estrellas Wolf-Rayet WR130 y WR131. Las observaciones en la línea de $\lambda \sim 21$ cm. fueron realizadas con el telescopio de 100m de Effelsberg, con una resolución angular de 9'. A partir de estas observaciones fue posible detectar la presencia de las denominadas “*burbujas interestelares*” predichas teóricamente. Los parámetros asociados con estas cavidades no coinciden con los determinados mediante los modelos teóricos, pero son consistentes con los obtenidos observacionalmente para otras estrellas WR.

Indice

1	Introducción	1
1.1	Características básicas de las estrellas WR	1
1.2	Estrellas de gran masa y su interacción con el medio interestelar.	8
1.2.1	Breve introducción.	8
1.2.2	Región HII y su evolución.	10
1.2.3	Vientos estelares en la región ionizada.	14
2	Tratamiento de las observaciones	22
3	Resultados observacionales	29
3.1	Trabajos previos en la zona.	29
3.2	Parámetros catalogados de WR130 y WR131.	34
3.3	Observaciones en $\lambda \sim 21$ cm.	35
3.3.1	WR131.	35
3.3.2	WR130.	45
3.4	Comparación con otras frecuencias.	49
4	Conclusiones.	52

*A Lucy y Víctor, porque siempre
están.*

Agradecimientos

Me gustaría agradecer a muchas personas que fueron muy importantes durante toda mi carrera. Aunque no me alcanzan las palabras para expresar lo que realmente siento, considero que esta es una buena forma de recordarles lo mucho que los quiero, quisiera agradecer entonces:

- A Marcelo Arnal, por su tiempo, su paciencia, pero sobre todo, por alentarme siempre y hacerme sentir segura.
- A mi mamá y mi papá, porque es indudable que sin ellos nada de esto hubiera sido posible, por confiar en mí y darme todas las comodidades para poder estudiar.
- A Marcela y Miguel, porque no puedo imaginarme la vida sin ellos.
- Al Negri, por ser el mejor compañero de vida que se puede tener.
- A Lore, Ili, Mari, Fede, Claudio y Barbarita, por estar siempre cuando mas los necesito.
- A Mari, por abrirme las puertas de su casa y hacer que me sienta tan cómoda como en la mía.
- A Lore, por ayudarme con los últimos preparativos de este trabajo, a pesar del estado de nervios en el que me encontraba.
- A Gabi, porque sin su lucidez este trabajo no hubiera estado listo en septiembre.
- A Lore, Fede, Ili, Diego, Claudio y Barbarita, por los infinitos mates compartidos en nuestro querido Roca.
- A todos los que de alguna manera hicieron que esto sea posible.

Capítulo 1

Introducción

1.1 Características básicas de las estrellas WR

Las estrellas de gran masa constituyen una importante fuente de energía para la evolución de la galaxia. En particular, las estrellas en secuencia principal (SP) con masas mayores que cinco masas solares, correspondientes a un tipo espectral más temprano que B5V, ionizan el medio interestelar (MIE) que las rodea, a la vez que le inyectan energía mecánica, primero mediante vientos estelares y más tarde al explotar como supernovas.

Actualmente, pareciera existir consenso en interpretar a las estrellas **Wolf Rayet** (WR) como estrellas evolucionadas, descendientes de estrellas de gran masa, $M > 20 - 25m_{\odot}$ para $Z = 0.02$ (Maeder, 1991)[1]. Esta interpretación se basa en estudios de: atmósferas estelares, evolución estelar y del MIE.

Un par de décadas atrás, se consideraba que la evolución de las estrellas de gran masa estaba básicamente entendida. Considerando que dicha evolución estaba gobernada por la opacidad debida al scattering de electrones y una ecuación de estado simple, las estrellas que dejaban la secuencia principal, luego de pasar por una etapa de supergigante

azul y supergigante roja, explotaban como supernova de tipo II. A partir de hechos observacionales encontrados durante la década pasada, la teoría sobre la evolución de estas estrellas ha debido ser modificada [1]:

- Las estrellas de gran masa se “evaporan” (pierden masa a través de sus vientos estelares) a lo largo de su evolución. Con los valores actuales dados para la tasa de pérdida de masa (\dot{M}), todas las estrellas de población I con masas iniciales mayores que $25 m_{\odot}$, terminan su vida con sólo $5 - 10 m_{\odot}$. La “evaporación” es entonces un factor dominante en la evolución de dichas estrellas.
- Las estrellas con espectro WR son interpretadas actualmente como los núcleos de las estrellas de gran masa que han quedado al descubierto. De ser esta interpretación correcta, los mismos ofrecerían la oportunidad de observar casi directamente los núcleos estelares y el producto de la nucleosíntesis allí realizada. Estas estrellas excepcionales (que se presentan en una proporción de $1/10^8$ en las vecindades del sol) son las que proveen, en mayor medida, masa y energía al MIE.
- Se han encontrado enormes diferencias entre el número relativo de estrellas O, supergigantes azules y rojas y WR en galaxias con distinta tasa de formación estelar. La interpretación de estos resultados pareciera deberse principalmente al hecho de que la tasa de pérdida de masa depende de la metalicidad Z , y entonces la evolución de las estrellas de gran masa no es la misma en galaxias con distinto Z .
- Una consecuencia del punto anterior es que las estrellas progenitoras de las supernovas, y entonces los diferentes tipos de supernovas, no son los mismos en galaxias con distinto Z . Esto afecta principalmente a las SNII y SNIb, las cuales se considera actualmente que provienen de supergigantes rojas y WR, respectivamente.
- La producción de elementos químicos, los cuales son el principal ingrediente para modelar la evolución de la galaxia, también depende fuertemente de la tasa de pérdida de masa y de la metalicidad inicial. A grandes valores de Z , los fuertes vientos se llevan el helio antes de que este pueda ser convertido en elementos pesados.

Esto lleva a un alto valor del cociente entre la cantidad de helio y la de elementos pesados, $\Delta Y/\Delta Z$. A pequeños valores de Z , los vientos son débiles y la mayor parte del helio se convierte en elementos pesados. Esta podría ser la razón del exceso de oxígeno y núcleos α observados en las estrellas de población II.

Las consecuencias de la tasa de pérdida de masa sobre la evolución de las estrellas de gran masa han sido estudiadas por varios autores y resumidas por Chiosi & Maeder (1986)[2]. Los principales efectos sobre los tiempos de vida, y consecuentemente sobre la población estelar relativa, son los siguientes :

- Para los valores actuales de la tasa de pérdida de masa, las consecuencias de los vientos estelares durante la evolución en la secuencia principal (SP) son pequeñas. El tiempo de vida en SP es $t(SP) \sim q.M/L$, donde q es la fracción de masa del núcleo de una estrella de masa M y luminosidad L . La masa del núcleo convectivo, $q.M$, decrece a medida que \dot{M} crece, mientras que la luminosidad sigue un comportamiento similar. Entonces, el resultado sobre $t(SP)$ es pequeño: a lo sumo se incrementa en un 5 – 10%.
- Por el contrario, el efecto de la pérdida de masa durante la etapa de quema de helio es enorme. El tiempo que las estrellas de gran masa están en dicha etapa suele dividirse principalmente entre la fase de supergigante azul (BSG), supergigante roja (RSG) y WR :

$$t(He) = t(BSG) + t(RSG) + t(WR)$$

El tiempo que la estrella pasa en cada una de estas fases depende fuertemente de \dot{M} . Por supuesto que $t(WR)$ crece a medida en que \dot{M} crece en las fases que la preceden.

Debido a tales efectos, existirían dos secuencias evolutivas diferentes de acuerdo al rango inicial de masas estelares consideradas :

$$M > M_1 : O \rightarrow Of \rightarrow BSG \rightarrow LBV \rightarrow WR \rightarrow SN$$

$$M_1 > M > M_2 : O \rightarrow BSG \rightarrow YSG \rightarrow RSG \rightarrow WR \rightarrow SN$$

$$M_2 > M : O \rightarrow RSG \rightarrow SN$$

donde YSG significa supergigante amarilla, LBV variable azul luminosa y SN indica explosión de supernova.

Los límites entre estas secuencias, M_1 y M_2 , dependen del valor exacto de M . Para los valores actuales de M en estrellas de población I, los límites M_1 y M_2 son:

$$M_1 = (50 \pm 10)m_{\odot}$$

$$M_2 = (35 \pm 5)m_{\odot}$$

Estos valores podrían ser mayores para poblaciones con menor metalicidad.

Las WR son estrellas azules muy luminosas cuya principal característica es la presencia de líneas de emisión anchas e intensas en las zonas ultravioleta, óptica e infrarroja del espectro.

Estas estrellas se clasifican en tres grupos o secuencias: aquellas que tienen fuertes líneas de nitrógeno en sus espectros, llamadas WN, las que presentan fuertes líneas de carbono, llamadas WC, y por último, las menos abundantes en número, las que presentan fuertes líneas de oxígeno, llamadas WO. A su vez, dentro de estos grupos, se pueden distinguir subgrupos. La clasificación de las estrellas WR fue definida por Beals(1938)[3]. Modificaciones a ese sistema realizadas por Hiltner y Schild(1966)[4] y por Smith(1968)[5] son las que se encuentran en uso actualmente. El sistema de Beals y de Smith era básicamente unidimensional, ya que sólo definía la secuencia de ionización. El sistema de Hiltner y Schild divide a los espectros en aquellos que poseen líneas angostas o líneas

WN types	Nitrogen ions	other criteria
WN2	NV weak or absent	He II strong
WN2.5	NV present, NIV absent	
WN3	NIV \ll NV, NIII weak or absent	
WN4	NIV \approx NV, NIII weak or absent	
WN4.5	NIV $>$ NV, NIII weak or absent	
WN5	NIII \approx NIV \approx NV	
WN6	NIII \approx NIV, NV present but weak	
WN7	NIII $>$ NIV, NIII $<$ HeII4686	HeI weak P Cyg
WN8	NIII \gg NIV, NIII \approx HeII4686	HeI strong P Cyg
WN9	NIII present, NIV weak or absent	HeI, lower Balmer P Cyg
WC types	Carbon ions	other criteria
WC4	CIV strong, CII weak or absent	OV moderate
WC5	CIII \ll CIV	CIII $<$ OV
WC6	CIII \ll CIV	CIII $>$ OV
WC7	CIII $<$ CIV	CIII \gg OV
WC8	CIII $>$ CIV	CII absent, OV weak or absent
WC9	CIII $>$ CIV	CII present, OV weak or absent
WO types	Oxygen ions	other criteria
WO1	strong OVI	OV \geq CIV
WO2	strong OVI	OV \leq CIV

Tabla 1.1: Esquema de clasificación óptica de estrellas WR

anchas, adicionando de esa forma una segunda dimensión. Estos esquemas de clasificación fueron pensados para espectros tomados con placas fotográficas. La comparación de las intensidades de líneas espectrales era realizada, preferentemente, entre líneas cercanas en longitud de onda, y los cocientes de líneas eran fundamentalmente cualitativos, ver Tabla 1.1.

La disponibilidad de detectores tipo CCD ha hecho mucho más sencillo medir cocientes de líneas, aún para líneas separadas en longitud de onda. En estos casos, y para compensar los efectos de la absorción interestelar, también se miden los flujos picos en unidades del continuo adyacente. Recientemente el sistema de clasificación de las WC y WN ha sido cuantificado por Smith, Shara y Moffat (1990)[6] y Smith, Shara y Moffat (1996)[7], respectivamente. En la clasificación de las WN se agrega una tercera dimensión, que es

la abundancia de hidrógeno.

Otra posibilidad de clasificación consiste en dividir el grupo WN en dos subgrupos: WNE para WN2-4.5 y WNL para WN6-9, mientras que las WN5 se encuentran entre las WNE y las WNL; similarmente para el grupo WC: WCE para WC4-6 y WCL para WC8-9, y las WC7 entre ambos subgrupos.

Las WN son consideradas como las estrellas WR menos evolucionadas. La secuencia evolutiva dentro de la fase Wolf-Rayet, sería:

$$WN \rightarrow WC \rightarrow WO$$

La última compilación de estrellas WR incluye 189 estrellas individuales en nuestra galaxia van der Hucht,1995)[8].

Los estudios realizados en el rango óptico, infrarrojo y radio del espectro muestran que estas estrellas tienen fuertes vientos estelares, con una tasa de pérdida de masa de $\dot{M} \sim (2 - 10) \cdot 10^{-5} m_{\odot} / \text{año}$ y una velocidad terminal en el rango de 1000 a 2500 km/seg (Crowther & Willis, 1994)[9].

Las estrellas WR ocupan aproximadamente la misma zona del diagrama HR que las estrellas O. Tienen luminosidades del orden de 10^5 a $10^6 L_{\odot}$, y temperaturas entre 30000 y 100000K (Abbott & Conti, 1987)[10]. Las estrellas O y las WR tienen luminosidades y temperaturas efectivas similares pero la tasa de pérdida de masa es uno o dos órdenes de magnitud superior en las WR, por ejemplo para una estrella O3V $\dot{M} \sim (3 - 4) \cdot 10^{-6} m_{\odot} / \text{año}$, (Leitherer, 1996) [11].

Las estrellas WR son altamente luminosas, razón por la cual son visibles a grandes distancias. Debido a la concentración de WR hacia el plano de la galaxia, varias sufren una extinción significativa, a veces agravada por una "extinción local", producida tanto por el material en el cual se formaron, como por el polvo circundante que ellas mismas generan.

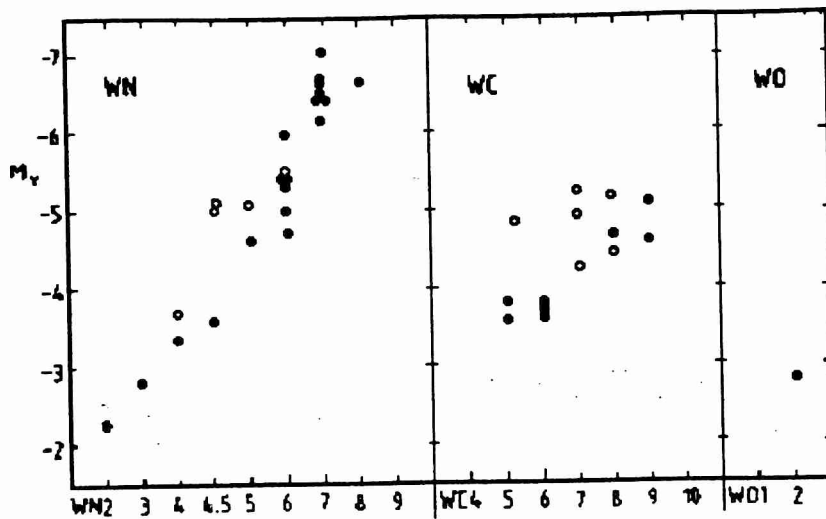


Figura 1.1: Magnitudes visuales absolutas (●: WR simple, ○:WR binaria.)

Algunos parámetros de las WR, como por ejemplo el color intrínseco, $(b-v)_o$, el exceso de color y la magnitud visual absoluta han sido derivados y discutidos por varios autores, por ejemplo Hidayat et al.(1982)[12] (1984)[13]. Para calcular dichos parámetros, adoptaron distancias de WR pertenecientes a cúmulos galácticos abiertos y asociaciones, como fuente de calibración. A pesar del limitado número de WR en cúmulos abiertos y asociaciones (42 distribuidos entre las 18 subclases), van der Hucht et al.(1988)[14] encontraron lo que se muestra en la figura 1.1. La distancia de las WR ha sido determinada por diferentes autores, basándose en distintos métodos de determinación de M_v y $(b-v)_o$. Comparando las distancias dadas para las distintas estrellas WR en diversos catálogos, como ser: Hidayat et al.(1992)[12], van der Hucht et al.(1988)[14] y Conti y Vacca(1990)[15], es fácil advertir que la distancia a una dada estrella puede variar notablemente de uno a otro catálogo. Por ejemplo, para la estrella WR130, Conti y Vacca determinaron una distancia de 2.6 kpc, mientras que según el catálogo de van der Hucht et al., la misma es

de 4.75 Kpc.

1.2 Estrellas de gran masa y su interacción con el medio interestelar.

1.2.1 Breve introducción.

Como ya ha sido mencionado, las estrellas de gran masa tienen una profunda influencia sobre el gas que las rodea : lo calientan, cambian su abundancia química, y alteran su dinámica.

El principal impacto que estas estrellas producen sobre el medio que las rodea es debido a tres componentes : **el viento estelar, el campo de radiación y la explosión final como supernova.**

Teniendo en cuenta estos procesos y su influencia sobre el MIE, es posible concluir que el MIE se encuentra lejos de ser estático.

Las estrellas pierden energía en forma irreversible. La energía liberada es depositada en el MIE en forma de partículas. Estas partículas depositan masa (m), momento (mv) y energía cinética ($mv^2/2$), calentando y poniendo en movimiento el medio circundante. Usualmente, las partículas liberadas mediante vientos, tienen mucha más energía y momento que las liberadas en forma de radiación (fotones). Sin embargo, el alto número de fotones en que consiste la radiación hace que la misma sea la fuente de energía más importante de una estrella. La fracción de energía que una estrella de gran masa pierde en forma de radiación es 2 ó 3 órdenes de magnitud mayor que la que pierde en forma de vientos.

Todas las interacciones dinámicas son, en definitiva, causadas por la radiación, ya que se supone que los vientos son acelerados por la radiación en la superficie de la estrella (Castor et al.,1975 [16]). Sin embargo, podemos hacer una distinción conceptual de la

interacción dinámica entre el viento y la radiación, una vez que el viento alcanza una velocidad terminal, después de unos pocos radios estelares.

La radiación puede calentar eficientemente el gas a grandes distancias, alcanzando una temperatura de equilibrio en regiones HII del orden de 10^4K , pero es menos eficiente que el viento estelar para poner al gas en movimiento. Por otro lado, los vientos estelares no sólo pueden mover el gas del MIE a velocidades supersónicas, sino que también elevan su temperatura a unos 10^{6-7}K .

La interacción dinámica puede ser descripta por un número infinito de partículas colisionales, donde pueden producirse encuentros entre : fotón-electrón, electrón-electrón, fotón-ion, electrón-ion e ion-ion. Entonces, para poder estudiar la interacción de la radiación y el viento con el MIE, debemos preguntarnos bajo que circunstancias es válido considerar al conjunto de partículas libres como un continuo. La respuesta se basa en la comparación entre el *camino libre medio* (l) y una longitud macroscópica (L) característica del problema bajo estudio.

Cuando $l \ll L$, el problema debe ser resuelto mediante técnicas empleadas en mecánica de fluidos. Por otro lado, si $l \gg L$, el problema debe ser atacado mediante el uso de la teoría cinética. Como ejemplo, podemos estimar el *camino libre medio* para un MIE típico. Para un átomo o molécula neutra, el cual interactúa con otra partícula, el *camino libre medio* se define como $l = (n\sigma)^{-1}$, donde n es la densidad de las partículas colisionales y σ es la sección eficaz de dispersión elástica.

Típicamente, $\sigma \sim 10^{-15}\text{cm}^2$. En un MIE neutro típico, n puede ser del orden de 10cm^{-3} , y entonces $l \sim 10^{14}\text{cm}$, similar a la distancia Sol-Júpiter. Pero esta distancia es chica comparada con una escala de parsecs ($\sim 10^{18}\text{cm}$), entonces, $l \ll L$, y resulta válido tratar al MIE como un fluido.

Como se mencionó anteriormente, una estrella de gran masa fotoioniza el gas interestelar que la rodea, elevando su temperatura en un factor próximo a cien. También produce

el incremento del número de partículas de gas en un factor dos. Como consecuencia, la presión en el gas ionizado es aproximadamente doscientas veces mayor que en el medio neutro que lo rodea. Es así como el gas ionizado no puede ser confinado y se expande.

1.2.2 Región HII y su evolución.

El modelo más simple para describir una nebulosa fotoionizada es aquel en donde una estrella de gran masa nace dentro de una nube uniforme de hidrógeno atómico de extensión ilimitada. Se desprecia cualquier perturbación a la estructura nebular producida por el evento en sí. Después de transcurrido un tiempo relativamente corto ($\sim 10^5$ años), la estrella alcanza una configuración de equilibrio estable en la cual permanece por un tiempo bastante mayor ($\sim 3 \cdot 10^6$ años). Se supone que la energía de radiación emitida y la distribución espectral es aproximadamente constante durante esta fase; la estrella produce fotones en el continuo de Lyman a una tasa constante (S_*). Dado que la fase precedente es relativamente corta, es posible considerar que la estrella se “enciende” instantáneamente.

Debido a la copiosa liberación de fotones muy energéticos más allá del continuo de Lyman, S_* , (por ejemplo $S_* \sim 2.2 \cdot 10^{49} s^{-1}$ para una estrella O6V; Leitherer, 1996 [11]), se forma en torno a la estrella una esfera de gas ionizado. El gas ionizado se encuentra separado del gas neutro por un “frente de ionización” (FI). Este frente se expande en el medio interestelar que rodea a la estrella a una velocidad que depende del número de fotones que arriban al frente por unidad de área y de tiempo, J , y la densidad volumétrica del hidrógeno neutro en el MIE no ionizado, n_o .

Si suponemos que para ionizar cada átomo del gas se necesita sólo un fotón, o en otras palabras, que no se tienen en cuenta efectos de recombinación, lo cual resulta ser siempre válido excepto para frentes extremadamente lentos, la velocidad del FI respecto de un sistema fijo está dada por:

$$\dot{R} = J/n_o$$

donde R es el radio de la esfera ionizada.

Para poder relacionar a J y S_* debemos tener en cuenta que el FI es en realidad una superficie esférica centrada en la estrella, por lo que el campo de radiación dependerá de esta geometría. Por otra parte, dentro de la región ionizada se crean continuamente átomos neutros por recombinación. Estos átomos también absorben fotones, por lo que el flujo de fotones en el FI se reduce.

Teniendo en cuenta que la tasa de emisión de fotones de la estrella debe ser igual a la tasa con la cual arriban al FI más la tasa con la cual son absorbidos por átomos neutros (conservación de fotones), podemos decir que :

$$S_* = 4\pi R^2 J + (4/3)\pi R^3 n_o^2 \beta$$

donde β es el coeficiente de recombinación hacia niveles excitados y hemos supuesto que el número de electrones es igual al número de protones ($n_e = n_p = n_o$).

Luego

$$J = S_*/4\pi R^2 - R n_o^2 \beta / 3$$

y reemplazando J :

$$\dot{R} = S_*/4\pi R^2 n_o - R \beta n_o / 3$$

Obviamente, \dot{R} decrece a medida que se incrementa R .

Si definimos al **radio de Strömgren**, R_s , como el radio en el cual la tasa de emisión de fotones es igual a la tasa de recombinación en la región ionizada, obtenemos :

$$R_s = (3S_*/4\pi n_o^2 \beta)^{1/3}$$

El tiempo característico t_r asociado con la recombinación del hidrógeno es

$$t_r = (n_o \beta)^{-1}$$

Asignando valores típicos a los parámetros hasta ahora definidos puede inferirse que :

- El radio de Strömgen se alcanza sólo después que la región HII ha evolucionado durante un tiempo prolongado respecto de t_r . Sin embargo, para tiempos posteriores a t_r , R está dentro de un pequeño porcentaje ($< 1\%$ para $4t_r$) de R_s .
- Cuando R se va aproximando a R_s , el radio de la región ionizada se incrementa a una velocidad mucho mayor que la velocidad del sonido en el gas ionizado ($c_i \sim 10 \text{ km/s}$), que es la velocidad a la cual el gas puede reaccionar a un brusco aumento de la fotoionización. Por lo tanto el gas ionizado no se mueve apreciablemente durante esta fase, y uno puede decir que está en reposo.
- Cuando el tiempo supera a t_r el FI disminuye su velocidad rápidamente. El FI se mueve entonces a una velocidad igual y luego menor a la del sonido. Pero la diferencia de presiones continúa, por lo que el movimiento del frente se acopla a la expansión de la esfera ionizada.

El gas ionizado se expande hasta alcanzar un equilibrio de presiones con el gas neutro que lo rodea. Esta condición puede expresarse mediante la siguiente ecuación :

$$2n_f k T_i = n_o k T_n$$

donde n_f es la densidad del gas ionizado en esta etapa; T_i y T_n la temperatura del gas ionizado y neutro respectivamente, cuyos valores típicos son $T_i \sim 10^4 K$ y $T_n \sim 100 K$. El factor 2 que aparece en el primer miembro de la ecuación surge del hecho de que el número de partículas se duplica por la fotoionización.

La esfera de gas ionizado debe absorber todos los fotones estelares UV, por lo que

$$S_* = (4/3)\pi R_f^3 n_f^2 \beta$$

donde R_f es el radio final que alcanza la esfera de gas ionizado.

Utilizando las ecuaciones anteriores, podemos ver que

$$n_f = T_n n_o / 2T_i$$

$$R_f = (2T_i / T_n)^{2/3} R_s$$

El cociente entre la masa total del gas ionizado (M_f) y la masa contenida en la esfera de Stromgren inicial (M_s) es :

$$M_f / M_s = R_f^3 n_f / R_s^3 n_o = 2T_i / T_n$$

Típicamente :

$$n_f / n_o \sim 0.005$$

$$R_f / R_s \sim 34$$

$$M_f / M_s \sim 200$$

Entonces, podemos ver que:

- La esfera de Strömngren inicial contiene tan sólo una pequeña fracción de la masa total que puede ionizar una estrella.
- El radio final de la esfera de gas ionizado es superior al radio de la esfera de Strömngren.
- n_f es bastante menor que n_o , entonces el gas neutro es desplazado de su posición original durante la expansión de la esfera ionizada.

- La velocidad a la cual dicha región se expande, c_i , es supersónica respecto de la velocidad del sonido en el gas neutro, c_n (típicamente $c_i/c_n > 10$).

La esfera ionizada genera una **onda de choque** en el gas neutro, poniéndolo en movimiento. Como consecuencia, la velocidad del FI (referida al gas neutro) disminuye y la densidad de gas neutro que precede al FI aumenta.

1.2.3 Vientos estelares en la región ionizada.

En el medio ionizado, sucintamente mencionado en 1.2.2., es donde la acción de los vientos comienza a manifestarse.

Dyson(1973)[17] demostró mediante estudios teóricos que los vientos pueden barrer el MIE, generando una cáscara de material fina y densa.

El primer estudio teórico completo sobre la interacción entre el viento estelar y el MIE fue realizado por Castor, McCray & Weaver(1975)[16] y Weaver et al.(1977) [18]. Este estudio considera burbujas interestelares cuyo crecimiento se debe fundamentalmente a la presión térmica del viento estelar chocado, mientras que Avedisova(1972) [19] y Steigman, Strittmatter & Williams(1975) [20], consideraron burbujas que crecen al compás del momento depositado por el viento. La naturaleza del frente de choque interno es lo que define la evolución futura de la burbuja interestelar. Si dicho frente es isotérmico la expansión es mantenida por la inyección de momento. Si por el contrario, el choque es adiabático, la presión térmica “motoriza” la expansión de la burbuja. En lo que sigue se hará referencia al caso en el que el choque interno es adiabático.

Inicialmente, el viento estelar se encuentra en una fase de **expansión libre**, que dura hasta que la cantidad de masa barrida del MIE ionizado logra frenar la expansión. Esta fase dura sólo unos pocos cientos de años, durante los cuales se forma una burbuja de aproximadamente 0.1 – 1 pc de radio.

Considerando que la estrella se encuentra en reposo con respecto al MIE que la rodea, que la luminosidad del viento, $L_w = (1/2)\dot{M}v^2$, es constante e isotrópica, que el MIE es homogéneo, y despreciando los posibles efectos generados por campos magnéticos; la burbuja interestelar descrita por los modelos teóricos presenta la siguiente estructura :

- Una región interna (región 1) donde hay viento moviéndose a velocidad supersónica, $v_w \sim 2000$ km/seg. Dicho viento se expande libremente hasta un radio R_1 .
- Una región entre los radios R_1 y R_2 , (región 2), donde hay material que ha sido chocado por el viento. Esta región contiene la mayor parte de la masa liberada por el viento durante el tiempo t desde que la burbuja se formó, $M = \dot{M}t$. Debido al calentamiento que produce el choque, la temperatura es del orden de 10^6 – 10^7 K . Al ser la temperatura de esta región mucho mayor que la del medio que la rodea, se expande con una velocidad $v_2 = \dot{R}_2$.
- Fuera del radio R_2 (región 3) se forma una cáscara de MIE barrido, generada por la expansión de la región 2. Esta región tiene un radio externo R_3 y está formada puramente por material interestelar. Dicha cáscara es altamente supersónica, razón por la cual se crean fuertes ondas de choque y alcanza temperaturas mayores a 10^6 K. A esta temperatura el enfriamiento radiativo es despreciable (Raymond, Cox, & Smith, 1976 [21]), entonces esta cáscara se expande en forma adiabática (lo mismo ocurre en la región 2). A esta fase se la conoce con el nombre de **fase adiabática**.

La expansión de las regiones 2 y 3 se va desacelerando a una velocidad $\sim t^{-2/5}$. El modelo de Weaver et al. predice que el 45 % de la energía disponible liberada por el viento es usada para calentar la región 2, mientras que el 55 % restante es usado para para calentar y expandir la región 3.

La fase adiabática llega a su fin cuando el enfriamiento radiativo se hace importante. Esto ocurre a un tiempo dado por : $t \sim 1,7 \cdot 10^3 (L_w/n_o)^{1/2}$, donde t es la edad en años,

L_w la luminosidad del viento en unidades de 10^{36} erg/seg y n_o la densidad del MIE en cm^{-3} .

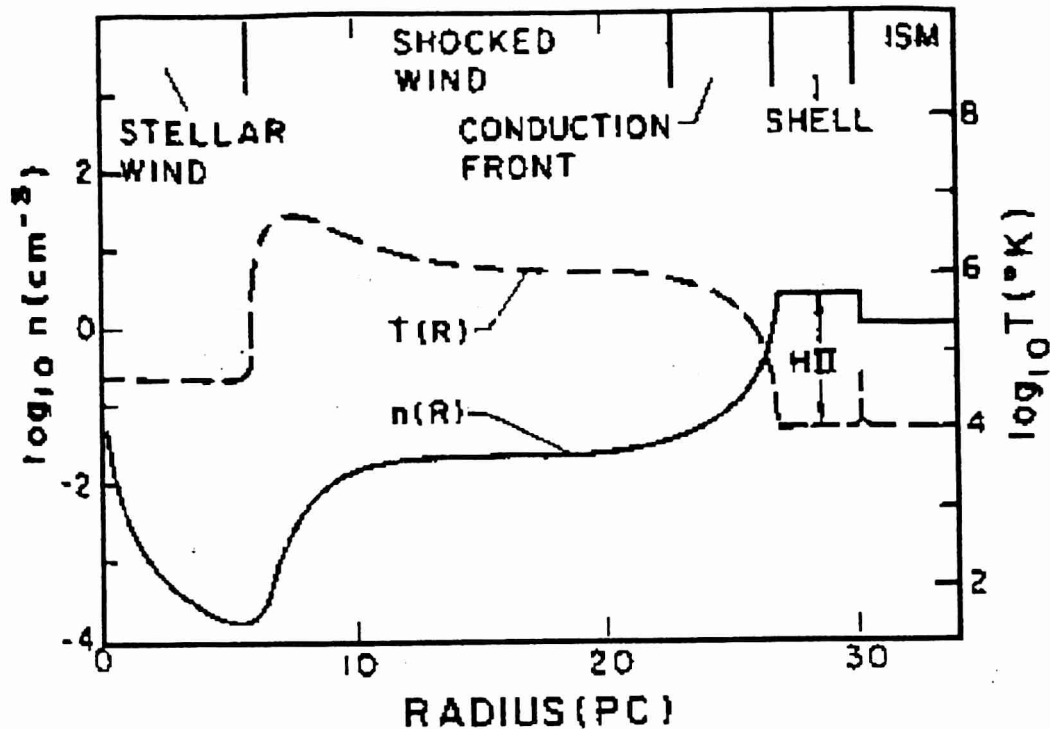


Figura 1.2: Comportamiento de la temperatura y la densidad en una burbuja interestelar con $L_w = 1.27 \cdot 10^{36}$ erg/s, $n_o = 1 cm^{-3}$ y $t = 10^6$ años.

(Weaver et al. 1977 [18])

Esta fase dura sólo unos pocos miles de años, la burbuja alcanza un radio de aproximadamente 1 pc. La probabilidad de observar una burbuja en esta fase es muy pequeña.

Tan rápido como la cáscara de material interestelar barrido alcanza una temperatura menor que 10^6 K, el enfriamiento radiativo empieza a ser importante y la cáscara se enfría rápidamente hasta llegar nuevamente a una temperatura de 10^4 K. A partir de ese momento la burbuja entra en la fase radiativa.

Durante esta fase, la cual dura mucho tiempo más que las anteriores, la burbuja alcanza grandes tamaños, y es entonces cuando son fácilmente detectables observacional-

mente. En la figura 1.2 se muestra como varían la densidad y la temperatura con el radio de la estructura.

La zona que separa la cáscara “fría” (10^4 K) del MIE es un frente de choque isotérmico. La alta velocidad de compresión genera una estructura muy fina .

La región 2 se encuentra todavía muy caliente como para que el enfriamiento radiativo sea importante, de manera que continúa expandiéndose en forma adiabática.

El gradiente de temperatura que se genera entre la zona de viento caliente y la cáscara fría es tan grande que comienza a producirse el transporte convectivo de calor mediante electrones hacia la cáscara. Como resultado, la superficie interna de la cáscara se evapora y el material fluye hacia la región caliente aumentando la masa de dicha región. Notar en la figura 1.1 que la densidad y la masa de la cáscara son varios órdenes de magnitud mayores que las de la zona caliente.

A partir de la figura anterior se puede distinguir la existencia de 5 regiones distintas:

- la región donde el viento estelar se expande libremente.
- la región donde hay viento caliente chocado.
- el frente de choque.
- la cáscara de material interestelar barrido.
- el medio interestelar no perturbado.

La evolución de estas estructuras pueden describirse resolviendo las ecuaciones para la conservación del momento y de la energía.

Los parámetros más interesantes son el radio de la burbuja (R_2), su velocidad de expansión (v_2) y el grosor de la cáscara (d_3).

Weaver et al.(1977)[18] encontraron:

$$R_2 = 28(L_w/n_o)^{1/5}t^{3/5}pc$$

$$v_2 = 17(L_w/n_o)^{1/5}t^{-2/5}km/seg$$

$$d_3 = 3.10^{-4}T_{sh}\mu^{-1}(L_w/n_o)^{-1/5}t^{7/5}pc$$

con L_w en unidades de $10^{36}erg$, n_o en cm^{-3} , t en 10^6 años, T_{sh} en K y μ es el peso molecular medio en la cáscara.

Si consideramos una estrella O3 con $L_w = 12.10^{36}$ erg, $n_o = 1cm^{-3}$, $t = 10^6$ años y $T_{sh} = 10^4$, obtenemos a partir de las ecuaciones anteriores que: $R_2 \sim 46$ pc, $v_2 \sim 28$ km/s y $d_3 \sim 1.8$ pc. El grosor de la cáscara depende fuertemente de su grado de ionización. Si el gas que la compone se recombina, d_3 disminuye hasta llegar a valer sólo una fracción de parsec, con una correspondiente caída de la temperatura de 10^4 a 10^2 K.

Como ya se ha mencionado, las estrellas de gran masa inyectan energía mecánica al MIE mediante vientos estelares a lo largo de toda su evolución. Durante la fase de secuencia principal el viento “barre” el medio interestelar que rodea a la estrella, formando una burbuja interestelar de “secuencia principal”. En la fase de SP la estrella permanece durante algunos 10^6 años. Cuando la estrella evoluciona hacia la fase de RSG, el viento estelar se torna denso y lento. Este viento se expande dentro de la burbuja generada en la fase de SP, produciendo un medio denso y rico en metales alrededor de la estrella. Esta fase dura aproximadamente 10^5 años. Más tarde, la estrella entra en la fase WR durante la cual el viento estelar es rápido y “barre” el viento lento de la fase anterior, formando un anillo nebular característico en algunas estrellas WR. Finalmente, el anillo nebular se disgrega y el viento rápido se expande dentro de la burbuja generada durante la fase de secuencia principal. Los valores típicos de la velocidad y la luminosidad del viento en las distintas fases son:

$$SP: \quad v_w \sim 10^3 km/s \quad y \quad L_w \sim 10^{-6} - 10^{-7} m_\odot/año \quad (\text{Herrero et al., 1992[22]}).$$

$$RSG: \quad v_w \sim 10 - 25 km/s \quad y \quad L_w \sim 10^{-4} - 10^{-5} m_\odot/año \quad (\text{Humphreys, 1991 [23]}).$$

$$WR: \quad v_w \sim 10^3 km/s \quad y \quad L_w \sim 10^{-5} - 10^{-6} m_\odot/año.$$

A los efectos de completitud cabe mencionar que la simetría esférica de la burbuja interestelar puede perderse como consecuencia de distintos factores, por ejemplo:

- gradientes de densidad externos.
- L_w no isotrópico (notar que R_2 depende de L_w y de n_o).
- la estrella RSG pertenece a un sistema binario (Livio, 1994 [24]).
- campos magnéticos externos (Stone & Norman, 1992 [25], y Chevalier & Luro, 1994 [26]).
- la estrella tiene una elevada velocidad espacial.

Cuando la estrella explota como supernova, lo hace en este medio notablemente modificado, razón por la cual la evolución clásica (Woltjer, 1972 [27]) podría verse seriamente alterada (Tenorio-Tagle et al., 1990 [28]).

Otra posible consecuencia de la formación de burbujas interestelares y cáscaras es que estas últimas podrían volverse inestables y dar lugar a la formación de una nueva generación de estrellas (Junkes et al., 1992 [29] y van der Werf et al., 1990 [30]).

Cabe mencionar, que la teoría descrita por Weaver et al.(1977) [18] considera estrellas simples que pierden masa. Sin embargo, las estrellas aisladas de gran masa son minoría. La mayoría pertenecen a cúmulos abiertos galácticos o asociaciones y para ellas la teoría de burbujas interestelares debe ser modificada para tener en cuenta los efectos acumulativos de varias de las mismas. En este caso la teoría predice la formación de una **superburbuja**. Hace aproximadamente dos décadas, se han detectado cáscaras de dimensiones muy grandes, con radios que van de 50 pc a 1 Kpc. Un ejemplo es la nebulosa de Gum, cuyo radio es de ~ 125 pc (Reynolds, 1976 [31]). En algunos casos, la energía térmica o cinética de la cáscara observada es del orden de 10^{52} erg. Mediante la acción

combinada de vientos estelares y explosiones de supernova, las asociaciones OB imparten al MIE energía mecánica de $\sim 10^{52} - 10^{53}$ erg durante un período de $\sim 10^7 - 10^8$ años, dando, posiblemente, lugar a las denominadas supercáscaras (McCray y Snow, 1979 [32]; Bruhweiler et al., 1980 [33]; Tomisaka et al., 1981 [34]).

La interpretación de las supercáscaras observadas es dudosa, principalmente debido a nuestro incompleto conocimiento sobre la estructura del MIE. Es sencillo suponer una burbuja ideal y derivar valores para la energía, las edades, etc., pero las cáscaras son tan grandes que la suposición básica de un MIE homogéneo no es apropiada. En particular, si la mayor parte del MIE contiene gas coronal, con temperatura mayor que 10^6 K y densidad de $\sim 10^{-2} \text{ cm}^{-3}$, como fue sugerido por Cox & Smith(1974)[35] y por McKee & Ostriker(1977) [36], aún la explosión de una supernova o el viento de una estrella O pueden generar una cavidad con un radio > 100 pc, y un cúmulo de estrellas OB puede crear una cavidad de radio > 1 Kpc, la cual podría transmitir la mayor parte de su energía al halo de la galaxia.

En resumen, las principales características de una burbuja interestelar desde un punto de vista teórico y de acuerdo con la teoría clásica de Castor et al.(1975)[16] son :

- cavidad esférica.
- la estrella de gran masa (o su descendiente) ocupando una posición central.
- cavidad rodeada completamente por una cáscara de material parcialmente ionizado y/o neutro, delgada y de espesor uniforme.

Sin embargo, resultados observacionales muestran que :

- las estrellas de gran masa se encuentran proyectadas en la dirección de un **mínimo elongado** de la distribución de HI.
- la posición de la estrella no coincide con el centro de simetría, ni con el **mínimo absoluto** de la burbuja.

- la burbuja se encuentra rodeada en forma incompleta por una capa gruesa e inhomogénea de HI en emisión.
- en varios casos se observa la presencia de mínimos dobles en el interior de la burbuja interestelar.

Dada la gran disparidad encontrada entre las predicciones teóricas y los resultados observacionales, resulta importante incrementar el número de casos estudiados. En este trabajo nos proponemos analizar el MIE en el entorno de las estrellas WR130 y WR131 con el objetivo de comparar los resultados que se desprenden de la observación con las predicciones teóricas y con lo ya encontrado para otras estrellas WR.

Capítulo 2

Tratamiento de las observaciones

De acuerdo a lo descrito en el capítulo anterior, al observar en la línea de $\lambda \sim 21\text{cm}$ esperamos encontrar una burbuja interestelar (BI) con las siguientes características físicas :

- elevadas temperaturas ($\sim 10^6 - 10^7 K$).
- baja densidad ($n \sim 10^{-2} - 10^{-3} \text{cm}^{-3}$).
- dimensiones del orden de decenas de parsecs.
- una cáscara en expansión que la rodea, la cual puede estar completamente ionizada por los fotones en el continuo de Lyman emitidos por la estrella, o puede tener una capa externa de gas neutro. Esto último se produce cuando la cáscara en expansión se torna ópticamente gruesa a la radiación del continuo de Lyman.

A una burbuja con un diámetro lineal de 50 pc a una distancia, por ejemplo de 6 Kpc, le corresponde un diámetro angular de $\theta \sim 0.5^\circ$. Si la distancia fuera 9 Kpc, entonces θ sería $\sim 0.3^\circ$. Es por este motivo que para poder detectar dichas estructuras (burbuja + cáscara) debemos observar una zona del cielo, centrada en la posición óptica de la estrella, de por lo menos 2° de lado. También debemos tener en cuenta que la resolución del radiotelescopio debería ser superior a los 0.5° (el radiotelescopio del IAR tiene una

resolución $\sim 0.5^\circ$).

Como consecuencia de estas consideraciones, se envió una propuesta observacional para llevar a cabo observaciones de HI con el radiotelescopio de 100m de Effelsberg. Para cada WR se observó una zona del cielo de 2° de lado, centrada en la posición óptica de la estrella. Para el telescopio de Effelsberg, el ancho del haz a potencia mitad , HPBW, y la eficiencia del haz principal a $\lambda \sim 21$ cm son $9'$ y 0.72, respectivamente.

Con el fin de obtener un buen muestreo espacial, lo cual implica tener al menos dos muestras por elemento de resolución (frecuencia de Nyquist), cada región fue observada de la siguiente manera : dentro de una grilla interna de un grado de lado, centrada en la posición óptica de la estrella, se observaron puntos espaciados en $5'$ (esta es la zona donde uno espera encontrar las estructuras antes descritas, y es en consecuencia la zona donde conviene tener un mayor número de muestras); mientras que en el resto de la región el espaciado entre muestras fue de $10'$. Debido a este muestreo espacial, las estructuras a pequeña escala, del orden de los $5'$, son recuperables sólo en el centro de los mapas.

El análisis espectral fue efectuado mediante un autocorrelador de 1024 canales, dividido en dos analizadores de 512 canales cada uno. Las observaciones fueron realizadas mediante la técnica de conmutación en frecuencia, con una banda de referencia distante en 1.6 MHz de la banda de señal. Se trabajó con un ancho de banda de 1.56 MHz, lo cual otorgó una resolución en velocidad, utilizando peso uniforme para la función de autocorrelación, de 0.77km/s y una cobertura en velocidad del orden de 330km/s .

Cada punto se observó durante 16 segundos. El nivel de ruido de cada perfil varía entre 0.25 y 0.35 K, en unidades de temperatura de brillo, T_b , del haz principal. La escala de T_b se dedujo a partir de observaciones del punto de calibración S7 (l, b) = ($132^\circ, -1^\circ$), (Williams, 1973)[37]. Dicha escala tiene una incerteza del orden del 2%.

Todos los perfiles fueron corregidos por la eventual contribución de radiación espúrea (“stray radiation”) aplicando el procedimiento desarrollado por Kalberla et al.(1980) [38].

En general no resulta sencillo asociar una estructura de HI dada con una fuente astronómica que se encuentra en la misma dirección. Esto se debe a dos problemas principales: i) la contribución de la radiación general de la galaxia, ii) la posible presencia de otra estructura que emita en la línea de $\lambda \sim 21cm$ en la misma dirección de la visual, que sumaría sus efectos dificultando la identificación. Por este motivo, la muestra observacional de estrellas WR debe elegirse de modo tal de minimizar dichos efectos. Las estrellas WR fueron seleccionadas del 6th Galactic Wolf Rayet Catalog (van der Hucht et al.,1988)[14], cumpliendo los siguientes criterios:

- Su latitud galáctica debe ser en lo posible $|b| > 1^\circ$ y no deben verse proyectadas sobre la parte interna de nuestra galaxia, para evitar los efectos de confusión provenientes de la emisión galáctica de HI.
- No deben estar asociadas con cúmulos galácticos abiertos ni asociaciones OB catalogadas. De este modo, podemos suponer que el viento estelar de la estrella WR y de su progenitora de gran masa es el principal agente de perturbación del gas original.

Como se mencionó anteriormente, para cada estrella (WR130 y WR131) se observó una zona del cielo de 2° de lado, dentro de la cual se obtuvieron 289 espectros. Dada la baja densidad volumétrica que caracteriza a las BI, al observarlas en la línea de $\lambda \sim 21$ cm esperamos encontrar una disminución de la temperatura de brillo, a una velocidad que caracteriza al medio interestelar en el que la BI fue creada. Esta cavidad debería estar rodeada por una fina capa de HI en expansión. La misma tendría que ser delgada en comparación con el radio de la BI.

Si suponemos que el movimiento del gas respecto al centro de la galaxia es circular y que la velocidad angular, $\Omega(R)$, decrece a medida que la distancia al centro galáctico, R ,

aumenta, podemos calcular la velocidad radial en el plano del ecuador galáctico debida a la rotación diferencial a partir de la siguiente ecuación :

$$v = R_o[\Omega(R) - \Omega_o] \sin l$$

donde R_o y Ω_o son la distancia y la velocidad angular del observador respecto al centro galáctico, respectivamente, y l la longitud galáctica del punto observado. Convencionalmente, $v > 0$ si el gas se aleja del observador y $v < 0$ si se acerca al mismo.

Conociendo la función $R_o[\Omega(R) - \Omega_o]$, podemos asignar a cada medición de velocidad una distancia a lo largo de la línea de la visual en el plano galáctico. Con este objetivo se han desarrollado distintos métodos observacionales según la región específica de la galaxia que se esté estudiando. De la precisión de tal determinación dependerá la calidad de los parámetros obtenidos. A partir de estos estudios, se obtiene la siguiente expresión analítica para la curva de rotación de la galaxia (Brand & Blitz, 1987)[39]:

$$\Theta(R)/\Theta_o = 1.0074(R/R_o)^{0.0382} + 0.00698$$

donde $\Theta = \Omega R$, $\Theta_o = 220$ km/s y $R_o = 8.5$ Kpc.

Para cualquier ley física de rotación, la velocidad radial, v , variará a lo largo de la línea de la visual según se esquematiza en la figura 2.1.

Como se ilustra en esta figura, en el cuadrante I a una dada velocidad le corresponden dos distancias (las curvas de velocidad para los cuadrantes III y IV se obtienen reflejando sobre el eje r las curvas correspondientes a los cuadrantes I y II)

En el caso de las estrellas WR, nos interesa estudiar el gas que las rodea, que se encuentra a la misma distancia que la estrella. A esta distancia, de acuerdo al modelo de rotación galáctica, le corresponde una velocidad radial, a la cual esperamos encontrar las estructuras antes descritas. La distancia a una dada WR difiere notablemente de un catálogo a otro, como se mencionó en el capítulo anterior, y esta incerteza dificulta la

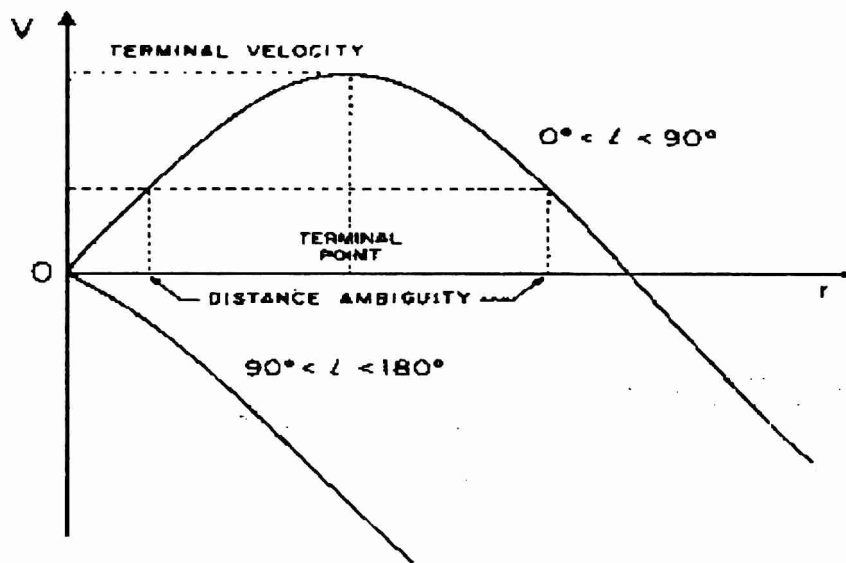


Figura 2.1: Dependencia de la velocidad radial con la distancia heliocéntrica para los cuadrantes I y II

detección de las estructuras que buscamos.

Por otro lado, mediante el estudio de la distribución de HI en dirección a la estrella es posible detectar la BI asociada. De la velocidad radial de la BI y del modelo de rotación galáctica es factible tener una determinación adicional de la distancia de la WR.

Considerando una burbuja esférica, rodeada por una capa de HI uniforme, podemos visualizar que para los distintos valores de la velocidad radial la estructura se presenta según la figura 2.2.

Con el objetivo de detectar este tipo de estructuras, trabajamos a partir de los 289 espectros obtenidos para cada estrella de la siguiente manera:

1. Mediante el paquete de computación "Drawspec" se realizó la calibración y reducción de las observaciones.

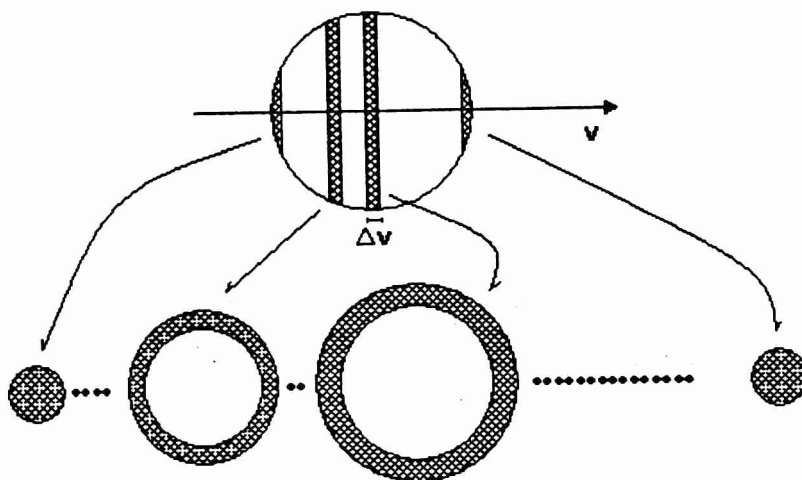


Figura 2.2: Representación esquemática de la cavidad de HI para distintos intervalos de velocidad.

2. Utilizando dos programas de conversión de formato desarrollados por el Dr. J.R.Rizzo, se prepararon los datos para su posterior procesamiento.
3. Con el programa "Surfer" se confeccionaron mapas de la temperatura de brillo promedio del gas de HI, con un intervalo de velocidad de 5 km/s. Estos mapas muestran contornos de igual temperatura en una zona del cielo de 2° de lado. (Ver figura 2.3).

A partir de dichos mapas se puede analizar la presencia de máximos y mínimos de densidad de columna de HI suponiendo un medio ópticamente delgado, ($N_{HI} = 1.824 \cdot 10^{18} T_b \Delta v$ átomos/cm²).

4. Mediante el programa "SurfAips", también confeccionado por el Dr. J.R.Rizzo, se dispuso de los datos en el formato adecuado para ser leídos por el programa "fetch".

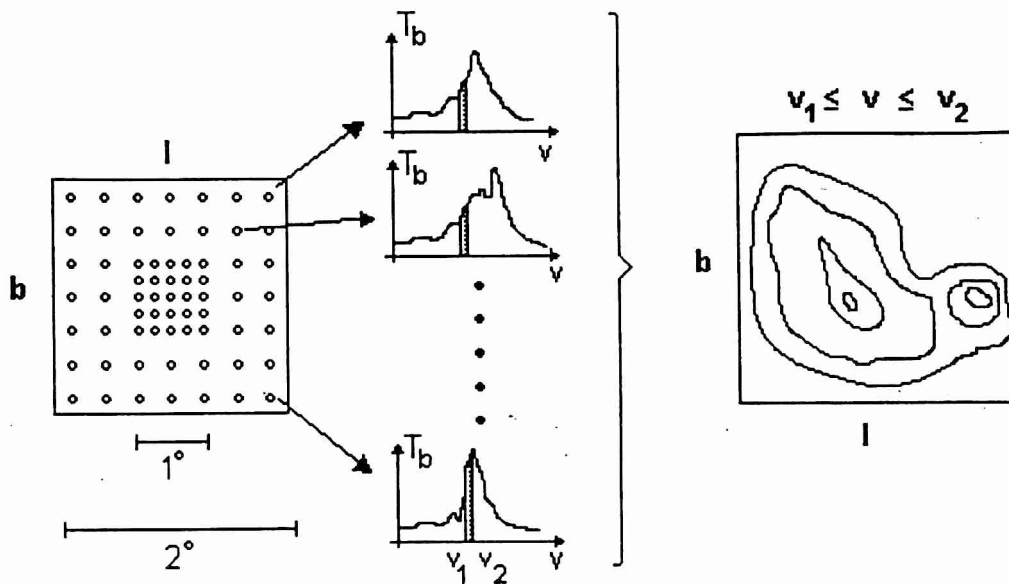


Figura 2.3: Esquema del método utilizado para la obtención de mapas de la distribución de temperatura de brillo

que lee archivos ASCII.

5. Con el programa de procesamiento de imágenes, **AIPS** (**A**stronomical **I**maging **P**rocessing **S**ystem) se confeccionaron mapas de la distribución de HI con un intervalo de velocidad de 1.9 y 1.3 km/s para las esrellas WR130 y WR131 respectivamente. Este programa tiene varias ventajas : la reducción de los datos es sencilla, a partir del despliegue de imágenes sucesivas, facilita la detección visual de las estructuras buscadas, permite calcular los parámetros que caracterizan a dichas estructuras y posibilita la comparación directa con mapas realizados a partir de observaciones en otras longitudes de onda.
6. Finalmente, utilizando AIPS fue posible identificar las estructuras predichas teóricamente y calcular algunos parámetros que las caracterizan.

Capítulo 3

Resultados observacionales

Las estrellas sobre las cuales trabajaremos son WR130 y WR131 del catálogo de van der Hucht et al.(1988)[14], cuyas coordenadas y tipo espectral son :

	l	b	$\alpha(1950)$	$\delta(1950)$	Tipo espectral
WR130	68.25	+0.94	$19^h57^m19^s.7$	$+31^{\circ}19'15''$	WN8
R131	69.9	+1.71	$19^h57^m23^s.7$	$+33^{\circ}07'30''$	WN7

3.1 Trabajos previos en la zona.

Antes de presentar los resultados obtenidos a partir de las observaciones realizadas con el telescopio de 100m de Effelsberg, mencionaremos brevemente los estudios existentes de la zona donde se encuentran estas estrellas.

En la figura 3.1 se muestra un mapa de la distribución de flujo en el continuo a $\lambda \sim 11$ cm en la zona de la estrella WR131. Las posiciones indicadas con distintas figuras geométricas corresponden a diferentes trabajos observacionales, que serán introducidos a

continuación. Cabe mencionar que la fuente de la figura 3.1 ha sido catalogada como la región W58.

Rubin & Turner(1969)[40], realizaron observaciones en dirección a la nebulosa K3-50 y NGC 6857, $(\alpha, \delta) = (19^h59^m50^s.2, 33^{\circ}24'10'')$. Con el telescopio de 43m del National Radio Astronomy Observatory, NRAO, midieron las líneas de recombinación de radio H109 α y H137 β con una resolución de 6'. A partir de estas líneas determinaron una velocidad radial de : $v_{LSR} = -24.2 \pm 0.6$ km/s.

Zuckerman et al.(1969)[41], utilizaron el mismo telescopio del NRAO para medir la línea asociada con la transición rotacional ($F = 2 \rightarrow 2$) de la molécula de H_2CO en distintas fuentes galácticas, con una resolución de 6'.6. Una de las fuentes observadas fue K3-50, para la cual determinaron una velocidad respecto del LSR de : $v_{H_2CO} = -22 \pm 0.5$ km/s.

Reifenstein, Wilson y Burke(1970)[42], llevaron a cabo un relevamiento en la línea de recombinación H109 α utilizando el telescopio de 43m del NRAO. Observaron 120 fuentes galácticas y en 82 detectaron dicha línea. En particular, la detectaron en la dirección próxima a WR131: $(l, b) = (70.3, +1.6)$. Para esta zona determinaron una velocidad radial, $v_{LSR} = -24.4 \pm 0.8$ km/s.

Bridle & Kesteven(1970)[43], estudiaron la distribución de hidrógeno neutro en la zona de la nebulosa K3-50. Las observaciones fueron realizadas con el telescopio de 92m del NRAO y con el telescopio de 26m del Dominion Radio Astrophysical Observatory, DRAO, cuyas resoluciones en 1420 Mhz son 10' y 35', respectivamente. A partir de estas observaciones determinaron una velocidad de : $v_{LSR} = -26.2 \pm 0.5$ km/s. Debido a la coincidencia en posición y velocidad entre la estructura de HI en emisión y la fuente de emisión en el continuo de radio (Rubin & Turner, 1969)[40], ellos sugieren que estas dos zonas estarían físicamente relacionadas.

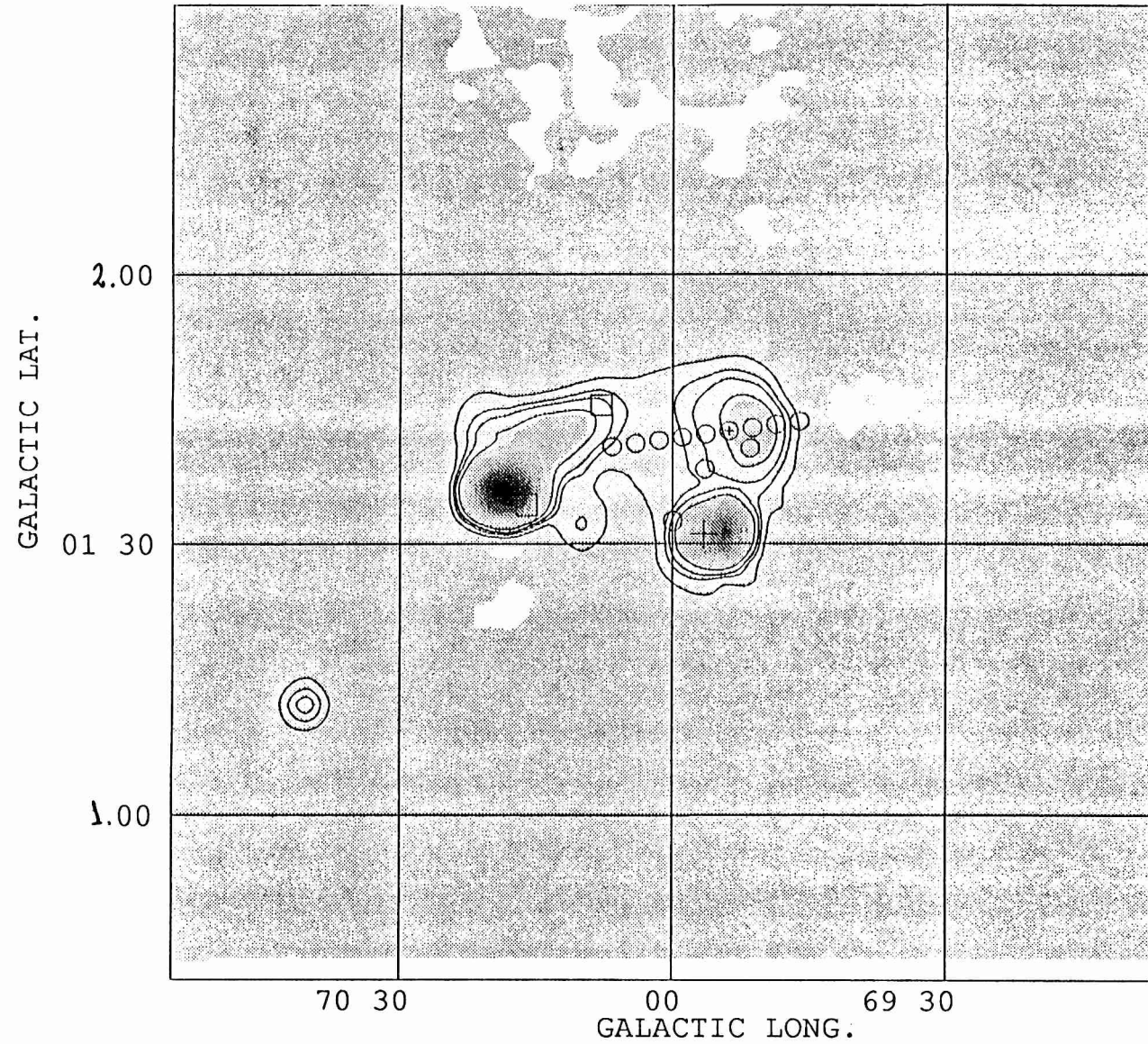


Figura 3.1: Distribución de flujo en el continuo a $\lambda \sim 11$ cm en la vecindad de WR131.

Distintas figuras geométricas corresponden a diferentes observaciones.

O : $H\alpha$ [46] - □ : CO [47] - + : $H87\alpha$ y $H88\alpha$ [48]

Crampton(1971) [44] presentó un catálogo de estrellas WR que coinciden con regiones HII. Dos de las estrellas estudiadas fueron WR130 y WR131. La primera estaría aparentemente asociada con la región óptica S98, mientras que la segunda lo estaría con L69.80 + 1.74. Según Crampton, L69.80 + 1.74 estaría excitada por WR131 y su estructura sería del tipo “anillo”.

Israel(1976) [45], estudió la radio fuente galáctica W58, la cual contiene varias regiones HII : S99, S100, NGC6857, K3-50, y el maser de OH, ON-3. Todas estas fuentes fueron observadas con el Westerbork Synthesis Radio Telescope, WSRT, en las longitudes de onda de 49, 21 y 6 cm. Dentro de la región estudiada, Israel determinó el flujo y la profundidad óptica para cada longitud de onda, el diámetro lineal, la densidad electrónica, la medida de emisión, la masa y el parámetro de excitación de cada una de las estructuras observadas. La zona donde se encuentra WR131 no fue estudiada por ser la región de menor emisividad.

Chu & Treffers(1981) [46], mediante el uso de un Fabry-Perot, estudiaron cinco nebulosas anillo asociadas con estrellas WR. Una de las nebulosas estudiadas fue L69.8 +1.7, para la cual tomaron una serie de observaciones con un intervalo espacial de 2'.8. En la figura 3.1 estas posiciones están representadas por círculos cuyo tamaño corresponde a la resolución espacial empleada. Dentro de uno de ellos hay una cruz que indica la posición óptica de WR131. El espectro obtenido para cada una de estas posiciones muestra dos componentes: una a $v_{LSR} = +10$ km/s y la otra a $v_{LSR} = -20$ km/s. La primera aparece en todos los espectros, mientras que la segunda aparece solo en los espectros tomados dentro de los bordes de la nebulosa. A partir de la variación de la intensidad de cada componente, deducen que la primera estaría asociada con la emisión general de la galaxia, mientras que la componente de -20 km/s lo estaría con la nebulosa L69.8 +1.7. En ese trabajo, clasificaron a esta nebulosa de tipo “amorfa”:

Blitz & Fich(1982)[47], confeccionaron un catálogo de 242 nubes moleculares asociadas

con regiones HII ópticas. Realizaron observaciones de CO con el telescopio de 7m en Bell Telephone Laboratories (BTL), y con el telescopio de 5m de el Millimeter Wave Observatory (MWO). La resolución angular del primero es de 1'.7, mientras que la del segundo es de 2'.3. Cercanas a la dirección de WR131, aparecen catalogadas dos regiones HII, S99 y S100 (en la figura 3.1 corresponden a los cuadrados cuyo tamaño representa la resolución angular del telescopio). Las coordenadas del centro de cada región y la velocidad radial obtenida a partir de la emisión de CO, son :

	l	b	v_{CO} [km/s]
S99	70.15	+1.73	-22.9 ± 2.0
S100	70.27	+1.57	-24.5 ± 1.0

Lockman(1989) [48] realizó un relevamiento de regiones HII con el telescopio de 43m del NRAO. La mayoría de las fuentes fueron observadas simultáneamente en las líneas de recombinación $H87\alpha$ y $H88\alpha$, con una resolución angular de 3'. En la zona correspondiente a WR130 realizaron observaciones en dos posiciones. Lo mismo ocurre en la zona de WR131, donde las posiciones están indicadas en la figura 3.1 mediante cruces con un tamaño que corresponde a la resolución de 3'. Las coordenadas y la velocidad radial estimada de cada región son :

l	b	v [km/s]	Proyectada sobre
68.134	+0.917	-62.9	S98
68.134	+0.917	-2.1	S98
69.942	+1.517	-63.2	
70.300	+1.600	-24.5	S99/S100

3.2 Parámetros catalogados de WR130 y WR131.

Hidayat, Supelli & van der Hucht(1982)[12] estudiaron la distribución de estrellas WR galácticas basándose en la distancia fotométrica, calculada con datos de la magnitud visual absoluta de 132 estrellas WR galácticas conocidas.

Con nuevos resultados de fotometría, van der Hucht et al.(1988)[14] redeterminaron los parámetros intrínsecos, $(b - v)_o$ y M_v , de estrellas WR galácticas, y estudiaron la distribución espacial de las mismas.

Conti & Vacca(1990) [15] estudiaron la distribución de estrellas WR en la galaxia mediante el uso de parámetros $(b - v)_o$ y M_v de estrellas WR en las Nubes de Magallanes. Determinaron las distancias heliocéntricas y galactocéntricas de 158 estrellas WR galácticas.

En la siguiente tabla se presentan la magnitud visual (v), la absorción visual (A_v) y la distancia heliocéntrica (d) dadas por los tres catálogos recién mencionados, para WR130 y WR131.

	Hidayat			van der Hucht			Conti & Vacca		
	v	A_v	d [kpc]	v	A_v	d [kpc]	v	A_v	d [kpc]
WR130	(12.28)	(5.61)	4.94	12.60	5.95	4.75	12.57	6.02	2.6
WR131	12.30	9.43 :	0.75 :	12.36	4.10	9.20	12.38	3.90	9.0

() son de banda ancha UVB.

: datos con error grande.

3.3 Observaciones en $\lambda \sim 21$ cm.

Las observaciones realizadas con el telescopio de 100m de Effelsberg fueron estudiadas siguiendo los pasos descritos en el capítulo 2. Los rangos de velocidad estudiados para WR130 y WR131 fueron $v = -99$ a 50 km/s y $v = -102$ a 47 km/s, respectivamente. Para WR130 se realizaron mapas con un intervalo de velocidad de $\Delta v = 1.9$ km/s, mientras que en el caso de WR131 el mismo fue de $\Delta v = 1.3$ km/s.

Una vez que los mapas estuvieron listos para ser analizados mediante AIPS fue necesario adoptar criterios que permitieran detectar la posible burbuja interestelar y la cáscara de HI que la rodea. Los criterios adoptados fueron los siguientes:

- La estrella WR debe verse proyectada sobre un mínimo relativo de la distribución de HI o encontrarse cercana al mismo.
- Tanto la cavidad de HI como la cáscara que la rodea deben estar presentes en n mapas consecutivos, tal que el rango de velocidad en el cual se detectan sea superior a la velocidad característica de turbulencia en el medio interestelar : $6-8$ km/s.
- La distancia cinemática deducida de la velocidad radial media de la burbuja de HI debe ser compatible con las distancias catalogadas para la correspondiente estrella WR. (Aunque, debido a la variación de las distancias según los distintos catálogos, este punto no fue considerado estrictamente necesario).

3.3.1 WR131.

De acuerdo a las consideraciones arriba mencionadas, encontramos diferentes intervalos de velocidad en los que aparecen estructuras que podrían estar físicamente relacionadas con WR131:

1. $v_r \sim -73$ a -63 km/s $\rightarrow d_{cin} \sim 13$ Kpc.
2. $v_r \sim -33$ a -23 km/s $\rightarrow d_{cin} \sim 9$ Kpc.

3. $v_r \sim -15$ a -7 km/s $\rightarrow d_{cin} \sim 7.3$ Kpc.

4. $v_r \sim 5$ a 13 km/s $\rightarrow d_{cin} \sim 4.5$ Kpc.

Donde d_{cin} es la distancia cinemática, deducida de acuerdo a lo descrito en el capítulo 2, correspondiente a la velocidad media de cada intervalo. Como se mencionó en el capítulo 2, para $0^\circ < l < 90^\circ$ a cada velocidad radial le corresponden dos posibles distancias. La distancia cinemática arriba considerada es de las dos, la que mejor ajusta a los valores de M_v y A_v catalogados.

En principio, cualquiera de estas estructuras podría estar físicamente relacionada con la estrella WR131, pero está claro que solo una de ellas será la correcta. Debido a las siguientes consideraciones, nosotros creemos que la estructura correspondiente al rango de velocidad de -33 a -23 km/s (rango 2), es la que buscamos :

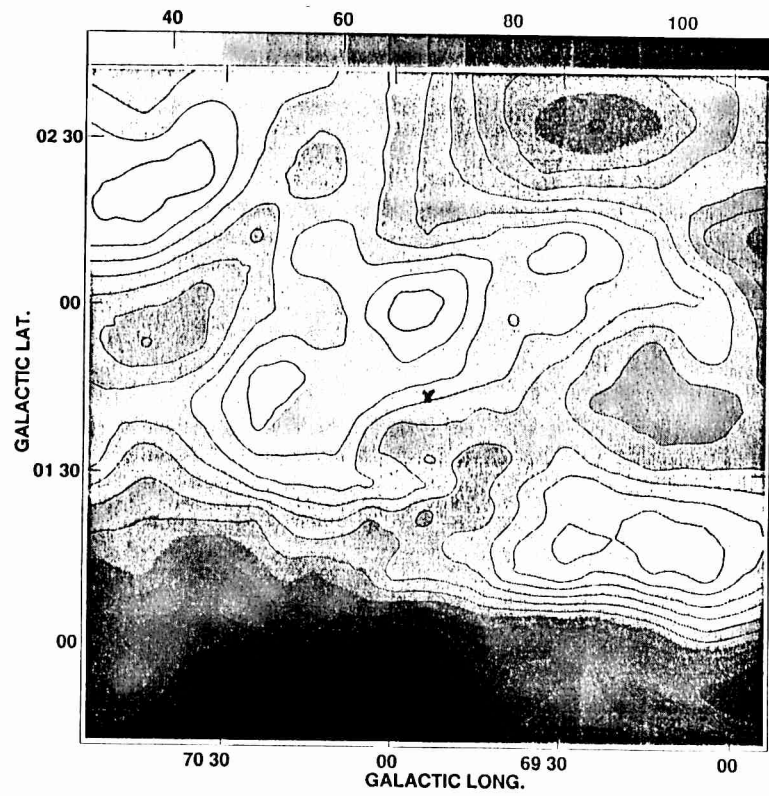
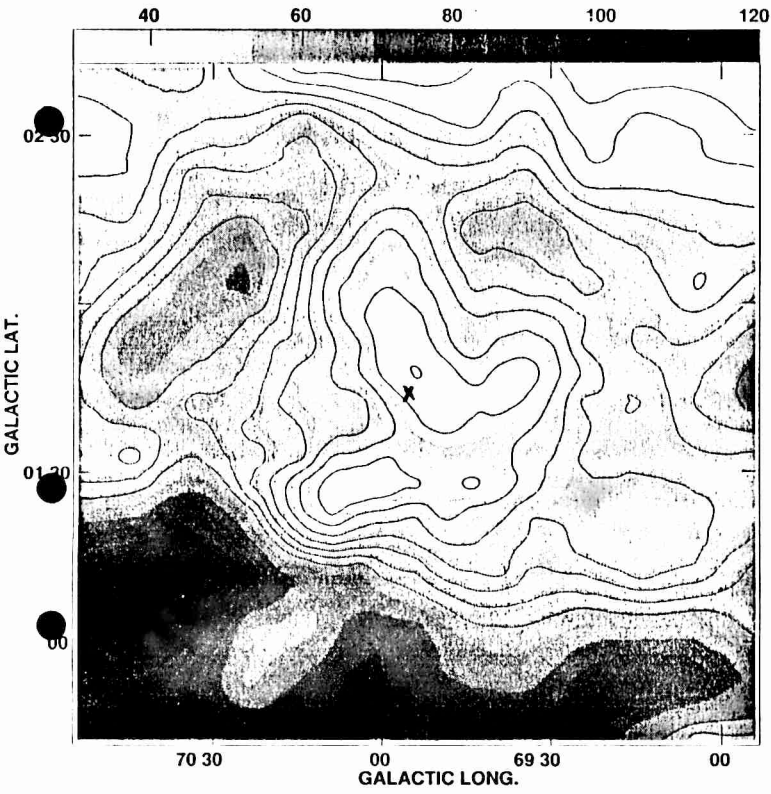
- En los mapas correspondientes al rango 1 se observa que la forma y la posición del mínimo de HI cambian mucho de mapa en mapa. Por tal motivo este rango fue descartado. Las figuras 3.2 y 3.3 corresponden a dos de los mapas de este rango. En estos se puede apreciar la diferencia recién mencionada. En la figura 3.4 se muestra el mapa promedio de todos los mapas involucrados. Como en el resto de las figuras que siguen, los mapas se presentan en tonos de grises que corresponden a una escala no lineal de temperatura de brillo, T_b , como así también curvas de igual T_b . La posición óptica de la estrella está representada por una cruz.
- Según el catálogo de estrellas WR de Conti & Vacca (1990), WR131 tiene una magnitud visual de $v = 12.38$ magnitudes y una absorción de $A_v = 3.9$ magnitudes. Luego, podemos ver que la magnitud absoluta correspondiente al rango 4 es (considerando la distancia cinemática) $M_v = -4.8$. Por otro lado, en el gráfico de magnitudes absolutas presentado en el capítulo 1 (van der Hucht et al. 1988 [14]), vemos que a una estrella WN7 le corresponde $M_v = -6.5 \pm 0.2$. Debido a esta diferencia en M_v este rango fue descartado.

- En los mapas correspondientes al rango 3 la estrella se encuentra proyectada sobre un máximo de HI cercano a la cavidad de HI detectada. Si la estrella WR131 generó dicha cavidad, en algún momento tuvo que haber estado inmersa en la misma. En teoría, la estrella podría tener una velocidad espacial que le permitiera, luego de haber generado la burbuja, desplazarse hasta su posición actual. De ser esto correcto, deberíamos detectar alguna perturbación en el MIE donde la estrella se encuentra actualmente, ya que de acuerdo a los modelos teóricos, la estrella permaneció en esa región durante el tiempo suficiente para que esto sucediera. En la figura 3.5 se muestra un mapa promedio de los mapas correspondientes a este rango de velocidad. En el mismo se observa claramente a la estrella (indicada con una cruz) proyectada sobre un máximo de HI. En la figura 3.6 se presenta un corte del mapa anterior, correspondiente a la dirección indicada en la figura 3.5. Este gráfico muestra la dependencia funcional de la temperatura de brillo con la posición angular (relativa al punto de coordenadas $(l,b) = (69^\circ.95, 1^\circ.75)$). La flecha indica la posición de la estrella. Debido a que en este gráfico no se detecta ninguna perturbación, este rango de velocidad fue descartado.

- En los mapas correspondientes al rango 2, que se muestran en las figuras 3.7–3.12, se puede observar que la estrella se mantiene dentro de un mínimo de HI que conserva su forma en todo el rango de velocidad. Es en la figura 3.10 donde la burbuja de HI está mejor definida, mientras que en las figuras 3.7 y 3.12, la misma se va perdiendo. En la figura 3.13 se presenta el promedio de los mapas involucrados en este rango de velocidad. En este mapa la burbuja de HI está claramente definida.

Tanto el intervalo de velocidad en el que esta estructura se evidencia como la correspondiente distancia cinemática son consistentes con los valores determinados en los trabajos antes mencionados. Considerando una distancia de 9 Kpc, la magnitud absoluta sería, (teniendo en cuenta los valores para la magnitud visual y la absorción dados por Conti & Vacca (1990)) $M_v = -6.3$ magnitudes, que está en buen acuerdo con el valor esperado para una estrella WN7 ($M_v = -6.5 \pm 0.2$ magnitudes).

Entonces, nosotros sugerimos que la estructura presente en el rango 2 es la que estaría físicamente relacionada con la estrella WR131.



Figuras 3.2 y 3.3 - WR131: Rango 1; Contornos [K] : 35, 40, 45, 50, 55, 60, 65, 70 ;
 $v = -70.4$ a -69.1 km/s y $v = -65.2$ a -63.9 km/s, respectivamente.

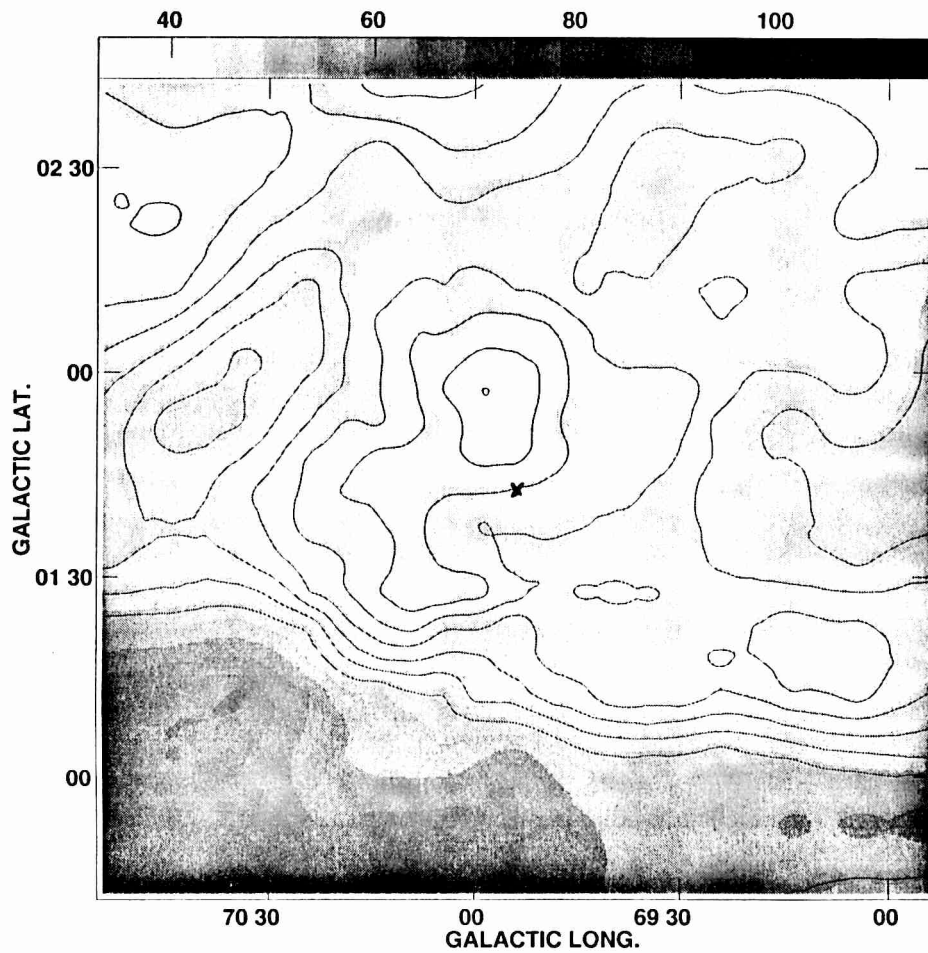


Figura 3.4 - WR131: Rango 1; Contornos [K]: 35, 40, 45, 50, 55, 60, 65, 70 ; $v = -73$ a -63 km/s.

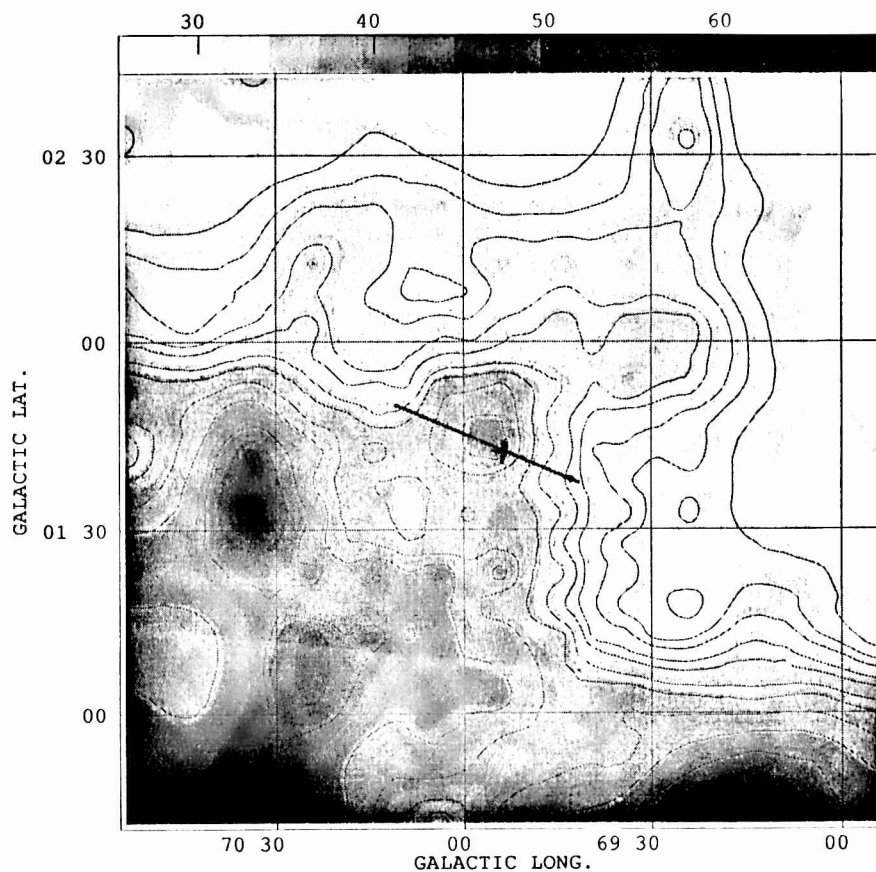


Figura 3.5: Rango 3; Contornos [K]: 35, 38, 40, 43, 45, 48, 50, 53, 56, 60, 63, 65, 68, 70 ; $v = -15$ a -7 km/s

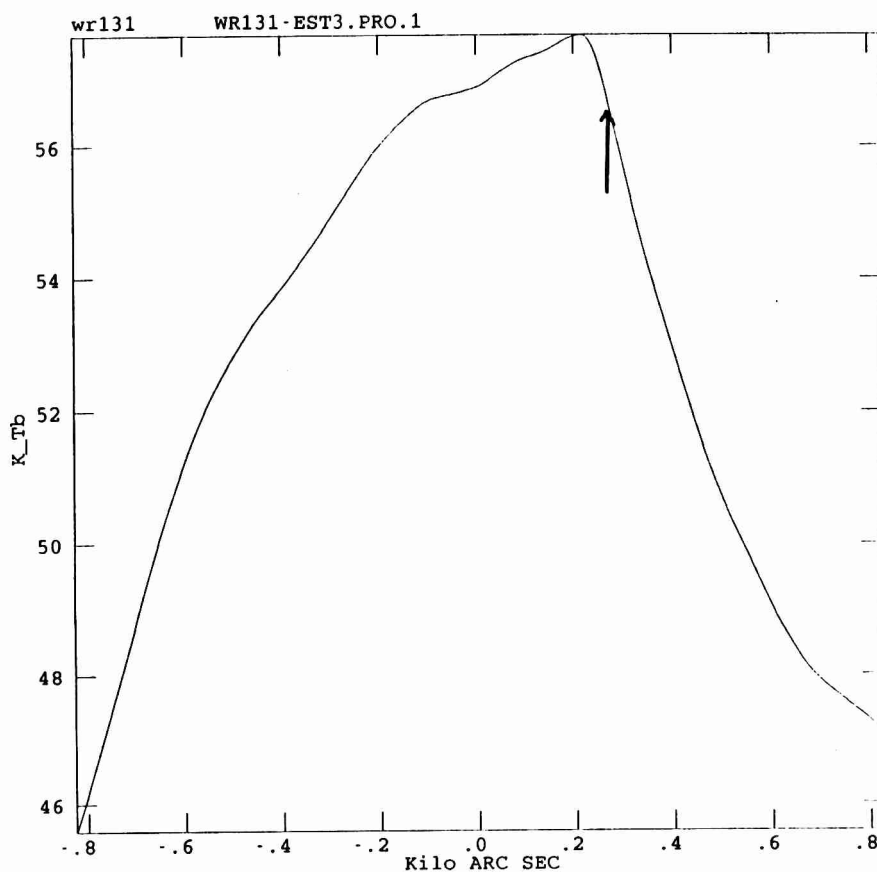
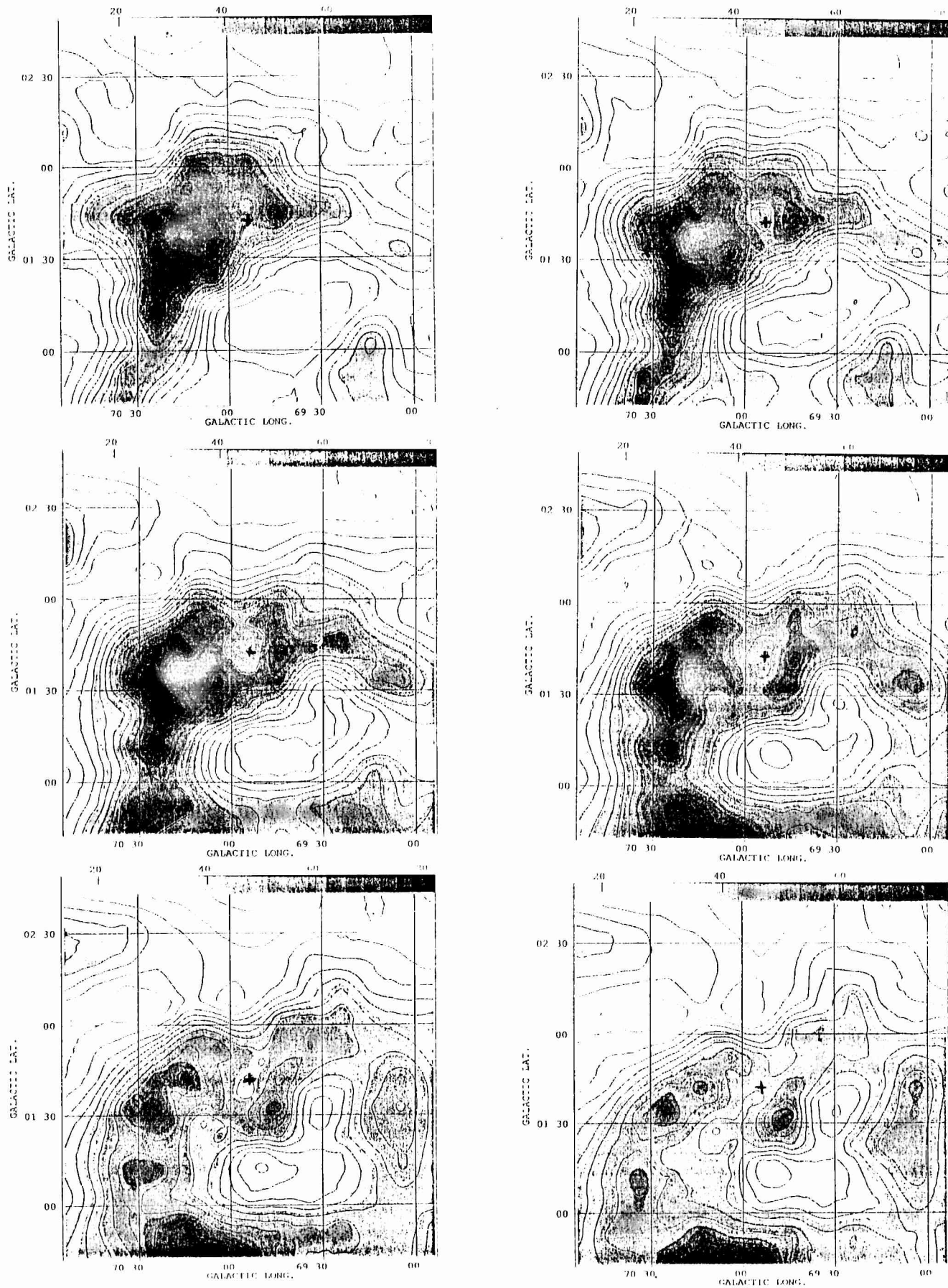


Figura 3.6: Gráfico de temperatura de brillo vs. posición angular relativa al punto de coordenadas (l,b) = (69.95, 1.75).



Figuras 3.7 - 3.12 WR131: Rango 2; Contornos [K]: 15, 20, 25, 30, 35, 40, 45, 50, 55, 60, 65, 70; Queda cubierto el intervalo de velocidades $v = [-33, -23]$ km/seg, con paso: $\Delta v = 1.3$ km/s.

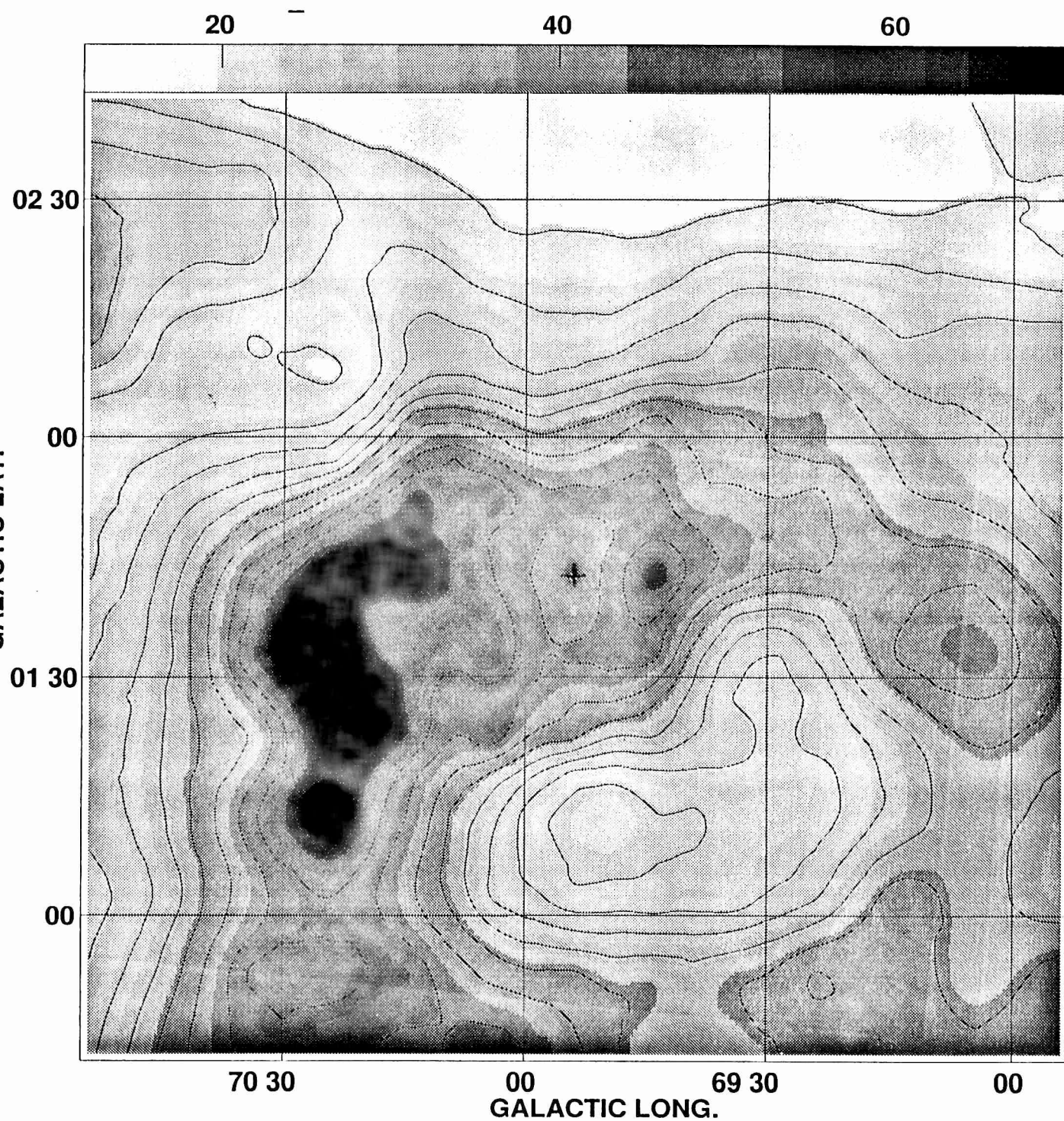


Figura 3.13 - WR131: Promedio de los mapas de las figuras 3.7-3.12. Contornos [K]: 20, 25, 30, 35, 40, 45, 50, 56, 60, 65. $v = -33$ a -23 km/seg.

En la figura 3.13 podemos ver que la burbuja de HI no es esférica. Para determinar algunos parámetros de la burbuja, hemos adoptado como borde de la cavidad al primer contorno cerrado que la contiene. En la figura 3.13 este corresponde al nivel de 56 K. Los parámetros principales asociados con la cavidad de HI están dados en la Tabla I.

Tabla I - Parámetros relevantes de WR130 y WR131

	WR130	WR131
Centro geométrico (l°, b°)	(68.4, 0.88)	(69.9, 1.76)
Eje mayor (')	29.5 ± 0.5	16.2 ± 0.5
Eje menor (')	13 ± 0.5	8.6 ± 0.5
Eje mayor d_M (pc)	54 ± 8	43 ± 3
Eje menor d_m (pc)	24 ± 4	23 ± 2
Cociente axial, C_{ax}	2.2 ± 0.5	1.9 ± 0.2
Parámetro de offset, C_{off}	0.70 ± 0.15	0.4 ± 0.05
Velocidad sistemática (km/s)	2.5 ± 2	-28 ± 2
Extensión en velocidad (km/s)	12 ± 2	10 ± 2
NHI faltante 1 (cm^{-2})	$(3.6 \pm 0.6)10^{19}$	$(2.5 \pm 0.5)10^{19}$
NHI faltante 2 (cm^{-2})	$(1.9 \pm 0.3)10^{20}$	$(6.0 \pm 1.2)10^{19}$
Masa de HI faltante 1, M_{HI}^1 (m_\odot)	320 ± 100	150 ± 25
Masa de HI faltante 2, M_{HI}^2 (m_\odot)	1700 ± 500	380 ± 60
Densidad de HI faltante 1, n_{HI}^1 (cm^{-3})	0.8 ± 0.4	0.5 ± 0.1
Densidad de HI faltante 2, n_{HI}^2 (cm^{-3})	4.3 ± 1.8	1.3 ± 0.3

Estos parámetros fueron determinados suponiendo una distancia de 9.0 Kpc, que corresponde a la velocidad sistemática según el modelo de rotación galáctica descrito en el

capítulo 2.

Debido a efectos de proyección, los valores estimados para el eje mayor y el menor son posiblemente límites inferiores de los valores reales. Definimos al punto en el cual los ejes mayor y menor se cruzan como el centro de simetría de la burbuja.

El cociente axial, C_{ax} , fue definido como el cociente entre los ejes mayor y menor, d_M/d_m , y el parámetro de "offset", C_{off} , como el cociente entre la distancia angular de la estrella al centro de simetría de la burbuja (expresada en tamaño lineal) y el eje menor. Tanto C_{ax} como C_{off} están afectados por efectos de proyección, de manera que los valores presentados en la Tabla I son límites inferiores.

La extensión en velocidad corresponde al rango de velocidad en el cual la cavidad de HI está claramente definida. Indudablemente, en la elección de tales mapas interviene un factor subjetivo, de modo que la extensión en velocidad constituirá un límite inferior al rango total abarcado por la burbuja "real" de HI. La velocidad radial sistemática, v_{sis} , representa el valor central del rango de velocidad abarcado por la depresión de HI.

La masa faltante de HI fue determinada bajo la suposición de que el HI es ópticamente delgado, de este modo, el valor obtenido para la masa es una cota inferior. La misma fue calculada por dos procedimientos distintos. En un caso, M_{HI}^1 es la masa de HI necesaria para llenar la cavidad observada hasta el contorno que la limita, pero, como la depresión de HI es detectada por contraste con la masa de HI en emisión que la rodea, una alternativa es estimar el valor de la masa faltante como la masa de HI necesaria para llenar la cavidad hasta un nivel de temperatura correspondiente a la temperatura de brillo promedio del gas perteneciente a la cáscara en emisión (ver figura 3.14). De esta manera, la cavidad dejaría de ser detectable. Este segundo valor está representado por M_{HI}^2 en la Tabla I. Posiblemente, el verdadero valor para la masa faltante se encuentra entre M_{HI}^1 y M_{HI}^2 .

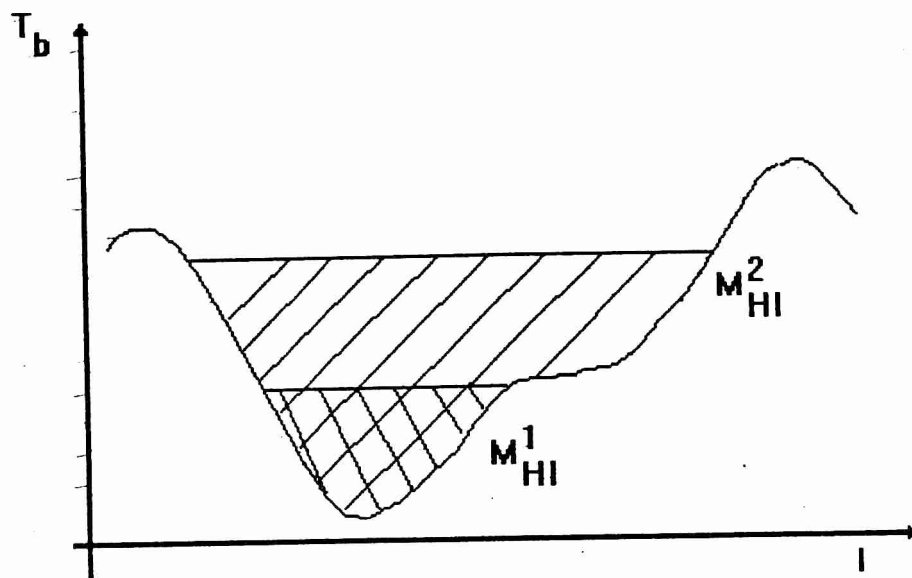


Figura 3.14: Representación gráfica para los dos valores de masa calculados

En la Tabla I también se presentan dos valores posibles para la densidad columnar y la densidad volumétrica de HI faltante, asociados a las dos maneras, arriba mencionadas, de medir la masa.

Para obtener la densidad volumétrica de HI faltante, supusimos que la burbuja tiene una forma elipsoidal cuyo eje mayor es d_M y los otros dos tienen el mismo valor, d_m .

3.3.2 WR130.

En el caso de WR130, detectamos dos rangos de velocidad donde aparecen estructuras que podrían estar relacionadas con la estrella. Estos son:

1. $v_r \sim -36$ a -22 km/s $\rightarrow d_{cin} \sim 9.5$ Kpc.
2. $v_r \sim -3$ a 8 Km/s $\rightarrow d_{cin} \sim 6.4$ Kpc.

Donde d_{cin} es la distancia cinemática correspondiente a la velocidad media de cada intervalo. Debido a la ambigüedad en la distancia en este cuadrante, al igual que en el caso

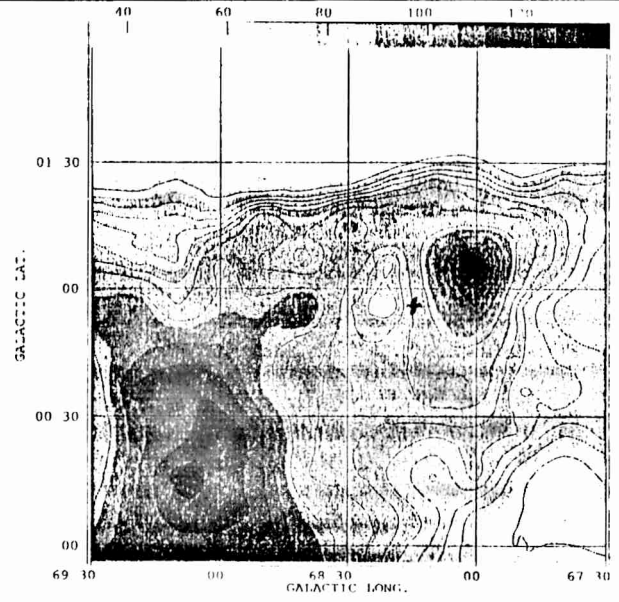
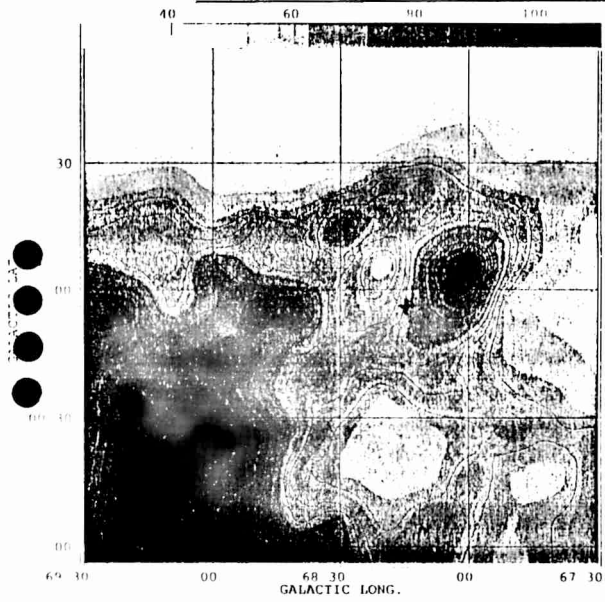
de WR131, se consideró la distancia que mejor se ajusta a la distancia espectrofotométrica.

De acuerdo al catálogo de estrellas WR de Conti & Vacca(1990)[15], la magnitud visual y la absorción de WR130 son 12.57 y 6.02 magnitudes, respectivamente. Si consideramos una distancia de 9.5 ± 0.8 Kpc, la magnitud absoluta sería de -8.3 magnitudes. Pero según el gráfico de magnitudes absolutas presentado en el capítulo 1, a una estrella WN8 le corresponde $M_v = -6.7$ magnitudes. Como consecuencia de esta diferencia, este rango de velocidad fue descartado.

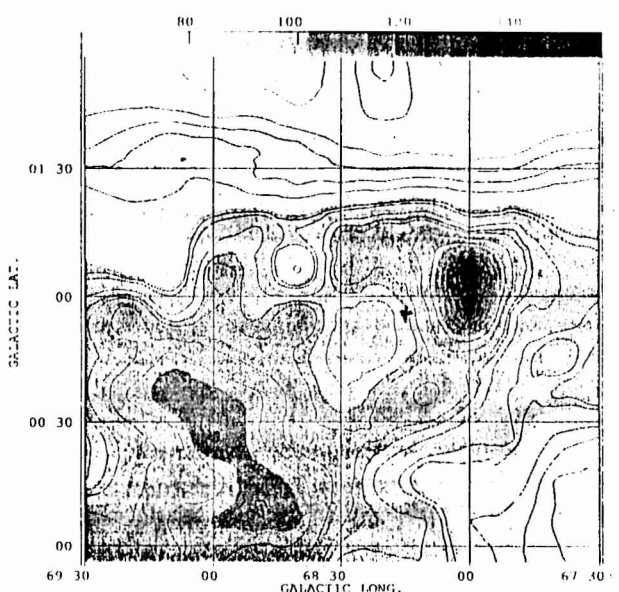
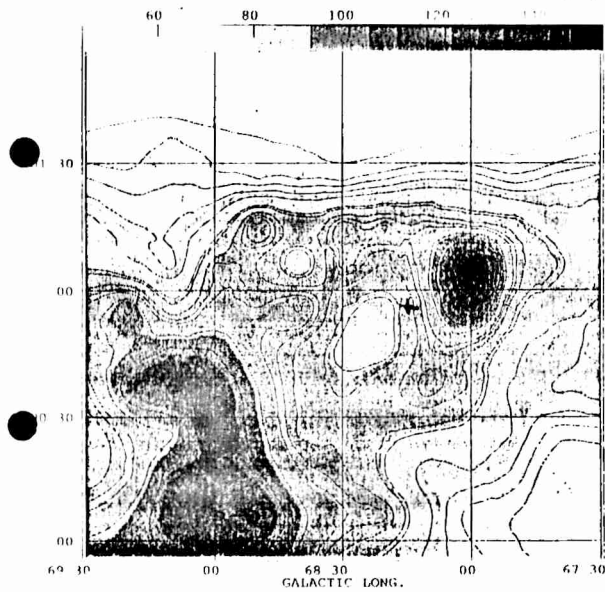
Si hacemos el mismo cálculo para el rango 2, al que le corresponde una distancia cinemática de 6.4 ± 1 Kpc, obtenemos $M_v = -7.5$ magnitudes. Luego, nosotros consideramos que la estructura presente en este rango es la que podría estar físicamente relacionada con WR130.

Los mapas correspondientes al rango de velocidad de -3 a 8 km/s se muestran en las figuras 3.15-3.20. En cada una de ellas, la posición óptica de la estrella está representada por una cruz. Al final de la secuencia de mapas, en la figura 3.21 se presenta un mapa promedio de los mismos. En estos mapas la estrella se encuentra proyectada sobre la periferia de la cavidad de HI, que conserva su forma a lo largo de todo el intervalo de velocidad. Estos mapas tienen las mismas características que los correspondientes a WR131.

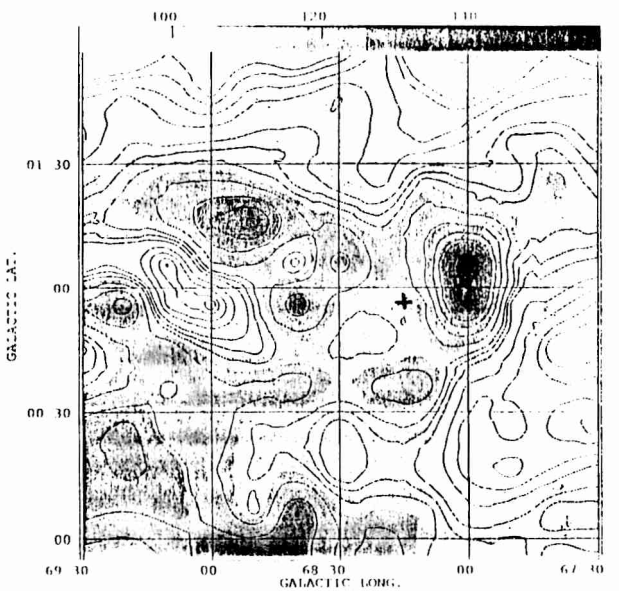
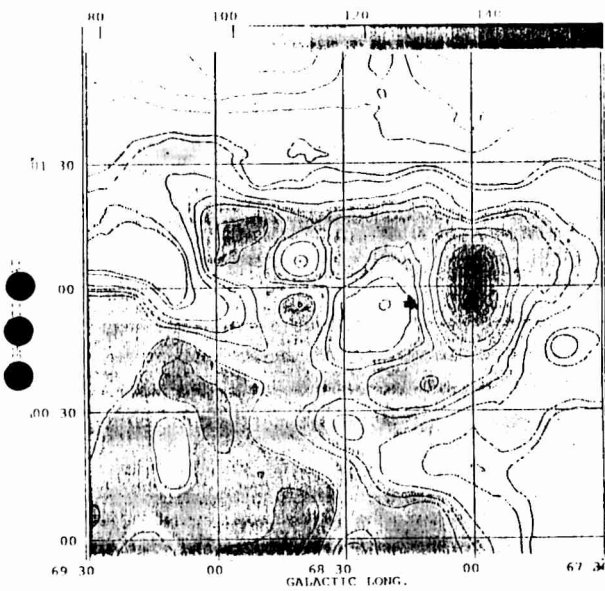
En el mapa 3.21 podemos ver que la cavidad de HI no presenta simetría esférica. Al igual que en el caso de WR131, para determinar algunos parámetros, hemos definido como borde de la burbuja al primer contorno cerrado que la contiene. En la figura 3.21 este corresponde al nivel de 103.3 K. Los parámetros principales que caracterizan a la burbuja se presentan en la Tabla I. La distancia adoptada para la determinación de estos valores fue de 6.4 Kpc.



Contornos [K]: 75, 80, 83, 86, 89, 92, 96, 103.3.2



Contornos [K]: 70, 80, 85, 90, 95, 103.3, 105, 110, 113, 115, 120, 125.



Contornos [K]: 70,80, 85, 90, 95, 103.3, 105, 110, 113, 115, 120, 125.

Contornos [K]: 90, 100, 102, 105, 108, 112, 114, 116, 120, 125, 130, 135.

Figuras 3.15 - 3.20: WR130: Rango 2. Queda cubierto el intervalo de velocidades $v = [-3.8]$ km/seg, con paso: $\Delta v = 1.9$ km/s.

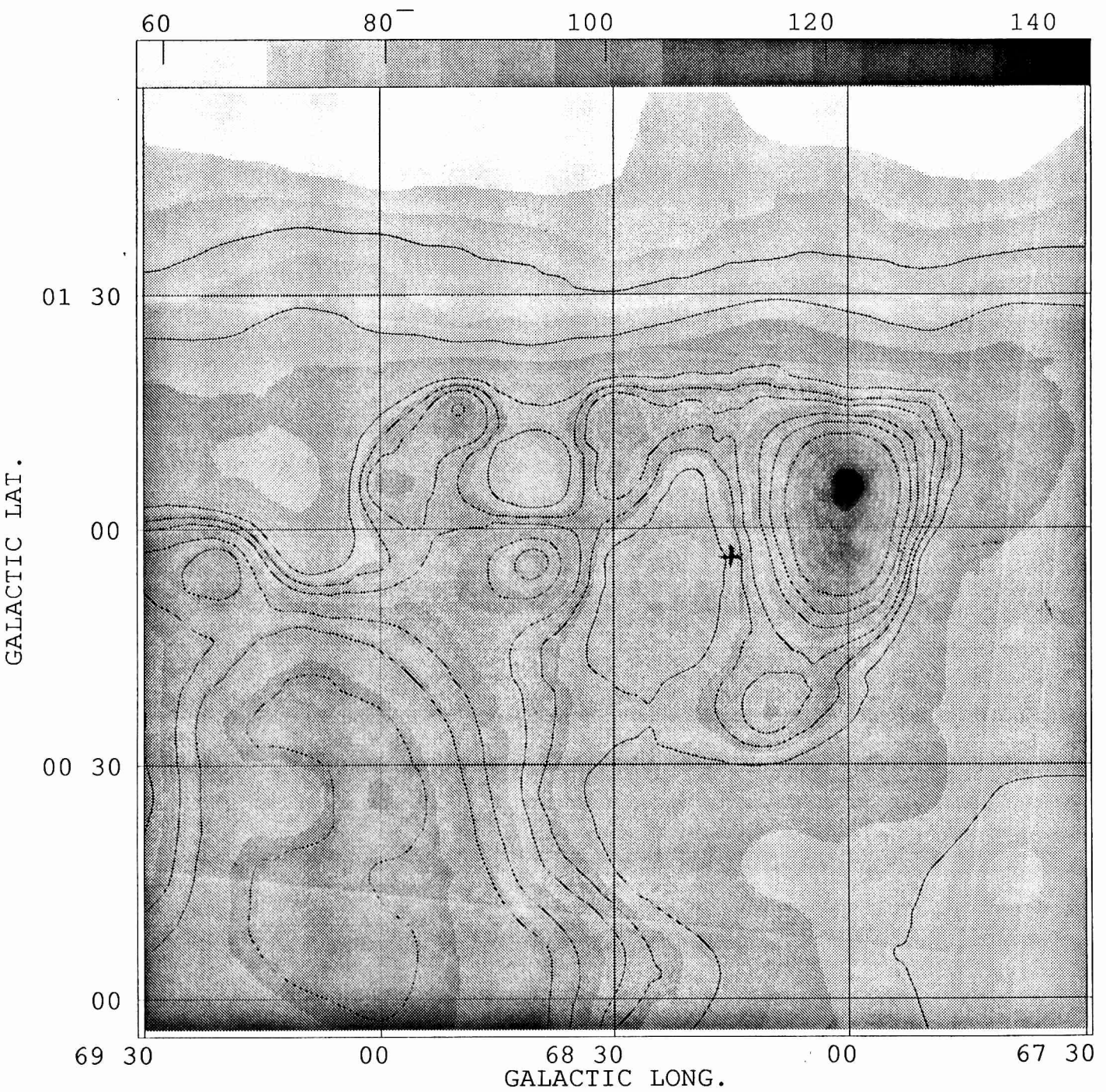


Figura 3.21 - WR130: Promedio de los mapas de las figuras 3.15-3.20. Contornos [K]: 80, 90, 103, 106, 108, 112, 115, 120. $v = -3$ a 8 km/seg.

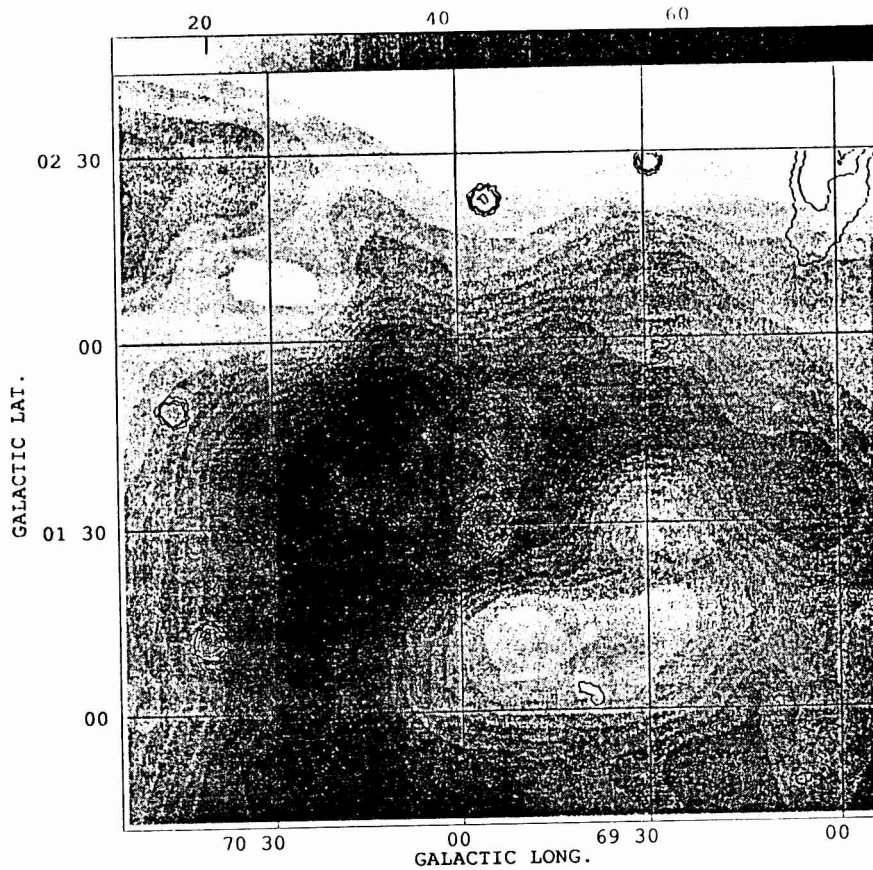
3.4 Comparación con otras frecuencias.

Es interesante analizar si estas estructuras, estudiadas para $\lambda \sim 21$ cm, se observan en otras longitudes de onda. Para ello buscamos relevamientos realizados en otras frecuencias, disponibles en INTERNET.

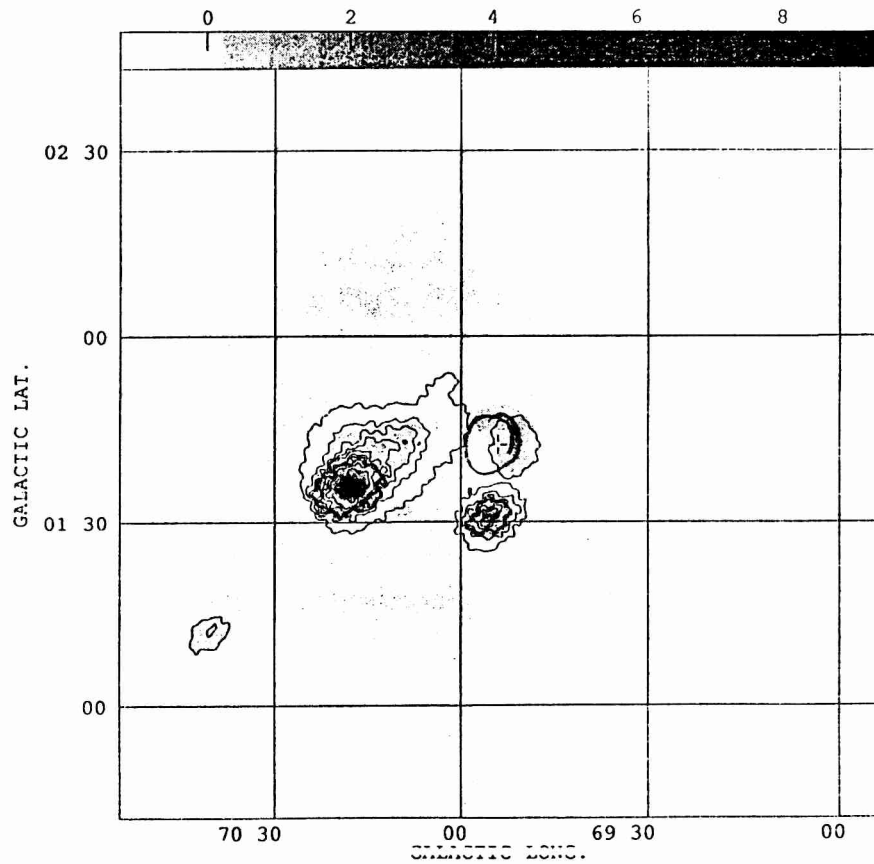
Obtuvimos mapas del continuo, $\lambda \sim 6$ cm y $\lambda \sim 11$ cm, y de IRAS, $\lambda \sim 60\mu$ y $\lambda \sim 100\mu$, en las zonas correspondientes a WR130 y WR131. En todos los casos pueden reconocerse las estructuras detectadas en 21 cm.

En las figuras 3.22–3.25 se muestran mapas que permiten visualizar la correlación existente. En cada mapa la posición óptica de la estrella está representada por una cruz. En las figuras 3.22 y 3.24 los tonos de grises corresponden a la escala de temperatura de brillo en 21 cm, mientras que los contornos están asociados con el flujo en $\lambda \sim 6$ cm, para la WR130 y WR131, respectivamente. Por otro lado, en las figuras 3.23 y 3.25 los tonos de grises corresponden a la escala de flujo en el continuo de $\lambda \sim 6$ cm y los contornos al flujo asociado con la radiación en $\lambda \sim 60\mu$, nuevamente para WR130 y WR131, respectivamente.

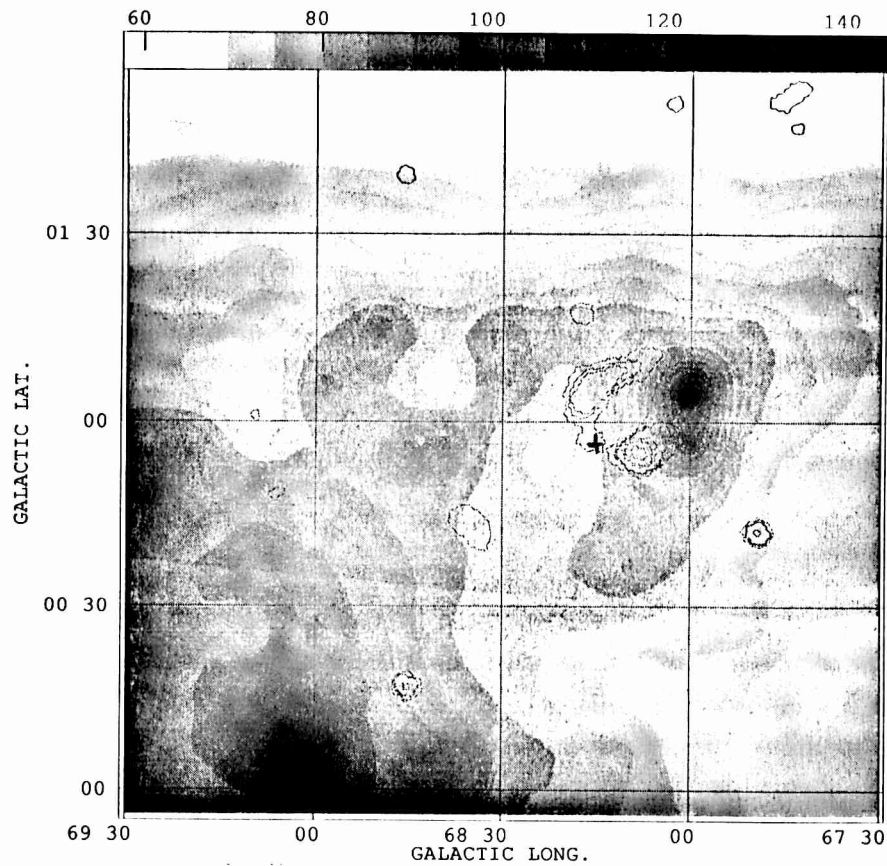
Si bien la correlación entre los mapas a distintas frecuencias, y la interpretación de dicha correlación exceden al propósito de esta Práctica de la Especialidad, cabe mencionar que se espera trabajar en este terreno en un futuro cercano.



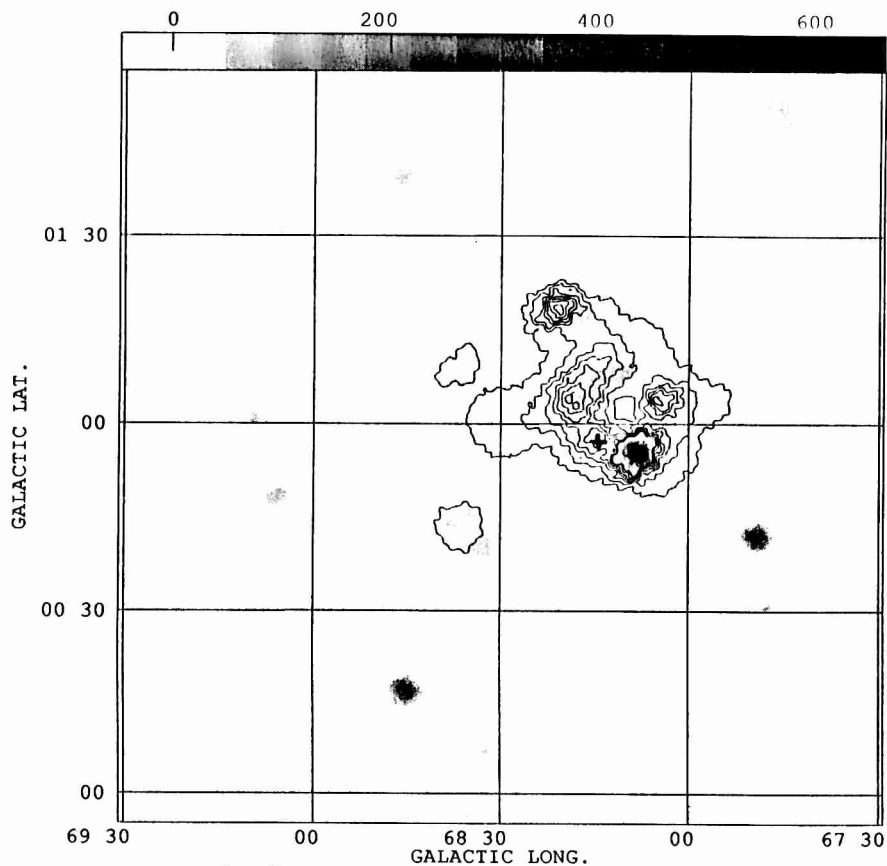
Figuras 3.22 - WR131: Comparación de observaciones realizadas en 21 cm. (tonos de grises) y en el continuo de 6 cm (contornos [Jy/haz]: 0.05, 0.08, 0.1, 0.2, 0.3, 0.5, 0.8, 1, 2, 4, 6).



Figuras 3.23 - WR131: Comparación de observaciones realizadas en el continuo de 6cm. (tonos de grises) y en infrarrojo, 60μ . (Contornos [Mjy/sr]: 100, 200, 300, 400, 500, 700, 900, 1200, 2000, 4000).



Figuras 3.24 - WR130: Comparación de observaciones realizadas en 21 cm. (tonos de grises) y en el continuo de 6 cm (contornos [Jy/haz]: 0.05, 0.08, 0.1, 0.2, 0.3, 0.5, 0.8).



Figuras 3.25 - WR130: Comparación de observaciones realizadas en el continuo de 6 cm. (tonos de grises) y en infrarrojo 60μ . (Contornos [Mjy/sr]: 40, 50, 60, 70, 80, 90, 100).

Capítulo 4

Conclusiones.

A partir del estudio de la distribución de HI en dirección a las estrellas WR130 y WR131, fue posible detectar, en ambos casos, una zona de baja emisividad de HI que presenta las siguientes características físicas :

- Son estructuras elongadas con un cociente de ejes de ~ 2.2 para WR130 y ~ 1.9 para WR131.
- El rango de velocidad involucrado es de $\sim 12 \pm 2$ km/s y de $\sim 10 \pm 2$ km/s para WR130 y WR131, respectivamente.
- La estrella se ve proyectada sobre un mínimo relativo de densidad de columna del HI, pero no en el centro de simetría del mismo. El parámetro de desplazamiento, C_{off} , es de ~ 0.7 en WR130 y de ~ 0.4 en WR131.
- La cavidad de HI se encuentra rodeada por una distribución irregular de HI en emisión. Es factible que la mayor parte de esta emisión tenga su origen en una estructura de HI que existía con anterioridad a la formación de la burbuja. En estas condiciones, y teniendo en cuenta la resolución angular empleada, es difícil asegurar la detectabilidad de la cáscara delgada de HI que, de acuerdo a los modelos teóricos, tendría que rodear a la cavidad de HI.

Si la cavidad presentara simetría esférica, C_{eje} valdría uno, y si la estrella estuviera en el centro de la misma, C_{off} debería ser cero. Destacamos entonces, una vez más que los parámetros obtenidos observacionalmente para estas burbujas no concuerdan con los que predice la teoría.

Tabla 4.1

WR Nro	C_{eje}	C_{off}	Referencia
48	1.6	0.5	Cappa de Nicolau & Niemela (1984)[50]
17	1.8	0.7	Cappa de Nicolau, Niemela & Arnal (1986)[51]
90	1.8	-	Cappa de Nicolau et al. (1988)[52]
148	1.6	1.4	Dubner et al.(1990)[53]
125	1.7		Arnal & Mirabel(1991)[54]
52	2.3	1.1	
54	2.0	0.3	Niemela & Cappa de Nicolau (1991)[55]
61	2.1	0.3	
3	1.7	0.3	
4	3.2	0.6	
5	2.1	0.8	Arnal(1992)[56]
123	2.1	0.6	
132	2.8	0.5	
140	1.5	0.2	
6	2.3	0.5	Arnal & Cappa(1996)[57]
3	2.5	0.5	Arnal & Roger(1997)[58]

Sin embargo, si comparamos los valores de C_{eje} y de C_{off} obtenidos observacionalmente para otras estrellas WR (Tabla 4.1), vemos que WR130 y WR131 no son casos extraordinarios.

Los valores promedios de C_{eje} y C_{off} , considerando los valores de la Tabla 4.1, son 2.1 y 0.6 respectivamente. De modo que podemos concluir que las cavidades de HI asociadas con las estrellas WR son, en general, **estructuras elongadas**, y dentro de las mismas las WR aparecen **siempre** desplazadas tanto del mínimo absoluto de HI como del centro de simetría geométrico.

En el capítulo 1 mencionamos las suposiciones principales en las que se basan los modelos teóricos : luminosidad del viento (L_w) isotrópica, medio interestelar homogéneo ($n_o = cte$), y no se consideran campos magnéticos interestelares.

En base a esto, las estructuras elongadas de las deficiencias que se observan se podrían explicar suponiendo que la burbuja se expande en un medio con un gradiente de densidad a lo largo de determinada dirección. De acuerdo a los modelos teóricos, $R \sim n^{-0.2}$, donde R es el radio de la burbuja y n la densidad volumétrica del medio. Entonces, para dos direcciones distintas tendremos que $R_1/R_2 = (n_2/n_1)^{0.2}$. Como $R_1/R_2 = C_{eje}$, observacionalmente podemos determinar el cociente n_2/n_1 necesario para originar el valor de C_{eje} . Por otro lado, podemos medir la densidad de columna del HI asociada con la dirección de cada eje, N_{HI}^1 y N_{HI}^2 . Si suponemos que estas regiones abarcan la misma profundidad d, podemos determinar los valores de n_1 y n_2 mediante la expresión: $N_{HI} \sim nd$.

En el caso de WR131 y WR130, los valores de n_2/n_1 necesarios para obtener el C_{eje} observado son ~ 25 y ~ 50 , respectivamente. Mientras que, a partir de la determinación de la densidad de columna del HI, obtenemos que $n_2/n_1 \sim 1.6$ para WR131 y $n_2/n_1 \sim 3.6$ para WR130. Luego, el gradiente de HI observado no alcanza para explicar (de acuerdo al modelo arriba mencionado) el cociente de ejes obtenido. Sin embargo, no podemos

descartar la posibilidad de la presencia de moléculas con una distribución muy peculiar que expliquen dicho cociente.

Otra forma de obtener una burbuja no esférica sería debido a la anisotropía de L_w . De esta manera, el eje mayor de la burbuja, aún suponiendo densidad constante, debería coincidir con la dirección de máxima intensidad de L_w . Existen trabajos teóricos que modelan dicha anisotropía. En los mismos se contempla una anisotropía intrínseca, donde el viento en los polos es más rápido y menos denso que en el ecuador (Cassinelli, 1991) [59], así como también una anisotropía extrínseca, causada principalmente por material que rodea a la estrella (por ejemplo un disco de acreción).

La acción del campo magnético interestelar también puede modificar la geometría de la burbuja. Si el efecto dinámico del campo magnético no es despreciable, la burbuja se extenderá más a lo largo de la dirección de las líneas de campo. Al presente no es posible verificar esta posibilidad dado que no se conoce la dirección del campo magnético local en las inmediaciones de las WR estudiadas. Existen cálculos magnetohidrodinámicos bidimensionales que corroboran la importancia del campo magnético en la evolución de estas estructuras (Tomisaka, 1993 [49]).

Por último, cabe también la posibilidad de que las WR se muevan con una elevada velocidad espacial (> 100 km/s). En tal caso, la burbuja será elongada en dirección del movimiento estelar (Weaver et al., 1977 [18]). Pero la posición de las WR en las figuras observadas no parece favorecer esta hipótesis.

Existen entonces, varias alternativas diferentes para explicar la forma elongada de la cavidad de HI alrededor de estrellas WR. La determinación adecuada del movimiento propio y la medición precisa de velocidades radiales de estrellas WR aportarían mayor claridad al tema. Por otra parte, resultan necesarias observaciones de líneas moleculares, al igual que mediciones de la dirección e intensidad del campo magnético galáctico que

circunda a estas estrellas para dilucidar cual de estos mecanismos podría jugar un papel preponderante.

Bibliografía

- [1] Maeder, A., Q. Jl R. Astr. Soc. (1991). 32, 217-231.
- [2] Chiosi, C. & Maeder, A., 1986. Ann. Rev. Astron. Astrophys., 24, 329.
- [3] Beals, 1938, Trans. IAU, 6, 248.
- [4] Hiltner & Schild, 1966, ApJ, 143, 770.
- [5] Smith, 1968, MNRAS 138, 109.
- [6] Smith, L.F., Shara, M.M. y Moffat, A.F.J. 1990. Ap.J. 358, 229.
- [7] Smith, L.F., Shara, M.M. y Moffat, A.F.J. 1996
- [8] van der Hucht, K.A. 1995, in Wolf-Rayet stars: Binaries, Colliding Winds, Evolution, ed. K.A. van der Hucht y P.M. Williams (Dordrecht : Kluwer), 7.
- [9] Crowther, P.A., y Willis, A.J. 1994, in Evolution of Massive Stars: A Confrontation between Theory and Observations, ed. D. Vanbeveren, W. van Rensbergen, y C. de Loore (Dordrecht : Kluwer), 85.
- [10] Abbott, D.C., y Conti, P.S. 1987, ARAA, 25, 113.
- [11] Leitherer, 1996, Populations of massive stars and the interstellar medium, VIII Canary Islands Winter School of Astrophysics, eds. Aparicio, Herrero & Sánchez.

- [12] Hidayat,B., Supelli,K., van der Hucht,K.A. 1982, in C. de Loore & A.J. Willis (eds.), Wolf-Rayet Stars: Observations, Physics, Evolution, Proc. IAU. Symp. No. 99 (Dordrecht : Reidel), p.27.
- [13] Hidayat,B., Admiranto,A.G., van der Hucht, K.A. 1984. *Astrophys. Space Sci.* 99, 175.
- [14] van der Hucht,K.A., Hidayat,B., Admiranto,A.G., Supelli,K.R. & Doom,C., 1988, *A&A* 199, 217.
- [15] Conti,P.S. & Vacca,W.D., 1990, *AJ*, 100, 431.
- [16] Castor, J. I., McCray, R. & Weaver, R., 1975, *Ap.J.* 200, L107.
- [17] Dyson, J. E., 1973, *A&A*, 23, 381.
- [18] Weaver, R., McCray, R., Castor, J., Shapiro, P., & Moore, R., 1977, *Ap.J.* 218, 377.
- [19] Avedisova, V., 1972, *Soviet Astronomy* 15, 708.
- [20] Steigman, G., Strittmatter, P. & Williams, R. E., 1975, *Ap.J.* 198, 575.
- [21] Raymond,J. C., Cox, D. P., & Smith, B. W., 1976, *ApJ*, 204, 290.
- [22] Herrero et al., 1992, *A&A.* 261, 209.
- [23] Humphreys,R.M., 1991,IAU Symp No 14, Wolf-Rayet Stars and Interrelations with other massive stars in galaxies, ed. Karel A. van der Hucht and Bambang Hidayat, 485.
- [24] Livio M., 1994, *Circumstellar media in the late stages of stellar evolution*, ed. R.E.S. Clegg, Meitde P. & Stevens I.
- [25] Stone J.M. & Norman M.L.,1992, *ApJ*, 389, 297.
- [26] Chevalier R.A.& Luro D., 1994, *ApJ*, 421, 225.

- [27] Woltjer, L., 1972, *ARAA*, 10, 129.
- [28] Tenorio-Tagle, G., Bodenheimer, P., Franco, J. & Rozyczka, M., 1990, *MNRAS*, 244, 563.
- [29] Junkes, N., Fürst, E. & Reich, W., 1992, *A&A* 261, 209.
- [30] van der Werf, P. P. & Higgs, L. A., 1990, *A&A* 235, 407.
- [31] Reynolds, R. J., 1976, *ApJ* 206, 679.
- [32] McCray, R. & Snow, T. P., 1979, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 17, 213.
- [33] Bruhweiler, F. C., Gull, T. R., Kafatos, M. & Sofia, S., 1980, *Astrophys. J. Letters* 238, L27-30.
- [34] Tomisaka, K., Habe, A., & Ikeuchi, S., 1981, *Astrophys. Space Sci.* 78, 273.
- [35] Cox, D. P. & Smith, B. W., 1974, *Astrophys. J. Lett.* 189, L105-108.
- [36] McKee, C. F., & Ostriker, J. P., 1977, *Astrophys. J.* 218, 148.
- [37] Williams, D. R. W., 1973, *A&A Suppl.* 8, 505.
- [38] Kalberla, P. M. W., Mebold, U. & Reich, W. , 1980, *A&A* 82, 275.
- [39] Brand, J. & Blitz, L., 1987, en "The Outer Galaxy Proceedings" del simposio llevado a cabo en honor a Frank J. Kerr en University of Maryland, College Park, MD, USA, 28-29 mayo de 1987. Ed. L. Blitz, F. J. Lockman.
- [40] Rubin, R. H. & Turner, B. E., 1969, *ApJ*, 157, L41.
- [41] Zuckerman, B., Buhl, D., Palmer, P. & Snyder, L. E., 1970, *ApJ* 160, 485.
- [42] Reifenstein III, E. C., Wilson, T. L. & Burke, B.F., 1970, *A&A*, 4, 357.
- [43] Bridle, A. H. & Kesteven, M. J. L., 1970, *ApJ* 75, 902.

- [44] Crampton, D., 1971, *Mon. Not. R. astr. Soc.* 153, 303.
- [45] Israel, F. P., 1976, *A&A*, 48, 193.
- [46] Chu, You-Hua & Treffers, R. R., 1981, *ApJ*, 250, 615.
- [47] Blitz, L., Fich, M. & Stark, A. A., 1982, *ApJ. Suppl. Series*, 49, 183.
- [48] Lockman, F. J., 1989, *ApJ. Suppl. Series*, 71, 469-479.
- [49] Tomisaka, K., 1993, *Star Formation, Galaxies and the Interstellar Medium*, ed J. Franco, F. Ferrini, G. Tenorio-Tagle, Cambridge University Press, p 262.
- [50] Cappa de Nicolau C. E. & Niemela V. S., 1984, *AJ* 89, 1398.
- [51] Cappa de Nicolau C. E., Niemela V. S. & Arnal E. M., 1986, *AJ* 92, 1414.
- [52] Cappa de Nicolau C. E., Niemela V. S., Dubner G & Arnal E. M., 1988, *AJ* 96, 1671.
- [53] Dubner, G.M., Niemela, V.S. & Purton, C.R., 1990, *AJ* 99, 857.
- [54] Arnal, E.M. & Mirabel, I.F., 1991, *A&A* 250, 171.
- [55] Niemela V. S. & Cappa de Nicolau C. E., 1991, *AJ* 101, 572.
- [56] Arnal, E.M., 1992, *A&A* 254, 305.
- [57] Arnal, E.M., Cappa, C. 1996, *MNRAS* 279, 788.
- [58] Arnal E.M. & Roger R.S. 1997, *MNRAS*, 285, 253.
- [59] Cassinelli J. P, 1991, in van der Hucht K. A, Hidayat B., eds, *IAU Symp. 143, Wolf-Rayet Stars and Interrelations with Other Massive Stars in Galaxies*. Kluwer, Dordrecht, p.289.