

003862
24



**UNIVERSIDAD NACIONAL AUTONOMA
DE MEXICO**

**FACULTAD DE CIENCIAS
DIVISION DE ESTUDIOS DE POSGRADO**

**"ESTUDIO EN LA REGION DE RADIO DE
VIENTOS EN ESTRELLAS MASIVAS"**

T E S I S

QUE PARA OBTENER EL GRADO ACADEMICO DE.

DOCTOR EN CIENCIAS "ASTRONOMIA"

P R E S E N T A:

MARIA EUGENIA CONTRERAS MARTINEZ

DIRECTOR DE TESIS:

DR. LUIS FELIPE RODRIGUEZ JORGE

TESIS CON
FALLA DE ORIGEN

167146
1998



Universidad Nacional
Autónoma de México

Dirección General de Bibliotecas de la UNAM

Biblioteca Central



UNAM – Dirección General de Bibliotecas
Tesis Digitales
Restricciones de uso

DERECHOS RESERVADOS ©
PROHIBIDA SU REPRODUCCIÓN TOTAL O PARCIAL

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

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

AGRADECIMIENTOS

Primero que nada quiero agradecer profundamente al Dr. Luis Felipe Rodríguez el haberme aceptado como su estudiante y haber dirigido este trabajo de tesis. Agradezco todo su apoyo y paciencia, es un gran ejemplo para mí.

Agradezco sinceramente a los Doctores: Jane Arthur, Jorge Cantó, Carlos Chavarría, Salvador Curiel, Philippe Eenens, Gloria Koenigsberger, Susana Lizano, Alejandro Raga y Mauricio Tapia haber aceptado formar parte de mi lista de sinodales, desafortunadamente había que elegir solamente a algunos de ellos, ojalá hubieran podido estar todos. También gracias a todos mis profesores de la maestría y del doctorado, por haberme formado como astrónomo.

Estoy en deuda con el personal de cómputo, de biblioteca, de la administración y en general con todo el personal del IAUNAM, tanto en CU como en Morelia, por todo su apoyo y facilidades para realizar esta tesis. Gracias a Reynaldo Hernández y su familia. Gracias Jorgina por ser una gran amiga...y por tener a Lisset. Agradezco el apoyo económico que me otorgó la DGAPA-UNAM para llevar a cabo mis estudios de doctorado y al CONACyT por el apoyo durante la maestría, con este último estoy literalmente "en deuda".

Gracias a todos los investigadores que de una u otra manera estuvieron siempre interesados en mi trabajo y en mí como persona...Yolanda Gómez por ser un apoyo en todo momento y claro a Ceci y Vicente por ser tan especiales. Gracias Bill Schuster porque sigues siendo mi amigo aunque me alejé de las observaciones en óptico y por sacar de vez en cuando el 'látigo'. Salvador Curiel, gracias por hacerme sufrir durante la revisión de la tesis. A José Peña y Rosario Peniche, quienes sin querer (o queriendo) son "culpables" de que llegara yo al IAUNAM.

Que puedo decir de mis amigos y compañeros estudiantes del IAUNAM...no hay palabras con las que pueda expresar todo lo que representan. Sandra, gracias por ser mi "hermanuska" y por todo lo que hemos compartido. Tu sabes cuanto cariño hay entre nosotras. Anabel, Rossy y Víctor Mendoza por haber compartido tantos momentos agradables como aquellos desayunos en el ajusco! Mauricio Argote (Mau), gracias por ser

tan sensible y solidario con todos, eres un gran ser humano, y eres mi amiguito. Gracias Alberto García (Beto) por tu apoyo incondicional, y que decir de tí Verónica...y de los “chamacoides”...Alonso y Rodrigo...a todos los quiero mucho. Gracias a Mayra Lebrón y Mayra Osorio (las “Mayras”) por compartir más que un cubículo allá en Morelia, por “salvarme la vida” tantas veces y por esas pláticas tan terapéuticas! A Iqui por ser tan alegre y optimista al igual que Bárbara y Gerardo. A Frank Wilkin, por ser tan tierno y amable conmigo. A Susana Lizano, Jane Arthur, Will Henney y Oscar, a Stan Kurtz y Alan Watson, por hacerme la vida más agradable allá en Morelia. A Vladimir Escalante por esas invitaciones al León de Mecenas. A Paola y Javier, a Roberto y Paty (hasta Granada), Erika Benítez, René Carrillo, Pedro Colín, Julia Espresate. A Valentina por las comidas tan amenas. A Alfredo Santillán, Sergio Mendoza (y su familia), Alberto Nigoche, Luis López, Wilder Chicana, Alfredo Franco. A todos, gracias.

A mis grandes amigos de la licenciatura con quienes a pesar del paso del tiempo sigo teniendo un lazo de amistad muy fuerte. Tere, como alguien dijo de nosotras “si fueran hermanas, no se llevarían tan bien”. Sabes que has sido un gran apoyo en mi vida y que te quiero mucho más de lo que puedo decir. Luz, Martín y Katia, una gran familia amiga. Angélica, José Luis y Daniela (miembro reciente), Fermín, Elvia y Fermín Alejandro, gracias por su amistad. Espero que sigamos tan unidos como hasta ahora...recordando siempre nuestra vida de estudiantes allá en el Poli, en “FM”.

Gracias a toda mi familia...porque siempre han creído en mí y porque a pesar de todos los obstáculos siempre me han apoyado. A mi padre por estar siempre de buen humor conmigo. A mi madre por ser tan fuerte y por aguantar todos mis “berrinches”. A ambos les debo mucho más que la vida. A Manuel y Emma, por toda esa buena vibra que me enviaron siempre. A Elsa y Emmín, porque aún estando lejos estamos muy cerca. A Yola por ser ahora casi casi me segunda mamá. A Lupe y Reyes por haber alegrado mi vida...nuestra vida...hace 5 meses con Miguel Angel. A Pedro, que a pesar de todo siempre está en mi pensamiento.

Lorenzo, un simple te quiero no describe todo lo que significas para mí. Gracias por ser tan paciente conmigo y ser fuerte cuando es necesario. Gracias por ser parte de mi vida, mi querido “Buster”.

RESUMEN

En esta tesis se presenta un estudio en la región de radio de los vientos en estrellas masivas, en particular su interacción ya sea con el viento de una estrella compañera o con su medio circundante. El caso de un sistema binario con vientos interactuantes se estudia a través de dos objetos en particular: Cyg OB2 No. 5 y WR 147. Se analiza el caso de WR 6 como un posible ejemplo de la interacción de un viento estelar con su medio circundante.

En el Capítulo I se presenta una introducción general sobre los vientos estelares. Se describen observaciones a través de todo el espectro electromagnético así como los posibles mecanismos de producción del viento.

En el Capítulo II se presentan observaciones realizadas con el Very Large Array (VLA) para una muestra de 8 objetos (estrellas OB y WR) obtenidas en 1994 y 1995. En base a estas observaciones se derivan densidades de flujo, índices espectrales y tasas de pérdida de masa para cada uno de los objetos. Las principales conclusiones de este análisis son: 1) las estrellas observadas pueden clasificarse en tres grupos: *i*) fuentes consistentes con un viento térmico clásico (con poca o sin contribución no-térmica); *ii*) fuentes que son claramente no-térmicas; *iii*) fuentes térmicas con índices espectrales positivos que difieren del valor clásico de 0.6 para vientos térmicos; 2) se derivan tasas de pérdida de masa o límites superiores para todos los objetos. Se propone que estos valores son más confiables que las determinaciones anteriores encontradas en la literatura ya que a 7 mm la contaminación del espectro térmico por radiación sincrotrón se espera sea pequeña; 3) en P Cyg se encuentra que las densidades de flujo varían en $\sim 50\%$ en un periodo de ~ 1 año. Sin embargo, el índice espectral permanece constante y esta característica no puede ser explicada con los modelos de variabilidad existentes hasta ahora; 4) en el caso de Cyg OB2 No. 5, se encuentra que el sistema estaba en su estado "bajo" (térmico) de emisión en la época de las observaciones aunque se sugiere que podría estar entrando al estado

“alto” (no-térmico) predicho para 1996. El índice espectral derivado para la compañera débil en radio de este sistema es fuertemente no-térmico, -2.4 ± 0.6 ; **5**) en el caso de WR 147 se encuentra que de 1.4 a 43 GHz el índice espectral es de ~ 0.34 . Este valor sugiere la posibilidad de un viento anisotrópico.

En el Capítulo III se estudia en detalle Cyg OB2 No. 5. Esta fuente es un sistema binario de contacto (observado tanto en el óptico como en el radio como un objeto puntual) que muestra una débil compañera en radio (‘componente secundaria’). Una segunda componente se observa también en el óptico por medio de observaciones CCD y observaciones del satélite Hipparcos. En base a estas observaciones se determina la separación entre las componentes ópticas. Después de analizar los datos, se determina que la compañera débil en radio no coincide espacialmente con la estrella óptica secundaria. Se concluye entonces que la emisión débil en radio es debida a la colisión de los vientos de las dos estrellas ópticas. Esta es la primera vez que se llega a esta conclusión en base a astrometría absoluta de las diversas fuentes.

En el Capítulo IV se presenta el análisis del segundo objeto binario con vientos interactuantes: WR 147. Las observaciones muestran dos fuentes de emisión. La componente principal tiene como contraparte óptica una estrella Wolf-Rayet: WR 147. Recientemente se ha encontrado que la segunda componente en radio posee una contraparte tanto en el óptico como en el infrarrojo. Similarmente al caso de Cyg OB2 No. 5, las contrapartes óptica e infrarroja no coinciden espacialmente con la componente secundaria observada en radio. Así, se propone también que la emisión secundaria en radio es producida en la región de interacción de los vientos de las componentes ópticas. En base a esta hipótesis, se ajusta una curva para la forma de la región de interacción (proyectada en el cielo). La curva ajustada permite derivar un rango de posibles ángulos de inclinación para el sistema. Esta técnica es aplicada aquí por primera vez.

En el Capítulo V se analiza el caso de WR 6. El objetivo de este estudio es determinar si el viento que posee esta estrella tiene alguna relación con las cavidades o burbujas

bipolares observadas en HI. Si el viento mostraba alguna anisotropía, podría concluirse que existía una relación entre las burbujas de HI y el viento estelar. Sin embargo, no se encuentra evidencia firme que apoye la existencia de un viento anisotrópico, WR 6 parece poseer un viento esféricamente simétrico. Bajo esta hipótesis se encuentra un tamaño para la fuente y algunos parámetros como la temperatura de brillo y la tasa de pérdida de masa. Estos parámetros apoyan la idea de que el viento de WR 6 es un viento térmico clásico.

Finalmente en el Capítulo VI se resumen las conclusiones globales de este trabajo. Los resultados obtenidos en esta tesis han sido publicados en los siguientes artículos: Contreras et al. (1996, 1997) y Contreras & Rodríguez (1998, 1999).

Se presentan además dos apéndices:

- Apéndice A: Mecanismos de emisión en radio
- Apéndice B: Interacción de Vientos

ABSTRACT

In this thesis we study the radio emission from the wind of massive stars, in particular its interaction either with the stellar wind of a companion or with its surrounding medium. The interacting-wind binary case is studied by means of two particular objects: Cyg OB2 No. 5 and WR 147. We analyze the case of WR 6 as an example of a stellar wind interacting with its surrounding medium.

In Chapter I a general introduction on stellar winds is given. Observations throughout the entire electromagnetic spectrum as well as possible wind production mechanisms are described.

In Chapter II we present Very Large Array (VLA) observations of a sample of 8 objects (OB and WR stars) obtained in 1994 and 1995. Based on these observations we derive flux densities, spectral indices and mass loss rates for each object. The main conclusions of this analysis are: *1)* the observed stars can be classified into three groups: *i)* sources consistent with a classical thermal wind (with no or modest non-thermal contribution); *ii)* source that are clearly non-thermal; *iii)* thermal sources with positive spectral indices that differ from the classic 0.6 value for thermal winds; *2)* we derive mass loss rate values or upper limits for all objects. We propose that these values are more reliable than previous determinations that are found in the literature because at 7 mm the contamination of the thermal spectrum by synchrotron radiation is expected to be small; *3)* in P Cyg we find that the flux densities varied by $\sim 50\%$ over a period of ~ 1 year. However, the spectral index remains constant and this characteristic cannot be explained by present models of the variability; *4)* in the case of Cyg OB2 No. 5, we find that the system was in its “low” state of emission (thermal) during the epoch of observations although it is suggested that it may be entering the “high” state (non-thermal) predicted to occur in 1996. The derived spectral index for the weak radio companion of the system is strongly non-thermal, -2.4 ± 0.6 ; *5)* in the case of WR 147, we find a spectral index of ~ 0.34 from 1.4 to 43 GHz. This value suggests the possibility of an anisotropic wind.

In Chapter III we study Cyg OB2 No. 5 in detail. This source is a contact binary system (observed both in the optical region and in the radio as an unresolved object) that shows a weak radio companion (‘secondary component’). A secondary component is observed too in the optical region using CCD and Hipparcos satellite observations. Based

on these observations we determine the separation between the two optical components. After analyzing the data, we determine that the weak radio component does not spatially coincide with the optical secondary star. Then we conclude that the weak radio emission is due to the collision of the winds of the two optical stars. This is the first time that this conclusion is reached on the basis of absolute astrometry of the different sources.

In Chapter IV we present the analysis of the second wind-interacting binary system: WR 147. The observations show two emission sources. The main component has as the optical counterpart the Wolf-Rayet star: WR 147. Recently it has been found that the secondary component has an optical as well as an infrared counterpart. Similar to the case of Cyg OB2 No. 5, the optical and infrared counterparts do not coincide spatially with the observed secondary radio component. Thus, we propose too that the secondary radio emission is produced in the wind interaction region of the two optical components. On the basis of this hypothesis we determine a curve that follows the shape of the interaction region (projected onto the plane of the sky). The fitted curve allows us to derive a range of possible inclination angles for the system. This technique is applied here for the first time.

In Chapter V we analyze the case of WR 6. The goal of this study is to determine if the stellar wind has some relation with the bipolar cavities or bubbles observed in HI. If the wind showed some anisotropy, it might be concluded that a relation between the wind and the HI bubbles existed. However, no firm evidence can be established. WR 6 seems to possess a spherically symmetric wind. Based on this hypothesis we derive a source size and some parameters like the brightness temperature and the mass loss rate. These parameters support the idea that the WR 6 wind is a classical thermal wind.

Finally, in Chapter VI the global conclusions of this work are resumed. The results obtained in this thesis have been published in the following papers: Contreras et al. (1996, 1997) y Contreras & Rodríguez (1998, 1999).

We present two appendices:

- Appendix A: Radio Emission Mechanisms
- Appendix B: Winds Interaction

Índice

| | |
|--|-----|
| AGRADECIMIENTOS | i |
| RESUMEN | iii |
| I INTRODUCCIÓN | 1 |
| I.1 Un poco de historia | 1 |
| I.2 Mecanismos de Producción | 3 |
| I.2.1 Modelos Radiativos | 3 |
| I.2.2 Modelos Coronales | 5 |
| I.2.3 Modelos Híbridos | 6 |
| I.3 Observando Vientos Estelares | 7 |
| I.3.1 Región UV | 8 |
| I.3.2 Región de Rayos-X | 10 |
| I.3.3 Región Óptica | 12 |
| I.3.4 Región IR | 14 |
| I.3.5 Región de Radio | 15 |

| | | |
|------------|---|-----------|
| II | OBSERVACIONES A 7 MM... | 19 |
| II.1 | Introducción | 19 |
| II.2 | Observaciones | 21 |
| II.3 | DISCUSIÓN DE CADA OBJETO.. | 26 |
| II.4 | FUENTES DE ERROR... | 37 |
| II.5 | Conclusiones | 38 |
| | | |
| III | CYG OB2 No. 5: OBSERVACIONES... | 41 |
| III.1 | Introducción | 41 |
| III.2 | Observaciones | 44 |
| III.2.1 | Observaciones con el Very Large Array | 44 |
| III.2.2 | Observaciones CCD | 46 |
| III.2.3 | Observaciones con Hipparcos | 47 |
| III.2.4 | Discusión | 48 |
| | | |
| IV | OBSERVACIONES CON EL VLA DEL SISTEMA WR 147... | 53 |
| IV.1 | Introducción | 53 |
| IV.2 | Observaciones | 55 |
| IV.3 | Variación Temporal | 56 |
| IV.4 | Forma y Estructura de las Fuentes | 58 |
| IV.5 | Ajuste de WR 147N con un Modelo de Choque de Proa | 60 |
| IV.6 | Conclusiones | 63 |

| | | |
|-----------|------------------------------------|-----------|
| V | INTERACCIÓN DE UN VIENTO... | 65 |
| V.1 | Introducción | 65 |
| V.2 | WR 6 (HD 50896) | 69 |
| V.3 | Observaciones | 75 |
| V.4 | Discusión | 77 |
| | | |
| VI | RESUMEN Y CONCLUSIONES | 83 |
| VI.1 | Trabajo Futuro | 88 |

APÉNDICES

| | | |
|----------|---|------------|
| A | MECANISMOS DE EMISIÓN EN RADIO... | 91 |
| A.1 | Emisión Libre-Libre | 92 |
| A.2 | Radiación Sincrotrón | 98 |
| | | |
| B | INTERACCIÓN DE VIENTOS | 109 |
| B.1 | OBSERVACIONES Y TEORÍA | 110 |
| B.1.1 | ÓPTICO | 110 |
| B.1.2 | UV | 112 |
| B.1.3 | IR | 113 |
| B.1.4 | RADIO | 114 |
| B.1.5 | RAYOS-X | 116 |
| B.2 | TEORÍA | 117 |
| B.3 | Problemas en el modelo Estandar | 125 |

Capítulo I

INTRODUCCIÓN

I.1 Un poco de historia

Fue a principios de este siglo cuando cambió la idea de que las estrellas vivían y evolucionaban “tranquilamente”. Primero, la fotografía hizo pensar que eventos espectaculares como las novas y supernovas involucraban la pérdida de materia de las estrellas. Más adelante, la espectroscopía mostraría que además, este material se mueve a grandes velocidades, $>1000 \text{ km s}^{-1}$. Independientemente de fenómenos explosivos que provocan la pérdida de masa en las estrellas, un objeto muy especial, HD 193237= HR 7763= 34 Cyg localizado en la constelación del Cisne, más conocido como P Cygni, presentó variaciones en brillo durante un periodo de 60 años y un espectro que mostraba aproximadamente 140 componentes con perfil muy peculiar: emisión de línea centrada muy cerca de su longitud de onda de laboratorio más una absorción situada hacia longitudes de onda más cortas, lo que implica material moviéndose a velocidades que se acercan al observador. Este tipo de perfiles han definido desde entonces una nueva categoría de líneas espectrales, los llamados *perfiles P Cygni*. Estos perfiles fueron detectados desde fines del siglo pasado, en 1894, por W.W. Campbell, sin embargo, la interpretación correcta de ellos la

realizaron a finales de los años 20's McCrea (1929) en un estudio de novae y Beals (1929) al estudiar estrellas Wolf-Rayet. La interpretación de Beals de tales perfiles era que los átomos estaban siendo eyectados radialmente desde la estrella a las velocidades indicadas por el límite azul de la absorción observada.

Entre los años 30's y 50's se encontró que además de las novae, supernovas y estrellas Wolf-Rayet, los objetos tardíos, como las supergigantes M, que se encontraban en sistemas binarios parecían “tener cromósferas enormes que se extienden a distancias tan grandes como la separación entre las componentes”, según Deutsch (1956), lo que implicaría que este gas tan alejado de la estrella podía escapar del pozo gravitacional de la misma. Así, también los sistemas binarios mostraban características peculiares, ya sea espectroscópicas o fotométricas, que indicaban la presencia de pérdida de masa de una o ambas componentes del sistema. De hecho, las binarias tipo Algol eran ya conocidas como un caso de pérdida y transferencia de masa en binarias.

Un ejemplo cercano de una estrella que presenta pérdida de masa, es nuestro propio Sol. Desde la década de los 30's, se conocía que las auroras boreales y algunos otros fenómenos geomagnéticos en la Tierra estaban relacionados con partículas energéticas provenientes del Sol y también con sus periodos de actividad (Chapman & Ferraro 1931, 1940). Fue Biermann (1951) quien al estudiar la orientación de las colas cometarias sugirió la existencia de un flujo de partículas con altas velocidades que al colisionar con las partículas de la cola del cometa les trasferen momento radial en dirección opuesta al Sol. Finalmente, Parker (1958) afirma que: “la gravedad solar no puede retener el gas coronal que se encuentra a altas temperaturas”, y desarrolla un modelo teórico que describe un flujo de baja velocidad en las cercanías de la fotosfera solar que es acelerado a velocidades supersónicas a distancias grandes del Sol, y llama a este flujo de partículas

viento solar.

Actualmente se sabe que las capas más externas de la atmósfera de la mayoría de las estrellas se encuentran en expansión formando un *viento estelar*, llamado así por primera vez por Pikel'ner (1968) en analogía al viento solar.

I.2 Mecanismos de Producción

Los vientos estelares cubren un amplio rango en sus distintas propiedades: pueden ser tan masivos como $\sim 10^{-5} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ y ópticamente gruesos, tanto en algunas líneas espectrales como en el continuo, o pueden encontrarse en el otro extremo con pérdidas de masa tan pequeñas como la de nuestro Sol, de apenas $\sim 10^{-14} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$, y ser ópticamente delgados. El mecanismo que provoca esta expansión y consecuente pérdida de las capas más externas de la estrella, es aún un campo de investigación actual muy importante. Las teorías sobre vientos estelares se basan principalmente en dos mecanismos principales: *por radiación* y *por calentamiento coronal*.

I.2.1 Modelos Radiativos

Estos modelos se basan en el hecho de que el campo de radiación, sobre todo en estrellas muy luminosas, es tan fuerte que el momento impartido al gas por los fotones de la estrella provocan que el material se mueva o fluya a velocidades transónicas. En estrellas de tipo temprano la transferencia de momento se da a través de la alta opacidad que presentan muchas líneas de resonancia, sobre todo en la región ultravioleta del espectro. El material acelerado será entonces capaz de absorber fotones de frecuencias cercanas a la frecuencia central en reposo de la línea, debido al desplazamiento Doppler, aumentando

así la opacidad de la línea y provocando a su vez una aceleración cada vez mayor. De este modo, los vientos llegan a alcanzar velocidades muy altas.

En estrellas de tipo tardío, la atmósfera fría permite la formación de granos de polvo cuya alta opacidad en el infrarrojo provoca el movimiento tanto de los granos como del gas circundante. En este caso la aceleración del viento es menor que para el caso de estrellas tempranas y la velocidad terminal que se alcanza lo es también.

La propuesta de que la presión de radiación podía resultar en la pérdida de masa se discutía ya desde mediados de los años 20's por Johnson (1925) y Milne (1925, 1927) y más tarde por Pikel'ner (1947) quien sugirió que los átomos de C, N, O y S podían ser eyectados de las estrellas por medio de la presión de radiación. Sin embargo, Lucy & Solomon (1970) fueron los primeros en proponer un modelo hidrodinámico (y no de partículas individuales) que mostraba que el mecanismo de producción de los vientos era la inyección directa de momento al gas por medio de la absorción de líneas de resonancia en el ultravioleta de iones como Si IV, C IV, N V y S VI. Las suposiciones básicas son que el flujo es estacionario, con temperatura constante, homogéneo y con simetría esférica. Ellos encuentran además que las tasas de pérdida de masa no pueden exceder el límite L/c^2 (con L , la luminosidad de la estrella y c , la velocidad de la luz), aunque Cassinelli & Castor (1973) obtienen una mejor estimación de este límite: $\dot{M} \leq L/v_\infty c$.

Más tarde Castor, Abbott & Klein (1975, 1976) desarrollan un modelo también puramente radiativo más completo que toma en cuenta que un gran número de líneas subordinadas pueden ejercer una fuerza que contribuye de manera importante a la fuerza total ejercida sobre el gas. Además, a diferencia del modelo de Lucy & Solomon, encuentran una ley de velocidades para el material. Los resultados de su modelo logran explicar algunas de las peculiaridades del espectro de ζ Pup como la falta de flujo de continuo en la

región ultravioleta. En nuestros días, estos modelos siguen siendo básicos en el desarrollo de nuevos modelos.

I.2.2 Modelos Coronales

Estos modelos están basados en el hecho de que en el caso de estrellas con zonas de convección, o alguna otra fuente de energía de ondas acústicas o mecánicas, la atmósfera exterior es calentada mecánicamente. Esta región coronal de la atmósfera de la estrella se expande entonces supersónicamente como un viento debido a que no puede establecer un equilibrio de presión con el medio.

Este tipo de modelo es más bien apropiado para estrellas poco luminosas como para que la presión de radiación sea importante. Hearn (1975b) propone un modelo basado en el balance de energía, en el cual la suma de flujos de "pérdida" es igual al flujo de energía incidente que de "alguna manera" es generada en las regiones sub-fotosféricas. Las pérdidas de energía propuestas son: *a)* flujo conductivo hacia la región de transición cromósfera-corona; *b)* flujo radiativo de la misma corona; *c)* flujo de energía del propio viento, similar a la descrita por Parker para el Sol. Hearn argumenta así que la estructura coronal está completamente descrita por el flujo de energía mecánica que entra desde la base. Esta teoría tiene algunos puntos criticables, como el suponer que la región de transición cromósfera-corona tiene una presión constante. Además pueden existir, como en el caso del Sol, estructuras magnéticas que modifiquen esta estructura. El tratamiento de esta región de transición es donde el modelo presenta más problemas. Aún actualmente se desconoce el mecanismo preciso de calentamiento coronal. Por ejemplo, muy recientemente Priest et al. (1998) favorecen el rompimiento turbulento y reconexión de las líneas de campo magnético como el mecanismo de calentamiento de la corona solar difusa. Así,

este es un tema abierto y por tanto los modelos deben desarrollarse de manera que no dependan específicamente del mecanismo de calentamiento.

I.2.3 Modelos Híbridos

Debido a que los modelos puramente radiativos o puramente coronales no pueden explicar algunas observaciones, se ha propuesto la existencia de modelos híbridos (coronales+radiativos). Hearn (1975a) propone que la densidad del flujo en estrellas OB, a $\sim 2R_*$, es tan alta que debe existir un enfriamiento muy rápido y por tanto la temperatura debe caer rápidamente en una “zona de recombinación” localizada a una altura donde la entrada de energía mecánica ya no sea efectiva. Sugiere así, que el flujo se inicia por gradientes de presión en la corona y después es acelerado a grandes velocidades por la absorción en líneas.

Otro modelo híbrido fue propuesto por Waldron (1984), el llamado “viento estelar de recombinación” (RSW). Los cálculos en su modelo dan como resultado una estructura de recombinación en el viento debida a la transición de un viento coronal a un viento radiativo, donde los rayos-X coronales son un factor importante debido a que determinan la estructura de ionización, el calentamiento y el enfriamiento. La radiación proveniente de la base del viento, la zona coronal, es responsable de sus propiedades de absorción y es determinante en su estructura total. El espectro en rayos-X que obtiene a partir de este modelo, es comparado con observaciones realizadas con el satélite Einstein y encuentra un ajuste aceptable, aunque al comparar con otras observaciones encuentran una deficiencia de flujo alrededor de 0.6 keV. Por lo anterior, no descarta la posibilidad de que la emisión de rayos-X pueda estarse dando en las partes más externas debido a choques provocados por inestabilidades en el viento como proponen Lucy & White (1980) y Lucy (1982b).

Sin embargo, el modelo no resuelve el problema del origen de las regiones coronales. De hecho, aún actualmente no se conoce ningún mecanismo que tenga lugar en las estrellas tempranas que pueda generar y sostener zonas coronales que emitan suficiente flujo en rayos-X para ajustar las observaciones. Al parecer, existe un mecanismo independiente que produce una fracción significativa de la luminosidad observada en rayos-X.

I.3 Observando Vientos Estelares

Existen evidencias observacionales, como perfiles P Cygni, líneas de emisión y asimetrías en las líneas, en todo el espectro electromagnético que nos hablan de la presencia de vientos estelares tanto en estrellas jóvenes, estrellas O y B tempranas, como en estrellas tardías y en estrellas Wolf-Rayet. Sin embargo, en un principio las características observadas que parecían estar relacionadas con el flujo de material no eran tan claras. Por ejemplo, las velocidades del viento derivadas a partir del extremo azul de la absorción en los perfiles P Cygni en el óptico es de aproximadamente $200\text{-}400\text{ km s}^{-1}$, mientras que la velocidad de escape de la superficie estelar es del orden de $1000\text{-}1500\text{ km s}^{-1}$ para una estrella OV y de $\sim 600\text{-}900\text{ km s}^{-1}$ para una estrella OBI. Entonces, ¿cómo explicar esta aparente inconsistencia? La respuesta está en que los primeros estudios en busca de tales características estaban basados en observaciones en la región visible realizadas desde tierra. Estos eran datos de líneas producidas en transiciones subordinadas, es decir, provenientes de niveles con potenciales de excitación muy altos, y por tanto poco poblados en las regiones externas donde la densidad es más baja que en las capas más internas cercanas a la fotosfera de la estrella. Así, la densidad columnar de átomos absorbedores es pequeña y la información que nos proporciona refleja sólo las condiciones de la región más interna del viento, donde las velocidades son menores a la que se alcanza lejos de la

estrella, la llamada *velocidad terminal*.

I.3.1 Región UV

Afortunadamente a mediados de los años 60's fue posible realizar observaciones en la región ultravioleta del espectro por medio de instrumentos instalados en cohetes, y más tarde en los años 70's en satélites fuera de nuestra atmósfera. Estas observaciones permiten detectar líneas de resonancia (*i.e.* provenientes del estado base) de los elementos más abundantes que se encuentran en distintos estados de ionización, entre otras. Las densidades columnares de estas líneas son grandes y reflejan las condiciones físicas de las regiones más externas de la envoltura. A pesar de que Wilson (1958) al estudiar el espectro visible de estrellas tempranas gigantes y supergigantes, descubrió evidencia de material moviéndose a altas velocidades, la primera evidencia "directa" de la existencia de pérdida de masa la obtuvo Morton (1967a, 1967b) precisamente al observar líneas de resonancia en el ultravioleta que mostraban desplazamientos que correspondían a velocidades del flujo entre 1500 y 1900 km s⁻¹. En sus trabajos, Morton estudia una muestra de estrellas en Orión cuyas líneas de resonancia del C IV, Si IV y N V, se encuentran desplazadas al azul hasta por aproximadamente 3000 km s⁻¹. Estos desplazamientos son interpretados, en analogía a lo que sucede en el visible, como evidencia de pérdida de material a altas velocidades en estas estrellas. Además, obtiene a partir de un modelo simple, estimaciones para las tasas de pérdida de masa y encuentra que los valores obtenidos son más altos que los obtenidos por la teoría de Lucy & Solomon (1967) donde se transfiere momento de los fotones a las partículas a través de la absorción de líneas de resonancia del C III, C IV y Si IV. Finalmente, sugiere por primera vez que la pérdida de masa puede ocurrir a todo lo largo de la secuencia espectral de las supergigantes y en particular, que es posible que las supergigantes OB pierdan suficiente masa, después de

haber salido de la secuencia principal, como para llegar a ser enanas blancas sin pasar por la fase de supernova. Es decir, por primera vez hace notar la importancia de la pérdida de material de las estrellas en su evolución dentro del diagrama H-R. Hutchings (1970b) ajusta perfiles de líneas de resonancia en el UV para supergigantes en Orión y confirma que existe pérdida de masa en estrellas muy luminosas ($M_V < -6$) de alta temperatura y baja gravedad. Las tasas de pérdida de masa calculadas son compatibles con la teoría de Lucy & Solomon.

Más tarde, se obtuvieron espectros ultravioleta de estrellas O y B utilizando el satélite *Copernicus* que muestran resultados de gran precisión y sensibilidad, ya que las líneas observadas son fuertes y por lo tanto fácilmente detectables. Snow & Morton (1976) obtuvieron y analizaron espectros de 47 estrellas O, B y A. Ellos encontraron que la pérdida de masa ocurre en un rango más amplio de luminosidad y temperatura que el indicado por los efectos observados en los espectros en el visible obtenidos desde tierra. Algunos resultados importantes encontrados por ellos son: *a)* prácticamente *todas* las estrellas con luminosidades mayores a $3 \times 10^4 L_{\odot}$ muestran pérdida de masa; *b)* todas las velocidades terminales medidas son claramente mayores que la velocidad de escape de la estrella y se encuentran en el rango de ~ 300 a $\sim 3500 \text{ km s}^{-1}$; *c)* a excepción de cierta tendencia a que las estrellas más frías posean velocidades terminales más bajas, no encuentran una correlación significativa entre la velocidad terminal y la temperatura estelar, luminosidad, gravedad o velocidad de rotación.

En estudios más recientes realizados en esta región del espectro, el objetivo principal ha sido la determinación de la velocidad terminal de los vientos. Con la llegada del satélite IUE (International Ultraviolet Explorer), fue posible obtener espectros de mayor resolución, lo que permitía obtener una mejor estimación de la velocidad terminal, ya que

este valor está basado en la posición del extremo azul de la absorción en los perfiles P Cygni. Groenewegen, Lamers & Pauldrach (1989) derivan, a partir de observaciones con el IUE, velocidades terminales de estrellas O. Utilizan un método que ajusta el perfil de línea, tomando en cuenta un parámetro de turbulencia que puede explicar muy bien la forma de las alas de la absorción en los perfiles de las líneas de resonancia del C IV, N V y Si IV. Más adelante, Prinja, Barlow & Howarth (1990) utilizando también observaciones obtenidas con el IUE, determinan velocidades terminales para una muestra de estrellas O, B y WR. Su determinación se basa en el tipo de perfil específico que presenta cada objeto pues en él se reflejan características particulares del viento. Al terminar el tiempo de vida útil del satélite IUE, las observaciones en la región UV han disminuido, por tanto no existen muchos más estudios recientes en esta área.

I.3.2 Región de Rayos-X

A finales de los años 70's, Harnden et al. (1979) descubrieron un grupo de fuentes de rayos-X al realizar observaciones con el satélite Einstein hacia la región donde se encuentra la asociación OB conocida como Cyg OB2. Estas fuentes resultaron tener como contraparte óptica, estrellas O y B muy luminosas y por primera vez se asociaba la emisión de rayos-X con estrellas tempranas sin objeto colapsado. Ninguno de los posibles modelos responsables de la emisión lograba reproducir las características observadas. Dos de los modelos eran: *a)* emisión producida por la colisión de los vientos en sistemas binarios. Sin embargo, sólo una de las contrapartes ópticas era conocida como binaria, Cyg OB2 No. 5; *b)* emisión producida en coronas calientes fotoionizantes. La objeción a este modelo era que se necesitaban densidades columnares de material mayores a las derivadas para las coronas de las estrellas de la asociación.

En esta misma línea de investigación, se propuso más tarde la existencia de inestabilidades desarrolladas dentro del viento. Estas inestabilidades y su comportamiento fueron tratados fenomenológicamente utilizando “condensaciones” empujadas radiativamente a velocidades altas dentro de un gas ambiental que no era movido por la radiación* (Lucy & White 1980). El modelo desarrollado más tarde por Lucy (1982b) sugería que los choques eran el resultado de la amplificación de ondas inestables que sobrevivían hasta que entraban en la “sombra” del choque siguiente y eran forzadas a desaparecer. La emisión de rayos-X se da a través de estos choques y puede continuar hasta regiones lejanas en el viento. Este mecanismo de emisión de rayos-X fue apoyado para ser el responsable también, de la emisión de rayos-X en estrellas Wolf-Rayet (White & Long 1986). Observaciones más recientes realizadas con los satélites Einstein y ROSAT en la región extrema del UV y de rayos-X suaves (Cohen et al. 1996) parecen apoyar el modelo de choque para el cual Feldmeier et al. (1997) han realizado simulaciones numéricas que revelan un viento con muchos choques distribuidos dentro de él. Emisión en esta región ha sido detectada también en sistemas binarios. Corcoran et al. (1996) observan y modelan el espectro de rayos-X suaves, obtenidos con ROSAT, del sistema binario WR 139 (WN5 + O6). La variabilidad en rayos-X es modelada como debida al eclipse que provoca el viento de la estrella Wolf-Rayet sobre la fuente de rayos-X. Ellos proponen que la fuente emisora es la región de choque entre los vientos de ambas componentes, sin embargo, el tamaño estimado para la región emisora es demasiado grande. Más, si se toma en cuenta que la propia estrella O contribuye significativamente al flujo de rayos-X observado, concluyen que es probable que al menos una fracción de la emisión observada provenga de la zona de interacción de los vientos.

Actualmente, la posibilidad de que la colisión de vientos sea la responsable de la emisión en rayos-X es un punto importante de investigación pues permitiría estudiar

mejor al viento, ya que sería posible encontrar casi directamente la velocidad del viento pre-choque, a través de la temperatura en rayos-X, además de dar información sobre las velocidades relativas de los vientos y la aceleración en la región entre estrellas.

I.3.3 Región Óptica

El hecho de que las observaciones en el óptico nos dicen que el viento se mueve a velocidades menores a la de escape y las observaciones en la región ultravioleta muestran velocidades mayores o iguales, nos habla de que la velocidad del viento pasa de ser subsónica (siendo muy pequeña cerca de la superficie estelar) a ser supersónica en algún punto de la envolvente, el llamado *punto sónico*. Así, estamos tratando con un flujo transónico y las observaciones ópticas nos permiten obtener información sobre la región transónica. Las líneas $H\alpha$ y $HeII\lambda 4686$, ambas en emisión, son evidencia de una envolvente extendida expandiéndose. Para el caso de estrellas O se ha encontrado una correlación cercana entre la intensidad de la línea $HeII\lambda 4686$ y $H\alpha$ (Conti & Leep 1974). Estos autores encuentran también una correlación entre el comportamiento de la línea $\lambda 4686$ y la luminosidad de la estrella. La línea $H\alpha$ típicamente muestra un perfil P Cygni o al menos una absorción hacia el azul con un ancho de línea típico de algunos cientos de km s^{-1} . Hutchings (1968a, 1968b) encontró dos correlaciones interesantes: 1) las líneas en absorción más intensas de algunas series, por ejemplo la de Balmer, poseen velocidades radiales más grandes que las líneas de menor intensidad de la misma serie, es decir, hay una progresión en la velocidad radial conforme la intensidad de las líneas de una serie aumenta; ésto indica un flujo acelerado hacia afuera, ya que las líneas intensas se producen en las capas más externas de la envolvente; 2) existe una correlación entre los potenciales de excitación de los niveles más bajos para las líneas y la velocidad, que va como: a velocidades mayores, menores potenciales de excitación. Si se supone que el viento se encuentra en ETL, esta correlación nos

diría que la temperatura en la base del viento decrece hacia afuera, lo cual es de esperarse si la envolvente se encuentra en equilibrio radiativo o se expande adiabáticamente. Ahora, si como es lo más probable, el viento no está en ETL, probablemente la correlación refleje un incremento en la dilución del campo de radiación o densidades decrecientes.

Estudios en la región óptica también fueron realizados para obtener o confirmar clasificaciones espectrales de estrellas Wolf-Rayet, así como para obtener las velocidades terminales de sus vientos. Estas velocidades se encuentran en el rango de 1000-5000 km s⁻¹ (Torres, Conti & Massey 1986), es decir, del orden o quizá ligeramente mayor a la encontrada en estrellas O. Estudios como el de Schmutz, Hamman & Wessolowski (1989) encuentran tasas de pérdida de masa para estrellas WR, tomando en cuenta el alejamiento de ETL en los modelos utilizados. El rango de valores de \dot{M} encontrado por ellos, se encuentra entre $10^{-3.9}$ y $10^{-5.3} M_{\odot}$ año⁻¹. Es decir, tienen tasas de pérdida de masa más altas que las estrellas O, aunque algunos parámetros básicos como temperatura efectiva y luminosidad son más inciertos en esta clase de estrellas.

La observación de la línea H α es muy importante en la determinación de las tasas de pérdida de masa en estrellas masivas, ya sea tanto a través de la determinación de su ancho equivalente como del ajuste de su perfil para obtener velocidades terminales. El estudio de esta línea se realiza cada vez tratando de mejorar los métodos teóricos de obtención de ambos parámetros (Puls et al. 1996). Ya que la emisión de la línea H α es una evidencia de la existencia de regiones con alta densidad, su estudio ha tomado importancia también en el estudio de la colisión de vientos en sistemas binarios donde una de las componentes posee un viento estelar fuerte, como es el caso de las estrellas O, B y WR. Aunque el hecho de detectar emisión de H α no implica la presencia de vientos colisionando, al menos es posible que los sistemas binarios presenten una mayor emisión

que las estrellas individuales (Thaller 1997).

I.3.4 Región IR

En la región infrarroja y de radio del espectro, se espera que la radiación observada sea debida a la emisión libre-libre de una envolvente ópticamente gruesa y extendida con un perfil de densidad consistente con el de un flujo estacionario. Sin embargo, en estrellas masivas, tanto OB como WR, la presencia de “excesos infrarrojos” puede ser debida a mecanismos como: *a)* emisión de línea de una cáscara circundante; *b)* radiación térmica de una cáscara de polvo ópticamente gruesa; *c)* emisión más fría de una compañera; *d)* emisión libre-libre de material circunestelar. Estudios de estrellas WR como el de Hackwell, Gerhrz & Smith (1974) parecen indicar que ciertamente, la emisión infrarroja proviene de emisión libre-libre de plasma localizado a distancias de $\sim 3 R_*$, donde el viento es menos denso. Sin embargo, el estudio de Cohen, Barlow & Kuhl (1975) sobre estrellas Wolf-Rayet indica un origen diferente para esta emisión, dependiendo del tipo espectral de estrella WR de que se trate: las estrellas WN muestran emisión libre-libre mientras que las WC muestran emisión de polvo. Al parecer, en el caso de estrellas O, B y A supergigantes, no existe esta situación y es posible determinar tasas de pérdida de masa basados en los flujos de emisión libre-libre (Barlow & Cohen 1977).

En la región IR también se han realizado observaciones de línea, con el fin de determinar más precisamente la velocidad terminal de los vientos (Williams & Eenens 1989). En general, la determinación de velocidades terminales obtenidas es muy importante, dado que conociendo la densidad de flujo y la velocidad terminal se puede obtener \dot{M} .

I.3.5 Región de Radio

La determinación de tasas de pérdida de masa por medio de la emisión libre-libre en la región de radio, constituye uno de los métodos más confiables ya que requiere de pocas suposiciones en cuanto a la estructura en densidad y velocidad terminal del viento, pues proviene de regiones lejanas a la estrella donde el viento ha alcanzado ya en principio una velocidad terminal constante (Barlow 1979). El método está basado únicamente en el conocimiento de cantidades observables: la densidad de flujo en radio, la distancia al objeto (supuesta conocida de antemano) y la velocidad terminal del viento. A pesar de que la emisión en radio de estrellas “normales” tipos O, B y A es débil, con la llegada del interferómetro llamado Very Large Array (VLA) fue claro que era posible detectar esta emisión a un nivel de 1 mJy, donde $1 \text{ Jy} = 1 \times 10^{-23} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$, es la unidad fundamental de medición en radio. Los primeros estudios de estrellas O y B los realizaron Abbott y colaboradores (Abbott et al. 1980; Abbott, Bieging & Churchwell 1981, 1984; Bieging, Abbott & Churchwell 1989). Ellos estudiaron principalmente estrellas situadas en la asociación OB, Cyg OB2. Obtuvieron de la fotometría la distancia a la asociación y asignaron una velocidad terminal a cada estrella en su muestra según su tipo espectral. Con estos parámetros y la densidad de flujo observada, obtuvieron tasas de pérdida de masa utilizando la relación derivada por Wright & Barlow (1975):

$$\frac{\dot{M}}{M_{\odot} \text{ año}^{-1}} = 1.7 \times 10^{-6} v_{\infty} S_{6cm}^{3/4} D^{3/2} g^{-1/2}$$

donde D es la distancia al objeto en Kpc, v_{∞} es la velocidad terminal en km s^{-1} , S_{6cm} es la densidad de flujo observada a 6 cm en Jy, y g el factor de Gaunt cuyo valor es muy cercano a uno. El uso de esta ecuación supone un viento isotrópico, isotérmico, homogéneo y con velocidad constante. Así, los valores obtenidos por ellos resultaron ser discrepantes con

valores obtenidos por medio de la línea $H\alpha$ y líneas en el UV, siendo sobrestimados por un factor máximo de ~ 3 . Encuentran además una posible correlación entre \dot{M} y L , por lo cual concluyen que el mecanismo de producción es por presión de radiación. Pudieron además realizar astrometría precisa de los objetos. Dentro de estos estudios surgieron objetos que presentaban emisión no térmica variable y de origen desconocido.

Las estrellas Wolf-Rayet fueron estudiadas también en esta región del espectro, con el fin de obtener tasas de pérdida de masa confiables basadas en el mismo método utilizado para estrellas O y B (Bieging, Abbott & Churchwell 1982; Abbott et al. 1986). En estos estudios, fue claro el comportamiento similar entre estrellas O, B supergigantes y Wolf-Rayet: *a)* tasas de pérdida de masa de algunas veces $10^{-5} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$, aunque ligeramente mayores para las estrellas Wolf-Rayet; *b)* una posible relación entre \dot{M} y L ; *c)* la presencia de objetos que presentan emisión no térmica de origen desconocido. Dado este último comportamiento “anormal” que presentan algunas estrellas masivas, los estudios más recientes se han centrado en tratar de encontrar su explicación. Así, objetos como P Cygni, 9 Sgr, Cyg OB2 No. 5, Cyg OB 2 No. 9, WR 140, WR 146 y WR 147 han sido motivo de profundos estudios en la región de radio.

A lo largo de este trabajo de tesis, se presenta el estudio que se ha realizado sobre el comportamiento peculiar en la región de radio del viento de ciertas estrellas masivas. Los resultados encontrados ayudan a esclarecer el escenario donde estos fenómenos se están desarrollando. En el Capítulo II se presentan los resultados relacionados con la determinación de tasas de pérdida de masa en una muestra de ocho estrellas masivas utilizando observaciones a 7 mm. Estos resultados se encuentran ya publicados en una revista de circulación internacional (Contreras et al. 1996). En los Capítulos III y IV se reportan los resultados y conclusiones del estudio realizado a dos objetos que poseen vientos par-

ticularmente interesantes, Cyg OB2 No. 5 y WR 147, que son una parte fundamental de este trabajo. Los resultados presentados en el Capítulo III han sido también publicados en una revista de circulación internacional (Contreras et al. 1997), mientras que los resultados mostrados en el Capítulo IV han sido enviados para su publicación (Contreras & Rodríguez 1998). En el Capítulo V, se revisa la importancia que tienen los vientos como fuentes de energía mecánica hacia el medio interestelar, mostrándose el estudio realizado sobre la interacción del viento de WR 6, con su medio circundante. Finalmente, se reportan las conclusiones globales y las posibles líneas de trabajo futuro. Se presentan además dos apéndices, uno donde se revisa la teoría básica sobre los mecanismos de emisión continua en la región de radio, Apéndice A, y otro donde se realiza un repaso de la historia y teoría existente sobre la interacción de vientos, Apéndice B.

Capítulo II

OBSERVACIONES A 7 MM DE ESTRELLAS MASIVAS CON EL VERY LARGE ARRAY (VLA)

II.1 Introducción

Las estrellas tempranas pierden masa por medio de su viento estelar. Esta pérdida de masa afecta la evolución estelar, y las trazas evolutivas a lo largo del diagrama HR son diferentes dependiendo de su valor. Así, mientras mejor sea determinado este parámetro, mejor será la comparación entre las observaciones y los modelos teóricos de evolución estelar. Además, como se mencionó en la introducción, debido a que los mecanismos de producción de los vientos estelares en estrellas WR no son aún del todo comprendidos, una determinación más precisa de la tasa de pérdida de masa, \dot{M} , puede ayudar a restringir los parámetros en los que se basan los modelos teóricos. La pérdida de masa en las estrellas tempranas también es una fuente importante de inyección de energía mecánica al medio interestelar como se verá en el Capítulo V.

Como se discute en el Apéndice A, es posible en principio obtener el valor de \dot{M} a

partir de la densidad de flujo centimétrico, la velocidad terminal y la distancia a la fuente si se supone un viento isotrópico, homogéneo, de velocidad constante y con grado de ionización, composición química y temperatura electrónica conocidos (Panagia & Felli 1975; Wright & Barlow 1975; Olton 1975). Sin embargo, también se sabe que algunas estrellas jóvenes presentan fuerte emisión no-térmica variable en el tiempo cuyo origen se desconoce (Abbott, Bieging & Churchwell 1984; Persi et al. 1985; Williams et al. 1990a; Miralles et al. 1994). Esta emisión sincrotrón puede ser mayor hasta por un orden de magnitud o más que la densidad de flujo libre-libre esperada. Ahora, se espera que la radiación sincrotrónica que contribuye y “contamina” la emisión térmica observada a longitudes de onda largas como 6 cm, se vuelva cada vez más débil al observar a frecuencias más altas, recordemos que su espectro tiene un índice espectral típico que va como $S_\nu \propto \nu^{-0.7}$. Por otro lado, la dependencia entre la emisión libre-libre del viento ionizado y la frecuencia de observación va como $S_\nu \propto \nu^{0.6}$, es decir, a mayor frecuencia, mayor la densidad de flujo observable. En este trabajo de tesis se buscó una longitud de onda que permitiera derivar el valor de la tasa de pérdida de masa a partir de observaciones libres o con poca contaminación sincrotrónica. Afortunadamente para el año 1994, existían ya nuevos receptores instalados en el Very Large Array (VLA) que observaban a una longitud de onda de 7 mm. A esta λ , se espera que la emisión de continuo del viento sea casi totalmente radiación libre-libre. Entonces, si se usa la densidad de flujo a 7 mm para obtener el valor de la tasa de pérdida de masa para este tipo de estrellas, se espera tener una forma más confiable de determinar este parámetro.

En este capítulo se presentan observaciones a 0.7, 2, 3.5 y 6 cm para una muestra de ocho estrellas masivas. Se determinan densidades de flujo, índices espectrales y tasas de pérdida de masa para cada objeto. El valor de las tasas de pérdida de masa se obtuvo utilizando la densidad de flujo observada a 7 mm. Dado lo mencionado anteriormente, se

propone que las observaciones a esta longitud de onda pueden ser la base de un método más confiable para derivar tasas de pérdida de masa a partir de observaciones en la región de radio. En la sección II.3 se discutirá cada una de las fuentes por separado.

II.2 Observaciones

Se realizaron dos temporadas de observación, el 17 de abril de 1994 y el 27 de abril de 1995 con el Very Large Array (VLA). El arreglo interferométrico fue dividido en dos subarreglos que tomaron datos simultáneamente. Durante las observaciones de 1994, uno de los subarreglos (las tres antenas más internas de cada brazo) se utilizó a una longitud de onda de 7 mm mientras que el otro subarreglo (resto de las antenas) se utilizó a 3.5 y 6 cm. En las observaciones de 1995 las antenas utilizadas a 7 mm se encontraban distribuidas en un patrón espiral a lo largo de los brazos, en esta temporada el resto de las antenas observaron a tres longitudes de onda, 2, 3.5 y 6 cm. Durante 1994 dada la configuración "A" del arreglo y la distribución de los subarreglos fue posible obtener una resolución angular similar ($0''.3$) en las tres longitudes de onda de observación, 6, 3.5 y 0.7 cm. Para las observaciones de 1995 la configuración fue la "D", dando una resolución angular de $\sim 1''$, $\sim 4''$, $\sim 7''$ y $\sim 12''$ a 0.7, 2, 3.5 y 6 cm respectivamente. El tiempo de integración sobre cada objeto se encuentra entre 1 y 2 horas en 1994 y entre 20 y 30 minutos en 1995. El calibrador de amplitud fue 1328+307 y los calibradores de fase fueron 1730-130, 1923+210 y 2005+403. El flujo obtenido para los calibradores de fase se muestran en la Tabla II.1.

La reducción de los datos se llevó a cabo utilizando el paquete de reducción llamado AIPS (Astronomical Image Processing System). A las longitudes de onda de 2, 3.5 y 6 cm la reducción se realizó siguiendo los pasos estándar. Sin embargo, a 7 mm se espera

Tabla II.1: Flujos obtenidos para los Calibradores de Fase

| Calibrador de Fase | S_{6cm} [mJy] | $S_{3.5cm}$ [mJy] | S_{2cm}^a [mJy] | S_{7mm} [mJy] |
|--------------------|--------------------|----------------------|----------------------|--------------------|
| 1994 | | | | |
| 2005+403 | 3.03 ± 0.02 | 3.05 ± 0.05 | ... | 1.52 ± 0.07 |
| 1995 | | | | |
| 1730-130 | 5.08 ± 0.02 | 6.78 ± 0.04 | 9.89 ± 0.06 | 13.96 ± 0.21 |
| 1923+210 | 1.361 ± 0.002 | 1.238 ± 0.001 | 1.13 ± 0.01 | 0.91 ± 0.01 |
| 2005+403 | 3.005 ± 0.003 | 2.79 ± 0.01 | 2.41 ± 0.02 | 1.31 ± 0.06 |

^aEsta frecuencia no fue incluida en las observaciones de 1994

que existan dependencias en la eficiencia de la antena y la opacidad troposférica con la elevación, así que la calibración en amplitud de los calibradores de fase se llevó a cabo utilizando solamente los datos tomados en un rango de elevación en el que hubiera datos del calibrador absoluto, 1328+307. El flujo a 7 mm adoptado para este calibrador fue el dado por Ott et al. (1994), de 1.86 Jy. De esta forma, se espera entonces tener una *calibración confiable para los calibradores de fase*. Cada uno de los calibradores de fase se encuentra localizado entre $1^{\circ}5$ y 11° de su respectiva fuente. Las densidades de flujo se obtuvieron a partir de mapas limpios realizados con un pesado natural de los puntos en el plano (u, v) . En la Figura II.1 se muestran dichos mapas para tres de las fuentes estudiadas. Las distancias y velocidades terminales de las estrellas OB se tomaron de Bieging, Abbott & Churchwell (1989) y para las estrellas WR de Fitzpatrick, Savage & Sitko (1982), Torres, Conti & Massey (1986), Abbott et al. (1986) y Churchwell et al. (1992) ver Tabla II.2.

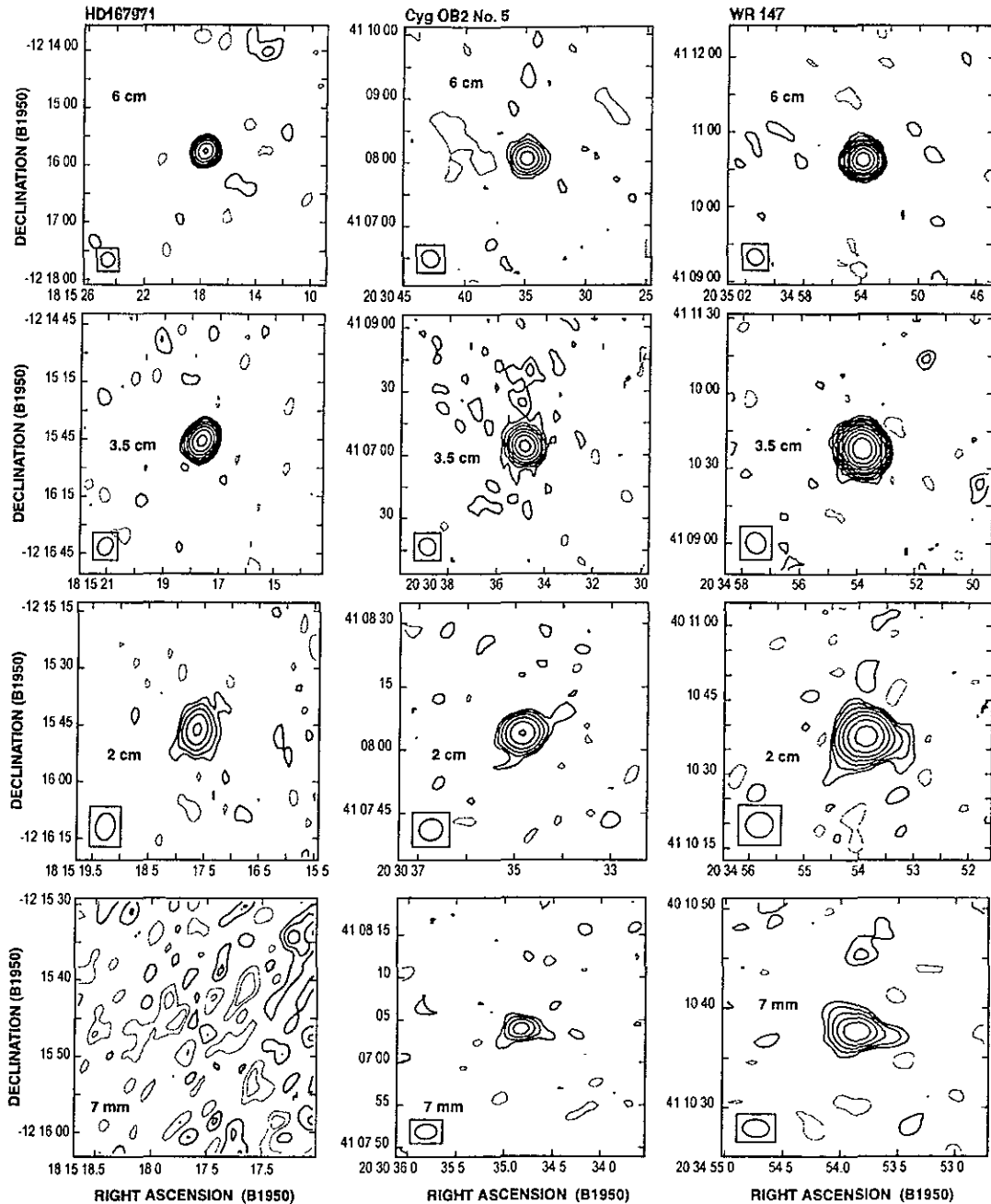


Figura II.1: Mapas limpios con pesado natural, para algunas de las fuentes detectadas a 6, 2, 3.5 y 0.7 cm durante 1995. Las fuentes mostradas son HD 167971, Cyg OB2 No. 5 y WR 147, representando casos de fuentes no-térmicas, térmicas y térmicas modificadas, respectivamente. Los contornos están en unidades del ruido rms de cada mapa. Para HD 167971, estos valores son $0.11 \mu\text{Jy beam}^{-1}$ (6 cm), $42 \mu\text{Jy beam}^{-1}$ (3.5 cm), $140 \mu\text{Jy beam}^{-1}$ (2 cm) y $580 \mu\text{Jy beam}^{-1}$ (7 mm); para Cyg OB2 No. 5 son 97 (6 cm), 40 (3.5 cm), 130 (2 cm) y $550 \mu\text{Jy beam}^{-1}$ (7 mm); mientras que para WR 147 son 89 (6 cm), 44 (3.5 cm), 270 (2 cm) y $1000 \mu\text{Jy beam}^{-1}$ (7 mm). Los contornos están en una escala logarítmica con factores multiplicativos de 2^i donde $i = 1, 2, 3, \dots, n$ y n es el número de contornos mostrados. Se muestra el contorno a potencia media del haz en cada mapa.

Tabla II.2: Parámetros Adoptados

| Fuente | d (kpc) | Referencia | v_∞ 10^3 km s^{-1} | Referencia |
|----------------|--------------|------------|--|------------|
| P Cyg | 1.82 | 1 | 0.22 | 1 |
| Cyg OB2 No. 5 | 1.82 | 1 | 2.20 | 1 |
| Cyg OB2 No. 9 | 1.82 | 1 | 2.20 | 1 |
| HD 167971 | 1.99 | 1 | 3.10 | 1 |
| WR 125 | 1.90 | 2 | 4.10 | 5 |
| WR 140 | 1.30 | 2 | 3.00 | 4 |
| Cyg OB2 No. 12 | 1.82 | 1 | 1.40 | 1 |
| WR 147 | 0.63 | 3 | 0.90 | 3 |

REFERENCIAS.—(1) Bieging, Abbott & Churchwell (1989);(2) Abbott et al. (1986); (3) Churchwell et al. (1992);(4) Torres, Conti & Massey (1986);(5) Fitzpatrick, Savage & Sitko (1982)

Estos datos junto con los valores obtenidos para la densidad de flujo a 7 mm, permiten derivar las tasas de pérdida de masa para cada estrella utilizando la relación:

$$\frac{\dot{M}}{10^{-5} M_\odot \text{ año}^{-1}} = 0.152 \left(\frac{v_\infty}{10^3 \text{ km s}^{-1}} \right) \left(\frac{S_{7mm}}{\text{mJy}} \right)^{\frac{3}{4}} \left(\frac{d}{\text{kpc}} \right)^{\frac{3}{2}} \quad (\text{II.1})$$

donde \dot{M} es la tasa de pérdida de masa, v_∞ es la velocidad terminal del viento y S_{7mm} es la densidad de flujo observada a 7 mm (ver ec. A.7). En este caso se ha supuesto una temperatura electrónica, $T_e = 10^4$, un peso molecular medio $\mu = 1.2$ y una carga $Z = 1$. En el caso de las estrellas WR, probablemente es necesario utilizar un valor de μ mayor, sin embargo, dadas las incertidumbres en su valor, se adoptó el mismo valor utilizado para las estrellas O y B. La principal fuente de error en estos cálculos es la debida a la gran incertidumbre en el valor de la distancia, especialmente para WR 140. Las densidades de flujo observadas para cada fuente se presentan en la Tabla II.3.

Tabla II.3: Flujos Observados para las fuentes de Radio

| Fuente | α (1950) | δ (1950) | Calibrador de Fase | S_{6cm} (mJy) | $S_{3.5cm}$ (mJy) | S_{2cm}^a (mJy) | S_{7mm} (mJy) |
|--------------------------|-----------------|-----------------|--------------------|---------------------|----------------------|----------------------|---------------------|
| 1994 | | | | | | | |
| P Cyg | 20 15 56.5 | 37 52 35.5 | 2005+403 | 5.65 \pm 0.05 | 9.41 \pm 0.04 | ... | 27.4 \pm 1.2 |
| Cyg OB2 No. 5 | 20 30 34.8 | 41 08 03.9 | 2005+403 | 2.02 \pm 0.05 | 3.33 \pm 0.04 | .. | 9.4 \pm 1.1 |
| Cyg OB2 No. 9 | 20 31 22.9 | 41 04 50.5 | 2005+403 | 7.93 \pm 0.05 | 7.67 \pm 0.04 | .. | 3.9 \pm 1.0 |
| 1995 | | | | | | | |
| HD 167971 | 18 15 17.6 | -12 15 45.7 | 1730-130 | 7.75 \pm 0.11 | 7.42 \pm 0.04 | 5.8 \pm 0.1 | < 1.72 ^b |
| WR 125 | 19 26 03.8 | 19 27 09.0 | 1923+210 | < 0.33 ^b | < 0.12 ^b | 0.5 \pm 0.1 | < 1.45 ^b |
| P Cyg | 20 15 56.5 | 37 52 35.5 | 2005+403 | 9.13 \pm 0.07 | 12.18 \pm 0.04 | 16.6 \pm 0.2 | 33.8 \pm 0.5 |
| WR 140 | 20 18 46.7 | 43 41 42.9 | 2005+403 | 1.22 \pm 0.09 | 4.08 \pm 0.04 | 7.3 \pm 0.1 | 12.8 \pm 0.6 |
| Cyg OB2 No. 5 | 20 30 34.8 | 41 08 03.9 | 2005+403 | 5.15 \pm 0.10 | 7.48 \pm 0.04 | 8.8 \pm 0.1 | 14.3 \pm 0.6 |
| Cyg OB2 No. 12 | 20 30 53.2 | 41 04 13.5 | 2005+403 | 3.64 \pm 0.12 | 7.18 \pm 0.04 | 11.3 \pm 0.1 | 22.9 \pm 0.6 |
| Cyg OB2 No. 9 | 20 31 22.9 | 41 04 50.5 | 2005+403 | < 0.6 ^b | < 0.39 ^b | 1.8 \pm 0.2 | < 1.78 ^b |
| WR 147 | 20 34 53.9 | 40 10 37.6 | 2005+403 | 38.36 \pm 0.09 | 45.36 \pm 0.04 | 57.4 \pm 0.3 | 82.8 \pm 1.1 |

NOTA.— Las unidades de ascención recta son horas, minutos y segundos, y las de declinación son grados, minutos de arco y segundos de arco

^aEsta frecuencia no se incluyó en las observaciones de 1994

^bLos límites superiores son a 3σ

En la Tabla II.4 se presentan los índices espectrales obtenidos a partir de las densidades de flujo 6-3.5 cm, 3.5-2 cm y 2-0.7 cm así como las tasas de pérdida de masa derivadas de las densidades de flujo a 7 mm. Los objetos estudiados pueden clasificarse en base a estas observaciones en radio en los tres grupos siguientes:

1. Fuentes consistentes con un viento térmico clásico (con un índice espectral de ~ 0.6 y con modesta o nula contribución no-térmica). En este grupo se encuentran P Cyg, Cyg OB2 No. 5 y Cyg OB2 No. 12.
2. Fuentes con viento claramente no-térmico, HD 167971 y Cyg OB2 No. 9.
3. Fuentes térmicas con índices espectrales positivos pero que difieren del valor clásico de 0.6 para vientos térmicos. Estas fuentes son WR 140 y WR 147.

Además, se tuvo una fuente, WR 125, que fue detectada únicamente a una frecuencia y que por lo tanto no fue posible colocarla en ninguno de los grupos anteriores. Este

Tabla II.4: Índices Espectrales y Tasas de Pérdida de Masa

| Fuente | 1994 | | | 1995 | | | \dot{M} ($10^{-5} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$) |
|----------------|------------------|--------------------|---|------------------|------------------|------------------|---|
| | $\alpha_{3.5-6}$ | $\alpha_{0.7-3.5}$ | \dot{M} ($10^{-5} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$) | $\alpha_{3.5-6}$ | $\alpha_{2-3.5}$ | $\alpha_{0.7-2}$ | |
| P Cyg | 0.96 | 0.66 | 0.98 \pm 0.35 | 0.52 | 0.54 | 0.67 | 1.15 \pm 0.41 |
| Cyg OB2 No. 5 | 0.94 | 0.64 | 4.41 \pm 1.62 | 0.68 | 0.29 | 0.45 | 5.47 \pm 1.96 |
| Cyg OB2 No. 9 | -0.06 | -0.42 | 2.28 \pm 0.93 | ... | ≥ 2.67 | $\leq -0.01^a$ | $< 1.26^a$ |
| HD 167971 | ... | ... | ... | -0.08 | -0.43 | $\leq -1.14^a$ | $< 1.99^a$ |
| WR 125 | ... | ... | ... | ... | ≥ 2.50 | $\leq 1.00^a$ | $< 2.16^a$ |
| WR 140 | ... | ... | ... | 2.19 | 1.02 | 0.53 | 4.57 \pm 1.39 |
| Cyg OB2 No. 12 | ... | ... | ... | 1.41 | 0.79 | 0.66 | 6.04 \pm 2.17 |
| WR 147 | ... | .. | ... | 0.30 | 0.41 | 0.34 | 1.88 \pm 0.49 |

^aLos límites superiores son a 3σ

objeto ha sido estudiado por otros autores (ver la sección siguiente).

II.3 Discusión de cada Objeto en Particular

HD 167971.— Se cree que esta fuente es un sistema triple compuesto por una estrella O8 Ibf como objeto primario, orbitando alrededor de dos estrellas O de secuencia principal (Leitherer et al. 1987). Las densidades de flujo medidas para esta fuente son bastante altas a todas las frecuencias excepto a 7 mm donde a un nivel de 3σ (1.7 mJy) no fue posible detectarla, por lo que a esta frecuencia se da solamente un límite superior. Los índices espectrales derivados son planos o negativos como los encontrados por Bieging, Abbott & Churchwell (1989), lo que indica un comportamiento claramente no-térmico. El límite superior derivado para la tasa de pérdida de masa (ver Tabla II.4) es consistente con los valores derivados por otros métodos (Leitherer et al. 1987; Bertout et al. 1985). Sin embargo, ya que el flujo a 7 mm es sólo marginal, el valor derivado para la tasa de pérdida de masa es bastante incierto.

WR 125.— Esta fuente fue claramente detectada únicamente a una de las cuatro frecuencias observadas. Así, los parámetros derivados tienen una gran incertidumbre y

son solamente límites superiores. Abbott et al. (1986) reportaron este objeto como una fuente no-térmica, basados en observaciones de radio realizadas en 1985. Williams et al. (1992) reobservaron la fuente en las regiones de radio, infrarrojo y óptico. De la espectroscopía óptica ellos concluyen que WR 125 es un sistema binario similar a WR 140 pero con una compañera menos luminosa y de tipo espectral más tardío. Además, ellos derivan parámetros como la velocidad terminal del viento de la WR y la distancia al sistema. De sus observaciones infrarrojas y de radio obtienen un índice espectral de 0.72, el cual es ligeramente mayor pero consistente con el esperado para vientos estelares clásicos, esto demuestra que la emisión no-térmica detectada en 1985 había decaído. A partir de nuestras densidades de flujo a 3.5, 2 y 0.7 cm, se obtuvieron solamente límites para los índices espectrales, por lo tanto no es posible llegar a nuevas conclusiones (ver Tabla II.4). Williams et al. (1992) utilizaron su detección a 5 GHz para estimar la tasa de pérdida de masa de WR 125. Su valor es ~ 3 veces mayor al encontrado por nosotros utilizando el límite superior del flujo a 7 mm. Esta discrepancia es debida principalmente al valor de la distancia menor que utilizamos, ya que éste entra a la potencia $3/2$ en la determinación de las tasas de pérdida de masa (ec. III.1).

P Cyg.— Esta fuente es una estrella B1 Ia que presenta variabilidad en su emisión en radio (Abbott, Bieging & Churchwell 1981). La variabilidad en el flujo a 6 cm se encuentra entre 4 y 10 mJy. Esta variabilidad temporal ha sido atribuida a cambios en el grado de ionización (van den Oord et al. 1985). La variabilidad en radio también puede estar relacionada con variaciones en la velocidad del viento encontradas por Scuderi et al. (1994). La presencia de una nebulosidad alrededor de *P Cyg* (Barlow et al. 1994) provoca que las mediciones en radio sean difíciles y puede ser responsable de algo de la variación aparente en la densidad de flujo. Sin embargo, la variabilidad se confirma con nuestras observaciones (ver Tabla II.3). *P Cyg* tiene la densidad de flujo más fuerte a todas las

longitudes de onda observadas, con excepción de las observadas para WR 147, y muestra un incremento en estos flujos entre las dos temporadas de observación. La emisión en radio de esta fuente es casi seguramente radiación libre-libre. Los índices espectrales obtenidos a partir de las cuatro longitudes de onda observadas son consistentes con los esperados para un viento térmico, excepto el obtenido a partir de los flujos a 3.5-6 cm, el cual es mayor que el esperado (ver Tabla II.4). Ambos valores de la tasa de pérdida de masa derivados a partir de los flujos a 7 mm observados en ambas temporadas, son menores que los reportados en la literatura. Nuestros valores son aproximadamente la mitad de los obtenidos por Scuderi et al. (1994) a partir de observaciones en H α . Sin embargo, esta diferencia es principalmente debida al valor de μ (2.0) utilizado por ellos.

Es importante remarcar que, aún cuando la densidad de flujo para P Cyg se incrementó en $\sim 50\%$ en un periodo de cerca de un año, los índices espectrales permanecieron consistentes con el valor de 0.6 esperado. A una frecuencia dada, la emisión en radio del viento estelar se origina en una "radio fotosfera" cuyo tamaño se escala como $\nu^{-0.7}$. Entonces, variaciones que se propagan a través del viento serán evidentes a tiempos diferentes para diferentes frecuencias al producir desviaciones del valor esperado de 0.6. Para P Cyg, los tamaños (radios) característicos a las longitudes de onda de 6 y 0.7 cm son $\sim 2.6 \times 10^{15}$ y $\sim 6 \times 10^{14}$ cm respectivamente (Panagia & Felli 1975). A variaciones en la tasa de pérdida de masa o en la velocidad del viento les tomará ~ 3 años propagarse entre estos dos radios. Así, parece difícil atribuir los cambios observados a variaciones en los parámetros del viento, puesto que estas últimas tendrían lugar en escalas de tiempo mayores a la diferencia entre nuestras dos temporadas. Van den Oord et al. (1985) propusieron que los cambios podrían ser atribuibles a recombinación dentro del viento si la radiación ionizante es detenida por cáscaras de material eyectado periódicamente. Este modelo tiene problemas también pues los tiempos de recombinación son muy diferentes para diferentes

radios. Por ejemplo, para P Cyg los tiempos de recombinación son 0.8 y 0.04 años para los radios característicos a 6 y 0.7 cm respectivamente. Entonces, se esperan desviaciones significativas en el índice espectral si este modelo es aplicable, sin embargo éstas no se observan. Así, este problema requiere de observaciones multifrecuencia separadas por intervalos de tiempo más cortos.

WR 140.— Este sistema binario (WC7 + O4-O5) es probablemente la fuente no-térmica mejor estudiada. Fue el primer objeto al cual se le detectó emisión no-térmica (Florkowski & Gottesman 1977). Estos autores encontraron un índice espectral que era inconsistente con emisión libre-libre de un viento térmico. Más tarde, Becker & White (1985) encontraron un índice espectral a partir de observaciones en radio que era similar al esperado de 0.6. Este comportamiento llevó a Becker & White (1985) a concluir que la emisión no-térmica era episódica y producida por un mecanismo no determinado. Así, este sistema fue el primero en presentar dos estados de emisión en radio: un estado “bajo”, en el cual la emisión no-térmica se apaga o disminuye considerablemente, y un estado “alto”, en el cual la emisión no-térmica domina sobre la radiación libre-libre. Una característica importante del sistema, reportada por Williams et al. (1990a), fue que el flujo infrarrojo observado se había incrementado marcadamente (hasta por un factor de 10) en algunas semanas, para después decaer más lentamente. Este comportamiento fue interpretado como un episodio de formación de granos de polvo que coincidía con el paso por el periastro en la órbita con periodo de ~ 7.9 años. Estos autores propusieron también que el origen de la alta luminosidad en rayos-X era producida por la colisión de los vientos de las estrellas WR y O. Finalmente Williams et al. (1990a) concluyen a partir de sus datos de radio que existía una emisión libre-libre constante proveniente del viento estelar y propusieron la existencia de una fuente no-térmica fuerte que sufría extinción variable al atravesar el viento de la estrella WR conforme orbitaba alrededor

de ésta. Sin embargo, Williams, van der Hucht & Spoelstra (1994) interpretan la fuente no-térmica como debida a radiación sincrotrón emitida por electrones acelerados en el choque producido por la interacción de los vientos. Williams, van der Hucht & Spoelstra (1994) proponen que el viento de la estrella WR es anisotrópico al mostrar que éste posee un cono de baja densidad causado por la sombra de la estrella O. Recientemente Becker & White (1995) reportan sus resultados de 8 años de monitoreo a este sistema en frecuencias de radio. Ellos encuentran que el modelo estandar de simetría esférica para vientos que colisionan, no puede explicar sus observaciones. Sugieren que el viento de la estrella WR está confinado en una estructura tipo disco inclinada respecto al plano de la órbita del sistema. En su modelo, la interacción entre los vientos de las estrellas es más fuerte cuando la estrella O pasa a través del viento discoidal de la WR y decrece al alejarse de éste. Este modelo puede explicar el episodio de formación de polvo cerca del periastro.

En nuestras observaciones, este objeto fue de las fuentes detectadas, la más débil. Los índices espectrales para longitudes de onda más largas que 2 cm son incompatibles con la emisión de un viento térmico. Sin embargo, el índice espectral derivado de los flujos a 0.7-2 cm es similar al valor esperado de 0.6. Este índice es consistente con los hechos de que a estas dos longitudes de onda uno espera ver emisión térmica del viento y de que de acuerdo al periodo orbital encontrado por Williams et al. (1990a), el sistema se encontró durante esta temporada en su estado "bajo". La tasa de pérdida de masa derivada a partir del flujo a 7 mm es consistente con el valor encontrado por Williams et al. (1990a), considerando la incertidumbre en nuestra determinación (ver Tabla II.4). Si se adopta una velocidad terminal menor como proponen Eenens & Williams (1994) se llegaría a derivar un valor menor para la tasa de pérdida de masa.

Cyg OB2 No. 5.— Esta es una fuente bastante bien estudiada, conocida (BD+40°4220)

como un sistema binario de contacto formado por dos estrellas O7 I (Torres-Dodgen, Tapia & Carroll 1991). Su emisión en radio es variable y esta variabilidad muestra también un estado “bajo” y uno “alto” (Persi et al. 1990; Miralles et al. 1994). En su estado bajo, el viento estelar se comporta como un viento clásico. En la época de nuestras observaciones, la fuente parecía estar en su estado bajo, por lo que se espera que las mediciones estén dominadas por emisión libre-libre. A 6 cm es obvio de las observaciones de 1994, que aproximadamente a una distancia de $\sim 0''.8$ al noreste del sistema binario no resuelto, existe una fuente de radio que parece ser otra componente del sistema (ver Fig. II.2). Esta compañera había sido detectada previamente por Abbott, Bieging & Churchwell (1981) y estudiada por Miralles et al. (1994). De sus observaciones de diciembre de 1992, Miralles et al. (1994) determinan un índice espectral para la compañera de -0.3 ± 0.5 . Sin embargo, con esa incertidumbre, no fue posible determinar confiablemente si la fuente era térmica o no-térmica. En nuestras observaciones realizadas en abril de 1994, la compañera fue detectada a 6 cm con una densidad de flujo de 0.49 ± 0.05 mJy y a 3.5 cm sólo marginalmente a un nivel de 3σ (0.13 mJy; ver Fig. II.2). Con estas densidades de flujo, se derivó un índice espectral, el valor encontrado fue -2.4 ± 0.6 . Este valor tan negativo apunta hacia un origen no térmico para esta fuente. Este caso sería entonces similar al de WR 140 y WR 147, donde una de las componentes se comporta como un emisor térmico mientras la radiación no-térmica puede estar siendo originada en el choque de los vientos de las componentes. El índice espectral derivado para Cyg OB2 No. 5 utilizando los flujos a 3.5 y 0.7 cm obtenidos de las observaciones de 1994 es consistente con el esperado para un viento ionizado (ver Tabla II.4). Los índices espectrales obtenidos de las observaciones de 1995 utilizando los flujos a 2-0.7 y 3.5-2 cm son menores que 0.6. Las densidades de flujo a las distintas frecuencias parecen haberse incrementado entre las dos temporadas de observación. Esta tendencia y el hecho de que los índices espectrales están decreciendo

puede ser indicativo de que la estrella está entrando en su estado “alto” predicho para 1996 por Miralles et al. (1994). Las tasas de pérdida de masa derivadas de las densidades de flujo a 7 mm en ambas temporadas son confiables considerando que en estos momentos la contaminación sincrotrón comienza a ser importante a bajas frecuencias.

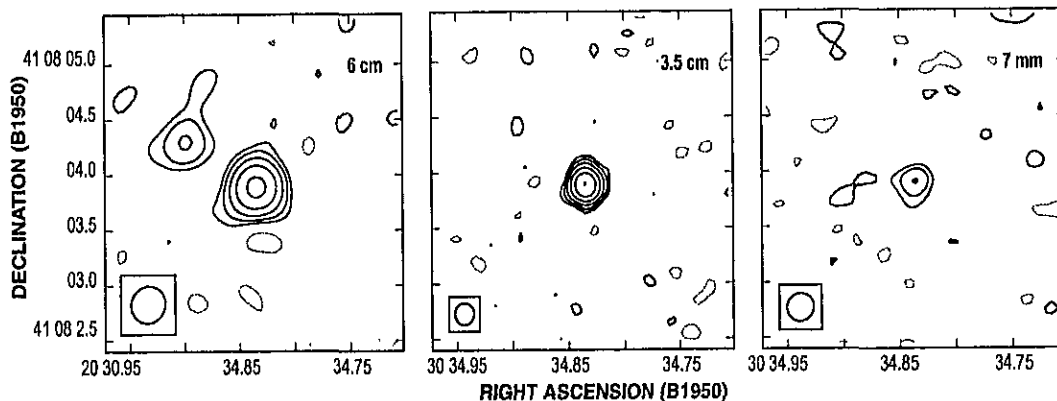


Figura II.2: Mapas limpios con pesado natural de Cyg OB2 No. 5 de las observaciones de 1994. En el mapa a 6 cm, se puede ver claramente la compañera en radio al noreste de Cyg OB2 No. 5. Los contornos están definidos como en la Fig. II.1. Los valores del ruido rms son 49 (6 cm) y 44 (3.5 cm) $\mu\text{Jy beam}^{-1}$ y 1.13 mJy beam^{-1} (7 mm). El contorno a potencia media del haz se muestra en cada mapa.

Cyg OB2 No. 12.— Aunque se ha reportado emisión variable en radio para esta estrella B8 Ia, su flujo observado es casi seguramente radiación libre-libre (Biegging, Abbott & Churchwell 1989). Nuestro flujo observado a 6 cm es muy similar a los tres valores reportados por Biegging, Abbott & Churchwell (1989). A las otras longitudes de onda la fuente es bastante fuerte y los índices espectrales derivados de los flujos a 2-3.5 y 0.7-2 cm son consistentes con el valor clásico. Se utilizó el flujo a 7 mm para obtener la tasa de pérdida de masa y se encontró que es ~ 2 veces mayor que el valor obtenido por Biegging, Abbott & Churchwell (1989) pero su determinación es muy incierta.

Cyg OB2 No. 9.— Esta estrella fue reportada como el objeto más fuerte detectado en el estudio realizado por Abbott, Bieging & Churchwell (1981). Las densidades de flujo medidas a 3.5 y 6 cm para esta fuente en nuestras observaciones de 1994 son muy fuertes aunque su flujo a 7 mm fue detectado sólo marginalmente, ~ 3.8 mJy (un nivel de 3σ). Ambos índices espectrales derivados de los flujos a 3.5-6 y 3.5-0.7 cm son negativos. En las observaciones de 1995 esta fuente fue detectada sólo a 2 cm. Este cambio tan fuerte en las densidades de flujo de una temporada a otra confirman que la emisión es variable como lo reportaron Abbott, Bieging & Churchwell (1981). Las densidades de flujo detectadas a 6, 3.5 y 0.7 cm fueron sólo marginales, nuevamente a un nivel de 3σ , con flujos de 0.6, 0.39 y 1.78 mJy, respectivamente. Los índices espectrales derivados de los flujos a 3.5-6 y 0.7-2 cm son negativos mientras que el índice derivado de los flujos a 2 y 3.5 cm es positivo. Los índices negativos son clara evidencia de contaminación sincrotrón a 3.5 y 6 cm y posiblemente aún a 7 mm. Las altas temperaturas de brillo encontradas en esta estrella por White & Becker (1983) los llevaron a proponer un viento caliente. Sin embargo, ahora es claro que esas altas temperaturas de brillo son debidas a la emisión sincrotrón. Con nuestras observaciones podemos confirmar la fuerte variabilidad mostrada por esta estrella. Como Bieging, Abbott & Churchwell (1989) sugirieron, considerando los índices espectrales negativos derivados en este trabajo de tesis, la emisión sincrotrón desaparece ocasionalmente y la emisión libre-libre puede ser detectada, pero la mayor parte del tiempo los mecanismos no-térmicos dominan. Un mecanismo no-térmico propuesto por Abbott, Bieging & Churchwell (1984) ha sido la acreción de material hacia una compañera compacta no visible, aunque existe un argumento evolutivo en su contra ya que la estrella que evolucionó a ser la compañera compacta tendría que haber sido extremadamente masiva. En este trabajo de tesis se estimó una tasa de pérdida de masa de $2.3 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ a partir de los datos de 1994. Este valor es mucho más pequeño que

el encontrado por Abbott, Bieging & Churchwell (1981), quienes estimaron una tasa que excedía $10^{-4} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$. Esta alta tasa de pérdida de masa fue derivada por estos autores al malinterpretar la emisión no-térmica como emisión libre-libre. Nuestra determinación debe estar casi libre de contaminación sincrotrónica, por lo que es un valor más confiable aunque posee una gran incertidumbre debido a la detección marginal de la fuente. A pesar de esto, el valor es consistente con otras determinaciones: $\dot{M}(\text{radio}) = 1.9 \times 10^{-5}$ (Abbott, Bieging & Churchwell 1984), $\dot{M}(\text{IR}) \sim 2 \times 10^{-5}$ (Abbott, Telesco & Wolff 1984) y $\dot{M}(\text{H}\alpha) = 1.5 \times 10^{-5}$ (Leitherer et al. 1982).

WR 147.— Abbott et al. (1986) fueron los primeros autores en reportar esta estrella WN8 como una fuente compuesta que presenta tanto emisión térmica como no-térmica. Moran et al. (1989) la reportaron como una fuente resuelta con dos componentes en base a observaciones a 5 GHz realizadas con el interferómetro inglés MERLIN. Ellos reportan dos fuentes de radio separadas por $0''.6$: la fuente sur, que tiene como contraparte óptica a WR 147, mostrando fuerte emisión térmica y una alta tasa de pérdida de masa ($2.1 \times 10^{-4} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$) mientras que la fuente norte se muestra como la fuente de emisión no térmica. Más tarde, Churchwell et al. (1992) derivaron nuevos valores para dos parámetros importantes en la determinación de la tasa de pérdida de masa: la distancia y la velocidad terminal del viento. El nuevo valor de la distancia, 630 pc, era mucho menor al anterior 1.9 kpc, lo que implicaba una reducción importante también en la tasa de pérdida de masa estimada. La velocidad terminal era bastante similar a valores previos. A partir de imágenes de alta resolución realizadas con el VLA, ellos confirman la presencia de dos fuentes de radio separadas por $0''.58$ en una dirección aproximada norte-sur. Churchwell et al. confirman también la sugerencia de que la emisión no-térmica proviene de la fuente norte mientras que la sur es la fuente térmica.

Los tres índices espectrales derivados a partir de nuestras densidades de flujo a 6, 3.5, 2 y 0.7 cm (Tabla II.4), junto con los encontrados por Churchwell et al. (1992) a partir de sus flujos a 6 y 2 cm, implican que se ha mantenido un índice espectral de ~ 0.3 durante un largo periodo de tiempo en un rango espectral grande. Se realizó un ajuste de mínimos cuadrados a nuestros cuatro valores del flujo observado más el flujo reportado a 21 cm por Churchwell et al. para obtener un índice espectral en un rango más amplio de longitudes de onda (de 21 cm a 0.7 cm). El valor determinado en el ajuste es de 0.34 que es consistente con el reportado por Churchwell et al.. Las observaciones de Churchwell et al. sugieren también que no hay contaminación sincrotrón significativa para $\lambda \leq 6$ cm, así que el índice espectral encontrado es el de la emisión térmica. Recientemente, sin embargo, Altenhoff, Thum & Wendker (1994) encuentran un índice espectral de 0.85 en el rango milimétrico, que es mucho más grande que el encontrado por nosotros y por otros autores anteriormente. Churchwell et al. (1992) concluyen que la componente térmica estaba bien modelada por un viento esférico y utilizan sus valores de distancia y velocidad terminal para encontrar una tasa de pérdida de masa de $4.2 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$. Este valor es un poco más de dos veces el valor de $1.88 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ encontrado en este trabajo de tesis en base al flujo a 7 mm. La discrepancia es debida en parte al valor del peso molecular medio, μ , que se utilizó (ellos usaron un valor de 2.7 mientras nosotros uno de 1.2) y también al índice relativamente plano de la fuente. El valor de la tasa de pérdida de masa encontrada por Altenhoff, Thum & Wendker (1994) utilizando su densidad de flujo a 5 GHz fue $3 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$. Además, Churchwell et al. (1992) encuentran que el único mecanismo capaz de reproducir la emisión observada en rayos-X, era la acreción hacia una compañera compacta orbitando alrededor de WR 147 embebida en un viento ecuatorial denso y lento. Sin embargo, ellos no descartan otros posibles modelos como el de la colisión de vientos entre la componente norte y sur. Nuestro valor de 0.34 para el

índice espectral recuerda al encontrado en otro tipo de objetos: los chorros observables en radio que excitan objetos Herbig-Haro y flujos moleculares (Rodríguez 1994). Los índices espectrales en el rango de $\sim 0.2-0.3$ pueden ser producidos por jets térmicos que sufren confinamiento al propagarse en el espacio (Rodríguez et al. 1990; Martí, Rodríguez & Reipurth 1993; Curiel et al. 1993). Esta similitud nos llevó a pensar que quizá este sistema se comporta de manera similar a la propuesta por Williams et al. (1990a) para el sistema WR 140, en el sentido de que la morfología del viento podría no ser isotrópica sino de tipo jet o discoidal. Recientemente, Davis et al. (1995) reportaron observaciones de alta resolución a 5 GHz que revelan claramente dos fuentes separadas por $0''.6$. Su mapa a 5 GHz sugiere que la componente sur, la asociada con WR 147, es ella misma una fuente doble en la cual una componente muestra emisión elongada. Sin embargo, observaciones posteriores (Williams et al. 1997) no confirman la supuesta duplicidad de la componente sur.

Teóricamente han habido algunos estudios sobre vientos estelares no esféricos (Bjorkman, & Cassinelli 1993; Cassinelli, Ignace & Bjorkman 1995; Fliegner & Langer 1995). Estos trabajos estudian el efecto de la rotación estelar sobre los vientos de las estrellas WR. Cassinelli, Ignace & Bjorkman (1995) han modelado el viento de estrellas O y WR encontrando que para las estrellas O, el viento permanece casi esféricamente simétrico aún para altas velocidades de rotación, mientras que para estrellas WR los vientos tienden a converger hacia el plano ecuatorial. Fliegner & Langer (1995) han reportado cálculos dependientes del tiempo de estrellas WR en rotación que están perdiendo masa. Sus dos principales conclusiones son, primero, que la mayoría de los vientos de estrellas WR no se desvían de la simetría esférica y segundo, que una pequeña pero significativa fracción de las estrellas WR conocidas se espera que posean vientos con forma discoidal. El segundo resultado proviene del hecho de que durante la fase temprana de WR, se forma un disco

de material. Al pasar el tiempo, la velocidad de rotación de la estrella disminuye hasta que el viento se vuelve esféricamente simétrico. Así, es posible que en WR 147 exista un viento con forma discoidal. Sin embargo, por si mismo nuestro índice espectral ajustado no puede probar de manera confiable la existencia de tal tipo de viento. Son necesarias más observaciones de alta resolución espacial para confirmar esta posibilidad.

II.4 Fuentes de Error en la Determinación de las Tasas de Pérdida de Masa

La incertidumbre en la determinación de las tasas de pérdida de masa a partir de observaciones de radiocontinuo proviene de varias fuentes. La posible contaminación de emisión sincrotrón en longitudes de onda centimétricas puede llevar a sobreestimaciones en \dot{M} de cerca de un orden de magnitud (ver la discusión de Cyg OB2 No. 9). A mayores frecuencias, como se ha hecho en este trabajo de tesis, esta fuente de error está minimizada. El pobre conocimiento de μ , el peso molecular medio, introduce incertidumbres del orden de un factor de ~ 2 en el caso de las estrellas WR. En general se supone que los vientos estelares son homogéneos, sin embargo, existe evidencia que favorece la presencia de grumos o condensaciones al menos en algunos de ellos (Williams 1996a). Un factor de llenado de 0.5 llevaría a una sobreestimación por un factor de $\sqrt{2}$ (Abbott, Bieging & Churchwell 1981) en la determinación de la tasa de pérdida de masa. Finalmente, se menciona brevemente el efecto de la colimación. Siguiendo el método desarrollado por Reynolds (1986), se estimó que para un viento que está colimado en dos conos con un ángulo de apertura de 90° , la suposición de isotropía lleva a una sobreestimación de ~ 1.7 en la determinación de la tasa de pérdida de masa. Para producir errores muy grandes en la estimación de la pérdida de masa, se requiere de un valor extremo en la colimación o en el factor de llenado. Se concluye entonces que la contaminación por emisión sincrotrónica tiene un

efecto mayor que las otras fuentes de error discutidas y que por tanto las observaciones a 7 mm mejoran significativamente las estimaciones de la tasa de pérdida de masa.

II.5 Conclusiones

Se ha detectado emisión a 7 mm proveniente de los vientos ionizados en seis estrellas de la muestra: Cyg OB2 No. 5, Cyg OB2 No. 9, Cyg OB2 No. 12, P Cyg, WR 140 y WR 147. Las principales conclusiones de estas observaciones se pueden resumir como sigue:

- 1) Las estrellas observadas pueden clasificarse en tres grupos: (a) fuentes consistentes con un viento térmico clásico (con poca o sin contribución sincrotrónica). En este grupo se tiene a P Cyg, Cyg OB2 No. 5 y Cyg OB2 No. 12; (b) fuentes que son claramente no-térmicas, HD 167971 y Cyg OB2 No. 9. (c) fuentes térmicas con índices espectrales positivos que difieren del valor clásico de 0.6 para vientos térmicos. Estas fuentes son WR 140 y WR 147. Se detectó una fuente a sólo una frecuencia por lo que no pudo ser clasificada dentro de ningún grupo, WR 125.
- 2) Se derivaron valores de las tasas de pérdida de masa o límites superiores para todos los objetos. Se propone que estos valores son más confiables que las determinaciones anteriores encontradas en la literatura ya que a 7 mm la contaminación del espectro térmico por radiación sincrotrón se espera sea pequeña. Las tasas de pérdida de masa para HD 167971, Cyg OB2 No. 9 y WR 125 son solamente límites superiores.
- 3) En P Cyg se encontró que las densidades de flujo varían en $\sim 50\%$ en un periodo de ~ 1 año. Sin embargo, el índice espectral permaneció constante y esta característica no puede ser explicada con los modelos de variabilidad existentes hasta ahora.

- 4) En el caso de Cyg OB2 No. 5, se encontró que la estrella estaba en su estado “bajo” (térmico) de emisión en la época de las observaciones, aunque se sugiere que podría estar entrando al estado “alto” (no-térmico) predicho para 1996 por Miralles et al. (1994). Se determinó que el índice espectral de la compañera en radio de este sistema era fuertemente no-térmico, -2.4 ± 0.6

- 5) En el caso de WR 147 se encontró que el espectro está bien ajustado por una ley de potencias, con índice espectral de ~ 0.34 desde 1.4 hasta 43 GHz. Este valor pequeño para el índice espectral sugiere la posibilidad de un viento anisotrópico.

Estos resultados se encuentran publicados en el *Astrophysical Journal* (Contreras et al. 1996).

Capítulo III

CYG OB2 NO. 5: OBSERVACIONES CON HIPPARCOS, VLA Y CCD. LA SOLUCION AL MISTERIO DE LA COMPAÑERA EN RADIO

III.1 Introducción

Uno de los métodos más confiables para la determinación de las tasas de pérdida de masa en estrellas masivas es vía la observación de la radiación libre-libre emitida a longitudes de onda de radio por sus vientos ionizados. Sin embargo, como se discute en el Apéndice A, algunas estrellas tempranas muestran emisión *no-térmica* variable de origen desconocido (Abbott, Bieging & Churchwell 1984; Persi et al. 1985; Williams et al. 1990a; Miralles et al. 1994). Abbott, Bieging & Churchwell (1981) seleccionaron las estrellas más luminosas en nuestra Galaxia, donde la mayoría de las estrellas se encuentran en la asociación Cyg OB2. En particular, su muestra incluía a Cyg OB2 No. 5 (BD+40°4220; V729 Cyg) la cual es conocida como un sistema binario de contacto formado por dos estrellas O7 I

(Torres-Dodgen, Tapia & Carroll 1991). Para este objeto, Abbott, Bieging & Churchwell detectaron emisión en radio tanto en la posición óptica como en una posición localizada a $\sim 0''.9$ al noreste de la binaria de contacto. Ellos sugirieron que esta componente en radio era posiblemente un tercer objeto estelar del sistema. Esta fue la primera vez que se observó una “compañera” en radio asociada al sistema binario de contacto no resuelto.

En 1985, Persi et al. reobservaron Cyg OB2 No. 5 a 2, 6 y 20 cm. Encontraron que a 6 cm la densidad de flujo se había incrementado por un factor de 3 respecto a las observaciones de 1980 realizadas por Abbott, Bieging & Churchwell (1981) y encontraron que el índice espectral era bastante plano, $\alpha = 0.2 \pm 0.1$. Más tarde, Persi et al. (1990) continuaron monitoreando Cyg OB 2 No. 5 y encontraron nuevamente que la emisión había cambiado, esta vez había decrecido a los niveles reportados en 1981. Persi et al. (1990) definieron lo que llamaron estados de emisión “alto” y “bajo”. En el estado “alto” la densidad de flujo medido a 6 cm fue de $\simeq 5-7$ mJy con un índice espectral de $\alpha_{2-6cm} \simeq 0.2$, mientras que en el estado “bajo” el flujo a 6 cm fue de $\simeq 1-2$ mJy y el índice espectral se había incrementado de tal forma que era consistente con el valor esperado de 0.6 para un viento térmico. La presencia de componentes emisoras tanto de radiación térmica como no-térmica en Cyg OB2 No. 5 recuerda el caso de otros miembros de la asociación Cyg OB2 (Cyg OB2 Nos. 8A, 9 y 12) y algunas estrellas WR (WR 140 y WR 147). Persi et al. (1985, 1990) no detectaron ninguna compañera débil en radio.

Miralles et al. (1994) continuaron el monitoreo de Cyg OB2 No. 5 por cerca de otros cuatro años más. La fuente mostró de nuevo sus variaciones en radio entre los estados “alto” y “bajo” con densidades de flujo e índice espectrales similares a los encontrados por Persi et al. (1990). La emisión en radio parecía intercambiarse entre estos dos estados con un periodo de cerca de 7 años. Miralles et al. (1994) modelaron estos cambios

en la emisión como debidos a una envolvente sincrotrónica creada por una producción periódica de electrones relativistas en el viento. Además, redescubrieron la compañera débil en radio a 3.6 y 6 cm y determinaron una separación de $\sim 0''.8 \pm 0''.1$ al noreste de la componente primaria (el sistema binario de contacto). El índice espectral derivado para la compañera en radio fue de $\alpha = -0.3 \pm 0.5$. A partir de este índice con un error tan grande no fue posible establecer confiablemente si la compañera débil en radio era térmica o no-térmica. En 1967, Herbig (1967) había reportado una estrella de magnitud 13 o 14 localizada a aproximadamente $1''.5$ con un ángulo de posición de 60° - 70° de la posición óptica de la componente más brillante. Miralles et al. (1994) sugirieron la posibilidad de que la compañera débil en radio pudiera ser la contraparte de la componente óptica secundaria reportada por Herbig.

En el capítulo anterior se reportaron dos temporadas de observación para Cyg OB2 No. 5 obtenidas en 1994 y 1995. En estas temporadas se encontró que las densidades de flujo a 6, 3.5 y 0.7 cm parecían estarse incrementando con el tiempo entre ambas épocas. Esta tendencia y el hecho de que los índices espectrales derivados estaban decreciendo fue indicativo de que el sistema estaba entrando en su estado "alto" de emisión predicho para ocurrir en 1996 por Miralles et al. (1994). Además, en las observaciones de 1994 se detectó a 6 cm la componente débil y sólo fue posible dar un límite superior a 3.6 cm, de donde se derivó también un límite superior para el índice espectral, $\alpha \leq -2.4 \pm 0.6$. Esto indicaba sin duda que la compañera débil en radio era no-térmica al menos durante esa época. Todas las observaciones hasta ahora mencionadas confirmaban también que tanto la emisión de la componente primaria como de la compañera débil en radio es variable en el tiempo. La separación determinada en este trabajo de tesis a partir de las dos temporadas de observación reportadas en el Capítulo II fue de $0''.8 \pm 0''.1$.

Entonces, la separación en radio entre las dos componentes determinada por diferentes autores (Abbott, Bieging & Churchwell 1981; Miralles et al. 1994) era menor a $1''0$, es decir, menor al valor reportado por Herbig (1967) en el óptico. En este capítulo se presentan nuevas observaciones en radio y en óptico que determinan muy precisamente esta separación y dan la base para una posible explicación al origen de la radiación no-térmica emitida por la “compañera” débil en radio del sistema.

III.2 Observaciones

III.2.1 Observaciones con el Very Large Array

Se realizaron nuevas observaciones con el Very Large Array (VLA) a 3.6 y 6 cm. Las observaciones a 3.6 cm se realizaron el 27 y 28 de diciembre de 1996 mientras que las observaciones a 6 cm fueron hechas el 4 de enero de 1997. Durante ambas temporadas el arreglo se encontraba en su configuración “A” dando resoluciones de $\sim 0''2$ a 3.6 cm y de $\sim 0''3$ a 6 cm. Los calibradores de amplitud y fase fueron 1328+307 y 2005+403 respectivamente. El flujo obtenido para 2005+403 fue 2.98 ± 0.01 Jy a 3.6 cm y de 3.24 ± 0.01 Jy a 6 cm. La edición, calibración y análisis de los datos se llevó a cabo utilizando el paquete de reducción AIPS. Se realizaron mapas limpios a partir de datos UV autocalibrados, estos mapas a 3.6 y 6 cm se muestran en la Fig. III.1. Las posiciones, densidades de flujo e índices espectrales de las fuentes se muestran en la Tabla III.1. La componente primaria se encontraba claramente en su estado de emisión “alto” durante la época de las observaciones (~ 1997.0), de acuerdo con la predicción de Miralles et al. (1994). El índice espectral negativo que se derivó para la compañera débil en radio apoya la naturaleza no-térmica de su emisión como se sugirió en el Capítulo II.

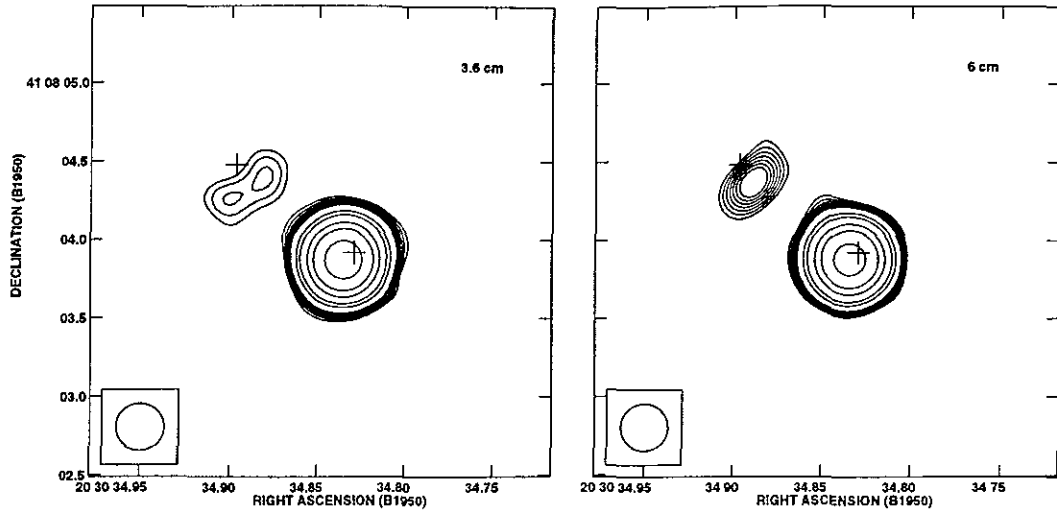


Figura III.1: Mapas realizados con datos del VLA para Cyg OB2 No. 5 y su compañera débil en radio. El mapa a 3.6 cm fue hecho con un pesado natural de los datos mientras que el de 6 cm con un pesado uniforme para obtener resoluciones angulares comparables. Ambos mapas fueron reconstruidos con un haz circular con ancho a potencia media de $0''.3$ (*abajo a la izquierda*). Las cruces marcan las posiciones de las componentes en el óptico determinadas de las observaciones de HIPPARCOS (ver el texto). Los contornos son $-4, 4, 5, 6, 7, 8, 9, 10, 20, 30, 60, 100, 200$ y 350 veces $24 \mu\text{Jy beam}^{-1}$

Tabla III.1: Componentes en Radio del sistema Cyg OB2 No. 5

| | Principal | | Secundaria | |
|------------------------------|-----------------|-----------------|------------------|-----------------|
| | 3.6 cm | 6 cm | 3.6 cm | 6 cm |
| α (1950) ^a | 20 30 34.835 | 20 30 34.834 | 20 30 34.903 | 20 30 34.902 |
| δ (1950) ^a | 41 08 03.870 | 41 08 03.880 | 41 08 04.440 | 41 08 04.440 |
| S_ν (mJy) | 7.89 ± 0.02 | 6.73 ± 0.03 | 0.31 ± 0.02 | 0.34 ± 0.03 |
| $\alpha_{3.6-6}$ | 0.30 ± 0.01 | | -0.18 ± 0.19 | |

^aLa incertidumbre en la posición absoluta es $0''.06$

III.2.2 Observaciones CCD

Se obtuvieron imágenes CCD a través de filtros de banda ancha B , V e I con el CCD Tex4 de 800×800 instalado en el telescopio Johannes Kepler de 1 m situado en el Observatorio Roque de los Muchachos en La Palma, España, durante las noches del 6/7 y 15/16 de noviembre de 1994 como parte del programa de Servicio de Observación. La escala de placa fue de $0''.33 \text{ pixel}^{-1}$ y el "seeing" promedio de cerca de $1''$ durante ambas noches. Los tiempos de exposición fueron entre 1 y 10 seg pero aún con exposiciones más cortas, la fuente se encontraba saturada en el filtro I . Se ajustó una "point spread function" a las estrellas aisladas (y más débiles) en cada una de las imágenes para que fuera posible después de escalar, sustraerlas y dejar aislada a Cyg OB2 No. 5 en el centro de las imágenes. La imagen residual mostraba la estrella secundaria aunque bastante débil. Se midió la posición relativa entre ambas componentes ópticas en todas las imágenes obteniéndose un valor promedio para la separación entre la componente secundaria y la primaria de $0''.98 \pm 0''.06$ y un ángulo de posición de $61^\circ \pm 7^\circ$. La fotometría diferencial (Cyg OB2 No. 5 menos la componente secundaria) da los siguientes valores: $\Delta V = -3.9 \pm 0.4$ y $\Delta(B - V) = 0.11 \pm 0.1$. Los errores tan grandes reflejan las incertidumbres involucradas al ajustar curvas Gaussianas a las estrellas de campo y su subsecuente substracción de Cyg OB2 No. 5.

Suponiendo que la fotometría de todo el sistema estelar completo es $V = 9.16 \pm 0.02$ y $B - V = 1.70 \pm 0.03$, los cuales son los valores promedio de las mediciones independientes realizadas por Schulte (1958) y Torres-Dodgen, Tapia & Carroll (1991) transformados al sistema de Johnson a través de la relación empírica $(b - y)/(B - V) = 0.75 \pm 0.02$, se derivaron los siguientes colores para el sistema binario Cyg OB2 No. 5: $V = 9.18 \pm 0.02$ y $(B - V) = 1.71 \pm 0.03$, mientras que los de la componente secundaria fueron: $V = 13.1 \pm 0.4$

Tabla III.2: Parámetros Astrométricos Ópticos obtenidos por Hipparcos

| Equinoccio | Epoca | α | σ_α (mas) | δ | σ_δ (mas) |
|------------|---------|---------------|--------------------------|---------------|--------------------------|
| J2000 | 1991.25 | 20 32 22.4251 | ± 2.51 | 41 18 18.9824 | ± 2.49 |
| B1950 ... | 1997.00 | 20 30 34.8288 | ± 16.0 | 41 08 03.9205 | ± 13.5 |

y $(B - V) = 1.6 \pm 0.1$. Ya que la componente principal estaba saturada en las imágenes I , la fotometría en este filtro no se pudo realizar.

III.2.3 Observaciones con Hipparcos

Los datos del satélite Hipparcos están publicados en *The Hipparcos Catalogue* (ESA 1997) junto con una descripción completa de la misión y de la reducción de los datos. El objeto Cyg OB2 No. 5 es identificado con el número Hipparcos 101341 y fue observado en 113 tránsitos a través del campo de visión del Hipparcos, entre 1989 y 1993. Los parámetros astrométricos absolutos se obtuvieron ajustando un modelo astrométrico a este conjunto de mediciones. Los resultados relativos a la componente primaria se muestran en la Tabla III.2. Estos parámetros están referidos a la época JD 1991.25 y están dados con respecto al Sistema Celeste Internacional de Referencia (International Celestial Reference System).

Para comparar las observaciones de Hipparcos y de radio, la posición absoluta se transformó a la época y equinoccio de radio utilizando la biblioteca SLALIB-Positional Astronomy del Proyecto Starlink (Rutherford Appleton Laboratory 1996). Los resultados se muestran también en la Tabla III.2.

Las observaciones de Hipparcos dan una evidencia muy fuerte de la existencia de

binariedad o sistemas múltiples con separaciones $\rho > 0''.1$ y $\Delta m \leq 3-4$ mag (Mignard et al. 1995). Es posible encontrar en la mayoría de casos de estrellas dobles la separación real en el cielo y el ángulo de posición. En el caso del objeto 101341, Hipparcos fue capaz de determinar la separación sobre el cielo ($\rho = 0''.948 \pm 0''.043$) y el ángulo de posición ($\theta = 54^\circ \pm 3^\circ$) de la componente secundaria del sistema así como la diferencia en magnitudes entre componentes ($\Delta V = 2.7 \pm 0.3$). El rango de valores de ΔV difiere del obtenido de las observaciones CCD por casi media magnitud, indicando que las incertidumbres reales en la fotometría combinada (Hipparcos más CCD) son mayores que los expresados por sus errores formales. Esto no es sorprendente si se considera la variabilidad intrínseca de la componente primaria (Hall 1974), así como la gran diferencia en magnitud entre la binaria de contacto (componente primaria) y la compañera débil (secundaria). Sin embargo, esta incertidumbre no afecta la determinación de los colores individuales de la componente primaria y de la secundaria que dependen débilmente del valor de ΔV (ver discusión siguiente).

En lo que respecta a la fotometría absoluta derivada por Tycho, el mapeador estelar del Hipparcos, la magnitud promedio del sistema, $V = 9.196 \pm 0.025$, concuerda bien con las observaciones desde tierra. Por otro lado, el índice de color $B-V$ [$(B-V) = 1.408 \pm 0.042$], derivado de transformar $B_T - V_T$ no reproduce la medición directa del índice de color de Johnson $B - V$, debido a las dependencias en la metalicidad, gravedad y enrojecimiento. Entonces, se utiliza para las siguientes consideraciones la fotometría obtenida desde tierra.

III.2.4 **Discusión**

En la Fig. III.1 se superpusieron a los mapas en radio, las posiciones ópticas de las componentes primaria y secundaria determinadas por Hipparcos (ver Tabla III.2). Se

Tabla III.3: Separación y Angulo de Posición entre las componentes de Cyg OB2 No. 5

| Instrumento | Separación [""] | Angulo de Posición [°] |
|-------------|--------------------|---------------------------|
| VLA 6 cm | 0.79 ± 0.03 | 51 ± 2 |
| VLA 3.6 cm | 0.76 ± 0.03 | 55 ± 2 |
| Hipparcos | 0.948 ± 0.043 | 54 ± 3 |
| CCD | 0.98 ± 0.06 | 61 ± 7 |

estima que el error relativo entre las posiciones de radio e Hipparcos es de $\sim 0''.07$. Dentro de este error se encuentra que las componentes primarias en radio y en óptico coinciden dentro de 1σ . Sin embargo, la componente débil en radio no coincide con la componente óptica secundaria sino que se localiza entre las dos posiciones ópticas, y más bien cerca de la componente óptica secundaria. La posición de la secundaria en radio y óptico difiere por $0''.14 \pm 0''.07$, un resultado significativo a un nivel del 5%. Esta diferencia entre las posiciones óptica y de radio para la componente secundaria puede establecerse sin duda comparando las posiciones relativas (es decir, la separación) y ángulos de posición entre las componentes primaria y secundaria tanto en radio como en óptico. Estos parámetros se muestran en la Tabla III.3, donde es claro que mientras los ángulos de posición óptico y de radio son consistentes, la separación óptica es significativamente mayor que la separación determinada en radio.

La aceleración de electrones a velocidades relativistas puede tener lugar en choques fuertes, dando origen a la emisión sincrotrón (no-térmica) proveniente de la componente débil en radio. Se ha presentado evidencia directa e indirecta de la emisión sincrotrón proveniente de vientos colisionando en el caso de WR 140 (Williams et al. 1990a), WR

146 (Dougherty et al. 1996) y WR 147 (Williams et al. 1997). La luminosidad observada en radio de la componente débil en radio es $\sim 4 \times 10^{27}$ erg s⁻¹. Suponiendo equipartición de energía para la componente secundaria y un diámetro angular de 0".3, se derivó un campo magnético de ~ 0.6 mG y una energía en electrones relativistas de $\sim 4 \times 10^{39}$ ergs. Así, el índice espectral negativo y la no coincidencia entre la posición óptica de la estrella secundaria y la emisión en radio, sugieren que la compañera débil en radio no es una estrella, sino muy probablemente un choque producido en la posición donde los vientos de la binaria de contacto (primaria) y de la estrella secundaria colisionan.

Con el fin de derivar el tipo espectral de la estrella secundaria, se adoptó una magnitud absoluta V y un color intrínseco ($B - V$) de dos estrellas O7 Ia para la binaria de contacto. Se supuso también que todo el sistema se encuentra a la misma distancia y que la extinción interestelar hacia la secundaria es igual a la extinción promedio obtenida para la asociación OB ($d = 1.7$ kpc y $A_V = 5.5$; Torres-Dodgen, Tapia & Carroll (1991)). La magnitud absoluta V derivada y el índice de color intrínseco de la compañera débil son: $M_V = -3.6 \pm 0.4$ y $(B - V)_0 = -0.2 \pm 0.1$. Por otro lado, se supuso que esta estrella no ha evolucionado fuera de la secuencia principal con el fin de que su edad fuera compatible con la de la asociación. La solución a todas estas restricciones fue que el tipo espectral de la compañera estelar se encuentre entre B0 V y B2 V (Schmidt-Kaler 1982).

Ahora, ¿es consistente la posición del choque con los parámetros esperados del viento? Como se discutió en el Capítulo IV, el problema de la colisión de dos vientos se ha estudiado teóricamente por diferentes autores (Eichler & Usov 1993; Stevens, Blondin & Pollock 1992; Cantó, Raga & Wilkin 1996). La interacción de ambos vientos ocurre en la posición donde las tasas de momento son balanceadas y se forma una región con dos choques separados por una discontinuidad de contacto. Es posible determinar el

cociente de tasas de momento de los vientos a partir de observaciones de alta resolución a través de la relación $r_s = D\eta^{1/2}/(1 + \eta^{1/2})$, donde $\eta = (\dot{M}v_\infty)_s/(\dot{M}v_\infty)_p$ (s se refiere a la componente secundaria y p a la primaria), D , es la separación proyectada entre las dos componentes y r_s es la distancia proyectada, a lo largo de la línea que une ambas estrellas, de la estrella secundaria al punto donde los vientos colisionan (el llamado punto de estancamiento). A partir de nuestras observaciones a 6 cm se determinó r_s de una manera relativa como la diferencia de las distancias observadas en óptico y en radio entre la componente primaria del sistema y la estrella óptica y la compañera débil en radio, respectivamente. El valor obtenido fue $r_s = 0''.16 \pm 0''.05$. Este parámetro junto con la separación óptica observada, $D = 0''.948 \pm 0''.043$, implica un cociente de tasas de momento, $\eta = 0.04 \pm 0.03$. Recientemente se ha encontrado un escenario similar para WR 147 por Williams et al. (1997). En este trabajo de tesis, se hace notar sin embargo, que la conclusión obtenida aquí está basada en una comparación absoluta de las posiciones óptica y de radio, mientras que Williams et al. (1997) deben hacer la suposición de que la componente primaria en radio e infrarrojo son el mismo objeto y que por tanto coinciden espacialmente.

Con el fin de estimar el valor de la tasa de pérdida de masa para la estrella secundaria, se supuso una velocidad terminal de $v_\infty = 1000 \text{ km s}^{-1}$ basado en el análisis de vientos ionizados de Felli & Panagia (1981). La tasa de pérdida de masa de la componente primaria se tomó como la obtenida a través de las observaciones a 7 mm descritas en el Capítulo I, $\dot{M}_p = 5.5 \pm 1.9 \times 10^{-5} M_\odot \text{ año}^{-1}$ y la velocidad terminal, $v_\infty = 2200 \text{ km s}^{-1}$ tomada de Bieging, Abbott & Churchwell (1989). Se espera que el valor de la tasa de pérdida de masa derivada a partir del flujo a 7 mm sea más confiable puesto que la contaminación por emisión no-térmica es despreciable a esta longitud de onda. Finalmente, en base a argumentos de equilibrio de presión hidrodinámica fue posible

derivar el valor esperado para la pérdida de masa de la componente secundaria, $\dot{M}_s = 5 \pm 4 \times 10^{-6} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$. El valor más pequeño de este rango posible de \dot{M}_s es apenas cercano al valor esperado para una estrella B0 V, $\sim 6 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ (Felli & Panagia 1981). Sin embargo, considerando la incertidumbre en la clasificación espectral obtenida a partir de la fotometría CCD, podemos pensar que los valores son consistentes. La densidad de flujo de la componente débil en radio parece ser variable en una escala de tiempo de años. Una posible explicación es que uno o ambos vientos sea variable. El tiempo de cruce para un viento con una velocidad del orden de 10^3 km s^{-1} a lo largo de la componente débil (con un tamaño físico del orden de $4 \times 10^{15} \text{ cm}$) es de cerca de un año. Así, las variaciones en la densidad de flujo podrían estar siendo producidas por variaciones en las tasas de pérdida de masa de los vientos.

El choque fuerte producido por los vientos en colisión podrían ser responsables también de la emisión en rayos-X observada para Cyg OB2 No. 5. De hecho, a partir del modelo de Usov (1992) se estima que los vientos interactuantes en Cyg OB2 No. 5 deberían producir una luminosidad térmica en rayos-X de $\sim 2 \times 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$, un valor que es consistente con las luminosidades reportadas por Harnden et al. (1979) y Kitamoto & Mukai (1996). Así, Cyg OB2 No. 5 sería el primer sistema binario que muestra emisión no-térmica en radio producida por la interacción de vientos y que no posee una estrella WR como componente primaria.

El estudio descrito en este capítulo se encuentra publicado en el *Astrophysical Journal Letters* (Contreras et al. 1997).

Capítulo IV

OBSERVACIONES CON EL VLA DEL SISTEMA BINARIO CON VIENTOS INTERACTUANTES WR 147

IV.1 Introducción

Las estrellas Wolf-Rayet, así como otras estrellas masivas, están perdiendo masa por medio de su fuerte viento estelar. Este viento poderoso se encuentra ionizado y emite radiación libre-libre que puede ser observada en longitudes de onda de radio e infrarrojas. En particular, en las frecuencias de radio, se espera que el espectro continuo se comporte como $S_\nu \propto \nu^\alpha$ con $\alpha \simeq 0.6$ (ec.A.6). Sin embargo, también algunas estrellas WR presentan fuerte emisión no-térmica con índices espectrales planos e incluso negativos. En este último grupo se ha encontrado que algunos objetos pertenecen a sistemas binarios y se ha sugerido que la emisión sincrotrón en estos sistemas proviene de la región de interacción de los vientos de las estrellas WR y sus compañeras (Williams et al. 1990a; Williams, van der Hucht & Spoelstra 1994; Dougherty et al. 1996), ver Apéndice B.

En el caso de WR 147, clasificada como una estrella WN8, la presencia tanto de emisión térmica como no-térmica fue reportada por primera vez por Abbott et al. (1986). Más tarde, Moran et al. (1989) la observaron con el interferómetro inglés MERLIN a 5 GHz y fueron capaces de resolver dos fuentes de radio separadas por $\sim 0''.6$. La fuente situada al sur, WR 147S, mostraba fuerte emisión térmica y estaba asociada con la estrella WR en óptico, WR 147. Moran et al. (1989) propusieron que la fuente norte era la responsable de la radiación no-térmica observada. También ellos sugieren que WR 147 podría tener una compañera no visible en el óptico que estuviera asociada a la fuente norte. Churchwell et al. (1992) utilizando sus observaciones de alta resolución angular con el VLA, confirmaron la presencia de dos fuentes y apoyaron la propuesta de que la emisión no-térmica provenía de la fuente norte (WR 147N) mientras que la fuente sur era una fuente térmica (WR 147S). Siguiendo la nomenclatura de Churchwell et al. nos referiremos a la fuente de radio norte como WR 147N.

En el Capítulo II se presentaron observaciones multifrecuencia a partir de las cuales, se derivó un índice espectral de 0.34 ± 0.01 al ajustar por mínimos cuadrados las densidades de flujo observadas desde 1.4 GHz hasta 43 GHz. Este índice espectral, diferente al esperado de 0.6, sugirió la posibilidad de que el viento estelar pudiera ser anisotrópico con una forma tipo jet o discoidal similar a los estudiados teóricamente por Bjorkman & Cassinelli (1993), Cassinelli, Ignace & Bjorkman (1995) y Fliegner & Langer (1995), ver sección A.3.1. Recientemente, Williams et al. (1997) reportan nuevas observaciones de alta resolución tanto en el radio como en el IR realizadas en 1992 y 1997 con el interferómetro inglés MERLIN y con el telescopio UKIRT. Sus observaciones muestran que a 5 GHz ambas fuentes, WR 147S y WR 147N, tienen una forma elongada con tamaños de $\sim 170 \times 253$ y $\sim 267 \times 79$ mas respectivamente. Ellos derivan una separación entre las fuentes de 575 ± 15 mas, consistente con valores previos. Sus imágenes infrarrojas muestran

claramente una fuente fuerte de emisión, más una compañera débil localizada al norte. Con el fin de probar si los objetos infrarrojos eran la contraparte de las fuentes de radio comparan sus posiciones, suponiendo que la fuente IR más brillante coincide espacialmente con la componente principal en radio WR 147S. Encuentran así que la fuente IR débil se localiza ligeramente más al norte de WR 147S que la fuente de radio WR 147N con una separación entre las componentes IR de $0''.64$. Además, de la fotometría infrarroja, ellos derivan un tipo espectral para la estrella débil de B0.5V. Este tipo espectral derivado implica, basándose en argumentos de presión hidrodinámica, que la estrella posee un viento suficientemente fuerte como para colisionar con el viento de WR 147S. Así, tanto el hecho de que la emisión no-térmica se encuentre situada entre las dos estrellas infrarrojas, y más cercana a la estrella B0.5V, como el hecho de que la morfología de la fuente de radio WR 147N es consistente con la esperada para una región de interacción de vientos, los hace concluir que la emisión no-térmica tiene origen en la zona de choque de los vientos.

En este trabajo de tesis, continuamos estudiando el sistema WR 147 observándolo a una longitud de onda de radio de 3.6 cm en dos épocas diferentes. Se busca evidencia que apoye la idea de que WR 147 es un sistema binario con vientos interactuantes donde la fuente de emisión sincrotrónica, WR 147N, es la zona de interacción de los vientos de la estrella WR y su compañera infrarroja. Se buscan también posibles variaciones temporales en la fuente durante el intervalo de tiempo de ~ 1.4 años que separan las observaciones.

IV.2 Observaciones

Se cuenta con dos conjuntos de observaciones realizados el 21 de julio de 1995 y el 14 de diciembre de 1996 con el Very Large Array (VLA) a una longitud de onda de 3.6 cm. En ambas temporadas el arreglo de antenas se encontraba en su configuración "A", dando

como resolución angular $\sim 0''.2$. El calibrador de amplitud para las observaciones de 1995 fue 0134+329 mientras que para 1996 fue 1328+307. El calibrador de fase fue 2005+403 en ambas temporadas, obteniéndose un flujo derivado para éste, de 3.01 ± 0.03 Jy en 1995 y de 3.04 ± 0.02 Jy en 1996. El tiempo de integración sobre la fuente fue de aproximadamente 25 minutos en 1995 y de aproximadamente 2 horas en 1996. Así, el ruido en los datos de 1996 es cerca de la mitad del ruido en los datos de 1995. El análisis de los datos se llevó a cabo utilizando el paquete de reducción AIPS siguiendo el procedimiento estandar de edición, calibración y obtención de imágenes. Los datos fueron auto-calibrados en fase. Con el fin de hacer resaltar algunas de las características observadas en WR 147, se obtuvieron mapas limpios con la rutina de AIPS llamada IMAGR utilizando un pesado de datos intermedio entre natural y uniforme (ROBUST=-1) para los dos conjuntos de datos auto-calibrados (ver Fig. IV.1). A partir de estos mapas se estimó el tamaño de las fuentes ajustando simultáneamente dos funciones Gaussianas por medio de la rutina de AIPS llamada IMFIT. Las posiciones, densidades de flujo y tamaños deconvolucionados obtenidos del ajuste se muestran en la Tabla IV.1.

IV.3 Variación Temporal

De los valores dados en la Tabla IV.1 se puede concluir que mientras la densidad de flujo de WR 147N permaneció constante dentro del error, la densidad de flujo de WR 147S mostró un incremento significativo de aproximadamente un 25% de 1995 a 1996. Williams et al. (1997) discutieron la posibilidad de variaciones en el flujo a 6 cm pero no pudieron dar ninguna conclusión al respecto pues sus observaciones fueron realizadas con diferente resolución angular. En nuestro caso se tiene la misma resolución y la variación presentada por la fuente térmica parece ser real. De la Tabla IV.1 se puede adoptar $0''.1$

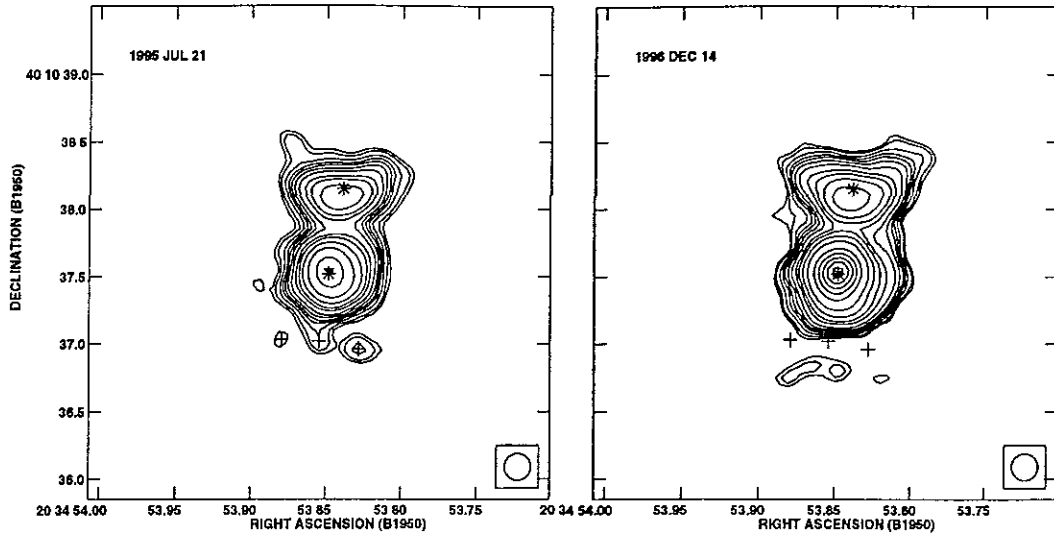


Figura IV.1: Mapas realizados con el VLA del sistema WR 147 a 3.6 cm observado en 1995 y 1996. Los mapas se obtuvieron con la rutina de AIPS llamada IMAGR con un pesado de los datos auto-calibrados intermedio entre natural y uniforme (ROBUST= -1). Ambos mapas fueron reconstruidos con un haz circular con HPBW de $0''.21$ (esquina inferior derecha). Los asteriscos marcan la posición de las dos componentes utilizando la separación IR determinada por Williams et al. (1997) y suponiendo como ellos que la fuerte IR más fuerte coincide con la componente principal en radio WR 147S. Las cruces muestran la posición de las condensaciones en 1995. Se puede ver que las condensaciones parecen haberse alejado de WR 147S cerca de $0''.2$ en ~ 1.4 años. Los contornos son -5,5,6,8,10,12,15,20,30,40,50,60,100,200,300,400,500 y 600 veces $40 \mu\text{Jy beam}^{-1}$ y $24 \mu\text{Jy beam}^{-1}$, el ruido rms en los mapas de 1995 y 1996 respectivamente.

Tabla IV.1: Parámetros derivados a partir de los mapas a 3.6 cm

| Componente | α (1950) ^a | δ (1950) ^a | S_{ν} [mJy] | Tamaño Deconvolucionado [$''$] | Angulo de Posición [$^{\circ}$] |
|-------------------------|------------------------------|------------------------------|--------------------|--|---|
| 21 de Julio de 1995 | | | | | |
| WR 147S | 20 34 53.847 | 40 10 37.53 | 25.5 ± 0.5 | $0.23 \pm 0.02 \times 0.21 \pm 0.02$ | 25 ± 18 |
| WR 147N | 20 34 53.840 | 40 10 38.10 | 10.8 ± 0.5 | $0.41 \pm 0.04 \times 0.21 \pm 0.04$ | 92 ± 8 |
| 14 de Diciembre de 1996 | | | | | |
| WR 147S | 20 34 53.848 | 40 10 37.52 | 31.3 ± 0.5 | $0.23 \pm 0.02 \times 0.20 \pm 0.02$ | 165 ± 10 |
| WR 147N | 20 34 53.839 | 40 10 38.09 | 9.9 ± 0.4 | $0.40 \pm 0.04 \times 0.20 \pm 0.04$ | 83 ± 5 |

^aLa incertidumbre absoluta estimada en la posición es de $0''.05$

como el radio característico de la región emisora WR 147S. A una distancia de 630 pc (Churchwell et al. 1992) este tamaño angular corresponde a un radio físico de ~ 63 UA. Entonces, suponiendo una velocidad terminal de 900 km s^{-1} (Churchwell et al. 1992) para el viento, se encuentra que la escala de tiempo dinámico para reemplazar el gas emisor es de sólo ~ 0.33 años. Así, la variabilidad en la densidad de flujo de WR 147S podría ser explicada como el resultado de un cambio en los parámetros del viento. Para un viento con temperatura electrónica constante, la densidad de flujo y el tamaño angular a una frecuencia dada están relacionados como $S \propto \theta^2$. Por tanto, el incremento en la densidad de flujo se espera esté acompañado de un incremento en el tamaño angular de $\sim 10\%$. Desafortunadamente, los errores presentes en el tamaño angular son de este orden (Tabla IV.1) y no es posible determinar si existe o no un incremento. La falta aparente de variabilidad en WR 147N puede ser resultado de que sus dimensiones son mayores o de que en esta fuente estamos presenciando los efectos de los vientos de WR 147S y de su compañera IR como eran hace ~ 2 años.

IV.4 Forma y Estructura de las Fuentes

WR 147S.— A partir de las dimensiones angulares deconvolucionadas para la fuente sur no es posible asegurar que la emisión provenga de un viento asimétrico como lo reportan Williams et al. (1997), puesto que tanto el eje mayor como el menor del ajuste son consistentes con un valor de $0''.21 \pm 0''.02$. Así, se concluye que en las épocas de observación, WR 147S parece poseer un viento esférico a primera aproximación. Por otro lado, los resultados sugieren que se está tratando posiblemente con un viento inhomogéneo (ver sección A.3.2). Tanto en los mapas de 1995 como de 1996 se puede ver una región extra de emisión localizada al sur de WR 147S. Esta emisión es detectada a un nivel significativo

y parece ser material en una condensación independiente. Esta región emisora parece haberse alejado de WR 147S unos $\sim 0''.2$ entre las dos épocas de observación y su densidad de flujo en 1996 (~ 0.7 mJy) parece haber decrecido a casi la mitad de su valor en 1995 (~ 1.2 mJy). Este decrecimiento en flujo podría explicarse si se considera que la emisión es libre-libre y que la densidad de flujo depende del radio de la condensación y de la densidad electrónica del gas. Suponiendo que el radio de la condensación crece linealmente con la distancia, $r \propto d$, se tiene que $n_e \propto r^{-3} \propto d^{-3}$, y puesto que $S \propto r^3 n_e^2$ finalmente se tiene $S \propto d^{-3}$. Así, la densidad de flujo de la condensación decrece rápidamente con la distancia a la fuente central y un incremento del 30% en ésta puede producir la reducción observada de la densidad de flujo. El movimiento propio de $\sim 0''.2$ en 1.4 años a una distancia de 630 pc implica una velocidad de ~ 400 km s $^{-1}$ en el plano del cielo. Esta velocidad es cerca de la mitad de la velocidad del viento (900 km s $^{-1}$). Esto implica ya sea que la condensación se está moviendo más lentamente que el viento, o más probablemente que el vector velocidad no se encuentra en el plano del cielo. Dada la modesta señal a ruido de estas condensaciones, es necesario contar con más observaciones para buscar y analizar otras posibles inhomogeneidades en movimiento.

WR 147N.— En los mapas mostrados en la Fig. IV.1 se puede ver que la fuente norte, WR 147N, muestra una elongación en la dirección E-O y más aún, que su forma recuerda un choque como los descritos teóricamente por Stevens, Blondin & Pollock (1992), Eichler & Usov (1993) y Cantó, Raga & Wilkin (1996). Williams et al. (1997) no pudieron observar la forma extendida de WR 147N en sus mapas con MERLIN porque dada su alta resolución angular y su falta de líneas de base cortas, pierden parte de la emisión extendida. Esta morfología apoya de una manera cualitativa la sugerencia hecha por Williams et al. (1997) de que WR 147 y su compañera IR al norte, WR 147NIR, forman un sistema binario con interacción de vientos, donde WR 147N es la región de colisión de

los vientos y responsable de la radiación sincrotrón observada. Recientemente Niemela et al. (1998) han confirmado la interpretación propuesta por Williams et al. (1997) al determinar la posición relativa de las componentes ópticas por medio de observaciones de gran precisión realizadas con el HST.

IV.5 Ajuste de WR 147N con un Modelo de Choque de Proa

En este trabajo de tesis se encontró una separación entre la zona de choque WR 147N y la estrella Wolf-Rayet, WR 147S, de $0''.58 \pm 0''.05$, un valor que es consistente con las separaciones determinadas por Moran et al. (1989) ($0''.6$), Churchwell et al. (1992) ($0''.58$) y Williams et al. (1997) ($0''.575 \pm 0''.015$).

Para realizar una comparación más cuantitativa entre las observaciones y los modelos de choque de proa, se ha determinado una curva que sigue la forma observada de la emisión en radio que se asocia con la zona de interacción, WR 147N. Para esto, se adoptó la solución analítica aproximada obtenida para la forma de la cáscara delgada creada por la interacción de dos vientos isotrópicos dada por Cantó, Raga & Wilkin (1996), ecs. A.7 y A.9. En este ajuste se utilizó el cociente de tasas de momento, $\eta = 0.011_{-0.009}^{+0.016}$, y la separación entre las estrellas infrarrojas derivada por Williams et al. (1997), $D = 0''.64 \pm 0''.02$. El valor de η y la separación entre las estrellas ópticas encontradas por Niemela et al. (1998) son consistentes, dentro del error, con las determinaciones de Williams et al. (1997). Sin embargo, existe otro parámetro libre que debe ser tomado en cuenta: el ángulo de inclinación del sistema ϕ . Este ángulo se define como el ángulo entre el eje de simetría del choque (esto es, la línea que une ambas estrellas) y el plano del cielo. Puesto que es muy poco probable que estemos viendo al sistema de canto ($\phi = 90^\circ$), se ha proyectado la curva de ajuste sobre el plano del cielo siguiendo las ecuaciones dadas por

Raga et al. (1997). Es importante hacer notar que se puede obtener una familia de curvas con pares (η, ϕ) que siguen aproximadamente la forma del choque, dificultando encontrar parámetros únicos para el sistema. Entonces, se debe fijar uno de los dos parámetros. En este caso, puesto que Williams et al. (1997) determinaron un valor para el cociente de tasas de momento, η , basado en observaciones infrarrojas y de radio de alta resolución, se ha tomado este valor. Se varió entonces el ángulo de inclinación para encontrar el mejor ajuste a la forma del choque. En la Fig IV.2 se muestran las curvas correspondientes a tres diferentes ángulos de inclinación manteniendo fijo el valor de η . Se compararon estas curvas con el mapa de 1996 debido a su mejor valor de señal a ruido. Se puede ver en esta figura que la curva con un ángulo de 45° ajusta adecuadamente la forma del choque. Se dibujaron también curvas para otros dos valores diferentes de ϕ con el fin de mostrar al menos cualitativamente que estos valores están lejos de ajustar la forma. De este modo, se ha restringido el valor posible del ángulo de inclinación del sistema al rango $45^\circ \pm 15^\circ$. Puede demostrarse que i , el ángulo entre la normal a la órbita del sistema binario y la línea de visión, está relacionado con ϕ como $\sin(i) \geq \sin(\phi)$. Así, a pesar de las limitaciones en los datos presentados, el análisis indica que el ajustar una curva a la forma de la región del choque de los vientos puede dar un límite inferior para el ángulo de inclinación del sistema binario, i , que es generalmente un parámetro poco conocido.

Se buscó también en los datos de ambas temporadas posible emisión polarizada, siguiendo los procedimientos estandar en AIPS. Se obtuvieron así límites superiores para los grados de polarización de ambas fuentes. Los valores derivados para WR 147N son $\leq 4\%$ y $\leq 3\%$ para polarización circular y lineal respectivamente. Para WR 147S, los valores del grado de polarización circular y lineal fueron ambos menores al 1%. Estos límites superiores son a un nivel de $3\text{-}\sigma$. Así, se puede concluir que la emisión observada no está polarizada a estos niveles.

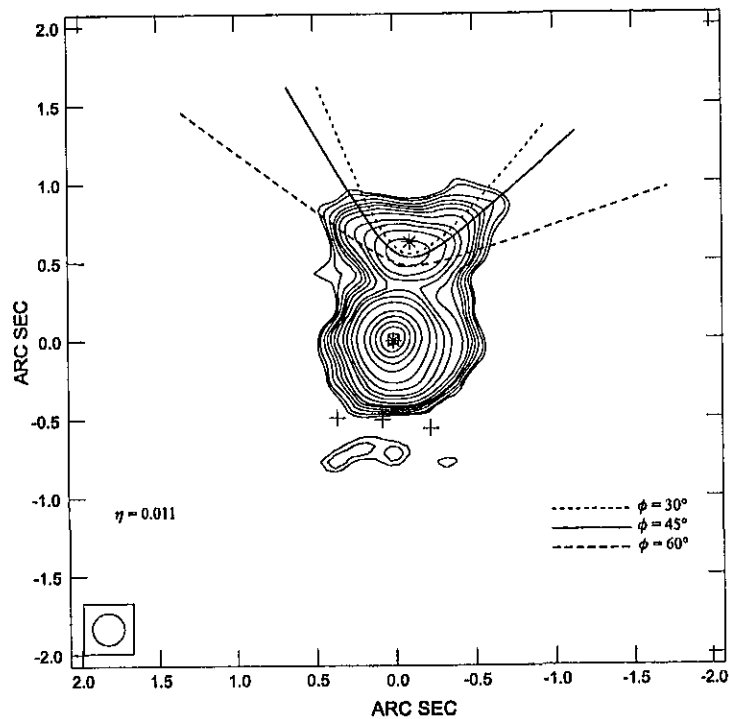


Figura IV.2: Conjunto de curvas proyectadas en el cielo que siguen la forma de la interacción de los dos vientos. Como en la Fig. VI.1, los asteriscos marcan la localización de las dos estrellas. El mapa está centrado en la posición de WR 147S. El cociente de tasas de momento, η , se tomó como 0.011. El conjunto de tres curvas muestran el rango de posibles ángulos de inclinación del sistema.

IV.6 Conclusiones

Las principales conclusiones son las siguientes:

- 1) Se encontraron variaciones a un nivel del 25% en la densidad de flujo de WR 147S. Se había sospechado esta variabilidad en estudios anteriores pero no había sido probada. Se encontró que el viento de WR 147S es esféricamente simétrico a primera aproximación. Sin embargo, los datos sugieren la posible existencia de inhomogeneidades en su densidad, las cuales están viajando con el viento.
- 2) Se confirmó que WR 147N es un choque producido por la interacción de los vientos de las estrellas que forman el sistema binario (WR + B) como anteriormente propusieron Williams et al. (1997) y Niemela et al. (1998). Se ajustó la forma de la fuente de radio WR 147N, con un modelo de choque y se derivó un ángulo de inclinación ϕ en el rango $45^\circ \pm 15^\circ$. Este método podría ser utilizado para estimar un límite inferior del ángulo de inclinación de la órbita, i , de otros sistemas binarios con vientos interactuantes.

Los resultados aquí presentados han sido enviados a la revista *Astrophysical Journal* para su publicación (Contreras & Rodríguez 1998).

Capítulo V

INTERACCIÓN DE UN VIENTO CON SU MEDIO CIRCUNDANTE, EL CASO DE WR 6

V.1 Introducción

Los fuertes vientos estelares que poseen las estrellas masivas, al interactuar con el gas del medio circundante provocan cambios en éste tanto morfológicos como energéticos. Energéticamente, las altas tasas de pérdida de masa (típicamente $\dot{M} \simeq 10^{-5} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$) y velocidades terminales de los vientos ($v_{\infty} \simeq 2\,000 \text{ km s}^{-1}$) inyectan una energía mecánica total al medio interestelar, a lo largo de su vida, del orden de la energía liberada por una supernova tipo II, $\sim 10^{50} \text{ erg}$ (Woltjer 1972).

Morfológicamente se ha encontrado que los vientos estelares al moverse supersónicamente crean una cavidad o burbuja al interactuar con el gas ambiente que rodea a la estrella, el cual se encuentra prácticamente en reposo. Teóricamente desde principios de los años 70's Dyson & de Vries (1972), Castor, McCray & Weaver (1975), Weaver et al. (1977) y más recientemente Koo & McKee (1992a,b) han estudiado la interacción de los

vientos estelares con el medio interestelar circundante. Estos trabajos concluyen que el viento estelar barre el gas circundante y forma una cáscara delgada y densa. La evolución dinámica de esta cáscara es análoga a la que sigue una cáscara producida por la explosión de una supernova. La estructura general del sistema durante toda su evolución consta de cuatro zonas (Fig. V.1): *a*) una zona interna donde se encuentra el viento estelar supersónico; *b*) una región caliente aproximadamente isobárica de viento estelar chocado; *c*) una cáscara delgada y densa de material ambiente chocado; *d*) material ambiente no chocado. Las regiones *b*) y *c*) constituyen las cáscara de la burbuja que se expande creando la cavidad en el medio ambiente, ambas regiones están separadas por una discontinuidad de contacto. En la posición del radio interno y externo R_1 y R_2 respectivamente, se encuentran localizados los frentes de choque formados en la interacción. Una característica importante de resaltar es el hecho de que esta cáscara en expansión puede estar o no totalmente ionizada por la estrella central. Si el frente de ionización queda atrapado en la cáscara, se formará una capa externa de HI, y si no existe otra estrella temprana cercana, la región HII formada entre el radio R_2 y el radio de Strömgren, $R_0 < R_2$, se enfriará y recombinará. Así, existe la posibilidad de tener gas parcialmente ionizado que podría ser observado en líneas de recombinación de radio. Los estudios teóricos de McKee, van Buren & Lazareff (1984) y Koo & McKee (1992a,b) realizan un análisis detallado de la interacción de los vientos con el medio ambiente circundante, desde considerar burbujas creadas por un viento constante en un medio homogéneo hasta vientos cuya inyección de energía es variable en el tiempo (con una ley de potencia) y donde el medio tiene una cierta distribución radial de densidad. Así, este problema ha sido sujeto de extensos estudios teóricos.

Observacionalmente, estas burbujas interestelares pueden ser observadas por su emisión en línea en la región UV del espectro (O V $\lambda 1035$ y N II $\lambda 1086$) y en la región de

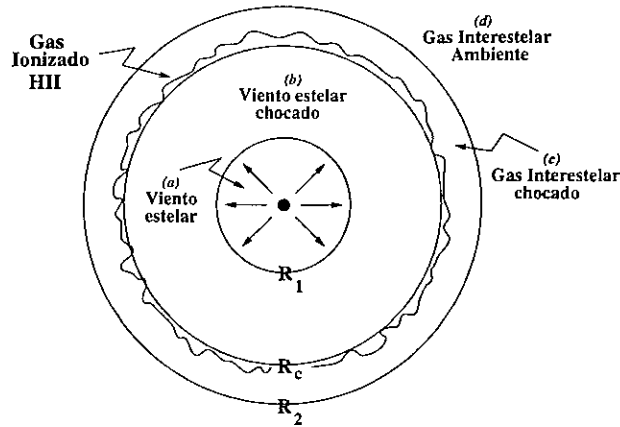


Figura V.1: Dibujo esquemático de las regiones y fronteras del flujo (Weaver et al. 1977).

radio tanto en líneas de recombinación como en emisión continua libre-libre y línea de HI. Ya que los vientos estelares de estrellas WR se encuentran entre los más poderosos de todas las estrellas en la Galaxia, estas estrellas son muy buenos candidatos para estudiar los efectos de la interacción de su viento con el medio que las rodea. Más aún, ya que se cree que estas estrellas son las progenitoras directas de las supernovas tipo Ib (SN Ib) es importante estudiar las condiciones físicas del medio que rodea a la estrella WR pues los efectos de la presencia de una burbuja en este gas tendrá consecuencias en la evolución de la futura remanente de supernova (SNR). Estudios realizados a mediados y finales de los años 80's a las estrellas WR (HD 113904, Cappa de Nicolau & Niemela 1984; HD 88500, Cappa de Nicolau et al. 1986; HD 156385, Cappa de Nicolau et al. 1988; HD 197406, Dubner et al. 1990; WR 125, Arnal & Mirabel 1991) revelaron la existencia de burbujas o cavidades de HI alrededor de estas estrellas. En 1991, Niemela & Cappa de Nicolau (1991) realizaron un estudio para buscar burbujas de HI asociadas a estrellas WR que se encuentran en la región galáctica entre $l = 302^\circ$ y $l = 312^\circ$. La muestra constaba de 14 estrellas WR con distancias menores a 10 kpc del sol. Sus principales resultados fueron: a) cinco estrellas con latitud galáctica $|b| \geq 2^\circ$ mostraban burbujas de HI alrededor de

ellas; *b*) ninguna estrella con $|b| < 2^\circ$ presentó cavidad de HI. Esto puede deberse a que al existir una mayor densidad de gas cerca del plano galáctico, se espera que las burbujas de HI alrededor de las estrellas WR sean más pequeñas y por tanto no detectables con sus condiciones de observación; *c*) las dos estrellas WR tipo WN que presentan una burbuja de HI asociada se encontraban localizadas en una posición cercana al centro de dichas burbujas, mientras que las estrellas tipo WC estaban muy fuera del centro y más bien cercanas al borde de mayor densidad de ésta. Una posible explicación para esto es el hecho de que las estrellas WN son más jóvenes que las tipo WC. Más tarde, Arnal (1992) realiza un estudio sobre la distribución de HI alrededor de seis estrellas WR. Sus conclusiones son las siguientes: *i*) todas las estrellas se encuentran proyectadas en un mínimo relativo de densidad columnar de hidrógeno neutro; *ii*) las cavidades de HI son estructuras elongadas con un cociente eje mayor a menor promedio de ~ 2.2 ; *iii*) el máximo de densidad columnar de HI se encuentra en los bordes de la burbuja de HI sin llegar a rodearla completamente; *iv*) las estrellas WR no se encuentran situadas en el centro de la cavidad; *v*) si una SNR se forma a partir de la explosión de supernova (SN) de una estrella WR que había formado previamente una cavidad de HI, y por tanto rarificado el gas dentro de ella, la emisión no-térmica esperada para la SNR podría no ser detectable en sus primeros años de evolución. Además, la burbuja de HI habrá modificado la distribución de gas circundante, provocando que la SNR no evolucione con una simetría esférica, formándose entonces las llamadas "SNR barradas".

Una de las estrellas WR que presentan una burbuja de HI estudiada recientemente por Arnal & Cappa (1996) es WR 6. En la siguiente sección se dará una descripción general de este objeto. En la sección VII.3 se describirán las observaciones en radio a 3.6 cm, se discutirán los resultados obtenidos en este trabajo en la sección VII.4 y finalmente se presentarán las conclusiones obtenidas para esta fuente.

V.2 WR 6 (HD 50896)

WR 6 es una de las estrellas WR más brillantes en el cielo, clasificada como una estrella WN5, se encuentra localizada a una longitud galáctica de $l = 234.76$ y una latitud de $b = -10.08$ (van der Hucht et al. 1988) y situada a una distancia $z = 260-300$ pc por debajo del plano galáctico. La distancia a ella ha sido un tema controversial desde su primera estimación basada en la fotometría de trece colores realizada por Feinstein (1967), quien concluyó que WR 6 podía pertenecer al cúmulo abierto Collinder 121 (Cr 121) situado a 0.63 kpc del sol. Este valor ha variado desde $d = 0.91$ kpc (Lunström & Stenholm 1984) a $d = 2-3$ kpc (Howarth & Phillips 1986) y más tarde a $d = 1.56$ kpc (van der Hucht et al. 1988) hasta $d = 1$ kpc (Conti & Vacca 1990). Finalmente parece ser que el valor $d = 1.8$ kpc derivado por Howarth & Schmutz (1995) en base a observaciones espectroscópicas de alta resolución de las líneas interestelares Na D es el valor más aceptado actualmente.

HD 50896 ha sido estudiada en casi todas las regiones del espectro. Las observaciones en la región óptica del espectro se han realizado desde finales de los años 40's en donde Wilson (1948) reporta por primera vez variaciones espectrales de WR 6 mientras que variaciones fotométricas fueron reportadas por Ross (1961). En 1980, Firmani et al. (1980) determinan un periodo consistente con ambos tipos de variaciones, el periodo encontrado fue de 3.76 días. Proponen que un sistema binario explicaría estas variaciones periódicas, sugiriendo además que la compañera "invisible" de WR 6 es probablemente una estrella de neutrones con masa de $m_2 = 1.3 \pm 0.4 M_{\odot}$, que la excentricidad de la órbita es muy diferente de cero y que ésta explicaría las variaciones poco usuales observadas. Más tarde, Lamontagne, Moffat & Lamarre (1986) y Robert et al. (1992b) confirman el valor del periodo encontrado por Firmani et al. (1980). Sin embargo, recientemente nuevos

datos espectroscópicos y fotométricos obtenidos por Morel, St-Louis & Marchenko (1997) apoyan el modelo de un viento en rotación de estructura compleja. En la región óptica también se encontró desde 1965 (Johnson & Hogg 1965) una nebulosa anular asociada a WR 6, llamada S308. Existen dos posibles formas de crear una nebulosa anular alrededor de estrellas WR: 1) a partir de la interacción de un viento estelar con su medio ambiente circundante (Johnson & Hogg 1965; Chu 1981); o 2) con material eyectado por la estrella WR central. En particular, S308 fue clasificada como una burbuja creada por un viento estelar por Chu (1981) en base a argumentos morfológicos y cinemáticos, lo cual es consistente con el modelo de Weaver et al. (1977) para la formación de burbujas. Sin embargo, Esteban et al. (1992) concluyen que la nebulosa S308 está formada por material eyectado por WR 6, ya que presenta una sobreabundancia de nitrógeno y helio así como una deficiencia en oxígeno. Estas propiedades químicas reflejan la nucleosíntesis estelar (ciclo CNO). Así, proponen la posibilidad de que existió una pérdida de masa fuerte o eyección de las capas externas en un corto periodo de tiempo cerca o en el final de la fase evolutiva de hipergigante roja fría de la estrella central.

En la región de rayos-X, WR 6 ha sido observada por Pollock (1987, 1995) con el satélite *Einstein* y por Willis & Stevens (1996) con *ROSAT*. En esta región se encuentra una incompatibilidad entre la luminosidad observada $L_x \sim 10^{32}$ erg s⁻¹ y la que se podría esperar para un sistema binario WR + c, $L_x \sim 10^{36} - 10^{38}$ erg s⁻¹. En la región UV, Nichols-Bohlin & Fesen (1986) detectaron emisión de una gran cáscara de gas a alta velocidad en la dirección de WR 6 y concluyen que esta cáscara en expansión representa una fase evolucionada de una SNR. Concluyen también en base a la distancia estimada para la SNR que es muy improbable que haya una asociación física entre ésta y WR 6. Aunque sería interesante encontrar una SNR en la vecindad de un sistema binario WR + c pues sería fuerte evidencia en favor de los modelos evolutivos donde una de las

componentes originales explotó como SN y produjo una compañera compacta, estrella de neutrones o agujero negro. Sin embargo, Nichols (1995) reporta nuevamente la existencia de gas de alta velocidad en la línea de visión hacia WR 6 y propone un posible escenario que explicaría una asociación real de este gas con la estrella WR. El modelo propone que en un sistema binario masivo (O + O), originalmente situado en el plano galáctico, al ocurrir la explosión de SN de la estrella O primaria, el sistema O + objeto compacto(c) es arrojado fuera del plano dejando allí la SNR y situando ahora al sistema O + c lejos de él. Más tarde, la componente O secundaria transferiría masa al objeto compacto y de hecho, excedería su lóbulo de Roche perdiendo gran parte de su envoltente, dejando entonces una estrella WR como componente secundaria, WR + c. Este modelo explicaría algunas propiedades observadas para WR 6 como por ejemplo su lejanía del plano galáctico, Sin embargo, todavía es dudosa la existencia de una compañera compacta para WR 6.

Considerando que WR 6 no fuera un sistema binario, la variabilidad tanto en el continuo como en líneas UV puede ser explicada a través de las llamadas Regiones de Interacción en Co-rotación (CIR's) propuestas por Mullan (1984, 1986). Estas variaciones son compatibles tanto con el periodo de 3.77 días como con las variaciones observadas de época a época. Así, St-Louis et al. (1995) concluyen que sus observaciones UV apoyan la posibilidad de que las variaciones observadas se deban a variaciones intrínsecas del viento provocadas por la rotación de la estrella, es decir, debido a las CIR's y no a la binariedad de WR 6.

Resumiendo, las evidencias a favor de que WR 6 sea un sistema binario son: 1) WR 6 muestra un periodo bastante bien definido en sus variaciones espectroscópicas y fotométricas en el óptico, $P = 3.77$ días; 2) su posición alejada del plano galáctico, $z = 260-300$ pc, la cual sería una consecuencia de la explosión de SN sufrida por la

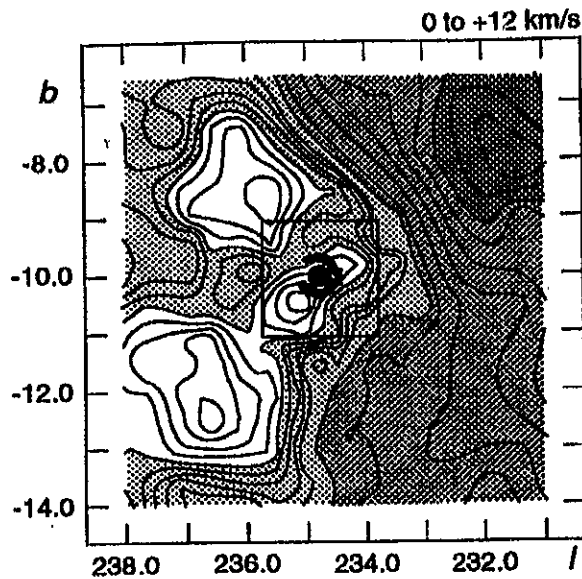


Figura V.2: Mapa de baja resolución de densidad columnar de HI en el rango de velocidad de 0 a +12 km s^{-1} . Aquí puede observarse que la posición de WR 6 no coincide con ninguno de los mínimos de HI (Arnal & Cappa 1996). Los ejes indican las coordenadas galácticas (l, b). En esta figura las cavidades Este y Oeste aparecen en la esquina inferior izquierda y superior derecha del recuadro marcado.

componente primaria del sistema y que actualmente es un objeto compacto, posiblemente una estrella de neutrones (Firmani et al. 1980; Lamontagne, Moffat & Lamarre 1986); 3) la detección de gas de alta velocidad, posiblemente una SNR (Nichols-Bohlin & Fesen 1986), en la misma dirección de WR 6 aunque la distancia estimada para ambos objetos es diferente y por tanto su posible asociación física es incierta y controversial. Mientras que los argumentos que parecen favorecer el marco de una estrella individual son: 1) las variaciones pueden ser explicadas como producto de la presencia de CIR's en el viento estelar; 2) el flujo en rayos-X tan bajo observado, $L_x \sim 10^{32} \text{ erg s}^{-1}$ comparado con el esperado teóricamente, $L_x \sim 10^{36} - 10^{38} \text{ erg s}^{-1}$. Además, Schulte-Ladbeck et al. (1990) proponen un viento asimétrico en rotación en base a observaciones polarimétricas, es decir, favorecen un modelo de estrella individual. En conclusión, la binariedad de WR 6 es aún un tema abierto y muy controversial.

La nebulosa asociada a WR 6 ha sido detectada también como una fuente de emisión en la región infrarroja a 60 y 100 μm con el satélite IRAS (van Buren & McCray 1988) concluyendo que existe polvo en S308. Esto es confirmado más tarde por Mathis et al. (1992). En la región de radio, como se mencionó en la sección anterior, se han llevado a cabo estudios en busca de cavidades y cáscaras de HI alrededor de estrellas WR (Niemela & Cappa de Nicolau 1991; Arnal 1992). Recientemente Arnal & Cappa (1996) realizaron observaciones de HI de baja e intermedia resolución angular. Estas observaciones fueron realizadas con el fin de buscar áreas de baja densidad columnar de HI (posibles cavidades o burbujas) asociadas físicamente con WR 6. Las observaciones de baja resolución les permiten reconocer estructuras de distribución de HI a grandes escalas. En el mapa correspondiente a velocidades radiales entre 0 y $+12 \text{ km s}^{-1}$ es clara la presencia de una zona de baja densidad columnar, es decir, una cavidad de HI. Dentro de esta cavidad de forma alargada se pueden a su vez localizar dos mínimos relativos, uno al Este y otro al Oeste. Si se sobrepone en este mapa la posición de la estrella WR 6 y su nebulosa anular, es posible notar que WR 6 está desplazada del centro de la cavidad y más aún, no coincide con el centro de ninguno de los mínimos interiores, Fig. V.2. La nebulosa S308 se localiza cerca del mínimo al Oeste. Adoptando el modelo de rotación galáctica de Fich, Blitz & Stark (1989), Arnal & Cappa determinan una distancia $\leq 10 \text{ kpc}$ para la cavidad a partir del rango de velocidades 0 a $+12 \text{ km s}^{-1}$. Los datos de resolución intermedia les permite examinar con gran detalle la estructura de la burbuja. El mapa correspondiente al intervalo de velocidad radial $-1.5, +1.5 \text{ km s}^{-1}$ permite determinar las posiciones de los mínimos E y O. Los autores hacen notar que la forma y dimensiones de la cavidad no varían en los distintos mapas de velocidad radial, lo cual hace pensar que no existe una velocidad de expansión significativa. Además, los centros de los mínimos interiores permanecen constantes dentro del error. En un mapa que cubre un rango de

velocidad radial de $+1.5$ a $+10.0 \text{ km s}^{-1}$, confirman que S308 está proyectada sobre el mínimo Oeste de la cavidad, Fig. V.3. En este mapa los autores hacen notar que la mayor parte del borde exterior de la nebulosa es muy regular, salvo un pequeño sector con forma cónica. Esto implica que S308 se está expandiendo en un medio homogéneo. Nuevamente adoptando la misma curva de rotación, restringen el valor de la distancia a la cavidad quedando en el rango $d = 0.2-1.0 \text{ kpc}$. En base a espectroscopía CCD del cúmulo Cr 121 determinan una velocidad radial para éste de $17 \pm 4 \text{ km s}^{-1}$. Este valor está de acuerdo con el valor para S308 obtenido por Pismis & Quintero (1982) por lo que concluyen que es altamente probable que WR 6 sea miembro de este cúmulo. Por último exploran algunas posibles explicaciones para la forma alargada de la cavidad de HI. Encuentran en base a la teoría hidrodinámica estándar de Castor, Abbott & Klein (1975) y Weaver et al. (1977), que la explicación más probable es que exista un viento estelar no isotrópico. Sin embargo, hacen notar que la presencia del campo magnético interestelar ambiente puede jugar un papel importante en la forma no esférica de la burbuja. Así, si se supone que la morfología observada del medio ambiente circundante a WR 6 es debida a la interacción del viento estelar con él, este objeto es un buen candidato para tener un viento anisotrópico. Esta posibilidad la ha sugerido teóricamente Rimpl (1980) en base a observaciones espectroscópicas en el UV de WR 6. Más generalmente, Fliegner & Langer (1995) han propuesto posibles desviaciones de la simetría esférica como resultado de la alta rotación estelar en las etapas tempranas de las estrellas WR. En este trabajo de tesis se busca algún tipo de evidencia que apoye la hipótesis de que WR 6 posee un viento anisotrópico que está relacionado directamente con la morfología observada a gran escala, es decir, con las cavidades o burbujas de HI.

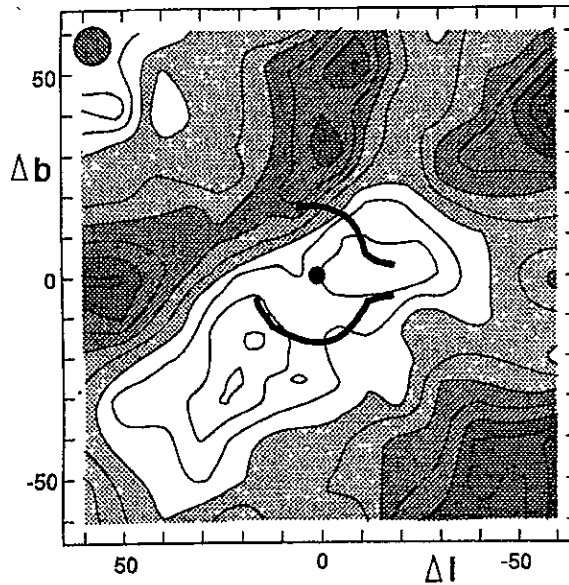


Figura V.3: Mapa de densidad columnar de HI en el rango de velocidades entre $+1.5$ y $+10$ km s^{-1} . La nebulosa S308 se muestra como la línea gruesa. El contorno más bajo corresponde a 8.0×10^{19} átomos cm^{-2} y el espaciado entre contornos es de 1.0×10^{19} átomos cm^{-2} (Arnal & Cappa 1996).

V.3 Observaciones

Se cuenta con 4 temporadas de observación realizadas con el Very Large Array (VLA) a 3.6 cm de HD 50896 : 25 de julio, 26 de noviembre y 21 de diciembre de 1996 y 12 de enero de 1997. Durante la primera temporada el interferómetro se encontraba en su configuración "D", la cual da la menor resolución angular. Los datos de esta temporada se utilizaron para confirmar la detección de WR 6 y estimar su densidad de flujo. Durante las 3 temporadas siguientes, el interferómetro se encontraba en su configuración "A" por lo que a la longitud de onda observada se tenía una resolución angular de $\sim 0''.2$. El tiempo total de integración sobre la fuente varió entre ~ 2 y ~ 4 hrs. El calibrador de fase fue 0646-306 mientras que el de amplitud fue 1328+307. El flujo derivado para el calibrador de fase en todas las temporadas se muestra en la Tabla V.1. La reducción de los datos se llevó a

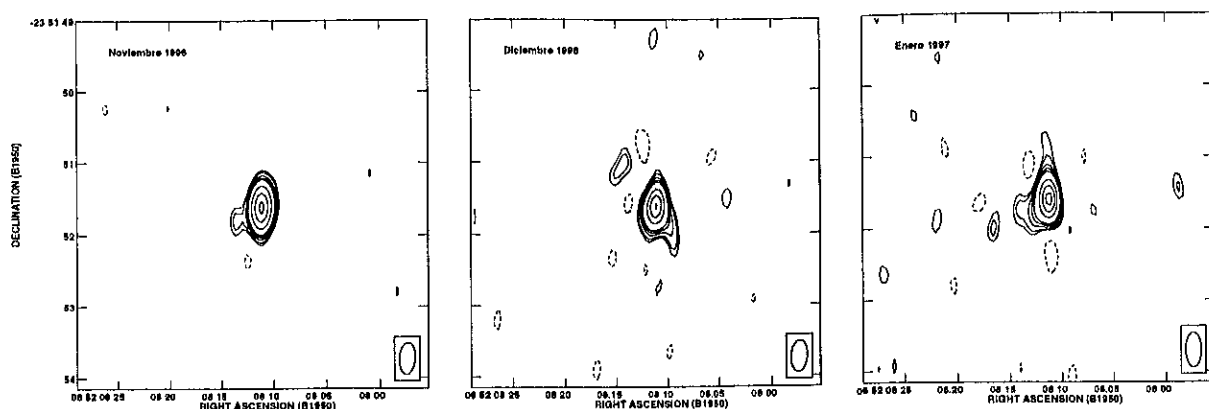


Figura V.4: Mapas limpios realizados con la rutina IMAGR de AIPS para las tres temporadas de observación. El pesado de los datos es intermedio entre uniforme y natural (ROBUST=0). En estos mapas se puede notar la protuberancia detectada y su variación a lo largo de ~ 2 meses. El ruido rms promedio de las tres temporadas es de $27 \mu\text{Jy}$. Los contornos son: -3,3,4,6,8,10,20,35,50 veces el ruido promedio para Noviembre 1996 y -3,3,4,6,8,10,20,30,40 veces el ruido rms promedio para Diciembre 1996 y Enero 1997.

cabo utilizando el paquete de reducción AIPS. Cabe hacer notar que continuamente las posiciones de los calibradores son actualizadas, es por esto que la posición del calibrador de fase en noviembre de 1996 no coincidía exactamente con la nueva posición durante diciembre de 1996 y enero de 1997. Esto se corrigió desplazando la posición de la fuente, WR 6, por la diferencia existente entre las coordenadas del calibrador de fase. Así, en los mapas obtenidos para las tres temporadas la posición de WR 6 coincide y pueden ser comparados sin problema de localización de la fuente. Se realizaron mapas con distinto pesado de los datos: natural, uniforme e intermedio entre ambos (Fig. V.4). Se decidió unir todas las temporadas con el fin de mejorar la señal a ruido de las observaciones. Un mapa con pesado intermedio (ROBUST = 0) realizado a partir de la unión de los datos se muestra en la Fig. V.5. La densidad de flujo para WR 6 encontrada a partir de la unión de los datos fue $1.40 \pm 0.06 \text{ mJy}$.

Tabla V.1: Flujos Derivados en cada Temporada

| Temporada | 0646-306 S_ν [Jy] | WR 6 S_ν [mJy] |
|-------------------|-----------------------------|--------------------------|
| 25 Julio 1996 | 0.804 ± 0.006 | 1.56 ± 0.03 |
| 26 Noviembre 1996 | 0.867 ± 0.005 | 1.62 ± 0.03 |
| 21 Diciembre 1996 | 0.875 ± 0.005 | 1.35 ± 0.03 |
| 12 Enero 1997 | 0.880 ± 0.004 | 1.38 ± 0.03 |

V.4 Discusión

El objetivo principal al observar esta fuente era el de buscar evidencia que pudiera apoyar la existencia de un viento anisotrópico. Esta anisotropía era importante pues dada la presencia de las cavidades de HI asociadas a WR 6, podía existir o haber existido una relación entre ambas características. Los primeros mapas obtenidos a partir de los datos de noviembre 1996 parecían apuntar en la dirección de un viento anisotrópico (por ejemplo ver Fig. V.4a). Estos mapas mostraban una pequeña protuberancia a un nivel de $4\text{-}\sigma$ en la dirección SE. Aunque esta posible anisotropía se encontraba casi en dirección perpendicular a la que se observan las cavidades de HI, un viento asimétrico podía estar presente. Los mapas obtenidos en base a los datos de diciembre 1996, mostraban ahora una protuberancia también a un nivel de $4\text{-}\sigma$ pero en la dirección SO (Fig. V.4b). Una posibilidad era que se tratara de una condensación en el viento cuya emisión decaía al alejarse de la estrella y por tanto desaparecía al observarse nuevamente la fuente un mes después, mientras que surgía una nueva condensación en una posición arbitraria en este mismo lapso de tiempo.

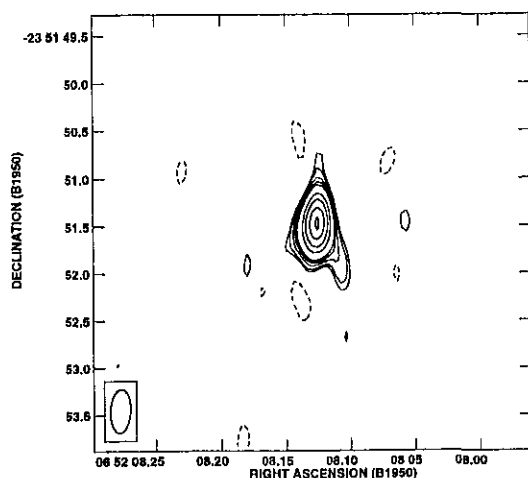


Figura V.5: Mapa limpio realizado a partir de la unión de los datos de las tres temporadas. La rutina de AIPS utilizada fue IMAGR con ROBUST=0. Los contornos son -3,3,4,6,8,10,20,30,45 y 60 veces $19 \mu\text{Jy}$.

Sin embargo, si suponemos nuevamente que la dependencia del flujo con la distancia a la estrella va como $S_\nu \propto d^{-3}$ (sección VI.4), la condensación debería ser observada, aunque también a un nivel de $\sim 4\text{-}\sigma$, a un mes de diferencia entre las observaciones y esto no fue lo que se observó. Finalmente, los mapas realizados a partir de las observaciones de enero de 1997, mostraban nuevamente una protuberancia al SE (ver Fig. V.4c). Esto hizo pensar que tal protuberancia no era real sino que muy probablemente se trataba de un error sistemático en las observaciones. Se hicieron algunas pruebas y se encontró que ciertamente en los mapas que sólo incluían el IF=1, la protuberancia desaparecía o su flujo disminuía a un nivel $\leq 4\text{-}\sigma$ (Fig. V.6). Así, se concluyó que la protuberancia no era real sino quizá más bien un problema en la adquisición de los datos.

Por otro lado, era importante intentar estimar el tamaño de la fuente tanto para detectar alguna desviación de la simetría esférica como para saber si se trataba de un viento térmico clásico. Desafortunadamente debido a que la fuente no está resuelta y es

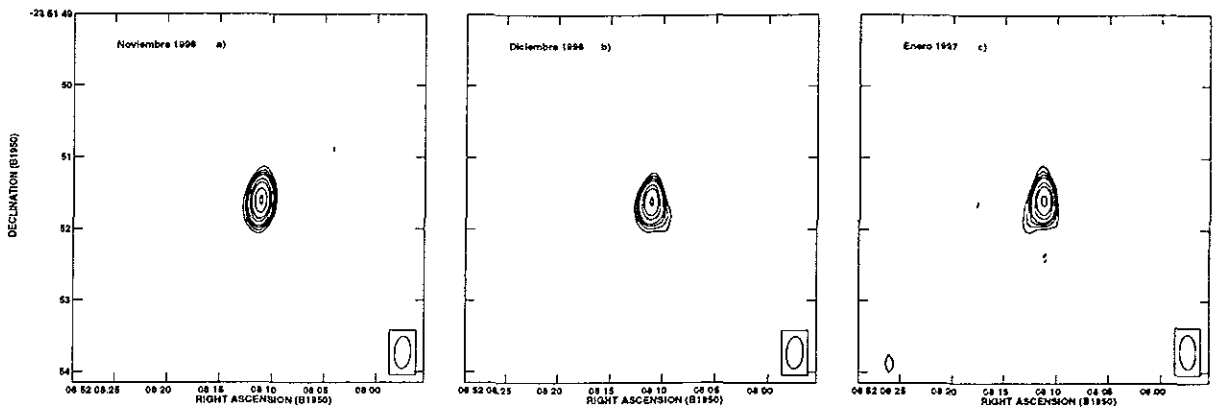


Figura V.6: Mapas de “prueba” para las tres temporadas tomando solamente los datos del IF=1. En el mapa a) puede observarse que la protuberancia que existía al SE ha desaparecido, mientras que en los mapas b) y c), la protuberancia es marginalmente observada a un nivel de $4-\sigma$. Los contornos corresponden a -4,4,6,8,10,15,20,30,40 veces el ruido promedio de las tres temporadas, $36\mu\text{Jy}$, para noviembre 1996. Para diciembre 1996 y enero 1997 los contornos son -4,4,6,8,10,15,20,30 veces el mismo ruido rms promedio.

bastante débil, no fue posible determinar sus dimensiones a partir de los mapas sino tan solo un límite superior, $\leq 0''1$. Sin embargo, White & Becker (1982) muestran que es posible determinar el tamaño de una fuente directamente en base a los datos en el plano (u, v) aunque bajo la suposición de que se trata de una fuente esférica. Más aún, Escalante et al. (1989) demuestran que para un viento marginalmente resuelto la dependencia de la densidad de flujo con la línea de base proyectada es lineal. Así, es posible que realizando un ajuste lineal a los datos uv se determine tanto el tamaño de la fuente como su temperatura de brillo. El ajuste por mínimos cuadrados se realiza sobre la parte real de los datos en base a la siguiente ecuación:

$$V(b) = S_\nu (1 - Ab)$$

donde b es la línea de base proyectada, en longitudes de onda, S_ν es la densidad de flujo total o la densidad de flujo correspondiente a una separación cero ($b = 0$), y A es la

pendiente del ajuste. En este caso, el valor encontrado para la densidad de flujo y la pendiente A son: $S_\nu = 1.52 \pm 0.03$ mJy y $A = 4.6 \pm 0.6 \times 10^{-7}$ (Fig. V.7).

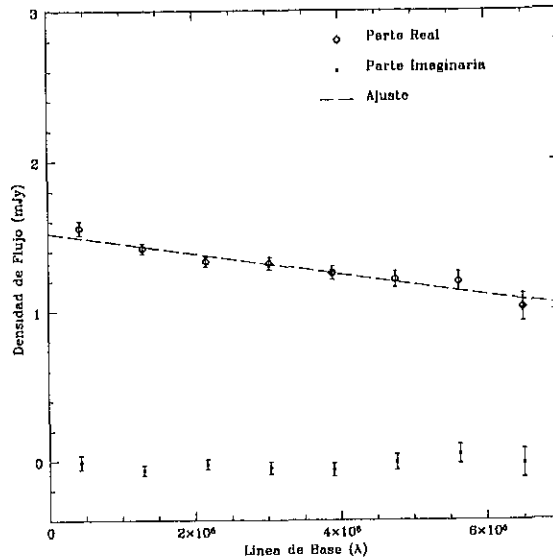


Figura V.7: Parte real e imaginaria de la densidad de flujo como función de la línea de base. La línea corresponde al ajuste por mínimos cuadrados realizado para encontrar los valores de A y S_ν y por tanto el tamaño y flujo total de la fuente.

Así, el diámetro angular de la fuente dentro del cual se origina la mitad del flujo está dado por la expresión:

$$\left[\frac{\theta}{''} \right] = 1.19 \times 10^5 A \tag{V.1}$$

mientras que la temperatura de brillo se obtiene a partir de la relación:

$$\left[\frac{T_B}{10^4 K} \right] = \left[\frac{9.48 \times 10^{-15}}{A^2} \right] \left[\frac{S_\nu}{mJy} \right] \left[\frac{\lambda}{cm} \right]^2 \tag{V.2}$$

Ambas relaciones fueron encontradas por Escalante et al. (1989). Así, el tamaño y la

temperatura encontrados para WR 6 son: $\theta = 0''.06 \pm 0''.01$ y $T_B = 9\,000 \pm 2\,500$ °K. El valor encontrado para la temperatura es consistente con un viento térmico. Finalmente, se derivó el valor de la tasa de pérdida de masa, $\dot{M} = 2.8 \pm 1.0 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$. Este valor es consistente con el valor encontrado en la literatura de $3.3 \times 10^{-5} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ reportado por Barlow, Smith & Willis (1981) en base a observaciones del continuo libre-libre en el infrarrojo.

Entonces, finalmente se puede concluir que no se encontró evidencia firme que apoyara la existencia de un viento anisotrópico en WR 6 que pudiera estar relacionado con las cavidades de HI reportadas por Arnal & Cappa (1996). En base a los datos con los que se cuenta, la fuente parece poseer un viento esféricamente simétrico. Si en verdad existiera una asimetría en el viento, ésta no ha sido detectada dado que se trata de una fuente marginalmente resuelta y muy débil. Se estimó un tamaño de la fuente bajo la suposición de esfericidad. Se encontraron además parámetros como la temperatura de brillo y la tasa de pérdida de masa en base a la densidad de flujo observada en las tres temporadas. La variabilidad observada (ver Tabla V.1) de sólo $\sim 15\%$ en aproximadamente 6 meses de observaciones sugiere que el viento de WR 6 es un viento térmico clásico no variable en el tiempo. Actualmente se está preparando un artículo donde se reportan los resultados obtenidos.

Capítulo VI

RESUMEN Y CONCLUSIONES

A pesar de que el estudio de los vientos estelares es bastante amplio en todas las regiones del espectro, existen aún aspectos muy interesantes por estudiar. En el presente trabajo de tesis se atacaron tres tópicos en base a observaciones realizadas en la región de radio. El trabajo se centró en el análisis de los vientos en estrellas masivas, supergigantes O y B y estrellas Wolf-Rayet, debido a las pérdida de masa que poseen. Los principales tópicos analizados fueron : *a)* la determinación confiable de la tasa de pérdida de masa en estrellas masivas; *b)* la interacción de los vientos tanto con su medio circundante como con los vientos de estrellas compañeras en el caso de sistemas binarios; *c)* la posibilidad de que los vientos sean asimétricos y/o inhomogéneos, contrario al modelo estandar clásico que presenta vientos esféricamente simétricos y de densidad homogénea.

En cuanto al primer punto estudiado, una de las principales conclusiones es que fue posible detectar emisión a 7 mm proveniente de los vientos ionizados en seis de las ocho estrellas observadas. Este estudio sobre vientos estelares fue de los primeros trabajos desarrollados en base a observaciones a esta longitud de onda con los nuevos receptores instalados en el Very Large Array (VLA). El análisis de la muestra inicial permitió

clasificar a los objetos estudiados en 3 grupos:

- Objetos con vientos térmicos clásicos, P Cyg, Cyg OB2 No. 5 y Cyg OB2 No. 12.
- Objetos claramente no-térmicos, HD 167971 y Cyg OB2 No. 9.
- Objetos con un viento térmico cuyo índice espectral no es consistente con el valor esperado para un viento clásico, WR 140 y WR 147.

En base a los flujos observados a 7 mm se determinaron valores para las tasas de pérdida de masa, o límites superiores, para todas las fuentes observadas. Se propone que estos valores son más confiables que los derivados en base a otros métodos ya que a 7 mm la emisión de los vientos está libre de contaminación por radiación sincrotrónica o ésta es despreciable. En el caso de Cyg OB2 No. 5 se encontró que la fuente estaba en su estado “bajo” (térmico) aunque podría estar entrando al estado “alto” (no-térmico) en la época de las observaciones. Este paso de un estado al otro concuerda con el modelo presentado por Miralles et al. (1994) que propone un periodo de 7 años para el cambio entre estados observado en el sistema.

El estudio clásico de los vientos estelares está basado en las 2 suposiciones más simples y básicas: los vientos poseen simetría esférica y una densidad homogénea. Sin embargo, observacionalmente se ha encontrado evidencia que parece indicar que estas dos suposiciones pueden no ser del todo válidas. La posible invalidez de estas suposiciones tiene un impacto significativo en la derivación de las tasas de pérdida de masa obtenidas a partir de las observaciones en radio. El alejamiento de la suposición de homogeneidad del viento puede llevar a una sobreestimación en los valores de la tasa de pérdida de masa, ya que la radiación libre-libre es proporcional al cuadrado de la densidad de la región emisora.

Así, el flujo observado en radio emitido por un viento inhomogéneo sería mayor al flujo emitido por un viento homogéneo con la misma tasa de pérdida de masa. Similarmente, la desviación de la simetría esférica lleva a una sobreestimación de este valor. Un viento colimado puede producir el mismo flujo en radio con una tasa de pérdida de masa mucho menor, que un viento esférico. Dada la importancia de la tasa de pérdida de masa en los modelos evolutivos, la posibilidad de que estas desviaciones existan necesita ser analizada con profundidad.

Por otro lado, dado que la fracción de sistemas binarios masivos es de aproximadamente el 43%, tanto entre las estrellas WR en la Galaxia como entre las estrellas O. Es natural pensar que en dichos sistemas los vientos de ambas componentes deben interactuar. De la muestra original de estrellas masivas, dos objetos: Cyg OB2 No. 5 y WR 147 presentaron características relacionadas con la interacción de vientos. Las observaciones a Cyg OB2 No.5 mostraron la presencia de una fuente de emisión débil que parecía ser una tercera componente del sistema, la componente principal era conocida ya como un sistema binario de contacto no resuelto. Sin embargo, la emisión débil en radio no tenía una contraparte óptica, como en el caso de la componente principal, lo cual no apoyaba la idea de que se tratara de una componente más del sistema. Más aún, la emisión débil en radio presentaba un índice espectral negativo, lo que indicaba la presencia de emisión sincrotrón de origen desconocido. En el caso de WR 147, el índice espectral tan plano obtenido de las observaciones (0.34), hizo pensar en la posibilidad de estar observando un viento anisotrópico. Esta estrella era conocida ya como un objeto que poseía dos fuentes de emisión, una térmica y una no-térmica. Así, se tenían dos características interesantes por explicar, el origen de la emisión no-térmica y el valor para el índice espectral alejado del valor típico esperado (0.6). Estas estrellas fueron objeto de un estudio más profundo y a continuación se presentan las conclusiones principales encontradas en ambos casos.

Cyg OB2 No. 5.— Se estudió el problema de la naturaleza de la compañera débil en radio (componente secundaria) del sistema binario de contacto *Cyg OB2 No. 5* (componente principal). El estudio se basó en la determinación precisa de las posiciones de ambas fuentes tanto en radio como en óptico. Mientras que las posiciones en radio y óptico del sistema binario coincidían dentro del error estimado, las posiciones de la componente secundaria fueron significativamente diferentes. La separación derivada entre la componente principal y la secundaria obtenida a partir de las posiciones en radio resultó ser menor que la obtenida en base a las observaciones ópticas. Esto apoyó la idea de que la compañera débil en radio fuera realmente la región de colisión de los vientos de las componentes ópticas. Además, como se esperaba, el choque se encuentra más cercano a la estrella secundaria cuyo viento es más débil que el de la componente primaria. Así, la compañera débil en radio no correspondía a la estrella óptica secundaria sino a la zona de colisión de los vientos, localizada entre ambas componentes. Se trata además del primer sistema que presenta evidencia de emisión proveniente del choque de vientos cuya componente principal no es una estrella Wolf-Rayet como en otros casos reportados en la literatura.

WR 147.— Este objeto parecía ser un caso en el que se tenía un sistema binario que presentaba tanto emisión térmica como no-térmica, sin embargo, no se había detectado ninguna posible compañera. Fue hasta 1997 cuando Williams et al. detectaron la componente secundaria en la región infrarroja. Se sugería también que posiblemente la componente principal *WR 147S* (notación de Churchwell et al. 1992) poseía un viento anisotrópico. En el presente trabajo de tesis se encontró en base a las observaciones en radio que a primera aproximación *WR 147S* posee un viento isotrópico. Se encontró que la densidad de flujo de *WR 147S* varió en aproximadamente un 25% en el periodo de tiempo entre las observaciones. Esta variación puede explicarse como debido a un cambio en los

parámetros del viento, dado que la velocidad terminal del viento es de 900 km s^{-1} la escala de tiempo para reemplazar el gas emisor es de ~ 0.33 años. Por otro lado, de manera cualitativa la morfología de la componente secundaria en radio, WR 147N (fuente de emisión no-térmica), recordaba un choque como los modelados teóricamente para la interacción de vientos. Para tener una descripción más cuantitativa de la región de choque, se ajustó una curva teórica (Cantó, Raga & Wilkin 1996) que sigue adecuadamente la forma observada. En base a esta curva se encontró un límite inferior para el ángulo de inclinación, i , del sistema ($45^\circ \pm 15^\circ$) proyectando la curva teórica sobre el plano del cielo. Así, este resultado confirma la interpretación de que WR 147 es un sistema binario con interacción de vientos (Williams et al. 1997; Niemela et al. 1998).

Además, WR 147S parece presentar evidencia relacionada con la inhomogeneidad de los vientos. En base a dos temporadas de observaciones en radio, se detectó una región de emisión extra en WR 147S. Esta emisión parece ser una condensación independiente. La condensación al parecer se ha alejado $\sim 0''.2$ de WR 147S en el periodo de ~ 1.4 años que separa las observaciones y su flujo haber decrecido a casi la mitad de su valor. Esta disminución es posible si se supone que el tamaño de la condensación crece linealmente con la distancia a la estrella, lo cual da una dependencia de la densidad de flujo con la distancia que va como $S \propto d^{-3}$. Así, un incremento del 30% en la distancia a la estrella puede causar la disminución en el flujo observada. Por otro lado, dado el movimiento propio de $0''.2$ observado, se deriva una velocidad de $\sim 400 \text{ km s}^{-1}$ para la condensación. Ya que la velocidad del viento es de 900 km s^{-1} muy probablemente el vector velocidad de la condensación no se encuentra en el plano del cielo. Así, a pesar de la modesta señal a ruido, existe la posibilidad de que el viento de WR 147S sea un viento inhomogéneo.

Por último, los fuertes vientos estelares no sólo interaccionan con otros vientos estelares

en sistemas binarios sino que provocan cambios en su medio circundante. En particular formando cavidades o burbujas observadas en HI. Dentro de este tipo de interacción, se analizó el caso de WR 6. Esta fuente parecía ser un buen candidato para tener un viento anisotrópico cuya interacción con su medio circundante hubiera causado las cavidades de HI observadas por Arnal & Cappa (1996). Desafortunadamente las pruebas que se realizaron en base a tres temporadas de observación no aportan evidencia justificada de la existencia de tal asimetría. Las razones fueron la falta de resolución espacial y la débil emisión en radio que presenta la fuente. Sin embargo, se estimó un tamaño para la fuente suponiendo simetría esférica.

VI.1 Trabajo Futuro

Los tres puntos básicos de este trabajo de tesis son temas donde aún es necesario mucho estudio tanto observacional como teórico. La búsqueda de las anisotropías e inhomogeneidades en los vientos es un área muy interesante donde se puede realizar trabajo observacional. En particular el caso de WR 147 necesita más observaciones para buscar la posible aparición de otras condensaciones y estudiar su movimiento.

En cuanto a la interacción de vientos, es posible utilizar el ajuste de una curva a la región de choque como un método para estimar un límite inferior del ángulo de inclinación, i , de sistemas binarios, un parámetro poco conocido y de difícil determinación. Además, con este ajuste de curvas teóricas es posible estimar o confirmar los valores de los parámetros físicos de los vientos de las componentes determinados observacionalmente como la tasa de pérdida de masa o la velocidad terminal de los vientos. Dado el gran número de sistemas binarios con componentes masivas, el área ofrece mucho material de estudio.

Otros temas que requieren investigación son *i)* la periodicidad de Cyg OB2 No. 5; *ii)* las variaciones en flujo observadas en P Cyg que no pueden explicarse fácilmente y *iii)* la binariedad de WR 6. En este último punto se requiere quizá un mejor monitoreo en radio.

Apéndice A

MECANISMOS DE EMISIÓN EN RADIO DE LOS VIENTOS ESTELARES

Los vientos estelares pueden estudiarse por medio de observaciones a lo largo de todo el espectro electromagnético, ya sea a través de la absorción (y/o emisión) en líneas, y emisión en el continuo. La emisión continua en el radio puede tener dos orígenes diferentes: puede ser emisión libre-libre, o sea emisión térmica, producida por la interacción entre iones y electrones en el gas ionizado o, si existe un campo magnético presente y electrones moviéndose a velocidades relativistas, puede ser emisión sincrotrón, es decir, emisión no-térmica. En el caso de estrellas masivas, los estudios realizados en la región de radio del espectro, revelan la existencia de emisión de ambos tipos en muchos de los objetos observados. En particular, la emisión no térmica observada es variable y no tiene un origen claro. Puede provenir del viento mismo, por medio de electrones relativistas producidos periódicamente y que forman una envolvente sincrotrónica (Miralles et al. 1994), o producirse en la región de colisión de vientos en el caso de un sistema binario (Dougherty et al. 1996). Así, el estudio de la emisión sincrotrón puede ayudarnos a discriminar entre

los posibles modelos que tratan de explicar su origen. Por otro lado, la emisión térmica permite la determinación de tasas de pérdida de masa. Así, en general, el estudio de la emisión continua de los vientos es muy importante y en este apéndice se dará una revisión de ambos mecanismos.

A.1 Emisión Libre-Libre

Para encontrar el espectro de emisión libre-libre en los vientos estelares, es necesario resolver la ecuación de transporte radiativo. El método a seguir en este apéndice para determinar la emisión térmica producida en una envoltente ionizada, es el desarrollado por Panagia & Felli (1975), el cual es muy similar al presentado por Wright & Barlow (1975) y Olnon (1975). Estos desarrollos son ya trabajos clásicos en el estudio de envoltentes extendidas.

El primer punto importante es el hecho de que la densidad electrónica en la envoltente, n_e , no es constante como se suponía generalmente para regiones HII (Mezger & Henderson 1967). En el estudio de Panagia & Felli se considera el caso en que la densidad decrece con la distancia radial a la estrella como una ley de potencia, $n_e \propto r^{-\alpha}$. En particular se discute el caso $\alpha=2$, ya que representa un viento moviéndose con una velocidad constante. Otras de las hipótesis hechas por estos autores son: *a)* ionización total del gas; *b)* temperatura electrónica constante; *c)* simetría esférica y *d)* homogeneidad del material. En el caso de este trabajo de tesis, la primera suposición es bastante razonable dado que las estrellas masivas donde se aplicarán los resultados obtenidos por Panagia & Felli, son objetos que producen una cantidad suficiente de fotones ionizantes (estrellas O, B y estrellas Wolf-Rayet) para mantener totalmente ionizada su envoltente. La segunda suposición es válida también ya que como se verá en el desarrollo de las ecuaciones básicas,

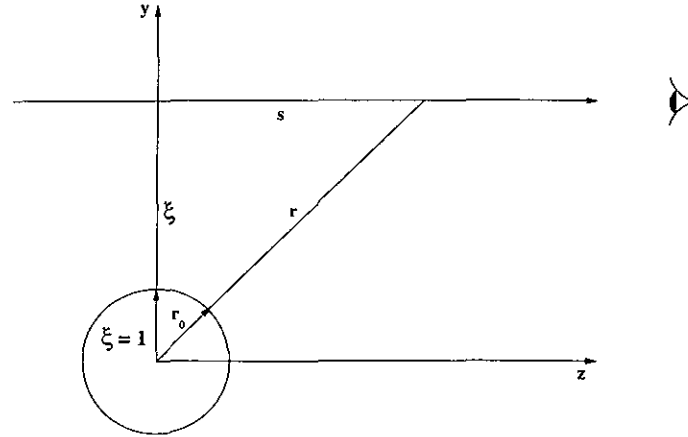


Figura A.1: Diagrama que muestra la geometría utilizada para el cálculo de la profundidad óptica $\tau(\xi)$. El eje x es perpendicular al plano z - y (Panagia & Felli 1975).

la dependencia de la emisión con la temperatura es muy débil y posibles variaciones de ésta dentro del viento no son relevantes. Quizá la hipótesis sobre la simetría esférica sea la más débil dados los estudios más recientes sobre vientos asimétricos (sección B.3.1). Otro punto un poco débil en este tratamiento es el hecho de que recientemente se ha encontrado evidencia que parece indicar la presencia de inhomogeneidades dentro del viento (ver sección B.3.2), lo que provocaría que las tasas de pérdida de masa basadas en un modelo homogéneo sean sobrestimadas hasta por un factor de 3 (Hamann 1999).

Para comenzar, se supone la geometría mostrada en la Fig. A.1, donde ξ es la distancia entre una línea de visión paralela al eje z y dicho eje, se le llamará parámetro de impacto; s , es la distancia medida a lo largo de la línea de visión con respecto al punto más cercano a la estrella, r_0 es el radio de la estrella y n_0 la densidad electrónica en $r = r_0$. Por simplicidad todas las variables de distancia, r , s , y ξ , serán normalizadas a r_0 . Así:

$$r^2 = s^2 + \xi^2 \quad \text{y} \quad n(s) = \frac{n_0}{s^2 + \xi^2}.$$

Ahora, se tiene que la solución a la ec. de transporte, en términos del parámetro de

impacto, ξ , es:

$$I_\nu(\xi) = B(\nu) \left(1 - e^{-\tau(\xi)}\right) ,$$

donde

$$\tau(\xi) = \int_0^\infty n^2(s) \kappa(\nu) r_0 ds = \frac{\pi}{2\xi^3} n_0^2 \kappa(\nu) r_0 , \quad \text{si } \xi > 1 \text{ (A.1)}$$

$$\begin{aligned} \tau(\xi) &= \int_{s_{min}}^\infty n^2(s) \kappa(\nu) r_0 ds \\ &= \frac{1}{2\xi^3} n_0^2 \kappa(\nu) r_0 \left[\frac{\pi}{2} - \frac{s_{min} \xi}{s_{min}^2 + \xi^2} - \arctan\left(\frac{s_{min}}{\xi}\right) \right] , \quad \text{si } \xi \leq 1 \text{ (A.2)} \end{aligned}$$

con $s_{min} = (1 - \xi^2)^{1/2}$ y $\kappa(\nu)$ dada por Mezger & Henderson (1967):

$$\kappa(\nu) = 8.436 \times 10^{-28} \left[\frac{\nu}{10 \text{ GHz}} \right]^{-2.1} \left[\frac{T_e}{10^4} \right]^{-1.35} a(\nu, T_e) . \quad \text{(A.3)}$$

Se tomará $a(\nu, T_e)=1$. Para obtener la emisión total de la envolvente, se integra a lo largo de todas las distintas líneas de visión, es decir, se barren todos los parámetros de impacto, ξ , para cubrir así el área completa proyectada en el cielo al integrar en anillos de ancho $d\xi$ y se multiplica por 4π estereoradianes para tomar en cuenta la isotropía del viento. Así, se tiene:

$$E_\nu = 4\pi \int_0^\infty B(\nu) \left(1 - e^{-\tau(\xi)}\right) 2\pi r_0^2 \xi d\xi . \quad \text{(A.4)}$$

Ahora, para resolver esta integral se hace la siguiente aproximación: se define un parámetro "crítico", $\xi_c \geq 1$, tal que la profundidad óptica de una línea de visión con dicho parámetro de impacto sea muy grande, es decir,

$$\tau_c = \frac{\pi}{2 \xi_c^3} n_0^2 \kappa(\nu) r_0 \gg 1 , \quad (\text{A.5})$$

de donde se ve que ξ_c es una función de la frecuencia.

Si se elige una τ_c suficientemente grande, el término $e^{-\tau(\xi)}$ de la ec. (A.4) es pequeño y puede despreciarse para $\xi < \xi_c$. Con esta aproximación, la ec. (A.4) puede escribirse de la siguiente manera:

$$\begin{aligned} E_\nu &\approx 4\pi r_0^2 \pi B(\nu) \left[2 \int_0^{\xi_c} \xi d\xi + 2 \int_{\xi_c}^{\infty} (1 - e^{-\tau(\xi)}) \xi d\xi \right] \\ &\approx 4\pi^2 r_0^2 B(\nu) \left[\xi_c^2 + 2 \int_{\xi_c}^{\infty} (1 - e^{-\tau(\xi)}) \xi d\xi \right] . \end{aligned}$$

Para resolver la segunda integral, se expande en serie de Taylor el término $1 - e^{-\tau(\xi)}$ y se obtiene:

$$E_\nu = 4\pi^2 r_0^2 B(\nu) \xi_c^2 \left[1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} \frac{(-1)^{n+1}}{n!} \frac{\tau_c^n}{3n-2} \right] .$$

Una interpretación cualitativa de esta ecuación es que la emisión total puede representarse como la de un cuerpo negro, cuyo tamaño depende de la frecuencia a través del producto $B(\nu)\xi_c^2$. El primer término representa la emisión de la región ópticamente gruesa y el segundo la contribución a la emisión total de la envolvente extendida y ópticamente delgada. Para encontrar el valor de la emisión total se debe entonces evaluar la serie numéricamente. Se adoptó como valor para la profundidad óptica crítica, $\tau_c = 3$. Con esto, el segundo término que involucra la serie, resulta igual a 4.572. Así :

$$E_\nu = 4\pi^2 r_0^2 B(\nu) \xi_c^2 (5.572) = 22.3 \pi^2 r_0^2 B(\nu) \xi_c^2 .$$

Finalmente, la densidad de flujo esperada en la región de radio proveniente de una fuente a una distancia d , es simplemente $S_\nu = E_\nu/4\pi d^2$. La expresión final para la densidad de flujo queda como:

$$\left[\frac{S_\nu}{\text{mJy}} \right] = 32.7 \left[\frac{n_0 r_0^2}{10^{36} \text{ cm}^{-1}} \right]^{4/3} \left[\frac{\nu}{10 \text{ GHz}} \right]^{0.6} \left[\frac{T_e}{10^4 \text{ K}} \right]^{0.1} \left[\frac{d}{\text{kpc}} \right]^{-2}. \quad (\text{A.6})$$

De esta manera, es posible notar que la dependencia de la emisión S_ν con la frecuencia, va como $\nu^{0.6}$, en la región de radio donde la aproximación de Rayleigh-Jeans es válida. Además, de acuerdo a las expresiones (A.3) y (A.5), $\xi_e \propto \kappa(\nu)^{1/3} \Rightarrow \xi \propto \nu^{-0.7}$, es decir, el tamaño de la fuente disminuye al aumentar la frecuencia a la que se le observe. Formalmente, esta dependencia queda expresada como:

$$\left[\frac{R_\nu}{\text{cm}} \right] = 1.57 \times 10^{15} \left[\frac{n_0 r_0^2}{10^{36} \text{ cm}^{-1}} \right]^{2/3} \left[\frac{\nu}{10 \text{ GHz}} \right]^{-0.7} \left[\frac{T_e}{10^4 \text{ K}} \right]^{-0.45}.$$

Ahora, los resultados anteriores pueden aplicarse a los vientos de estrellas masivas y encontrar una expresión sencilla para determinar su tasa de pérdida de masa a partir de cantidades observables como la densidad de flujo en radio, la velocidad terminal del viento, la frecuencia de observación y la distancia al objeto. Para comenzar, se supone que la distribución de la densidad en función de la distancia radial a la estrella, r , va como $n_e \propto r^2$, al menos desde las regiones donde el viento ya no es acelerado (Hutchings 1969; Castor, Abbott & Klein 1975) hasta donde la energía cinética del material es aproximadamente igual a la energía térmica del medio circundante, es decir,

$$\rho_{exp} \frac{v_{exp}^2}{2} \simeq \frac{3}{2} \rho_{int} \frac{kT}{m_h}.$$

Ahora, se puede encontrar la expresión para la densidad electrónica, a través de la

ecuación de continuidad $\dot{M} = 4\pi r^2 \rho v_{exp}$ y considerando que $\rho = n_e \mu_e m_H$, con μ_e , el peso molecular medio por electrón. Así:

$$n_e(r) = \frac{\dot{M}}{4\pi r^2 v_{exp} \mu_e m_H} ,$$

que evaluada en el radio de la estrella, r_0 , resulta:

$$n_0 r_0^2 = \frac{\dot{M}}{4\pi v_{exp} \mu_e m_H} .$$

Sin embargo, hasta ahora no se ha considerado el hecho de que los distintos elementos pueden estar ionizados más de una vez. Para tomar en cuenta ésto, se debe reemplazar la densidad n_0 por $\bar{Z}^{1/2} n_0$, donde $\bar{Z}^{1/2}$ es la carga iónica promedio. Entonces, substituyendo $n_0 r_0^2$, en la ec. (A.6) para el flujo, tenemos:

$$\left[\frac{S_\nu}{\text{mJy}} \right] = 5.12 \left[\frac{\nu}{10 \text{ GHz}} \right]^{0.6} \left[\frac{T_e}{10^4 \text{ K}} \right]^{0.1} \left[\frac{\dot{M}}{10^{-5} M_\odot \text{ año}^{-1}} \right]^{4/3} \left[\frac{\mu_e}{1.2} \right]^{-4/3} \\ \cdot \left[\frac{v_{exp}}{10^3 \text{ km s}^{-1}} \right]^{-4/3} \bar{Z}^{2/3} \left[\frac{d}{\text{kpc}} \right]^{-2} .$$

De donde, finalmente podemos encontrar la expresión buscada para \dot{M} , suponiendo un gas de puro hidrógeno, totalmente ionizado y con una temperatura homogénea típica de $10^4 \text{ }^\circ\text{K}$:

$$\left[\frac{\dot{M}}{10^{-5} M_\odot \text{ año}^{-1}} \right] = 0.294 \left[\frac{\nu}{10 \text{ GHz}} \right]^{-0.45} \left[\frac{v_{exp}}{10^3 \text{ km s}^{-1}} \right] \left[\frac{d}{\text{kpc}} \right]^{3/2} \left[\frac{S_\nu}{\text{mJy}} \right]^{3/4} . \quad (\text{A.7})$$

Así, esta es una expresión simple y práctica que nos permite determinar el valor de la tasa de pérdida de masa de una estrella en función de variables observables y basada en suposiciones razonables.

A.2 Radiación Sincrotrón

Como ya se había mencionado, el otro mecanismo importante en el estudio de los vientos estelares es la emisión sincrotrón. Cuando una partícula atraviesa una región donde existe un campo magnético uniforme, es acelerada y emite radiación conocida como *radiación ciclotrón*. La fuerza que experimenta la partícula es la llamada *fuerza de Lorentz* y está dada por la siguiente ecuación (ignorando la componente de fuerza eléctrica):

$$\vec{F} = \frac{q}{c} (\vec{v} \times \vec{B}) \quad .$$

Si la velocidad de la partícula es relativista, la radiación emitida es llamada *radiación sincrotrón*. La ecuación para la fuerza de Lorentz es entonces:

$$\frac{d}{dt}(\gamma m \vec{v}) = \frac{q}{c} (\vec{v} \times \vec{B}) \quad ,$$

donde $\gamma = \left(1 - \left(\frac{v}{c}\right)^2\right)^{-1/2}$. Si suponemos por simplicidad que la partícula es un electrón que se mueve con una velocidad constante y perpendicular al campo magnético, de la ecuación anterior se tiene:

$$\gamma m_e \frac{dv_{\perp}}{dt} = \frac{e}{c} v_{\perp} B \quad ,$$

entonces la aceleración del electrón será:

$$a_{\perp} = \frac{e v_{\perp} B}{\gamma m_e c} \quad ,$$

y la frecuencia de rotación o frecuencia sincrotrónica: $\omega_B = \frac{eB}{\gamma m_e c}$. En el caso relativista, la fuerza experimentada por el electrón, provoca que éste siga una trayectoria helicoidal que proyectada sobre un plano perpendicular al campo es un círculo de radio igual a:

$$r = \frac{\gamma m_e c v}{e B} = \frac{v}{\omega_B} .$$

Ahora, es posible encontrar la emisión del electrón por medio de la ecuación de Larmor en su forma relativista:

$$P = \frac{2 e^2}{3 c^3} \gamma^4 (a_{\perp}^2 + \gamma^2 a_{\parallel}^2) .$$

Así, la potencia total emitida por el electrón será:

$$P = \frac{2 e^4 B^2}{3 c^3 m_e^2} \beta^2 \gamma^2 ,$$

donde $\beta \equiv \frac{v}{c}$. Tenemos que la energía del electrón relativista es $E = \gamma m_e c^2$ y si $\beta \sim 1$:

$$P = \frac{2}{3} \frac{e^4}{c^7 m_e^4} B^2 E^2 , \tag{A.8}$$

o numéricamente:

$$\left[\frac{P}{\text{erg s}^{-1}} \right] = 1.6 \times 10^{-15} \left[\frac{B}{\text{Gauss}} \right] \gamma^2 .$$

Ahora, un electrón acelerado emite como un dipolo y si se mueve a velocidades relativistas donde la aceleración experimentada es perpendicular a la velocidad, la emisión sufrirá el llamado “efecto de enfoque” (*beaming effect*). Así, la radiación que llega a un observador está concentrada en un cono cuyo ángulo de apertura es $\theta \sim \frac{1}{\gamma}$ (Fig. A.2). Este observador recibirá un pulso de radiación durante un intervalo de tiempo Δt mucho más pequeño que el periodo de rotación. De la Fig. A.2 se puede ver que el segmento de

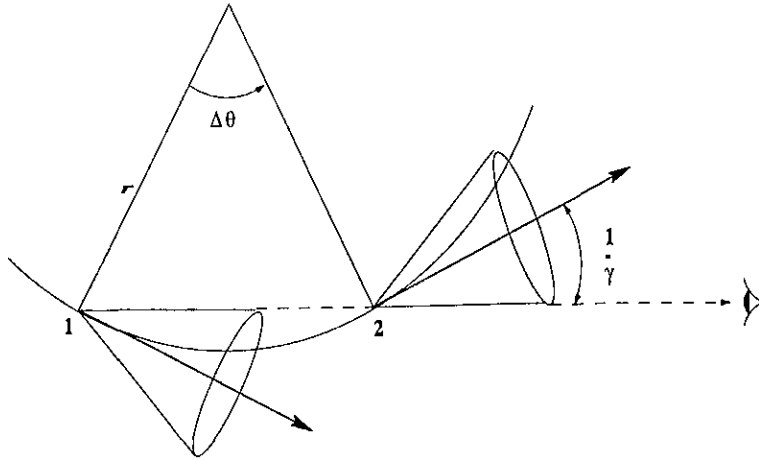


Figura A.2: Cono de emisión en dos puntos de la trayectoria de una partícula acelerada (Rybicki & Lightman 1979).

arco recorrido por el electrón emisor al moverse del punto 1 al punto 2, está relacionado con el radio de curvatura de la trayectoria: $r = \frac{\Delta s}{\Delta\theta}$. Además, de la geometría de la figura se tiene que $\Delta\theta = \frac{2}{\gamma}$. Así, Δs será:

$$\Delta s = r \Delta\theta = \frac{2v}{\gamma\omega_B} .$$

Ahora, el tiempo que le toma al electrón ir del punto 1 al 2 es: $\Delta s = v(t_2 - t_1) = v\Delta t$, así, que:

$$\Delta t = \frac{2}{\gamma\omega_B} .$$

Sin embargo, el intervalo de tiempo que transcurre para el observador, $\Delta t'$, entre la llegada de la radiación emitida en el punto 1 y la llegada de la emisión en el punto 2, es menor por una cantidad igual a $\frac{\Delta s}{c}$, es decir, el tiempo que le toma a la radiación recorrer la distancia Δs . Entonces:

$$\Delta t' = \Delta t - \frac{\Delta s}{c} = \frac{2}{\gamma\omega_B} - \frac{2v}{\gamma\omega_B c} = \frac{2}{\gamma\omega_B} \left(1 - \frac{v}{c}\right) .$$

zada. De hecho

agnético homogéneo, se
fuentes cósmicas tienen
grados de polarización.
de la distribución de
ada derecha mientras
ndo sólo emisión li-
tencia total emitida
magnético. Así, el

FALTAN PAGINAS

101

De la:

102

A la:

(A.9)

Explícitamente

m
se
pot

nte, donde
electrones,
la ley de

To
emisión ~~Suponiendo que existe solamente~~
también hay absorción en la cual un fotón interacciona

con una partícula en un campo magnético y es absorbido, transfiriéndole su energía a la partícula. Un tratamiento analítico detallado lo llevan a cabo Pacholczyk (1970) y Rybicki & Lightman (1979). Aquí se presentarán solamente las expresiones finales encontradas para el coeficiente de emisión j_ν y el de absorción κ_ν :

$$j_\nu = C_5 N_0 B^{\frac{(p+1)}{2}} \left(\frac{\nu}{2 C_1} \right)^{\frac{(1-p)}{2}},$$

$$\kappa_\nu = C_6 N_0 B^{\frac{(p+2)}{2}} \left(\frac{\nu}{2 C_1} \right)^{-\frac{(p+4)}{2}},$$

donde N_0 es la densidad de partículas relativistas, B el campo magnético y p el exponente de la distribución de electrones. Así, la función fuente S_ν será:

$$S_\nu = \frac{C_5}{C_6} B^{-1/2} \left(\frac{\nu}{2 C_1} \right)^{5/2}.$$

Entonces, la densidad de flujo observado será:

$$S_\nu = S_\nu (1 - e^{-\tau_\nu}) \Omega,$$

con Ω es el ángulo sólido subtendido por la fuente. De la ecuación anterior podemos deducir entonces que:

i) Si $\tau_\nu \gg 1$, $\nu \ll \nu_q \Rightarrow S_\nu \propto \nu^{5/2}$ Régimen Ópticamente Grueso,

ii) Si $\tau_\nu \ll 1$, $\nu \gg \nu_q \Rightarrow S_\nu \propto S_\nu \tau_\nu \propto \left(\frac{j_\nu}{\kappa_\nu} \right) \kappa_\nu L \propto j_\nu \propto \nu^{\frac{(1-p)}{2}}$

$\Rightarrow S_\nu \propto \nu^{-\frac{(p-1)}{2}}$ Régimen Ópticamente Delgado,

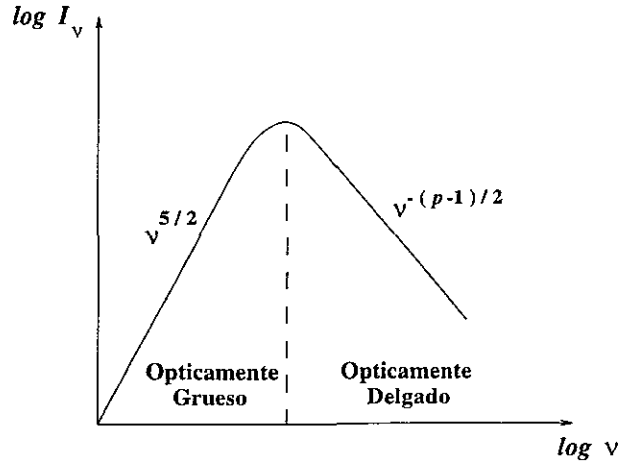


Figura A.3: Espectro sincrotrón de electrones con una distribución de ley de potencia (Rybicki & Lightman 1979).

donde ν_q es la frecuencia de “quiebre” donde el espectro pasa de ser ópticamente grueso a ser delgado. Así, el espectro sincrotrón para una distribución de ley de potencia de los electrones será como el mostrado en la Fig. A.3.

Finalmente, es posible obtener una estimación para el valor mínimo del campo magnético, B , y la energía en electrones relativistas, E , si se supone equipartición de energía entre B y E , y se conoce el tamaño, la distancia y el espectro (o luminosidad total) de la región que emite radiación sincrotrón (Brecher 1976). El procedimiento es el que se describe a continuación. La potencia total emitida por una distribución de electrones $N(E)$ es:

$$\mathcal{L} = \int N(E) P dE ,$$

donde

$$\left(\frac{P}{\text{erg s}^{-1}} \right) = \alpha B^2 E^2 ,$$

es la potencia total emitida por un solo electrón y $\alpha \simeq 6.08 \times 10^{-9}$ si B está dado en

Gauss y E en GeV. Por otro lado se tiene que la frecuencia de corte es:

$$\left(\frac{\nu_c}{\text{GHz}} \right) = \beta B E^2 , \quad (\text{A.10})$$

con $\beta = 1.6 \times 10^4$. Si la distribución de electrones relativistas está dada por una ley de potencias $N(E) = \mathcal{K} E^{-p}$ la energía total en electrones será:

$$\begin{aligned} W_e &= \int N(E) E dE = \mathcal{K} \int E^{-p} E dE = \mathcal{K} \int E^{1-p} dE = \\ &= \mathcal{K} \left(\frac{E^{2-p}}{2-p} \right) , \end{aligned}$$

y la potencia total o luminosidad total será entonces:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= \alpha B^2 \int N(E) E dE = \alpha B^2 \int \mathcal{K} E^{-p} E^2 dE = \alpha B^2 \mathcal{K} \int E^{2-p} dE = \\ &= \alpha \frac{\mathcal{K}}{3-p} B^2 E^{2-p} E = \alpha \left(\frac{2-p}{3-p} \right) B^2 \left(\frac{\mathcal{K}}{2-p} \right) E^{2-p} E = \\ \Rightarrow \mathcal{L} &= \alpha \left(\frac{2-p}{3-p} \right) B^2 E W_e = \alpha a B^2 E W_e . \end{aligned}$$

Ahora, de la ec. (A.10) tenemos que: $E = \left(\frac{\nu_c}{\beta} B^{-1} \right)^{1/2}$, entonces:

$$\mathcal{L} = \alpha a \nu_c^{1/2} \beta^{-1/2} B^{3/2} W_e .$$

Si se despeja W_e :

$$\begin{aligned} W_e &= a^{-1} \alpha^{-1} \nu_c^{-1/2} \beta^{1/2} B^{-3/2} \mathcal{L} , \\ \Rightarrow W_e &= C_e B^{-3/2} \mathcal{L} , \end{aligned} \quad (\text{A.11})$$

con $C_e = \alpha^{-1} \nu_c^{-1/2} \beta^{1/2}$.

Por otro lado, la energía magnética está dada por:

$$W_B = \int \left(\frac{B^2}{8\pi} \right) d(Vol) \equiv C_B B^2 V ,$$

con $C_B = \frac{1}{8\pi}$ y V el volumen de la región emisora.

Ahora, para comprobar si se tendría equipartición de energía, $W_{tot} = W_e + W_B$, encontremos la energía total mínima que puede producir la luminosidad \mathcal{L} , obteniendo el mínimo de W_{Tot} respecto a variaciones en B , es decir, $\frac{dW_{Tot}}{dB} = 0$. Así, se tiene que:

$$B_{min} = \left(\frac{3}{4} \frac{C_e}{C_B} \frac{\mathcal{L}}{V} \right)^{2/7} .$$

Por lo que de acuerdo a la expresión anterior, se tiene que $W_{e,min} = \frac{4}{3} W_{B,min}$, es decir, la suposición de equipartición se cumple aproximadamente y esto nos permite estimar el valor del campo magnético mínimo presente.

Apéndice B

INTERACCIÓN DE VIENTOS

Si se tiene un sistema binario compuesto por dos objetos masivos que poseen vientos estelares fuertes, una idea que surge naturalmente es que los vientos deben interactuar en algún punto entre ambos objetos. Además, dadas las altas velocidades terminales de ambos vientos, la interacción será un fenómeno muy energético y por tanto deberá tener efectos observables. Desde hace mucho tiempo la idea había sido presentada por Cherepashchuk (1967), quien menciona en su trabajo que en sistemas binarios WR+O es posible que una cantidad considerable de emisión en rayos-X sea generada en la región de choque formado frente a la estrella O debida al viento supersónico de la compañera Wolf-Rayet (WR). Este es el primer trabajo que trata la interacción de vientos. Más tarde, a mediados de los años 70's y principios de los 80's se realizaron estudios tanto observacionales (Harnden et al. 1979) como teóricos (Prilutskii & Usov 1976; Cherepashchuk 1976; Huang & Weigert 1982) que principalmente trataban de explicar la emisión en rayos-X observada en sistemas binarios WR+O justamente como producida por el calentamiento del gas a temperaturas de $\sim 10^7 - 10^8$ °K detrás de la onda de choque formada por la colisión del viento de la componente WR ya sea con la superficie de la estrella OB o con el viento de

ésta. A partir de estos estudios, se ha abierto un gran campo de investigación alrededor de la interacción de vientos y sus efectos observables (ver IAU Symp. 163, *Wolf-Rayet Stars: Binaries, Colliding Winds, Evolution* (1995) y RMAA Serie de Conferencias, Vol. 5: *Workshop on Colliding Winds in Binary Stars to honor Jorge Sahade* (1996)).

B.1 Observaciones y Teoría

Se ha encontrado que la fracción de sistemas binarios WR+O de entre todas las estrellas WR en la Galaxia, es del 43% (Moffat et al. 1986) y que este valor es parecido al encontrado para sistemas binarios entre las estrellas O (Garmany, Conti & Massey 1986). Este hecho hace pensar que la interacción de vientos puede ser, o es, un fenómeno bastante “común” dado el número de sistemas binarios con componentes masivas. Además, los efectos observacionales causados por la colisión son muy amplios. Observaciones de continuo en la región de rayos-X, infrarrojo y de radio así como observaciones de línea en la región óptica y UV del espectro muestran evidencia que apoya la existencia de una región de choque de vientos.

B.1.1 ÓPTICO

St-Louis y colaboradores (St-Louis et al. 1996) llevaron a cabo una búsqueda sistemática de los efectos observables en sistemas binarios WR+O en el hemisferio sur. Ellos reportan observaciones en la línea de emisión CIII λ 5696 que muestra la existencia de excesos de emisión (picos), variables que aparecen sobrepuestos sobre un perfil plano (Fig. B.1). Ellos sugieren que esta emisión proviene de la región de choque de los vientos. Además, la línea de HeII λ 4686 parece mostrar el mismo tipo de perfil variable. Actualmente el modelado de ambas líneas en base a la colisión de vientos está siendo desarrollado por ellos

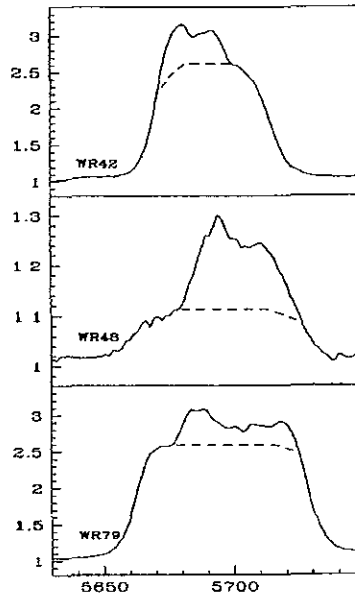


Figura B.1: Partes variables y no variables que muestra la línea de CIII $\lambda 5696$ para tres estrellas WR (St-Louis et al. 1996).

mismos. Por otra parte, Lührs (1997) presenta perfiles teóricos para la línea CIII $\lambda 5695$ observada en el sistema binario WR 79. Los perfiles observados muestran también picos de emisión excedente sobrepuestos sobre un perfil de línea plano. El ajuste obtenido entre los perfiles teóricos y observados es bueno aunque Lührs hace notar que el mal ajuste en la altura de algunos picos observados puede deberse a la existencia de condensaciones o inhomogeneidades en la región de formación de la línea. También comenta que la línea CIII $\lambda 1909$ en el UV muestra la misma apariencia en sus perfiles aunque debido a la escasez de datos no es posible modelarla.

Marchenko, Moffat & Koenigsberger (1994a) y Marchenko et al. (1997) encuentran que las líneas HeI $\lambda 4471$ y HeII $\lambda 4686$ muestran una emisión excedente corrida ya sea al rojo o al azul (ya que esta emisión es variable) y que la componente en absorción de HeI $\lambda 4471$ es angosta y está corrida al azul. Los autores sugieren que esta última característica es una absorción tipo P Cygni formada por el gas que se encuentra en la zona de choque.

Sin embargo, al parecer puede existir otra explicación donde se involucran los llamados 'eclipses selectivos' provocados por la atmósfera de la estrella WR cuando está frente a la compañera O.

La emisión $H\alpha$ presenta también variaciones tanto en intensidad como en longitud de onda (velocidad). Estos cambios pueden ser explicados en términos de un modelo de colisión de vientos en sistemas binarios O+O (Gies 1995). Una objeción al modelo es que la emisión $H\alpha$ puede tener varios orígenes, por ejemplo la atmósfera de la estrella más caliente. Sin embargo, al parecer los sistemas binarios muestran mayor emisión $H\alpha$ que la encontrada en estrellas individuales, especialmente aquellos sistemas que contienen estrellas gigantes o supergigantes según la muestra de 22 sistemas estudiada por Thaller (1997). Este autor propone que la colisión de vientos es un muy buen candidato para ser la fuente de producción de la fuerte emisión de $H\alpha$ y se propone analizar las variaciones en los perfiles de la propia $H\alpha$ así como de $HeI\lambda 6678$ como función de la fase orbital del sistema.

B.1.2 UV

En esta región se ha observado que las líneas subordinadas $NIV\lambda 1718$ y $HeII\lambda 1640$ poseen una componente en absorción más profunda cuando el sistema binario es observado cerca de su fase orbital 0, donde la estrella O se encuentra detrás de la estrella WR. Esta peculiaridad es observada en una muestra de 5 sistemas binarios WR+O estudiada por Koenigsberger & Auer (1985) utilizando espectros de baja resolución tomados con el IUE. Esto se explica a través de los eclipses selectivos del viento de la estrella O por átomos del viento de la estrella WR. Encuentran también que para 3 objetos, la componente en absorción de la línea de resonancia $CIV\lambda 1550$ se vuelve más angosta cuando el sistema se

acerca a la fase orbital 0. Esta peculiaridad es explicada como el resultado de la colisión de los vientos estelares con velocidades terminales diferentes. Sin embargo, Shore & Brown (1988) encuentran variaciones similares en líneas UV en espectros de alta resolución con el mismo IUE y adjudican todas las variaciones observadas a los efectos provocados por una colisión de vientos en el sistema.

La línea SiIV λ 1402 presente en el espectro UV de la estrella WR 22, muestra variaciones en la velocidad azul extrema (v_{edge}), de la componente en absorción del perfil. Estas variaciones son función también de la fase orbital en la que se encuentra el sistema. St-Louis (1995) sugiere que aunque es necesario estudiar más esta estrella, las variaciones observadas pueden ser atribuidas a la colisión de vientos.

B.1.3 IR

Aquí, la evidencia más convincente sobre la existencia de choque de vientos en sistemas binarios es la presentada por Williams et al. (1990a) y Williams (1996a) para el largamente estudiado sistema WR 140. El fenómeno observado es la formación de granos de polvo. El proceso de formación de polvo en estrellas calientes todavía no es entendido del todo, ya que existen parámetros con valores muy críticos que determinan si la formación se da o no. En el caso de WR 140, es obvio el exceso de emisión en la región infrarroja de la distribución de energía justo en el paso del sistema por el periastro. Al comparar espectros tomados durante el máximo y mínimo se encuentra que es el nivel de continuo el que varía y no la intensidad de las líneas. Además, la forma de la distribución de energía junto con el espectro entre 8 y 13 μ m muestran que el exceso de flujo observado es debido a granos de carbón calientes. La formación de granos de polvo en este sistema presenta dos problemas: la baja densidad del material en la fase en que la formación es observada y el

calentamiento excesivo que provocaría su sublimación. El primer problema es resuelto si se considera que en la región de colisión de vientos la densidad aumenta por un factor de 4. El segundo problema es explicado por el hecho de que la formación ocurre antes del paso exacto del sistema por el periastro, y por tanto no coincide el máximo de acercamiento (y por consiguiente el máximo de la interacción) con el máximo de la formación de polvo. Estas explicaciones son consistentes con los 3 episodios de formación de polvo observados por Williams y colaboradores. Otros sistemas poco estudiados (comparados con WR 140) como WR 125, WR 137, WR 70 y WR 48a parecen pertenecer a esta clase de sistemas binarios que forman polvo periódicamente.

B.1.4 RADIO

Estudios pioneros como el de Abbott, Bieging & Churchwell (1984), Abbott et al. (1986) y Bieging, Abbott & Churchwell (1989) reportan emisión no térmica en radio continuo de estrellas O y WR. Una posible explicación para esta emisión es dada por Abbott, Bieging & Churchwell (1984) en base a la existencia de una compañera compacta invisible que está acretando material. Sin embargo, en casos como el de Cyg OB2 No. 9 y 9 Sgr existe un argumento evolutivo que no hace posible esta explicación. White (1985) analiza el caso de la emisión sincrotrón en estrellas individuales y sugiere que esta radiación proviene de choques internos en el viento producidos por inestabilidades del mismo. Lucy & White (1980) y Lucy (1982b) proponen este mismo mecanismo de choques internos para explicar la emisión en rayos-X observada en estrellas calientes. Sin embargo, Williams et al. (1990a) reportan radiación no térmica en el sistema binario WR 140 que atribuyen a la interacción de los vientos de las componentes del sistema. Así, existen modelos propuestos para explicar la emisión no térmica observada tanto en objetos individuales como en sistemas binarios. Este último caso es estudiado por Eichler & Usov (1993). Ellos sugieren

que la región de colisión de vientos es el origen de la radiación sincrotrón observada pues en esa zona los electrones pueden ser acelerados a altas velocidades. Un hecho que apoya esta idea es que objetos que presentan fuerte emisión no térmica resultan ser también fuertes emisores de rayos-X y la emisión en rayos-X parece ser mayor si el objeto es un sistema binario (Pollock 1987; Chlebowski 1989). Así que esta correlación entre radiación no térmica y de rayos-X apunta hacia un origen común para ambas emisiones: la región de interacción de los vientos. Aunque la radiación sincrotrón es difícil de estudiar y analizar, Eichler & Usov (1993) encuentran una expresión para la luminosidad no térmica como función de parámetros observables del sistema binario. Aún cuando la derivación de esta expresión es incierta podría dar una estimación gruesa del campo magnético presente en el objeto estudiado, como lo indica la comparación entre el valor de la luminosidad teórica derivada de esta expresión y la luminosidad observada para el sistema WR 140.

Moran et al. (1989) reportan por primera vez observaciones con el VLA que resuelven espacialmente la emisión en radio de WR 147, objeto que presenta tanto emisión térmica como no térmica. Sus observaciones revelan que una de las fuentes es la responsable de la emisión térmica y que la otra es quien da origen a la emisión sincrotrón. Sugieren además que si WR 147 tuviera una compañera débil no detectada en el óptico, el caso sería similar al de WR 140 donde la emisión no térmica proviene de la región de interacción de vientos, y que además la emisión en rayos-X observada en este sistema provendría de la misma región de choque. Recientemente Dougherty et al. (1996) reportan observaciones de alta resolución espacial realizadas con el interferómetro inglés MERLIN de la estrella WR 146. Este objeto es una de las estrellas WR que presentan tanto emisión térmica como no térmica. Dougherty y colaboradores presentan evidencia espectroscópica que muestra la existencia de una compañera OB para la estrella WR 146. Entonces, ya que al parecer este objeto es un sistema binario, apoyan fuertemente que la emisión no térmica

observada proviene de la región de colisión de los vientos de ambas estrellas.

B.1.5 RAYOS-X

Ya que las altas velocidades de los vientos de las componentes de un sistema binario masivo producen altas temperaturas en la zona de colisión de vientos, la región del espectro más “rica” en evidencia observacional a favor de los modelos de vientos interactuantes es la región de rayos-X. De hecho, como ya se había mencionado, los primeros estudios de vientos en estrellas binarias se realizaron con el fin de explicar los altos flujos de emisión en rayos-X. Uno de los mayores descubrimientos realizados por el satélite *Einstein* fue la detección a nivel significativo de emisión en rayos-X de estrellas OB y WR tanto individuales como pertenecientes a sistemas binarios (Seward et al. 1979; Lucy & White 1980). Para el caso de estrellas OB, las luminosidades observadas se encontraron en el rango de $L_x \sim 10^{31} - 10^{33} \text{ erg s}^{-1}$. Luminosidades similares fueron encontradas para estrellas WR (White & Long 1986; Moffat et al. 1982). Estas observaciones parecieron favorecer la idea propuesta por Lucy & White (1980) y Lucy (1982b) sobre la existencia de gas calentado por choques provocados por las inestabilidades internas del viento estelar, que producirían emisión en rayos-X. Modelos hidrodinámicos más sofisticados que explican tales inestabilidades han sido desarrollados tanto para estrellas OB como para WR (Owocki, Castor & Rybicki 1988; Gayley, Owocki & Cranmer 1997).

Un trabajo observacional muy importante fue el realizado por Pollock (1987) quien llevó a cabo un análisis completo de una muestra de 48 estrellas WR observadas con el satélite *Einstein*. Las conclusiones reportadas en este trabajo fueron: *i*) los objetos más luminosos en rayos-X emiten también radiación no térmica de radio, *ii*) las estrellas WN son en promedio más brillantes que las estrellas WC y *iii*) los sistemas WR+O tienden

a ser más luminosos que las estrellas WR individuales. Esta última conclusión, apoyada más tarde por observaciones con el satélite ROSAT (Pollock 1995; Pollock, Haberl & Corcoran 1995), es evidencia a favor de la interacción de vientos, ya que el gas caliente chocado produciría la emisión excedente observada y predicha teóricamente desde 1976 por Prilutskii & Usov (1976). Sin embargo, esta evidencia que parece tan sólida debe explicar un problema fuerte: la luminosidad observada en rayos-X es mucho menor (hasta por 2 órdenes de magnitud) que la luminosidad esperada teóricamente. La búsqueda de posibles soluciones a este problema ha provocado que surjan otras alternativas muy interesantes en cuanto a las dos suposiciones estandar: vientos tratados como flujos esféricamente simétricos y de densidad homogénea. Estos problemas se tratarán en la sección (B.3).

B.2 Teoría

La interacción de 2 vientos da origen a un choque de proa (bow shock) cuya estructura es la de dos zonas de gas chocado separadas por una discontinuidad de contacto o superficie de contacto. Como se ha visto, a principio de los 90's existía ya una base de evidencia observacional que parecía revelar la presencia de una colisión de vientos en sistemas binarios, sin embargo, no existía un tratamiento teórico propio del problema hasta que Luo, McCray & MacLow (1990) presentan simulaciones hidrodinámicas de los flujos de material en sistemas binarios con colisión de vientos. Ellos calculan el espectro en rayos-X para los casos límite en que el gas postchoque se comporta adiabáticamente o bien es isotérmico. Más tarde, Stevens, Blondin & Pollock (1992) realizan simulaciones numéricas del problema en 2 dimensiones, de manera similar a Luo, McCray & MacLow (1990) incluyendo algunas mejoras al método: *i)* incluyen explícitamente el enfriamiento radiativo local, *ii)* examinan la estabilidad del gas chocado y *iii)* utilizan abundancias apropiadas para los vientos

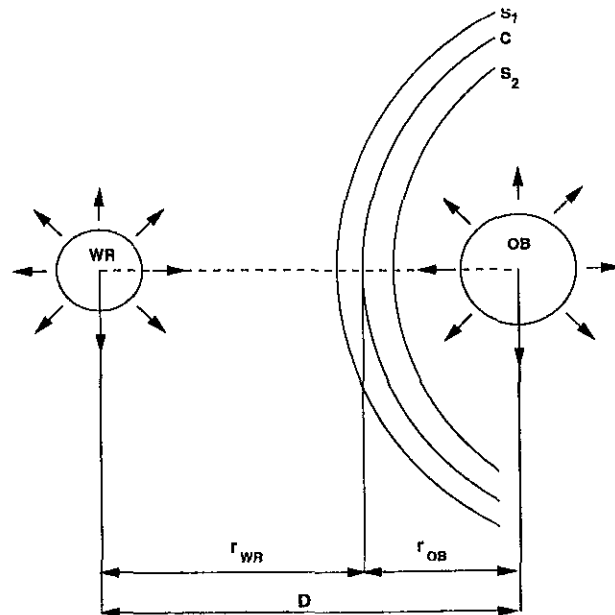


Figura B.2: La colisión de dos vientos. S_1 y S_2 son las dos ondas de choque separadas por la discontinuidad de contacto C (Usov 1992).

de las estrellas WR. Las principales conclusiones de este trabajo son las siguientes: *a)* el enfriamiento radiativo es importante en la estructura y dinámica de los sistemas binarios con colisión de vientos. A partir de este hecho encuentran que el gas postchoque tiende a comportarse más bien adiabáticamente en sistemas binarios de periodo largo que en sistemas de corto periodo, *b)* encuentran la presencia de inestabilidades en la dinámica de los flujos que colisionan (discuten principalmente la inestabilidad de Kelvin-Helmholtz y las inestabilidades dinámicas presentes en el caso de tener una cáscara delgada), *c)* encuentran que en el caso de sistemas que involucran una estrella WC, la abundancia de elementos como el carbón, oxígeno, neón y magnesio provocan que el material absorba más la radiación X que los sistemas que contienen estrellas WN y *d)* hacen notar además la discrepancia entre la luminosidad en rayos-X predicha teóricamente y la observada.

El primer trabajo que trata analíticamente el problema de la colisión de vientos en

sistemas binarios es el realizado por Prilutskii & Usov (1976). En ese trabajo se propone la idea de que los sistemas binarios cercanos deberían ser fuertes fuentes de emisión en rayos-X si una o ambas de las componentes son estrellas masivas jóvenes que poseen fuertes pérdidas de masa. La emisión en rayos-X se daría en la región caliente provocada por un choque entre el viento de una de las componentes ya sea con la superficie de la otra estrella, con el campo magnético de ésta o con su viento estelar. Por primera vez, Prilutskii & Usov encuentran de una manera general y sencilla una expresión para calcular teóricamente la emisión total en rayos-X como función de parámetros en principio medibles o conocidos del sistema. Un cálculo más detallado lo realizó Usov (1992). El principal objetivo de ese trabajo es el de calcular la emisión en rayos-X producida en la región de colisión en binarias WR+O. El análisis comienza planteando las ecuaciones que describen un flujo estacionario de gas entre la onda de choque y la superficie de contacto, teniendo que resolver dos conjuntos de ecuaciones: uno para el llamado choque externo, S_1 , y otro para el choque interno, S_2 (ver Fig. B.2). El conjunto general de ecuaciones es el siguiente:

$$\text{Ecuación de Continuidad} \quad \vec{\nabla} \cdot (\rho \vec{v}) = 0, \quad (\text{B.1})$$

$$\text{Ecuación de Momento} \quad \rho(\vec{v} \cdot \vec{\nabla})\vec{v} = -\vec{\nabla}p, \quad (\text{B.2})$$

$$\text{Ecuación de Energía} \quad \rho \vec{v} \cdot \vec{\nabla} \left(H + \frac{\vec{v}^2}{2} \right) = -Q, \quad (\text{B.3})$$

donde considerando que en la región chocada el gas está prácticamente totalmente ionizado, la presión, p , y la entropía, H , pueden expresarse como:

$$p = (N_e + N_i) k T = \frac{\rho k T}{m_p \mu},$$

$$H = \frac{\gamma}{\gamma - 1} \frac{p}{\rho} = \frac{5}{2} \frac{k T}{m_p \mu},$$

donde $N_i = \frac{\rho}{m_p A}$ es la densidad de iones, $N_e = N_i A$, A es el peso atómico del ión, Z es su carga eléctrica, m_p es la masa del protón, $\mu = \frac{A}{1+Z}$ es el peso molecular medio y γ es el cociente de capacidades caloríficas a presión y volumen constante, que es igual a $5/3$ para un plasma totalmente ionizado.

Las condiciones de frontera para resolver las ecuaciones (B.1)-(B.3) son las relaciones de Rankine-Hugoniot:

$$\begin{aligned} \rho_1 v_{1,n} &= \rho_2 v_{2,n}, \\ v_{1,t} &= v_{2,t}, \\ p_1 + \rho_1 (v_{1,n})^2 &= p_2 + \rho_2 (v_{2,n})^2, \\ H_1 + \frac{1}{2} (v_{1,n})^2 &= H_2 + \frac{1}{2} (v_{2,n})^2, \end{aligned}$$

donde los subíndices 1 se refieren a cantidades del gas prechoque y los subíndices 2 a cantidades postchoque y los subíndices n y t denotan las componentes normal y tangencial del vector velocidad respectivamente. Además, $v_n = 0$ se cumple sobre la superficie de contacto. Así, con este conjunto de ecuaciones y condiciones de frontera, Usov encuentra parámetros como presión, temperatura y parámetro de enfriamiento para el gas caliente en las dos regiones de choque, interna y externa. Sin embargo, estas ecuaciones quedan expresadas en términos de la forma de la superficie de contacto. Usov encuentra la forma de esta superficie, en base a que la presión en ambos lados de ella es la misma. La forma de esta superficie es una ecuación integral difícil de resolver analíticamente pero que había sido resuelta numéricamente por Baranov, Krasnobaev & Kulikovskii (1971).

Usov encuentra una solución aproximada para la forma de la superficie, que difiere de la numérica en menos del 10%. Un parámetro importante en el cálculo de la superficie de contacto es saber el *punto de estancamiento* (stagnation point) que es el punto sobre la línea que une los centros de las componentes donde las presiones hidrodinámicas de los dos flujos de material se igualan, es decir, donde:

$$\rho_{WR} v_{WR}^2 = \rho_{OB} v_{OB}^2 , \quad (\text{B.4})$$

con ρ_{WR} y ρ_{OB} , las densidades del gas justo antes y después de la superficie de contacto y v_{WR} y v_{OB} , las velocidades terminales de los vientos. De la ecuación de continuidad tenemos que el flujo de momento es:

$$\dot{M}_{WR} = 4\pi r_{WR}^2 \rho_{WR} v_{WR} \Rightarrow \rho_{WR} v_{WR}^2 = \frac{\dot{M}_{WR} v_{WR}}{4\pi r_{WR}^2} ,$$

análogamente para la estrella OB. Así, de la ec. (B.4), tenemos que las distancias r_{WR} y r_{OB} desde las estrellas WR y OB respectivamente al punto de estancamiento (ver Fig. B.2), son:

$$r_{WR} = \frac{1}{1 + \eta^{\frac{1}{2}}} D \quad , \quad r_{OB} = \frac{\eta^{\frac{1}{2}}}{1 + \eta^{\frac{1}{2}}} D ,$$

con $\eta = \dot{M}_{OB} v_{OB,\infty} / \dot{M}_{WR} v_{WR,\infty}$ y D la separación entre las componentes del sistema. Con esto, la forma de la superficie de contacto queda definida.

Así, Usov (1992) calcula los parámetros del gas caliente en los choques interno y externo y finalmente la potencia total emitida en rayos-X por el gas en cada uno de ellos. Además, encuentra la luminosidad tanto para el caso de sistemas binarios cercanos

como para los sistemas medianamente separados. El resultado relevante para este trabajo de tesis es el relacionado con los sistemas binarios separados. Las expresiones para la luminosidad en rayos-X de ambos choques, en términos de parámetros del viento estelar de las componentes, son las siguientes:

$$\left(\frac{L_{ext}}{\text{erg s}^{-1}}\right) \simeq 8 \times 10^{34} \left(\frac{\dot{M}_{WR}}{10^{-5} M_{\odot} \text{ año}^{-1}}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\dot{M}_{OB}}{10^{-6} M_{\odot} \text{ año}^{-1}}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot \left(\frac{v_{WR,\infty}}{10^3 \text{ km s}^{-1}}\right)^{-\frac{5}{2}} \left(\frac{v_{OB,\infty}}{10^3 \text{ km s}^{-1}}\right)^{\frac{3}{2}} \left(\frac{D}{10^{13} \text{ cm}}\right)^{-1}, \quad (\text{B.5})$$

$$\left(\frac{L_{int}}{\text{erg s}^{-1}}\right) \simeq 1.3 \times 10^{35} \left(\frac{\dot{M}_{WR}}{10^{-5} M_{\odot} \text{ año}^{-1}}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{\dot{M}_{OB}}{10^{-6} M_{\odot} \text{ año}^{-1}}\right)^{\frac{3}{2}} \cdot \left(\frac{v_{WR,\infty}}{10^3 \text{ km s}^{-1}}\right)^{\frac{1}{2}} \left(\frac{v_{OB,\infty}}{10^3 \text{ km s}^{-1}}\right)^{-\frac{3}{2}} \left(\frac{D}{10^{13} \text{ cm}}\right)^{-1}, \quad (\text{B.6})$$

con \dot{M}_{WR} y \dot{M}_{OB} las tasas de pérdida de masa de cada componente, $v_{WR,\infty}$ y $v_{OB,\infty}$ las velocidades terminales de los vientos de ambas estrellas y D la separación entre ellas. Así, finalmente es posible encontrar la luminosidad total en rayos-X emitida en la región de colisión de vientos como: $L_{tot} = L_{ext} + L_{int}$.

Una gran simplificación ocurre cuando se supone que el enfriamiento del gas postchoque es importante, es decir se enfría rápidamente, pues la región de colisión se colapsa a una cáscara delgada de grosor despreciable comparado con la distancia de separación entre objetos del sistema. En este caso, al encontrar la forma de la superficie donde las presiones hidrodinámicas se balancean se describirá completamente el choque a través del radio de la cáscara $R(\theta)$, de la densidad superficial de masa $\sigma(\theta)$ y de la velocidad tangencial $v_t(\theta)$ del material fluyendo a lo largo de la capa, con θ el ángulo entre la distancia radial R , desde el origen (situado en una de las 2 estrellas del sistema), a un punto sobre la cáscara y la línea que une los centros estelares (eje de simetría). Esta aproximación

de cáscara delgada evita el tener que considerar las condiciones térmicas y energéticas dentro de la región chocada. El primer trabajo en que se analizó este problema fue el realizado por Huang & Weigert (1982). Ellos encuentran la forma del choque resolviendo numéricamente un conjunto de ecuaciones diferenciales que involucran el balance de flujo de momento en la dirección perpendicular y tangencial al choque, más una condición dada por la ecuación de continuidad para el flujo de material sobre el choque. La conclusión importante a la que llegan es que la geometría del choque sólo depende de un parámetro: el cociente de flujos de momento de los vientos de cada componente, $\eta = \dot{M}_2 v_2 / \dot{M}_1 v_1$.

Recientemente, Cantó, Raga & Wilkin (1996) retoman el problema del choque de dos vientos en su aproximación de cáscara delgada. En base a consideraciones de conservación de momento angular y lineal encuentran un sistema de ecuaciones algebraicas que pueden ser resueltas analíticamente, lo cual es una ventaja sobre las soluciones numéricas encontradas anteriormente en base al balance de presión hidrodinámica (Huang & Weigert 1982; Girard & Willson 1987). Las soluciones analíticas permiten obtener la forma del choque, su densidad superficial de masa y la velocidad del material a lo largo de la cáscara. En este trabajo de tesis, es de particular interés la solución analítica de la forma del choque dada por las ecuaciones (Cantó, Raga & Wilkin 1996):

$$R = D \operatorname{sen}(\theta_1) \operatorname{csc}(\theta + \theta_1) , \quad (\text{B.7})$$

$$\theta_1 \operatorname{ctg}(\theta_1) = 1 + \eta(\theta \operatorname{ctg}\theta - 1) , \quad (\text{B.8})$$

con $\eta = \dot{M}_{w1} v_{w1} / \dot{M}_{w2} v_{w2}$, D la distancia de separación entre las estrellas del sistema, θ y θ_1 los ángulos formados por una línea radial que une un punto cualquiera sobre la curva del choque con cada una de las componentes, y la línea que une los centros de ambos

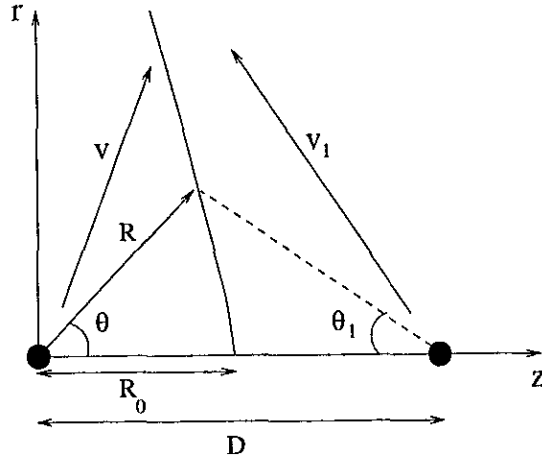


Figura B.3: Diagrama esquemático del problema de la interacción de dos vientos. Las dos fuentes se encuentran situadas una en el origen y otra a una distancia D de la primera (círculos llenos). R_0 es el punto de estancamiento. La cáscara que resulta de la interacción de los vientos está dada por la curva $R(\theta)$ (Cantó, Raga & Wilkin 1996).

objetos (ver Fig. B.3). La ec. (B.8) puede resolverse en una forma aproximada a través de la expansión:

$$\theta_1 \operatorname{ctg} \theta_1 \approx 1 - \frac{\theta_1^2}{3} - \frac{\theta_1^4}{45},$$

que substituida en la ec. (B.8) resulta:

$$\theta_1 \simeq \left\{ \frac{15}{2} \left[-1 + \sqrt{1 + \frac{4}{5} \beta (1 - \theta \operatorname{ctg} \theta)} \right] \right\}^{\frac{1}{2}}, \quad (\text{B.9})$$

Así, las ecs. (B.7) y (B.9) permiten obtener la forma del choque $R(\theta)$ dado el parámetro η y la separación del sistema binario en cuestión.

B.3 Problemas en el modelo Estándar

Todo el estudio de vientos estelares se ha realizado basado en las 2 suposiciones más simples y básicas: los vientos son esféricamente simétricos y de densidad homogénea. Sin embargo, la evidencia observacional sobre todo en la región de rayos-X muestra que estas dos suposiciones pueden no ser del todo válidas.

B.3.1 Asimetrías

La discrepancia existente en la determinación de las tasas de pérdida de masa en estrellas masivas jóvenes a partir de observaciones en radio y de la espectroscopía en el UV, $\dot{M}_{radio} > \dot{M}_{UV}$, hizo pensar por primera vez que una de las posibles causas de esta inconsistencia era la existencia de desviaciones del viento de la geometría esférica. Schmid-Burgk (1982) investiga los posibles efectos que pueden tener estas asimetrías en el cálculo de las tasas de pérdida de masa, encontrando que la suposición de esfericidad lleva a una sobreestimación de \dot{M} por factores ≥ 2 . Sin embargo, Schmid-Burgk menciona también que la presencia de inhomogeneidades en el viento pueden ser otra causa de la discrepancia observada. En 1986, Reynolds (1986) realiza un análisis detallado del espectro continuo de vientos ionizados y colimados. En su estudio, Reynolds encuentra que un flujo confinado cuya sección transversal crece más lentamente que su longitud puede fácilmente producir un índice espectral $\alpha_{op} < 0.6$ y que para una tasa de pérdida de masa dada, un viento en forma de jet puede radiar un flujo en radio, a una cierta frecuencia, que puede ser hasta un orden de magnitud mayor que el radiado por un viento esférico. Reynolds desarrolla primero la teoría básica para después encontrar la tasa de pérdida de masa en función de variables en principio observables: la frecuencia de corte, ν_m , la densidad de flujo, S_ν y el índice espectral, α_{op} . Se comienza con la definición de la emisividad y del coeficiente de

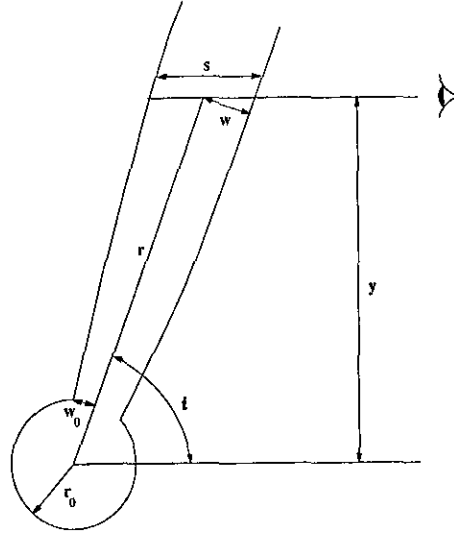


Figura B.4: Geometría del jet. Se supone que el flujo es inyectado a partir del radio r_0 y el radio del jet es w_0 . El ángulo de inclinación i se supone suficientemente grande de tal forma que las propiedades del flujo sean aproximadamente constantes a lo largo de la línea de visión s a través del jet (Reynolds 1986).

absorción para la emisión libre-libre:

$$j_\nu = a_j n^2 x^2 T^{-0.35} \nu^{-0.1} \quad [\text{ergs cm}^{-3} \text{ Hz}^{-1} \text{ s}^{-1} \text{ sr}^{-1}] , \quad (\text{B.10})$$

$$\kappa_\nu = a_\kappa n^2 x^2 T^{-1.35} \nu^{-2.1} \quad [\text{cm}^{-1}] , \quad (\text{B.11})$$

donde n es la densidad de hidrógeno (cm^{-3}), x la fracción de ionización, T la temperatura del material ($^\circ\text{K}$), ν , la frecuencia (Hz) y las constantes a_j y a_κ tienen los valores 6.5×10^{-38} y 0.212 respectivamente.

La geometría del problema es la de un flujo colimado de sección transversal circular que se inicia a partir de una región esférica de radio r_0 en la cual la base del jet tiene un radio inicial w_0 . El jet tiene un ángulo de inclinación i respecto a la línea de visión

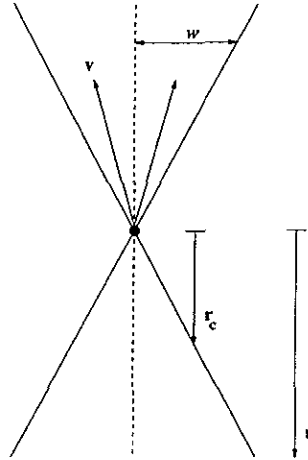


Figura B.5: Diagrama esquemático que ilustra el caso en el que un flujo cónico presenta el mismo índice espectral que el típico esperado para la emisión de un flujo con geometría esférica.

y un ángulo de apertura inicial $\theta_0 \equiv 2w_0/r_0$ (ver Fig. B.4). Los subíndices cero denotan cantidades evaluadas en r_0 .

Se supone que los parámetros principales, como el radio del jet, tienen una dependencia de ley de potencias, $w(r) = w_0(r/r_0)^\epsilon$, con r el eje de simetría del flujo. En este caso, cuando $\epsilon = 1$ se tiene un flujo cónico que tiene las mismas características de la emisión térmica en el caso esférico como se muestra a continuación:

Si $n \propto r^{-2}$ y se supone que el diámetro del cono es proporcional al radio (ver Fig. B.5), *i.e.* $w \propto r$, y que $i = \frac{\pi}{2}$ se tiene:

$$\tau \propto \nu^{-2.1} n^2 w \propto \nu^{-2.1} r^{-4} r ,$$

$$\Rightarrow \tau \propto \nu^{-2.1} r^{-3} .$$

Ahora, si r_c es el radio al cual la profundidad óptica es igual a 1, es decir, el radio al cual el medio cambia de ser ópticamente grueso a ser ópticamente delgado, se tiene:

$$\tau_c = 1, \quad S_\nu \propto \nu^2 r_c^2,$$

pero de la relación entre τ, ν y r :

$$\tau_c = 1 \Rightarrow r_c \propto \nu^{-0.7},$$

entonces:

$$S_\nu \propto \nu^2 \nu^{-1.4},$$

$$\Rightarrow S_\nu \propto \nu^{0.6},$$

que es igual al índice espectral obtenido para el caso estandar esférico.

Otros parámetros como la temperatura, la velocidad, la densidad y la fracción de ionización se supone también tienen un comportamiento de ley de potencia, como función del radio, con exponentes q_T, q_v, q_n y q_x respectivamente. En el caso de la opacidad, ésta también tiene el comportamiento $\tau = \tau_0 (r/r_0)^{q_\tau}$, al observar a lo largo de la línea de visión a través del jet. Así, para el caso estandar se tiene: $\epsilon = 1, q_T = 0, q_v = 0, q_n = -2$ y $q_x = 0$.

Entonces, en cuanto a la geometría, la diferencia principal radica en que para una línea de visión dada, en el caso cónico las variaciones en los distintos parámetros son pequeñas mientras que en el caso esférico no lo son. Así, Reynolds aproxima todas las cantidades a sus valores en el eje de simetría del jet. Se define $y \equiv r \text{seni}$, $\rho \equiv r/r_0$ y $s \equiv 2w/\text{seni}$ con

s la distancia recorrida a lo largo del jet en $y(w)$ (Fig. B.4). Entonces, la profundidad óptica a lo largo de la línea de visión es:

$$\tau = \kappa_\nu s = 2a_\kappa w_0 n_0^2 x_0^2 T^{-1.35} \rho^{\epsilon+2q_n+2q_x-1.35q_T} \nu^{-2.1} (\text{sen}(i))^{-1} . \quad (\text{B.12})$$

Si se define $\tau_0 = 2a_\kappa w_0 n_0^2 x_0^2 T^{-1.35} \nu^{-2.1} (\text{sen}(i))^{-1}$ y $q_\tau = \epsilon + 2q_n + 2q_x - 1.35 q_T$ entonces:

$$\tau = \tau_0 \rho^{q_\tau} .$$

Con estos parámetros y definiciones se puede entonces obtener la densidad de flujo:

$$S_\nu = \int_{y_0}^{y_{max}} d\Omega \left(\frac{j_\nu}{\kappa_\nu} \right) (1 - e^{-\tau}) , \quad (\text{B.13})$$

$$= \int_{y_0}^{y_{max}} \left[\frac{2w(r)}{d^2} \right] dy \left(\frac{a_j}{a_\kappa} T \nu^2 \right) (1 - e^{-\tau}) , \quad (\text{B.14})$$

donde $y_{max} \equiv (r_{max}/r_0)$, r_{max} es el tamaño máximo del jet que sólo necesita cumplir $r_{max} \gg r_0$ y d es la distancia de la fuente al observador.

Se resuelve la ec. (B.14) haciendo la aproximación sencilla de que el jet se puede dividir en una región completamente gruesa y otra completamente delgada. Para esto, primero se define $y_1 \equiv y(\tau = 1)$ como la línea de visión a la cual el material pasa de ser ópticamente grueso a delgado, es decir, para $y < y_1, \tau = \infty$ y para $y > y_1, \tau \ll 1$. Así, para encontrar el flujo emitido por la región opaca se tiene:

$$S_{op} = \int_{y_0}^{y_1} \left[\frac{2w(r)}{d^2} \right] \left(\frac{a_j}{a_\kappa} T \nu^2 \right) dy ,$$

pues para $\tau = \infty$, $1 - e^{-\tau} = 1$; substituyendo las dependencias en r de T y w se tiene:

$$S_{op} = \frac{2}{d^2} \frac{a_j}{a_\kappa} \nu^2 \int_{y_0}^{y_1} T_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{qT} w_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^\epsilon dy, \quad (\text{B.15})$$

$$= \frac{2}{d^2} \frac{a_j}{a_\kappa} \nu^2 T_0 w_0 \frac{1}{r_0^{qT+\epsilon}} \int_{y_0}^{y_1} r^{qT+\epsilon} dy, \quad (\text{B.16})$$

cambiando de variable:

$$S_{op} = \frac{2}{d^2} \frac{a_j}{a_\kappa} \nu^2 \frac{T_0 w_0}{r_0^{qT+\epsilon}} \frac{1}{(\text{sen}(i))^{\epsilon+qT}} \int_{y_0}^{y_1} y^{\epsilon+qT} dy.$$

Resolviendo la integral se obtiene la expresión para el flujo:

$$S_{op} = \frac{2}{d^2} \frac{a_j}{a_\kappa} \nu^2 \frac{T_0 w_0 r_0 \text{sen}(i)}{1 + \epsilon + qT} \rho_1^{1+\epsilon+qT} \left[1 - \left(\frac{y_0}{y_1} \right)^{1+\epsilon+qT} \right], \quad (\text{B.17})$$

con $\rho_1 = \frac{y_1}{y_0} \equiv \frac{r_1}{r_0}$. Ahora, se hace notar que si $1 + \epsilon + qT > 0$ la integral depende principalmente del valor de y_1 .

Para el caso del flujo emitido por el material ópticamente delgado se procede de manera similar:

$$S_{th} = \frac{2}{d^2} \frac{a_j}{a_\kappa} \nu^2 \int_{y_1}^{y_{max}} T_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{qT} w_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^\epsilon \tau dy,$$

ya que si $\tau \ll 1$, $1 - e^{-\tau} \approx \tau$ a primer orden. Entonces:

$$S_{th} = \frac{2}{d^2} \frac{a_j}{a_\kappa} \nu^2 T_0 w_0 \int_{y_1}^{y_{max}} \left(\frac{r}{r_0} \right)^{\epsilon+qT} \tau_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{qT} dy, \quad (\text{B.18})$$

$$= \frac{2}{d^2} \frac{a_j}{a_\kappa} \nu^2 \frac{T_0 w_0 \tau_0}{r_0^{\epsilon+q_T+q_r}} \int_{y_1}^{y_{max}} r^{\epsilon+q_T+q_r} dy , \quad (\text{B.19})$$

$$= \frac{2}{d^2} \frac{a_j}{a_\kappa} \nu^2 \frac{T_0 w_0 \tau_0}{(r_0 \text{sen}(i))^{\epsilon+q_T+q_r}} \int_{y_1}^{y_{max}} y^{\epsilon+q_T+q_r} dy . \quad (\text{B.20})$$

Así , finalmente:

$$S_{th} = \frac{2}{d^2} \frac{a_j}{a_\kappa} \nu^2 \frac{r_0 \text{sen}(i) T_0 w_0 \tau_0}{-(1 + \epsilon + q_T + q_r)} \rho_1^{1+\epsilon+q_T+q_r} \left[1 - \left(\frac{y_{max}}{y_1} \right)^{1+\epsilon+q_T+q_r} \right] . \quad (\text{B.21})$$

En este caso si: $1 + \epsilon + q_t + q_r < 0$, el flujo también depende sólo principalmente del valor de y_1 . Entonces en ambos casos el flujo emitido depende del valor de y_1 , es decir, la mayor parte de la emisión observada proviene de material localizado alrededor de la posición y_1 . A este caso se le llama el CASO A. En el CASO B, el flujo delgado estaría dominado por emisión de material al final del jet y de hecho el flujo total sería dominado por la parte delgada y el índice espectral sería el correspondiente -0.1.

Se puede entonces obtener el cociente de flujo grueso a delgado:

$$\frac{S_{op}}{S_{th}} = \frac{1 + \epsilon + q_T + q_r}{1 + \epsilon + q_T} \frac{1}{\tau_0} \rho_1^{-q_r} ,$$

pero $\tau = \tau_0 \left(\frac{r}{r_0} \right)^{q_r} = \tau_0 \rho^{q_r}$ en particular para $r = r_1$ se tiene: $\tau = \tau_0 \left(\frac{r_1}{r_0} \right)^{q_r} = \tau_0 \left(\frac{y_1}{y_0} \right)^{q_r} = \tau_0 \rho_1^{q_r} \equiv 1$, por definición de ρ_1 . Entonces:

$$\frac{S_{op}}{S_{th}} = \frac{1 + \epsilon + q_T + q_r}{1 + \epsilon + q_T} . \quad (\text{B.22})$$

Se ve entonces que el cociente de flujos es una constante independiente de la frecuencia.

De la ec. (B.12) cuando $\tau = 1$ se puede encontrar el valor de y_1 :

$$\tau = 2a_\kappa w_0 n_0^2 x_0^2 T_0^{-1.35} \rho_1^{\epsilon+2q_n+2q_x-1.35q_T} \nu^{-2.1} (\text{sen}(i))^{-1} = 1 ,$$

pero $\rho_1 = y_1/y_0$ y $\epsilon + 2q_n + 2q_x - 1.35q_T = q_r$, entonces:

$$1 = 2a_\kappa w_0 n_0^2 x_0^2 T_0^{-1.35} \left(\frac{y_1}{y_0} \right)^{q_r} \nu^{-2.1} (\text{sen}(i))^{-1} .$$

De esto se obtiene:

$$y_1 = [2a_\kappa w_0 n_0^2 x_0^2 T_0^{-1.35} r_0^{-q_r} \nu^{-2.1} (\text{sen}(i))^{-1-q_r}]^{-\frac{1}{q_r}} . \quad (\text{B.23})$$

Se puede encontrar también el valor pico (aproximado) del espectro, ya que cuando $r_1 = r_0$ o $r = \text{sen}(i)$ o $\tau(r_0) = 1$ la fuente se vuelve totalmente transparente. Entonces:

$$y_0^{-q_r} = 2a_\kappa w_0 n_0^2 x_0^2 T_0^{-1.35} y_0^{-q_r} \nu^{-2.1} (\text{sen}(i))^{-1} ,$$

$$\Rightarrow \nu_m = [2a_\kappa w_0 n_0^2 x_0^2 T_0^{-1.35} (\text{sen}(i))^{-1}]^{\frac{1}{2.1}} . \quad (\text{B.24})$$

Así, la dependencia general en frecuencia del flujo TOTAL por ejemplo cuando $\nu < \nu_m$ será:

$$\begin{aligned} S_{\nu_T} &= S_{\nu_{op}} + S_{\nu_{th}} = S_{\nu_{op}} + cte. S_{\nu_{op}} , \\ &= (1 + cte.) S_{\nu_{op}} , \\ \Rightarrow S_{\nu_T} &\propto S_{\nu_{op}} = \frac{2}{d^2} \frac{a_j}{a_\kappa} \nu^2 \frac{T_0 w_0 r_0 \text{sen}(i)}{1 + \epsilon + q_T} \rho_1^{1+\epsilon+q_T} \left[1 - \left(\frac{y_0}{y_1} \right)^{1+\epsilon+q_T} \right] . \end{aligned}$$

Substituyendo el valor de y_1 de la ec. (B.14) y notando que $y_0 \ll y_1$ se tiene:

$$\begin{aligned}
 S_{\nu_T} &\propto \nu^2 \left(\frac{\left[2a_\kappa w_0 n_0^2 x_0^2 T_0^{-1.35} r_0^{-q_\tau} \nu^{-2.1} \text{sen}(i)^{-1-q_\tau} \right]^{\frac{-1}{q_\tau}}}{y_0} \right)^{1+q_T+\epsilon}, \\
 \Rightarrow S_{\nu_T} &\propto \nu^2 \nu^{\frac{2.1}{q_\tau}(1+q_T+\epsilon)}, \\
 \Rightarrow S_{\nu_T} &\propto \nu^{2+\left(\frac{2.1}{q_\tau}\right)(1+q_T+\epsilon)},
 \end{aligned}$$

de donde se dice que el índice espectral opaco es:

$$\alpha_{op} = 2 + \frac{2.1}{q_\tau} (1 + q_T + \epsilon) .$$

Ahora, definiendo $c \equiv \frac{1+\epsilon+q_T}{q_\tau}$ puede derivarse una expresión completa para el flujo total:

$$S_{\nu_T} = S_{\nu_{op}} + S_{\nu_{th}} = \frac{1 + \epsilon + q_T + q_\tau}{1 + \epsilon + q_T} S_{\nu_{th}} + S_{\nu_{th}} = S_{\nu_{th}} \left(1 + \frac{1 + \epsilon + q_T + q_\tau}{1 + \epsilon + q_T} \right) .$$

Substituyendo la expresión para $S_{\nu_{th}}$ de la ec. (B.21) se llega a que:

$$S_{\nu_T} = 2^{1-c} d^{-2} a_j a_\kappa^{-(1+c)} T_0^{1+1.35} r_0 w_0^{1-c} (n_0 x_0)^{-2c} \frac{(\text{sen}(i))^{1+c} \nu^{\alpha_{op}}}{c(1 + \epsilon + q_T + q_\tau)} . \quad (\text{B.25})$$

Sin embargo, se desea poder derivar parámetros físicos como el radio inicial de la fuente y tasa de pérdida de masa, éstos deben estar en términos de variables observables como el flujo total a una frecuencia, S_ν , la frecuencia de corte, ν_m , y el índice espectral grueso, α_{op} . Partiendo de las ecs.(A.24) y (A.25) se pueden encontrar expresiones para el radio inicial, r_0 , y la tasa de pérdida de masa, \dot{M} .

De la ec. (B.24) se obtiene:

$$n_0^2 = \frac{\nu_m^{2.1} T_0^{1.35} \text{sen}(i)}{2a_\kappa w_0 x_0^2} .$$

Substituyendo en la ec. (B.25):

$$S_\nu = \nu^{\alpha_{op}} 2^{1-c} d^{-2} a_j a_\kappa^{-(1+c)} T_0^{1+1.35c} r_0 w_0^{1-c} x_0^{-2c} \frac{(\text{sen}(i))^{1+c}}{c(1 + \epsilon + q_T + q_\tau)} \left(\frac{\nu_m^{-2.1c} T_0^{-1.35} (\text{sen}(i))^{-c}}{2^{-c} a_\kappa^{-c} w_0^{-c} x_0^{-2c}} \right) .$$

Con la definición:

$$F \equiv F(q_\tau, \alpha_{op}) \equiv \frac{(2.1)^2}{q_\tau (\alpha_{op} - 2) (\alpha_{op} + 0.1)} ,$$

se tiene:

$$r_0 = (S_\nu \nu^{-\alpha_{op}})^{\frac{1}{2}} \theta^{-\frac{1}{2}} \nu_m^{(\frac{\alpha_{op}}{2})-1} d T_0^{-\frac{1}{2}} (\text{sen}(i))^{-\frac{1}{2}} F^{-\frac{1}{2}} a_j^{-\frac{1}{2}} a_\kappa^{\frac{1}{2}} .$$

Ahora, con las siguientes normalizaciones:

$$r_{15} \equiv \frac{r_0}{10^{15}} \text{cm} \quad , \nu_{10} \equiv \frac{\nu}{10^{10}} \text{Hz} \quad , \dot{M}_{-6} \equiv \frac{\dot{M}}{10^6} M_\odot \text{yr}^{-1} \quad , T_4 \equiv \frac{T_0}{10^4} \text{K} \quad , v_8 \equiv \frac{v}{10^8} \text{km s}^{-1}$$

se llega a que:

$$r_{15} = 0.56 (S_{mJy} \nu_{10}^{-\alpha_{op}})^{\frac{1}{2}} \theta_0^{-\frac{1}{2}} \nu_{m10}^{(\frac{\alpha_{op}}{2})-1} d_{kpc} T_4^{-\frac{1}{2}} (\text{sen}(i))^{-\frac{1}{2}} F^{-\frac{1}{2}} . \quad (\text{B.26})$$

Ahora, por conservación de masa tenemos que:

$$n_0 = \frac{\dot{M}}{\pi \mu w_0^2 v_0} .$$

Así , substituyendo en la ec. (B.25):

$$S_\nu = 2^{1-c} d^2 a_j a_\kappa^{-(1+c)} T_0^{1+1.35c} r_0 w_0^{1-c} x_0^{-2c} \frac{(\text{sen}(i))^{1+c} \nu^{\alpha_{op}}}{c(1+\epsilon+q_T+q_\tau)} \left(\frac{\dot{M}}{\pi \mu w_0^2 v_0} \right)^{-2c} ,$$

que lleva a:

$$\dot{M}_{-6} = 2^{-2} a_j^{-\frac{3}{4}} a_\kappa^{\frac{1}{4}} \pi \mu v_0 x_0^{-1} d^{\frac{3}{2}} T_0^{-0.075} \theta_0^{\frac{3}{4}} (\text{sen}(i))^{-\frac{1}{4}} \nu^{-\frac{3}{4}\alpha_{op}} S_\nu^{\frac{3}{4}} \nu_m^{-0.45+\frac{3}{4}\alpha_{op}} F^{-\frac{3}{4}} ,$$

y normalizando:

$$\dot{M}_{-6} = 0.938 v_8 x_0^{-1} \left(\frac{\mu}{m_p} \right) (S_{mJy} \nu_{10}^{-\alpha_{op}})^{\frac{3}{4}} d_{kpc}^{\frac{3}{2}} \nu_{m10}^{-0.45+\frac{3}{4}\alpha_{op}} \theta_0^{\frac{3}{4}} T_4^{-0.075} (\text{sen}(i))^{-\frac{1}{4}} F^{-\frac{3}{4}} . \quad (\text{B.27})$$

Esta expresión es muy similar a la expresión clásica dada por Panagia & Felli (1975) para un viento esférico:

$$S_{\nu_m Jy} = 5.12 \nu_{10}^{0.6} T_4^{0.1} \dot{M}_{-5}^{\frac{4}{3}} \mu_{1.2}^{-\frac{4}{3}} v_8^{-\frac{4}{3}} d_{kpc}^{-2} ,$$

o

$$\dot{M}_{-6} = 2.94 \nu_{10}^{-0.45} T_4^{-0.075} \mu_{1.2} v_8 d_{kpc}^{1.5} S_{\nu_m Jy}^{\frac{3}{4}} . \quad (\text{B.28})$$

Haciendo el cociente entre ambas expresiones para la tasa de pérdida de masa (ecs. A.27 y A.28):

$$\frac{\dot{M}_w(\text{jet})}{\dot{M}_w(\text{esférico})} = 0.32 \left(\frac{\nu_m}{\nu} \right)^{\frac{3}{4}\alpha_{op}-0.45} \theta_0^{\frac{3}{4}} (\text{sen}(i))^{-\frac{1}{4}} F^{-\frac{3}{4}} .$$

Para el caso de un jet cónico estandar, $\epsilon = 1$, $q_n = -2$, $q_T = 0$, $q_r = -3$ y $\alpha_{op} = 0.6$ (notése que la dependencia en ν_m desaparece), se tiene:

$$\frac{\dot{M}_w(jet)}{\dot{M}_w(esférico)} = 0.20 \theta_0^{\frac{3}{4}} (\text{sen}(i))^{-\frac{1}{4}} . \quad (\text{B.29})$$

Si tomamos en cuenta que se está considerando el caso de un flujo bastante bien colimado, lo cual se cumple simplemente tomando $\theta_0 \leq 0.5$ y con un ángulo de inclinación, i , que cumpla solamente que $i > \theta_0$ y que a lo más sea 90° , de la expresión anterior podemos ver que:

$$\frac{\dot{M}_w(jet)}{\dot{M}_w(esférico)} \leq 0.1 .$$

Lo que implica que una fuente con un viento cuyo material fluye a través de un cono de ángulo sólido pequeño, *i.e.* un viento bien colimado, puede producir el mismo flujo en radio con una tasa de pérdida de masa mucho menor que un viento esféricamente simétrico. Es decir, si no se toman en cuenta las posible anisotropías existentes en los vientos estelares, pueden estarse sobreestimando las tasas de pérdida de masa derivadas a partir de observaciones de la emisión libre-libre. De allí, la importancia de estudiar la geometría de los vientos.

Una de las evidencias observacionales que parecían apoyar los vientos esféricos era el hecho de observar en muchas estrellas WR perfiles de línea planos en su parte superior (Kuhi 1973) originados por cáscaras de material esféricamente simétrico en expansión. Sin embargo, Schulte-Ladbeck (1995) hace notar que teóricamente un viento de tipo discoidal, o amular, en rotación que posea una fuerte turbulencia, puede producir también perfiles planos. La idea de estrellas WR con rotación puede verse natural si se piensa que

éstas son las descendientes evolutivas de estrellas O masivas, las cuales presentan altas velocidades de rotación. En el trabajo de Schulte-Ladbeck se encuentra evidencia dada por la espectropolarimetría de la existencia de una asimetría debida a la rotación de la estrella WR que produce vientos “aplanados”. La posibilidad de rotación en estrellas WR es estudiada por Fliegner & Langer (1995). Una de las conclusiones de estos autores es que aunque pequeña, en una fracción significativa de las estrellas WR conocidas, se espera encontrar vientos en forma de discos o toroides. Desde 1993, Bjorkman, & Cassinelli (1993) y después Cassinelli, Ignace & Bjorkman (1995) y Cassinelli, & Ignace (1996) estudian teóricamente la posibilidad de que la densidad en los vientos de estrellas WR se vea elevada en la región del plano ecuatorial. Ellos desarrollan modelos en 2 dimensiones en donde el flujo de material proveniente de grandes latitudes en la estrella es llevado hacia el ecuador de ésta como resultado del interjuego entre la gravedad y la rotación estelar (Fig. B.6). Encuentran que aún con una pequeña velocidad de rotación, comparada con la velocidad crítica de rompimiento, se producen zonas ecuatoriales de viento comprimido, es decir, el viento se vuelve fuertemente no simétrico. De hecho, si la velocidad de rotación es mayor, esta zona de compresión puede llegar a formar un disco alrededor de la estrella. Como ejemplo, calculan la emisión en rayos-X de la estrella WR 147 con un modelo de este tipo que da como resultado una luminosidad L_x tres órdenes de magnitud mayor a la observada. Sin embargo, comentan que éste es sólo un límite superior y que si algunas de las suposiciones hechas se relajan, el valor puede reducirse fuertemente y coincidir con las observaciones.

Más tarde, Moffat (1996), estudia asimetrías a grandes escalas que se clasifican en 2 tipos: Componentes Discretas de Absorción (DACs) y Regiones Interactivas en Co-rotación (CIRs). Plantea 3 tipos de evidencia a favor de las estructuras a gran escala:

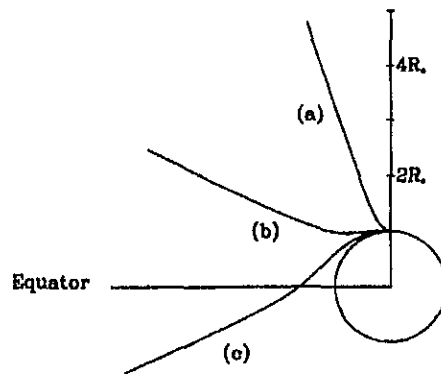


Figura B.6: La figura muestra las trayectorias en el plano orbital de líneas de flujo que se originan con un ángulo polar θ_0 en la estrella. La trayectoria (a) representa una estrella con poca rotación y/o un viento de rápida aceleración. Se observa que esta línea de flujo se desvía ligeramente del caso esférico. La trayectoria (c) muestra el otro extremo, una estrella que rota rápidamente y/o un viento que se acelera lentamente. En este caso, el flujo llega de hecho a cruzar el plano del ecuador (Cassinelli & Ignace 1996).

i) La espectroscopía UV que en el caso de WR 6, sería el resultado de una CIR (St-Louis et al. 1995), Fig. B.7.

ii) Aunque único, el caso de WR 24 que muestra actividad tipo DAC en la componente en absorción del perfil P Cygni de la línea $\text{HeII}\lambda 1640$ en el UV (Prinja & Smith 1992).

iii) El hecho de que las estrellas WN8 tienden a presentar fuerte variación en la componente en absorción del perfil P Cygni de sus líneas en óptico (Marchenko et al. 1996a, b).

Finalmente concluye que realmente pocas estrellas WR presentan asimetrías reales a grandes escalas pero que esto todavía es un área que debe estudiarse más a fondo.

B.3.2 Inhomogeneidades

La idea de que los vientos estelares pueden ser inhomogéneos en su distribución de densidad de material ha sido planteada desde hace mucho tiempo. Uno de los primeros trabajos

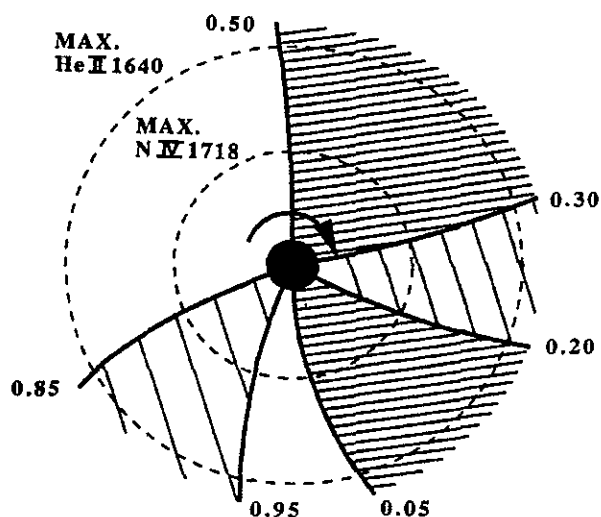


Figura B.7: Dibujo esquemático en el plano ecuatorial del viento que rodea una estrella en rotación (el caso de WR 6 según St-Louis et al. 1995). Las áreas divididas van de regiones de viento a alta velocidad (regiones más oscuras), regiones de velocidad intermedia (sombreado ligero) hasta regiones de baja velocidad (sin sombreado). Estas estructuras recuerdan las CIR's observadas y calculadas por Cranmer & Owocki (1996).

en donde las inhomogeneidades presentes en el viento pudieran explicar inconsistencias entre el modelo estandar y las observaciones, es el estudio en IR que realizan Barlow & Cohen (1977). Ellos encuentran que las tasas de pérdida de masa calculadas con el modelo estandar resultan ser mayores hasta por un factor de 5 que el límite superior en \dot{M} dado por $\frac{L}{v_{\infty} c}$. Además, el radio característico de la región emisora del flujo a $10 \mu\text{m}$ resulta ser menor al radio fotosférico también hasta por un factor de 5. Sin embargo, concluyen que las inhomogeneidades no son responsables de estos efectos, sino más bien la ley de velocidades utilizada.

Más tarde, Abbott, Biegging & Churchwell (1981) estudian los efectos que tendrían las inhomogeneidades en el cálculo de la tasa de pérdida de masa derivada a partir de los flujos observados en radio. Suponen un modelo simple con dos componentes: "grumos" de alta densidad, ρ_H , y gas intergrupo de densidad menor, ρ_L . Suponen que estos grumos

están distribuidos aleatoria y uniformemente en todo el viento, con un factor de llenado, f . También suponen que a la distancia donde la emisión de radio se origina, tanto el gas intergrupo como los grumos mismos se moverán a la misma velocidad, la velocidad terminal. Partiendo de un desarrollo similar al de Wright & Barlow (1975) para la emisión de un viento homogéneo encuentran que la tasa de pérdida de masa es:

$$\dot{M} = 4\pi \mu m_H r^2 v_\infty [fn_H + (1-f)n_L] ,$$

y la profundidad óptica a lo largo de una línea de visión con parámetro de impacto p es:

$$\begin{aligned} \tau_\nu(p) &= \kappa(\nu, p) \int_{-\infty}^{+\infty} [fn_H^2 + (1-f)n_L^2] dl = \\ &= \frac{\pi \kappa(\nu, T) \gamma A^2}{2 p^3} \frac{f + (1-f) x^2}{[f + x(1-f)]^2} , \end{aligned}$$

con $x = \frac{n_L}{n_H}$, $A \equiv \frac{\dot{M}}{4\pi \mu m_H v_\infty}$, γ el cociente de densidades numéricas de electrones a iones, $\kappa(\nu, T) = 0.0178 g Z^2 \nu^{-2} T^{-\frac{3}{2}}$ (Allen 1973) y Z la carga eléctrica promedio por partícula. Así, finalmente la densidad de flujo de un viento grumoso es:

$$S_\nu = 23.2 \left(\frac{Z \dot{M}}{\mu v_\infty} \right)^{\frac{4}{3}} \frac{(\nu \gamma g)^{\frac{2}{3}}}{D^2} \left\{ \frac{f + (1-f) x^2}{[f + x(1-f)]^2} \right\}^{\frac{2}{3}} . \quad (\text{B.30})$$

Así que si la cantidad de grumos es significativa, las tasas de pérdida de masa derivadas a partir de observaciones en radio serán sobreestimadas. Por ejemplo, si $x = \frac{1}{10}$ y $f = \frac{1}{2}$, el flujo aumenta en un 40% y en un extremo límite de que $n_L = x = 0$ el flujo aumenta en un factor $f^{-\frac{2}{3}}$.

Más tarde en 1984, Cherepashchuk, Eaton & Khaliullin (1984) al analizar un eclipse del sistema binario (WR+O) V 444 Cyg, encuentran que la opacidad en el IR presentada

por el viento de la componente WR es alta comparada con la opacidad en el óptico. Proponen que un gran número de condensaciones individuales existen en el viento de la WR y que éstos aumentan la opacidad en el IR (dada la dependencia cuadrática del coeficiente de absorción con la longitud de onda). Cherepashchuk (1990) trata de explicar la discrepancia entre la luminosidad en rayos-X observada y la esperada teóricamente. Su modelo cualitativo supone la existencia de un gran número de grumos de tamaño $d \simeq 0.1 - 1R_{\odot}$ y de densidad entre 30 y 100 veces la del gas intergrumo. Entonces, de acuerdo a sus datos encuentran que hasta un 80% de la masa del viento se encuentra en estos grumos. Además, trata a cada grumo como una “bala” que es capaz de atravesar el frente de choque formado por el flujo de gas intergrumo, el cual lleva el 20% restante del flujo de masa. Dado que la tasa de pérdida de masa de la estrella WR es alta, el choque producido por el gas intergrumo y el viento de la estrella O emite una luminosidad en rayos-X compatible con la observada para sistemas binarios WR+O de corto periodo ($P < 20$ días). Además, hace notar que para explicar la baja temperatura observada de la emisión en rayos-X se tiene que tomar en cuenta también que los rayos-X son auto-absorbidos por la región chocada misma y que la velocidad del viento de la WR puede ser menor debido a la presión de radiación producida por la compañera O. Este mismo argumento es presentado por Gayley, Owocki & Cranmer (1997) quienes encuentran que la fuerza radiativa de la estrella secundaria brillante en un sistema binario puede desacelerar el viento de la componente primaria y que este efecto sería observable como una emisión más débil en rayos-X que la esperada y también como una temperatura menor para esta misma emisión.

Otra de las evidencias observacionales fuertes en favor de la existencia de grumos en los vientos, son los picos de emisión excedente sobrepuestos en la parte plana de las líneas de emisión de estrellas WR. Estos picos además varían su posición desde el extremo

azul de la línea hasta el extremo rojo. Lépine (1995a) aplica un método similar a una transformación de Fourier que puede extraer y separar cada pico de emisión individual. El método es llamado “wavelet analysis”. Con esta técnica, Lépine encuentra que el flujo integrado, f , de cada pico se relaciona con la dispersión de velocidades (su ancho) σ_v como $f \sim \sigma_v^2$, lo que indica que las estructuras más brillantes poseen una dispersión de velocidades mayor (los picos son más anchos) y que puede entonces estar asociada con su dimensión espacial (tamaño). Lépine mismo presenta un modelo semi-empírico (Lépine 1995b) a partir de observaciones de líneas de emisión para 5 estrellas WR tomadas del trabajo de Robert (1992a). Encuentra nuevamente una relación entre el flujo integrado del pico y la dispersión de velocidad $f \sim \sigma^{\beta}$ y además un espectro para los flujos $dN \sim f^{\alpha} df$. Más aún, usando la relación del flujo para líneas de recombinación $f \sim \rho^2 l^3$ (con ρ la densidad y l la dimensión espacial) junto con la relación $\rho \sim \frac{1}{l}$ similar a la de un flujo turbulento compresible supersónico (Moffat & Robert 1994) encuentra que: 1) $dN \sim f^{\alpha} df$, 2) $f \sim \sigma_v^2$ y 3) $l \sim \sigma_v^{\gamma}$, donde α y β se determinan de las observaciones y γ se obtiene de consideraciones teóricas, que para una hipótesis de turbulencia compresible es $\gamma = 2$. Se define, F_{inh} como el flujo total emitido por la componente inhomogénea del viento y V_{inh} el volumen total ocupado por los grumos llega a que $dF_{inh} \sim f dN$ y $dV_{inh} \sim l^3 dN$ que combinado con los 3 resultados anteriores dan: 4) $dF_{inh} \sim f^{\alpha+1} df$ y 5) $dV_{inh} \sim f^{\frac{2\gamma}{\beta} + \alpha} df$. Observacionalmente se encuentra que $\alpha \simeq -2.5$ y $\beta \simeq 2.0$, de tal forma que: 4) queda como $dF_{inh} \sim f^{-1.5} df$, lo que implica que el flujo total es determinado por las estructuras más pequeñas mientras que 5) indica que $dV_{inh} \sim f^{0.5} df$, es decir, el volumen total es ocupado principalmente por los grumos más grandes. Este último resultado implica que el factor de llenado será entonces pequeño y que el espacio intergrupo podría estar ocupado por un material supuestamente homogéneo que como propuso Cherepashchuk (1990) será el que dé origen al choque con el viento de la

estrella OB en el caso de sistemas binarios. Además, también concluye que los grumos no intervienen en la formación del choque sino que pasan a través de él (Fig. B.8), análogo a lo propuesto también por Cherepashchuk (1990). Lépine, Moffat & Henriksen (1996) utilizan la técnica del wavelet analysis para analizar la componente en emisión excedente (picos) observada en las líneas de emisión en estrellas WR. Un espectro de ley de potencias es utilizado para caracterizar esta emisión que se cree proviene de la superposición de muchos "picos" de forma gaussiana o triangular. Presentan un modelo fenomenológico en donde la suposición anterior es utilizada y que permite introducir la idea de una ley de escalas en tamaño como la presentada anteriormente. Encuentran que la amplitud, A , y la densidad numérica, N , de los picos siguen una ley de potencia simple: $A \sim \sigma^\alpha$ y $N \sim \sigma^\beta$, con σ la dispersión de velocidad (como anteriormente se había hecho) de cada pico. En base a sus simulaciones encuentran que sólo se puede estimar la combinación de exponentes $2\alpha + \beta$. El valor encontrado es $2\alpha + \beta \approx 2.7 \pm 0.4$ para el caso de picos gaussianos, y $2\alpha + \beta \approx 3.4 \pm 0.6$ para picos triangulares y sugieren que otras formas para los picos pueden dar valores intermedios.

Estudios espectrofotométricos y polarimétricos como el realizado por Brown et al. (1995) indican varias cosas: *i*) los grumos densos producen los picos de emisión excedente observados en líneas de NII-V, CII-IV, OIII-VII y HeI-II, *ii*) la presencia de características transitorias tanto foto como polarimétricas, *iii*) la amplitud de las características transitorias en la polarización pueden ser un indicador de la masa de cada grumo, *iv*) los grumos se forman en la región fotosférica de la estrella, *v*) el ancho de los picos angostos observados, junto con su desplazamiento pueden indicar la estructura en velocidad que tienen los grumos. Este último resultado puede ser importante si se supone que los grumos siguen en promedio al viento, ya que la determinación de la ley de velocidades en los vientos es todavía incierta.

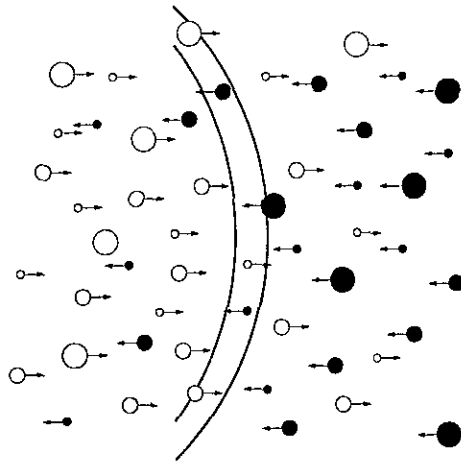


Figura B.8: Modelo esquemático sugerido por Lépine (1995b) para la colisión de vientos inhomogéneos. Las condensaciones, es decir, la componente inhomogénea del viento no juega ningún papel en la formación de la zona de choque (centro) que surge de la interacción de la componente homogénea.

Por otro lado, Nugis (1996) propone que observando cómo varía el índice espectral con la longitud de onda en la región IR y de radio se puede encontrar evidencia que también revele la estructura de los vientos. Ciertamente, estas regiones del espectro son buenos lugares para buscar evidencia de inhomogeneidades en densidad dada la dependencia de la emisión libre-libre con la densidad. Runacres & Blomme (1996) y Blomme & Runacres (1997) estudian estas regiones del espectro para una muestra de estrellas OB. Modelan las inhomogeneidades como cáscaras de material barrido por el viento. El modelo es calculado considerando condiciones fuera de LTE, introduciendo una cáscara densa en cierta posición del viento y suponiendo que en el resto de las posiciones el viento es homogéneo. Comparan el modelo estandar homogéneo e isotrópico con varias de sus pruebas donde la cáscara densa se localiza en diferentes posiciones del viento y con diferentes densidades. Concluyen que una combinación de diferentes cáscaras ajusta las observaciones del flujo IR y a 1.3 mm. Además, encuentran que el mejor ajuste se logra cuando las cáscaras no son completas, es decir, no llenan un ángulo sólido completo (4π). Estudian también las observaciones a 12, 25 y 60 μm realizadas con IRAS para ζ Pup y encuentran un buen

ajuste cuando se considera la existencia de varias cáscaras parciales colocadas en distintas posiciones. Además, concluyen que estas cáscaras se van disipando al alejarse de la estrella, pero que sobreviven hasta llegar a la distancia donde se emite la radiación de radio, por lo que su influencia en las observaciones debe ser tomada en cuenta al determinar las tasas de pérdida de masa a partir de observaciones en el radio. Hacen notar también que la existencia de Regiones de Interacción en Co-rotación (CIRs) puede jugar un papel importante sobre todo en la región de formación del flujo infrarrojo.

Como se ha visto los vientos estelares pueden ser muy complicados al tener diversas geometrías y estructura interna. De hecho, se puede hablar de una clasificación de ellos (Schulte-Ladbeck 1995):

- i)* Vientos esféricos y homogéneos (modelo estandar y preferido por los teóricos) como el caso de WR 111.
- ii)* Vientos esféricos en promedio pero con inhomogeneidades internas, como WR 40.
- iii)* Vientos asimétricos de densidad homogénea (ningún objeto observado se encuentra aún en esta clasificación).
- iv)* Vientos asimétricos e inhomogéneos, un posible candidato son las estrellas WR 6 y WR 134.

Referencias

- Abbott, D.C., Biegging, J.H., Churchwell, E., & Cassinelli, J.P. 1980, ApJ, 238, 196
- Abbott, D.C., Biegging, J.H. & Churchwell, E. 1981, ApJ, 250, 645
- Abbott, D.C., Biegging, J.H. & Churchwell, E. 1984, ApJ, 280, 671
- Abbott, D.C., Telesco, C.M., & Wolff, S.C. 1984, ApJ, 279, 225
- Abbott, D.C., Biegging, J.H., Churchwell, E., & Torres, A.V. 1986, ApJ, 303, 239
- Allen, C.W. 1973, *Astrophysical Quantities* (London: Athlone)
- Altenhoff, W.J., Thum, C., & Wendker, H.J. 1994, A&A, 281, 161
- Arnal, E.M., & Mirabel, F. 1991, A&A, 250, 171
- Arnal, E.M. 1992, A&A, 254, 305
- Arnal, E.M., & Cappa, C.E. 1996, MNRAS, 279, 788
- Baranov, V.B., Krasnobaev, K.V., & Kulikovskii, A.G. 1971, Soviet Phys. Doklady, 15, 791
- Barlow, M.J., & Cohen, M. 1977, ApJ, 213, 737
- Barlow, M.J. 1979, en IAU Symp. 83, *Mass Loss and Evolution of O type Stars*, eds. P.S. Conti & C.W.H. de Loore (Dordrecht:Reidel), 119
- Barlow, M.J., Smith, L.J., & Willis, A.J. 1981, MNRAS, 196, 101
- Barlow, M.J., Drew, J.E., Meaburn, J., & Massey, R.M. 1994, MNRAS, 268, L29
- Beals, C.S. 1929, MNRAS, 90, 202
- Becker, R.H., & White, R.L. 1985, ApJ, 297, 649
- Becker, R.H., & White, R.L. 1995, en IAU Symp. 163, *Wolf-Rayet Stars: Binaries, Colliding Winds, Evolution*, eds. K.A. van der Hucht & P.M. Williams (Dordrecht:Kluwer), 450

- Bertout, C., Leitherer, C., Stahl, O., & Wolff, S.C. 1985, *A&A*, 144, 87
- Biegging, J.H., Abbott, D.C., & Churchwell, E. 1982, *ApJ*, 263, 207
- Biegging, J.H., Abbott, D.C., & Churchwell, E. 1989, *ApJ*, 340, 518
- Biermann, L. 1951, *ZfAp*, 29, 274
- Bjorkman, J.E., & Cassinelli, J.P. 1993, *ApJ*, 409, 429
- Blomme, R., & Runacres, M.C. 1997, *A&A*, 323, 886
- Brecher, K. 1976, *Frontiers in Astrophysics*, ed. E.H. Avrett (Harvard Univ. Press), 467
- Brown, J.C., Richardson, L.L., Antokhin, I., Robert, C., Moffat, A.F.J., & St-Louis N. 1995, *A&A*, 295, 725
- Cantó, J., Raga, A.C., & Wilkin, F.P. 1996, *ApJ*, 469, 729
- Cappa de Nicolau, C.E., & Niemela, V.S. 1984, *AJ*, 89, 1398
- Cappa de Nicolau, C.E., Niemela, V.S., & Arnal, E.M. 1986, *AJ*, 92, 1414
- Cappa de Nicolau, C.E., Niemela, V.S., Dubner, G., & Arnal, E.M. 1988, *AJ*, 96, 1671
- Cassinelli, J.P., & Castor, J.I. 1973, *ApJ*, 179, 189
- Cassinelli, J.P., Ignace, R., & Bjorkman, J.E. 1995, en *IAU Symp. 163, Wolf-Rayet Stars: Binaries, Colliding Winds, Evolution*, eds. K.A. van der Hucht & P.M. Williams (Dordrecht:Kluwer), 191
- Cassinelli, J.P., & Ignace, R. 1996, en *Wolf-Rayet Stars in the Framework of Stellar Evolution Proceedings of the 33rd Liège International Colloquium*, eds. J.M. Vreux, A. Detal, D. Fraipont-Caro, E. Gosset & G. Rauw, 531
- Castor, J.I., Abbott, D.C., & Klein, R.I. 1975, *ApJ*, 195, L57
- Castor, J.I., McCray, R., & Weaver, R. 1975, *ApJ*, 200, L107
- Castor, J.I., Abbott, D.C., & Klein, R.I. 1976, in *Physique des Mouvements dans les Atmosphères Stellaires*, eds. R. Cayrel & M. Steinberg (Paris: Centr.Nat. Rech.Sci.)
- Chapman, S., & Ferraro, V. 1931, *Terr. Magn. & Atm. Elec.*, 36, 77
- Chapman, S., & Ferraro, V. 1940, *Terr. Magn. & Atm. Elec.*, 45, 245
- Cherepashchuk, A.M. 1967, *Variable Stars*, 16, 226
- Cherepashchuk, A.M. 1976, *Sov.Astron.Lett.*, 2, 138

- Cherepashchuk, A.M. 1990, *Sov.Astron.Lett.*, 34, 481
- Cherepashchuk, A.M., Eaton, J.A., & Khaliullin, Kh. F. 1984, *ApJ*, 281, 774
- Chlebowski, T. 1989, *ApJ*, 342, 1091
- Chu, Y.-H. 1981, *ApJ*, 249, 195
- Churchwell, E., Biegging, J.H., van der Hucht, K.A., Williams, P.M., Spoelstra, T.A. Th., & Abbott, D.C. 1992, *ApJ*, 393, 329
- Cohen, M., Barlow, M.J., & Kuhl, L.V. 1975, *A&A*, 40, 291
- Cohen, D.H., Cooper, R.G., MacFarlane, J.J., Owocki, S.P., Cassinelli, J.P., & Wang, P. 1996, *ApJ*, 460, 506
- Conti, P.S., & Leep, E.M. 1974, *ApJ*, 193, 113
- Conti, P.S., & Vacca, W.D. 1990, *AJ*, 100, 431
- Contreras, M.E., Rodríguez, L.F., Gómez, Y., & Velázquez, A. 1996, *ApJ*, 469, 329
- Contreras, M.E., Rodríguez, L.F., Tapia, M., Cardini, D., Emanuele, A., Badiali, M., & Persi, P. 1997, *ApJ*, 489, L153
- Contreras, M.E., & Rodríguez, L.F. 1998, en prensa
- Contreras, M.E., & Rodríguez, L.F. 1999, en preparación
- Corcoran, M.F., Stevens, I.R., Pollock, A.M.T., Swank, J.H., Shore, S.N., & Rawley, G.L. 1996, *ApJ*, 464, 434
- Curiel, S., Rodríguez, L.F., Moran, J.M., & Cantó, J. 1993, *ApJ*, 415, 191
- Davis, R.J., Bode, M.F., van der Hucht, K.A. & Williams, P.M. 1995, en *IAU Symp. 163, Wolf-Rayet Stars: Binaries, Colliding Winds, Evolution*, eds. K.A. van der Hucht & P.M. Williams (Dordrecht:Kluwer), 547
- Deutsch, A.J. 1956, *ApJ*, 123, 210
- Dougherty, S., Williams, P.M., van der Hucht, K.A., Bode, M.F., & Davis, R.J. 1996, *MNRAS*, 280, 963
- Dubner, G., Niemela, V.S., & Purton, C. 1990, *AJ*, 99, 857
- Dyson, J.E., & de Vries, J. 1972, *A&A*, 20, 223
- Eenens, P.R.J., & Williams, P.M. 1994, *MNRAS*, 269, 1089

- Eichler, D., & Usov, V. 1993, ApJ, 402, 271
- ESA, *The Hipparcos Catalogue* (ESA SP-1200)
- Escalante, V., Rodríguez, L.F., Moran, J.M., Cantó, J. 1989, RevMexAA, 17, 11
- Esteban, C., Vilchez, J.M., Smith, L.J., Clegg, R.E.S. 1992, A&A, 259, 629
- Felli, M., & Panagia, N. 1981, A&A, 102, 424
- Feldmeier, A., Kudritzki, R.P., Palsa, R., Pauldrach, A.W.A., & Puls, J. 1997, A&A, 320, 899
- Feinstein, A. 1967, ApJ, 149, 107
- Fermi, E. 1949, Phys. Rev., 75, 1169
- Fich, M., Blitz, L., & Stark, A.A. 1989, ApJ, 342, 272
- Firmani, C., Koenigsberger, G., Bisiacchi, G.F., Moffat, A.F.J., & Isserstedt, J. 1980, ApJ, 239, 607
- Fitzpatrick, E.L., Savage, B.D., & Sitko, M.L. 1982, ApJ, 256, 578
- Fliegner, J., & Langer N. 1995, en IAU Symp. 163, *Wolf-Rayet Stars: Binaries, Colliding Winds, Evolution*, eds. K.A. van der Hucht & P.M. Williams (Dordrecht:Kluwer), 326
- Florkowski, D.R., & Gottesman, S.T. 1977, MNRAS, 179, 105
- Garmany, C.D., Conti, P.S., & Massey, P. 1980, ApJ, 242, 1063
- Gayley, K.G., Owocki, S.P., & Cranmer, S.R. 1997, ApJ, 475, 786
- Gies, D.R. 1995, en IAU Symp. 163, *Wolf-Rayet Stars: Binaries, Colliding Winds, Evolution*, eds. K.A. van der Hucht & P.M. Williams (Dordrecht:Kluwer), 373
- Girard, T., & Willson, I.A. 1987, A&A, 183, 247
- Groenewegen, M.A.T., Lamers, H.J.G.L.M., & Pauldrach, A.W.A. 1989, A&A, 221, 78
- Hackwell, J.A., Gejrz, R.D., & Smith, R. 1974, ApJ, 192, 383
- Hall, D.S. 1974, Acta Astron., 24, 1
- Hamann, W.R. 1999, IAU Coll. 169, en prensa
- Harnden, F.R., et al. 1979, ApJ, 234, L51
- Hearn, A.G. 1975a, A&A, 40, 277

- Hearn, A.G. 1975b, A&A, 40, 355
- Herbig, G.H. 1967, PASP, 79, 502
- Hillier, D.J. 1991, A&A, 247, 455
- Huang, R.Q., & Weigert, A. 1982, A&A, 112, 281
- Howarth, I.D., & Phillips, A.P. 1986, MNRAS, 222, 809
- Howarth, I.D., & Schmutz, W. 1995, A&A, 294, 529
- Hutchings, J. 1968a, MNRAS, 141, 219
- Hutchings, J. 1968b, MNRAS, 141, 329
- Hutchings, J. 1969, MNRAS, 144, 235
- Johnson, M.C. 1925, MNRAS, 85, 813
- Johnson, H.M., & Hogg, D.E. 1965, ApJ, 142, 1033
- Kitamoto, S., & Mukai, K. 1996, PASJ, 48, 813
- Koenigsberger, G., & Auer, L.H. 1985, ApJ, 297, 255
- Koo, B.-C., & McKee, C.F. 1992a, ApJ, 388, 93
- Koo, B.-C., & McKee, C.F. 1992b, ApJ, 388, 103
- Kuhi, L. 1973, en IAU Symp. 49, *Wolf-Rayet and High Temperature Stars*, eds. M.K.V. Bappu & J. Sahade (Dordrecht:Reidel), 205
- Lamers, H.J.G.L.M., & Waters, L.B.F.M. 1984, A&A, 138, 25
- Lamontagne, R., Moffat, A.F.J., & Lamarre, A. 1986, AJ, 91, 925
- Leitherer, C., Hefele, H., Stahl, O., & Wolff, B. 1982, A&A, 108, 102
- Leitherer, C., et al. 1987, A&A, 185, 121
- Lépine, S. 1995, en IAU Symp. 163, *Wolf-Rayet Stars: Binaries, Colliding Winds, Evolution*, eds. K.A. van der Hucht & P.M. Williams (Dordrecht:Kluwer), 60
- Lépine, S. 1995, en IAU Symp. 163, *Wolf-Rayet Stars: Binaries, Colliding Winds, Evolution*, eds. K.A. van der Hucht & P.M. Williams (Dordrecht:Kluwer), 411
- Lépine, S., Moffat, A.F.J., & Henriksen, R.N. 1996, ApJ, 466, 392

- Long, K.S., & White, R.L. 1980, ApJ, 239, L65
- Lucy, L.B., & Solomon, P.M. 1967, AJ, 72, 310
- Lucy, L.B., & Solomon, P.M. 1970, ApJ, 159, 879
- Lucy, L.B. 1982b, ApJ, 255, 286
- Lucy, L.B., & White, R.L. 1980, ApJ, 241, 300
- Lührs, S. 1997, PASP, 109, 504
- Lunström, I., & Stenholm, B. 1984, A&AS, 158, 163
- Luo, D., McCray, R., & MacLow, M.M. 1990, ApJ, 362, 267
- Marchenko, S.V., Moffat, A.F.J., Koenigsberger, G. 1994a, ApJ, 422, 810
- Marchenko, S.V., Moffat, A.F.J., Eversberg, T., Hill, G., Tovmassian, G., Morel, T., Antokhin, I., & Seggewiss, W. 1996a, en *Wolf-Rayet Stars in the Framework of Stellar Evolution* Proceedings of the 33rd Liège International Colloquium, eds. J.M. Vreux, A. Detal, D. Fraipont-Caro, E. Gosset & G. Rauw, 265
- Marchenko, S.V., Moffat, A.F.J., Eversberg, T., Hill, G., Tovmassian, G., Morel, T., Antokhin, I., & Seggewiss, W. 1996b, en preparación
- Marchenko, S.V., Moffat, A.F.J., Eenens, P.R., Cardona, O., Echevarría, J., & Hervieux, Y. 1997, ApJ, 485, 826
- Martí, J., Rodríguez, L.F., & Reipurth, B. 1993, ApJ, 416, 208
- Mathis, J.S, Cassinelli, J.P., van der Hucht, K.A., Prusti, T., Wesseliuss, P.R., & Williams, P.M. 1992, ApJ, 384, 197
- McCrea, W.H. 1929, Zs. f. Phys., 57, 367
- McKee, C.F., van Buren, D., & Lazareff, B. 1984, ApJ, 278, L115
- Mezger, P.G., & Henderson, A.P. 1967, ApJ, 147, 471
- Mignard F., et al. 1995, A&A, 304, 94
- Milne, E.A. 1926, MNRAS, 85, 768
- Milne, E.A. 1927, MNRAS, 87, 697
- Miralles, M.P., Rodríguez, L.F., Tapia, M., Roth, M., Persi, P., Ferrari-Toniolo, M., & Curiel, S. 1994, A&A, 282, 547

- Moffat, A.F.J., Firmani, C., McLean, I.S., & Seggewiss, W. 1982, en IAU Symp. 99, *Wolf-Rayet Stars: Observations, Physics & Evolution*, eds. C. de Loore & A.J. Willis (Dordrecht:Reidel), 577
- Moffat, A.F.J., Lamontagne, R., Shara, M.M., & McAlister, H.A. 1986, AJ, 91, 1392
- Moffat, A.F.J., & Robert, C. 1994, ApJ, 421, 310
- Moffat, A.F.J. 1996, en *Wolf-Rayet Stars in the Framework of Stellar Evolution* Proceedings of the 33rd Liège International Colloquium, eds. J.M. Vreux, A. Detal, D. Fraipont-Caro, E. Gosset & G. Rauw, 199
- Moran, J.M., Davis, R.J., Bode, M.F., Taylor, A.R., Spencer, R.J., Argue, A.N., Irwin, M.J., & Shanklin, J.D. 1989, Nature, 340, 449
- Morel, T., St-Louis, N., & Marchenko, S.V. 1997, ApJ, 482, 470
- Morton, D.C. 1967a, ApJ, 147, 1017
- Morton, D.C. 1967b, ApJ, 150, 535
- Mullan, D.J. 1984, ApJ, 283, 303
- Mullan, D.J. 1986, A&A, 165, 157
- Nichols-Bohlin, J., & Fesen, R.A. 1986, AJ, 92, 642
- Nichols, J. 1995, en IAU Symp. 163, *Wolf-Rayet Stars: Binaries, Colliding Winds, Evolution*, eds. K.A. van der Hucht & P.M. Williams (Dordrecht:Kluwer), 34
- Niemela, V.S., & Cappa de Nicolau, C.E. 1991, AJ, 101, 572
- Niemela, V.S., Shara, M.M., Wallace, D.J., Zurek, D.R., & Moffat, A.F.J. 1998, AJ, 115, 2047
- Nugis, T. 1996, en *Wolf-Rayet Stars in the Framework of Stellar Evolution* Proceedings of the 33rd Liège International Colloquium, eds. J.M. Vreux, A. Detal, D. Fraipont-Caro, E. Gosset & G. Rauw, 575
- Olnon, F.M. 1975, A&A, 39, 217
- Ott, M., Witzel, A., Krichbaum, T.P., Standke, C.J., & Hummel, C.A. 1994, A&A, 284, 331
- Owocki, S.P., Castor, J.I., & Rybicki, G.B. 1988, ApJ, 335, 914
- Pacholczyk, A.G. 1970, *Radio Astrophysics* (Freeman:San Francisco)

- Panagia, N., & Felli, M. 1975, A&A, 39, 1
- Parker, E.N. 1958, ApJ, 128, 664
- Persi, P., Ferrari-Toniolo, M. Tapia, M., Roth, M., & Rodríguez, L.F. 1985, A&A, 142, 263
- Persi, P., Tapia, M., Rodríguez, L.F., Ferrari-Toniolo, M., & Roth, M. 1990, A&A, 240, 93
- Pikel'ner, S.B. 1947, Sov. Astron., 24, 3
- Pikel'ner, S.B. 1968, ARA&A, 6, 187
- Pismis, P., & Quintero, A. 1992, en IAU Symp. 99, *Wolf-Rayet Stars: Observations, Physics & Evolution*, eds. C.W.H. de Loore & A.J. Willis (Dordrecht:Reidel), 305
- Pollock, A.M.T. 1987, ApJ, 320, 283
- Pollock, A.M.T. 1995, en IAU Symp. 163, *Wolf-Rayet Stars: Binaries, Colliding Winds, Evolution*, eds. K.A. van der Hucht & P.M. Williams (Dordrecht:Kluwer), 438
- Pollock, A.M.T., Haberl, F., & Corcoran, M.F. 1995, en IAU Symp. 163, *Wolf-Rayet Stars: Binaries, Colliding Winds, Evolution*, eds. K.A. van der Hucht & P.M. Williams (Dordrecht:Kluwer), 512
- Priest, E.R., Foley, C.R., Heyvaerts, J., Arber, T.D., Culhane, J.L., & Acton, L.W. 1998, Nature, 393, 545
- Prilutskii, O.F., & Usov, V.V. 1976, Sov.Astron., 20, 2
- Prinja, R.K., Barlow, M.J., & Howarth, I.D. 1990, ApJ, 361, 607
- Prinja, R.K., & Smith, L.J. 1992, A&A, 266, 377
- Puls, J. et al. 1996, A&A, 305, 171
- Raga, A.C., Cantó, J., Curiel, S., Noriega-Crespo, A., & Raymond, J.C. 1997, RevMexAA, 33, 157
- Reynolds, S.P. 1986, ApJ, 304, 713
- Robert, C. 1992a, PhD Thesis, Université de Montréal
- Robert, C. et al. 1992b, ApJ, 397, 277
- Rodríguez, L.F., Ho, P.T.P., Torrelles, J.M., Curiel, S., & Cantó, J. 1990, ApJ, 352, 645
- Rodríguez, L.F., Martí, J., Cantó, J., Moran, J.M., & Curiel, S. 1993, RevMexAA, 25, 23

- Rodríguez, L.F., 1994, *RevMexAA*, 29, 69
- Ross, L.W. 1961, *PASP*, 73, 354
- Rumpl, W.M. 1980, *ApJ*, 241, 1055
- Runacres, M.C., & Blomme, R. 1996, en *Wolf-Rayet Stars in the Framework of Stellar Evolution* Proceedings of the 33rd Liège International Colloquium, eds. J.M. Vreux, A. Detal, D. Fraipont-Caro, E. Gosset & G. Rauw, 317
- Rutherford Appleton Laboratory. 1996, Starlink User Note 67.35
- Rybicki, G.B., & Lightman, A.P. 1979, *Radiative Processes in Astrophysics* (John-Wiley & Sons)
- Schmid-Burgk, J. 1982, *A&A*, 108, 169
- Schmidt-Kaler, Th. 1982, *Landolt-Börnstein*, New series, 2b, 1
- Schmutz, W., Hamman, W.R., & Wessolowski, U. 1989, *A&A*, 210, 236
- Schulte, D.H. 1958, *ApJ*, 128, 41
- Schulte-Ladbeck, R.E., Nordsieck, K.H., Nook, M.A., Magalhães, A.M., Taylor, M., Bjorkman, K.S., & Anderson, C.M. 1990, *ApJ*, 365, L19
- Schulte-Ladbeck, R. 1995, en *IAU Symp. 163, Wolf-Rayet Stars: Binaries, Colliding Winds, Evolution*, eds. K.A. van der Hucht & P.M. Williams (Dordrecht:Kluwer), 176
- Scuderi, S., Bonnano, G., Spadaro, D., Panagia, N., Lamers, H.J.G.L.M., & de Kotter, A. 1994, *ApJ*, 437, 465
- Seward, F.D., Forman, W.R., Giacconi, R., Griffiths, R.E., Harnden, F.R.Jr., Jones, C., & Pye, J.P. 1979, *ApJ*, 234, L55
- Shore, S.N., & Brown, D.N. 1988, *ApJ*, 334, 1021
- Snow, T.P., & Morton, D.C. 1976, *ApJSS*, 32, 429
- Stevens, I.R., Blondin, J.M., & Pollock, A.M.T. 1992, *ApJ*, 386, 265
- St-Louis, N. 1995, en *IAU Symp. 163, Wolf-Rayet Stars: Binaries, Colliding Winds, Evolution*, eds. K.A. van der Hucht & P.M. Williams (Dordrecht:Kluwer), 388
- St-Louis, N., Moffat, A.F.J., Bartzakos, P., & Antokhin, I. 1996, en *Wolf-Rayet Stars in the Framework of Stellar Evolution* Proceedings of the 33rd Liège International Colloquium, eds. J.M. Vreux, A. Detal, D. Fraipont-Caro, E. Gosset & G. Rauw, 331

- St-Louis, N., Dalton, M.J., Marchenko, S.V., Moffat, A.F.J., & Willis, A.J. 1995, ApJ, 452, L57
- Thaller, M.L. 1997, ApJ, 487, 380
- Torres, A.V., Conti, P.S., & Massey, P. 1986 ApJ, 300, 379
- Torres-Dodgen, A.V., Tapia, M., & Carroll, M. 1991, MNRAS, 249,1
- Usov, V. 1992, ApJ, 389, 635
- van Buren, D., & McCray, R. 1988, ApJ, 329, L93
- van der Hucht, K.A., Hidayat, B., Admiranto, A.G., Supelli, K.R., & doom, C. 1988, A&A, 199, 217
- van den Oord, G.H.J., Waters, L.B.F., Lamers, H.J.G.L.M., Abbott, D.C., Bieging, J.H. & Churchwell, E. en *Radio Stars* ed. R.M., Hjellming & D.M. Gibson (Dordrecht:Reidel), 111
- Waldron, W.L. 1984, ApJ, 282, 256
- Weaver, R., McCray, R., Castor, J., Shapiro, P., & Moore, R. 1977, ApJ, 218, 377
- White, R.L., & Becker, R.H. 1982, ApJ, 262, 657
- White, R.L., & Becker, R.H. 1983, ApJ, 272, L19
- White, R.L. 1985, ApJ, 289, 698
- White, R.L., & Long, K.S. 1986, ApJ, 310, 832
- Williams, P.M., & Eenens, P.R.J. 1989, MNRAS, 240, 445
- Williams, P.M., van der Hucht, K.A., Pollock, A.M.T., Florkowski, D.R., van der Woerd, H., & Wamsteker, W.M. 1990, MNRAS, 243, 662
- Wilson, D.C. 1948, PASP, 60, 383
- Wilson, R. 1958, *P. Roy. Obs. Edinburgh*, 2, 61
- Williams, P.M., van der Hucht, K.A., Bouchet, P., Spoelstra, T.A. Th., Eenens, P.R.J., Geballe, T.R., Kidger, M.R. & Churchwell, E. 1992, MNRAS, 258, 461
- Williams, P.M., van der Hucht, K.A., & Spoelstra, T.A. Th. 1994, A&A, 291, 805
- Williams, P.M. 1996 en ASP Conf. Proc. 93, *Radio Emission from the Stars and the Sun* ed. A.R. Taylor & J.M Paredes (San Fransisco: ASP), 15

- Williams, P.M. 1996, en *Wolf-Rayet Stars in the Framework of Stellar Evolution* Proceedings of the 33rd Liège International Colloquium, eds. J.M. Vreux, A. Detal, D. Fraipont-Caro, E. Gosset & G. Rauw, 135
- Williams, P.M., Dougherty, S., Davis, R.J., van der Hucht, K.A., Bode, M.F., & Gunawan, D.Y.A.S. 1997, MNRAS, 289, 10
- Willis, A.J., & Stevens, I.R. 1996, A&A, 310, 577
- Woltjer, L. 1972, Ann.Rev.A.A., 10, 129
- Wright, A.E., & Barlow, M.J. 1975, MNRAS, 170, 41