



Universidad Nacional de La Plata
Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas

Tesis para obtener el grado académico de
Licenciada en Astronomía

ESTUDIO RADIOINTERFEROMÉTRICO DE LA
BINARIA CON COLISIÓN DE VIENTOS WR 147

Agustina Belén Blanco

Director: Dr. Santiago del Palacio

Codirectora: Dra. Paula Benaglia

LA PLATA, ARGENTINA

- MARZO DE 2021 -

Prefacio

Esta Tesis es presentada como parte de los requisitos para obtener el grado académico de Lic. en Astronomía de la Universidad Nacional de La Plata. La misma contiene los resultados de la investigación desarrollada bajo la dirección de los Drs. Santiago del Palacio y Paula Benaglia, en colaboración con el Dr. Christopher Hales entre los años 2019 y 2021.

Agustina Belén Blanco.
e-mail: agusb@fcaglp.unlp.edu.ar
La Plata, Marzo de 2021.

Resumen

En este trabajo investigamos la emisión radiocentimétrica de la región de colisión de vientos de estrellas masivas ligadas gravitacionalmente. En particular, estudiamos al sistema binario WR 147.

La emisión no térmica en ondas de radio (sincrotrón) está asociada a una población de electrones acelerados a velocidades relativistas en choques fuertes y a la presencia de campos magnéticos intensos. La emisión térmica en radio, en cambio, está asociada a los vientos ionizados de las estrellas y, en menor medida, al plasma a alta temperatura presente en la región de colisión de vientos. Nuestro objetivo es caracterizar ambas componentes de emisión estudiando la distribución espectral de energía observada en un rango amplio de frecuencias. Esto, a su vez, permite estimar la capacidad de este tipo de fuentes como aceleradoras de partículas relativistas.

Para llevar a cabo este proyecto, contamos con observaciones tomadas con el interferómetro estadounidense *Jansky Very Large Array*. Con estos datos, medimos la densidad de flujo de la fuente en la banda C (4–8 GHz) obteniendo un flujo promedio $S_\nu = 39.3 \pm 1.8$ mJy. Medimos también la densidad de flujo en cada ventana espectral de la banda. Nuestras imágenes a las frecuencias más altas (~ 8 GHz) logran resolver marginalmente la región de colisión de vientos. Utilizando además datos de la literatura a otras frecuencias, ajustamos el espectro en radio como la suma de una componente no térmica y otra térmica, es decir, $S_\nu = S_\nu^{\text{NT}} + S_\nu^{\text{th}}$. Con esto obtuvimos los índices espectrales $\alpha_{\text{NT}} \approx -0.8 \pm 0.1$ para la emisión sincrotrón y $\alpha_{\text{th}} \approx 0.76 \pm 0.03$ para la emisión térmica de los vientos ionizados.

Finalmente, analizamos esta emisión utilizando un código de radiación no térmica optimizado para regiones de colisión de vientos en sistemas binarios. Ambos vientos estelares inyectan una potencia de $L_{\text{iny}} \sim 8 \times 10^{33}$ erg s⁻¹ en la región de colisión de vientos. En base al ajuste de la distribución espectral de energía en todo el rango de radiofrecuencias determinamos que el índice espectral de la población de partículas relativistas debe ser $p \sim 2$. Además, podemos estimar valores para el campo magnético en el ápex de la región de colisión de vientos en el rango de $B \sim 6\text{--}60$ mG y para la fracción de potencia L_{iny} transferida a partículas relativistas en el rango $f_{\text{NT}} \sim$

0. Resumen

0.004–0.1; estos dos parámetros se encuentran correlacionados de manera tal que un valor alto de B se corresponde con uno bajo de f_{NT} y viceversa. Concluimos que esta degeneración entre B y f_{NT} podría resolverse con observaciones sensibles en el rango de altas energías con instrumentos actuales o en desarrollo.

Abstract

In this work, we investigate the cm-continuum emission from the wind-collision region of massive stars that are gravitationally bound. In particular, we study the binary system WR 147.

On the one hand, non-thermal radio emission (synchrotron) is associated with a population of relativistic electrons accelerated in strong shocks with intense magnetic fields. On the other hand, thermal radio emission is associated with the ionized winds of the stars and, to a lesser extent, to the high temperature plasma present in the wind-collision region. We intend to characterize both emission components by studying the spectral energy distribution observed on a wide range of frequencies. In addition, this will allow us to estimate the capacity of this type of sources to accelerate relativistic particles.

For this purpose, we analyze observations taken with the american interferometer *Jansky Very Large Array*. We use these data to measure the flux density of the source in C-Band (4–8 GHz) obtaining an average flux of $S_\nu = 39.32 \pm 1.82$ mJy. We also measure the flux density in every spectral window from our bandwidth. The images at higher frequencies (~ 8 GHz) achieve a marginal resolution of the wind-collision region. Making use of bibliographic data at different frequencies, we fit the radio spectrum as a non-thermal component plus a thermal one, i.e., $S_\nu = S_\nu^{\text{NT}} + S_\nu^{\text{th}}$. The fit results in values for the spectral indices of $\alpha_{\text{NT}} \approx -0.8 \pm 0.14$ for synchrotron emission and $\alpha_{\text{th}} \approx 0.76 \pm 0.03$ for the thermal emission from the ionized winds.

Finally, we interpret this emission by using a non-thermal radiative code optimized for colliding-wind binaries. We find that both stellar winds inject a kinetic power of $L_{\text{inj}} \sim 8 \times 10^{33}$ ergs $^{-1}$ in the wind-collision region. Based on the fitting of the spectral energy distribution along the whole range of radio-frequencies, we determine that the spectral index that describes the population of relativistic particles should be $p \sim 2$. Moreover, we are able to estimate values for the magnetic field in the apex of the wind-collision region, B , between ~ 6 –60 mG, while the fraction of power L_{inj} injected in relativistic particles takes up values from $f_{\text{NT}} \sim 0.004$ to 0.1; these two parameters are correlated in such a way that a high value for B matches with a low one for f_{NT}

0. Abstract

and vice-versa. We conclude that this degeneracy between B and f_{NT} could be solved with deep observations at high energies (X-rays and γ -rays) carried out with some of the top current facilities.

Agradecimientos

A mi familia, por haberme apoyado y acompañado siempre en todo.

A la Universidad Nacional de La Plata, y en particular a la Facultad de Ciencias Astronómicas y Geofísicas, por la posibilidad de acceder a una educación pública, laica, gratuita y de excelencia.

A mis profesores, por la vocación, por el cariño. A mis compañerxs, por hacer todo más divertido.

Al INAOE y a la UNAM, por confiar en mí y por recordarme lo hermoso de mirar de noche un cielo estrellado.

A Silvina y Nicolás, por sus valiosos comentarios para mejorar este trabajo.

A Paula, por enseñarme con amor a dar mis primeros pasos en el mundo de la radioastronomía.

A Santiago, por guiarme y ayudarme desde mi primer día en la facultad, con una paciencia que tiende a infinito. Por la dedicación y la capacidad para sacar lo mejor de mí y de este trabajo, incluso cuando yo me rendía.

Índice general

Prefacio	iii
Resumen	v
Abstract	vii
Agradecimientos	ix
1. Introducción	1
1.1. Contexto	1
1.2. Objetivos	2
1.3. Metodología	2
2. Elementos de Radioastronomía	5
2.1. Ondas de Radio	5
2.1.1. Luminosidad, flujo e intensidad	5
2.1.2. Descripción de una onda	6
2.2. Radioobservatorios	7
2.2.1. Características de un radiotelescopio	8
2.2.2. Polarimetría	12
2.2.3. Radiointerferometría	13
2.3. El observatorio Jansky Very Large Array	14
3. Sistemas con colisión de vientos	17
3.1. Introducción	17
3.2. Procesos radiativos	18
3.3. Procesos térmicos	19
3.3.1. Emisión libre-libre o <i>Bremsstrahlung</i>	19
3.3.2. Absorción libre-libre	19
3.3.3. Otros procesos de absorción	21
	xi

ÍNDICE GENERAL

3.4. Procesos no térmicos	22
3.4.1. Radiación sincrotrón	22
3.4.2. Espectro sincrotrón	23
3.4.3. Polarización	24
3.4.4. Emisión a altas energías	25
3.5. Mecanismos de aceleración	26
3.5.1. Mecanismo de aceleración difusiva	26
3.5.2. Reconexión magnética	28
3.6. Espectro en radio de una PACWB	29
3.7. Modelo de emisión para CWBs	30
4. Observaciones del sistema WR 147	33
4.1. El sistema WR 147	33
4.2. Nuestras observaciones	35
4.3. Reducción de las observaciones	36
4.3.1. Calibración de flujos	36
4.3.2. Producción de imágenes	38
4.3.3. Cálculo de flujos para la SED	38
5. Resultados y discusión	41
5.1. Mapas de emisión	41
5.2. Mapa del índice espectral	42
5.3. Distribución espectral de energía	44
5.3.1. Ajuste fenomenológico en la banda de radio	44
5.3.2. Ajuste mediante un modelo físico y predicciones	46
5.4. Discusión	47
6. Conclusiones y trabajo a futuro	51
Bibliografía	53

Acrónimos

Lista de acrónimos utilizados en esta tesis (notar que las siglas usualmente corresponden a las utilizadas en el idioma inglés):

- CASA: *Common Astronomy Software Applications*
- CWBs: Binarias con colisión de vientos (*Colliding-wind binaries*)
- ETL: Equilibrio Termodinámico Local
- FFA: Absorción libre-libre (*Free-Free Absorption*)
- FWHM: Ancho a mitad de altura (*Full Width at Half Maximum*)
- IC: Compton inverso (*Inverse Compton*)
- JVLA: *Jansky Very Large Array*
- NRAO: *National Radio Astronomical Observatory*
- NT: No Térmica
- PACWBs: Binarias con colisión de vientos capaces de acelerar partículas a energías relativistas (*Particle-accelerating colliding-wind binaries*).
- RFI: Interferencia en radio-frecuencias (*Radio Frequency Interference*)
- R-T: Razin-Tsytovitch
- SED: Distribución Espectral de Energía (*Spectral Energy Distribution*)
- S/N: Relación Señal a Ruido (*signal-to-noise ratio*)
- spw: Ventana espectral (*spectral window*)
- WCR: Región de colisión de vientos (*Wind collision region*)
- WR: Wolf-Rayet

Índice de figuras

2.1. Esquema de una antena parabólica	7
2.2. Diagrama de antena.	8
2.3. Antenas del JVLA	15
3.1. Esquema de un sistema binario de estrellas de gran masa.	18
3.2. Espectro en radio producido por emisión libre-libre.	20
3.3. SED Sincrotrón.	24
3.4. SED compuesta.	25
3.5. Esquema del mecanismo de Fermi	27
3.6. Mecanismo de aceleración de Fermi I	28
4.1. Mapa de emisión a 5 GHz de WR 147 observada con MERLIN.	34
4.2. Mapa de posiciones de las antenas del JVLA al momento de las obser- vaciones.	37
5.1. Mapa de emisión de WR 147 en la banda C.	41
5.2. Mapas de emisión por ventana espectral.	42
5.3. Mapa del índice espectral y su error.	43
5.4. SED ajustada	45
5.5. Ajuste de la SED en radio para distintos valores de α_{NT}	49
5.6. Espectros NT	50

ÍNDICE DE FIGURAS

Índice de tablas

4.1. Parámetros del sistema WR 147	35
4.2. Flujo de WR 147 a distintas frecuencias (Banda C).	39
4.3. Flujo de WR 147 a distintas frecuencias (diversos autores).	40

ÍNDICE DE TABLAS

Capítulo 1

Introducción

El propósito de la presente Tesis consiste en extraer información del sistema binario WR 147 a partir del análisis de su emisión en radio. Para esto, redujimos y analizamos observaciones radiointerferométricas de esta fuente. Interpretamos estos resultados utilizando un modelo teórico de emisión que contempla los procesos físicos relevantes en binarias masivas con vientos en colisión. La investigación desarrollada permite comprender mejor los procesos de aceleración de partículas que tienen lugar en estos sistemas y caracterizar los parámetros de esta fuente en particular.

1.1. Contexto

Es común que las estrellas masivas formen sistemas ligados gravitacionalmente [e.g. 1]. En ellos los potentes vientos de las componentes estelares colisionan dando lugar a una región de colisión de vientos (WCR, por sus siglas en inglés). Este es un escenario astrofísico adecuado para acelerar partículas a muy altas energías [e.g. 2]. Denotaremos a los sistemas binarios con colisión de vientos (CWBs, por sus siglas en inglés) capaces de acelerar partículas a velocidades relativistas como binarias con colisión de vientos que aceleran partículas (PACWBs, por sus siglas en inglés [3]). Por este motivo, muchas CWBs presentan emisión no térmica, en particular radiación sincrotrón en la banda de radio. Esta es producida por electrones que son acelerados a velocidades relativistas en los choques que se producen en la WCR y que se mueven alrededor de las líneas de campo magnético.

Más en general, la emisión en la banda de radio de este tipo de fuentes típicamente presenta contribuciones de dos componentes: (i) emisión térmica asociada a los vientos estelares ionizados, con un índice espectral canónico $\alpha \sim 0.6$ (con $S_\nu \propto \nu^\alpha$), la cual domina el espectro a altas frecuencias, y (ii) emisión no térmica (NT) asociada a radiación sincrotrón de una población de electrones relativistas, con un índice espectral

1. Introducción

típico $\alpha \sim -0.5$, la cual domina a bajas frecuencias [4].

Hasta ahora, se ha detectado emisión sincrotrón en algunas decenas de binarias con colisión de vientos. Entre ellas, un sistema particularmente interesante es WR 147, conformado por una estrella tipo WN8(h) y una B0.5V⁽ⁱ⁾ [5]. Su emisión en la banda de radio es muy intensa y se ha logrado resolver su WCR mediante observaciones de resolución angular menor al segundo de arco [5].

Como parte de una campaña observacional de PACWBs hemos observado el sistema WR 147 en las bandas L (1.4 GHz) y C (5 GHz) con el interferómetro Jansky Very Large Array (JVLA) ubicado en Socorro, EEUU. Estas observaciones cuentan con un gran ancho de banda y disponen de los cuatro productos de polarización necesarios para hacer estudios polarimétricos. En este trabajo nos abocamos a reducir y analizar los datos en banda C. Algunos resultados preliminares ya han sido presentados en [6].

1.2. Objetivos

Este trabajo de Tesis tiene por objetivo principal caracterizar la región de colisión de vientos de la binaria WR 147 mediante su emisión en ondas de radio centimétricas.

Adicionalmente, dentro de este trabajo se contempla:

- Inspeccionar la morfología de la fuente en las imágenes.
- Medir la densidad de flujo en el rango de 4–8 GHz.
- Modelar fenomenológicamente la emisión en radio para poder caracterizar las componentes térmica y no térmica.
- Inferir propiedades físicas de la fuente, tales como la población de electrones relativistas y la intensidad del campo magnético en la región de colisión de vientos, mediante un modelo autoconsistente de emisión no térmica.
- Dar un primer paso hacia un estudio polarimétrico de este objeto.

1.3. Metodología

En este trabajo se llevó a cabo un análisis detallado de un conjunto de observaciones realizadas con el interferómetro JVLA. Para la reducción de las observaciones se utilizó

⁽ⁱ⁾Hay otras clasificaciones espectrales posibles, según el autor. En esta Tesis consideraremos la mencionada.

CASA⁽ⁱⁱ⁾ [7], un software estándar de uso radioastronómico optimizado para datos del JVLA. Adicionalmente, se realizó una extensa lectura de bibliografía y se rastrearon datos de nuestra fuente de estudio (el sistema binario con colisión de vientos WR 147) reportados por otros autores.

Como un primer paso en la interpretación de los resultados, realizamos un ajuste fenomenológico de los datos utilizando un programa desarrollado en lenguaje Python. Como paso siguiente, introdujimos los valores hallados con el ajuste en un modelo físico de emisión para fuentes como la nuestra (CWBs). Dicho modelo fue desarrollado previamente en un código en Fortran90 bajo una estructura modular, lo que permitió una rápida adaptación para este objeto modificando un archivo de parámetros. La interacción con el código y control de versiones se realizó mediante la plataforma *github*, ideal para un desarrollo colaborativo.

La Tesis está organizada de la siguiente manera:

- En el Cap. 2 se introducen las principales definiciones y conceptos elementales de la astronomía en la banda de radio relevantes para nuestro estudio. Además, detallamos las características técnicas del instrumento con el que fueron tomados los datos.
- En el Cap. 3 definimos el marco teórico para estudiar la radiación emitida en la región de colisión de vientos de CWBs.
- En el Cap. 4 presentamos al sistema binario WR 147 con sus principales características, y detallamos las observaciones con las que trabajamos. También se listan los pasos llevados a cabo para su reducción.
- En el Cap. 5 se presentan los resultados obtenidos junto con una discusión de los mismos.
- Finalmente, en el Cap. 6 mencionamos las conclusiones y las perspectivas a futuro de esta línea de investigación.

⁽ⁱⁱ⁾ *Common Astronomy Software Applications*, <https://casa.nrao.edu/>.

Capítulo 2

Elementos de Radioastronomía

La radioastronomía se inicia en 1931 cuando el ingeniero Karl Jansky, estudiando la interferencia que generaban las tormentas sobre comunicaciones telefónicas transatlánticas, detectó una intensa señal en radio a una longitud de onda de 14,6 m. Esta señal provenía de una región fija del cielo y su período coincidía con el período de rotación terrestre (23 h 56 m), lo que indicaba un origen extraterrestre para la fuente de la interferencia. Así, Jansky había observado la emisión en radio del centro de La Vía Láctea. En su honor, la unidad de medida para la densidad de flujo utilizada en radioastronomía es denominada Jansky (Jy)⁽ⁱ⁾.

Como se describirá en la Sec. ??, el estudio de PACWBs en la banda de radio puede aportar información única respecto a los llevados a cabo en otras ventanas del espectro electromagnético, en particular cuando lo que se busca es caracterizar la emisión NT de estos objetos y su posible rol como fuente de rayos cósmicos en la Galaxia.

2.1. Ondas de Radio

2.1.1. Luminosidad, flujo e intensidad

Una de las propiedades intrínsecas más importantes de las fuentes astronómicas es su *luminosidad*, que es una medida de la energía que emiten por unidad de tiempo, $L = dE/dt$. Es usual tratar con la *distribución espectral de energía* (SED, por sus siglas en inglés) de los fotones, que es la luminosidad específica (o monocromática) a una frecuencia ν , L_ν , para distintos valores de ν . Sus unidades son $\text{erg s}^{-1} \text{Hz}^{-1}$. La luminosidad *bolométrica* se obtiene integrando L_ν :

$$L = \int_{\nu_{\min}}^{\nu_{\max}} L_{\nu'}(\nu') d\nu' \quad ; \quad [L] = \text{erg s}^{-1}. \quad (2.1)$$

⁽ⁱ⁾En c.g.s.: $1 \text{ Jy} = 10^{-23} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ Hz}^{-1}$.

2. Elementos de Radioastronomía

La luminosidad no es un observable directo sino que medimos el *flujo de energía* que recibe un detector, que para el caso de un emisor isotrópico a una distancia d se relaciona con la luminosidad por:

$$S_\nu = \frac{L_\nu}{4\pi d^2} \quad ; \quad [S_\nu] = \text{erg cm}^{-2} \text{s}^{-1} \text{Hz}^{-1}. \quad (2.2)$$

Otra cantidad importante es la intensidad, definida como la energía recibida por unidad de tiempo y por unidad de ángulo sólido a lo largo del camino al detector, que atraviesa una unidad de superficie perpendicular a la dirección de emisión. La intensidad por unidad de frecuencia se denomina intensidad específica y está dada por

$$I_\nu = \frac{dE_\nu}{dt d\nu d\Omega dA \cos\theta} \quad ; \quad [I_\nu] = \text{erg cm}^{-2} \text{Hz}^{-1} \text{sr}^{-1}, \quad (2.3)$$

donde θ es el ángulo entre la normal al detector y la dirección de incidencia de la radiación. La intensidad específica es independiente de la distancia a la fuente. Para el caso de una fuente que radía isotrópicamente, la intensidad también es independiente de θ .

2.1.2. Descripción de una onda

Las ondas de radio ocupan la región del espectro electromagnético que abarca frecuencias desde los MHz hasta los THz. Para observaciones de fuentes astronómicas usamos la aproximación de campo lejano, en la cual la fuente es tan distante que las ondas electromagnéticas llegan al receptor formando un frente de onda plano. En el caso más general, el campo eléctrico de esta onda es una cantidad vectorial dependiente del tiempo, \vec{E} . Para una onda monocromática, definida a una frecuencia angular ω , con vector de onda \vec{k} que se propaga en la dirección del eje z , el vector campo eléctrico puede escribirse como:

$$\vec{E} = [\hat{x}E_x \exp(i\phi_x) + \hat{y}E_y \exp(i\phi_y)] \exp[i(\vec{k} \cdot \hat{z} - \omega t)]. \quad (2.4)$$

El ángulo $\delta \equiv \phi_x - \phi_y$ es la diferencia de fase entre las componentes ortogonales E_x y E_y . Cualquier combinación de fases y amplitudes independiente del tiempo resulta en una onda elípticamente polarizada. Esto significa que el vector \vec{E} dibuja una elipse en el plano (x, y) . Si la diferencia de fase δ es igual a cero, la onda está linealmente polarizada. Si $E_x = E_y$ y $|\delta| = \pi/2$, el vector \vec{E} describe una circunferencia y la onda se dice circularmente polarizada. [8]

Los estudios polarimétricos en la banda de radio permiten investigar efectos que sólo son apreciables a estas longitudes de onda. Un ejemplo es la rotación de Faraday, donde la presencia de un campo magnético causa una rotación del plano de polarización

de una onda electromagnética, proporcional a la componente del campo magnético en la dirección de propagación [e.g.: 9].

2.2. Radioobservatorios

Una **antena** es un dispositivo que convierte radiación electromagnética del espacio en corrientes eléctricas en conductores o viceversa, dependiendo de si recibe o transmite radiación, respectivamente.

Un **radiotelescopio parabólico** es una antena receptora formada por una superficie metálica parabólica que refleja las ondas planas incidentes, concentrándolas hacia el foco del paraboloide donde se encuentra un *detector o receptor*. La forma parabólica tiene la propiedad de que los rayos de un frente de ondas paralelo son llevados al punto focal mediante caminos de igual longitud, de modo tal que todas las señales del frente de onda llegan al foco en fase entre sí. De esta manera, la radiación llega al receptor sumada coherentemente en amplitud y fase. Luego de ser llevada al foco por el plato parabólico, la radiación incidente es muestreada por un receptor.

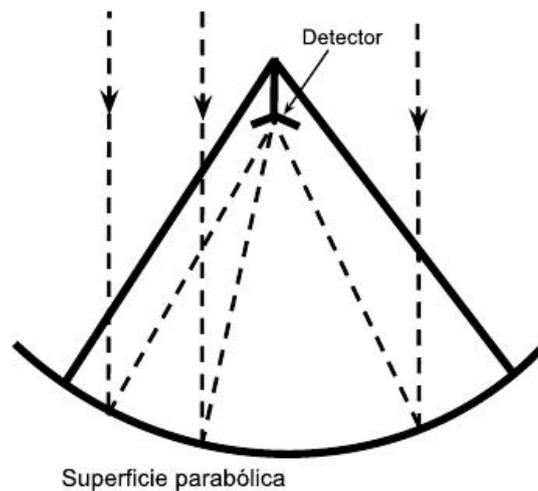


Figura 2.1. Esquema de una antena parabólica. Extraído de [10].

Tomando $r \equiv \langle dP/d\Omega \rangle$ como la potencia recibida por unidad de ángulo sólido por una antena y graficando esta cantidad como función de θ se obtiene un diagrama en coordenadas polares (r, θ) llamado **diagrama de antena** (ver Fig. 2.2). Este diagrama muestra la potencia recibida (o emitida) por la antena en cada dirección. En particular, en el diagrama de antena de un radiotelescopio parabólico observamos que:

- La mayor parte de la potencia recibida está comprendida dentro de un pequeño

2. Elementos de Radioastronomía

rango angular en torno a la dirección del foco de la antena ($\theta = 0$), llamado *lóbulo principal*.

- Existen *lóbulos laterales* tales que la radiación proveniente de estas direcciones puede llegar a ser captada por la antena.
- Entre los lóbulos laterales hay direcciones *nulas* las cuales pueden servir para suprimir señales interferentes en una dirección dada.

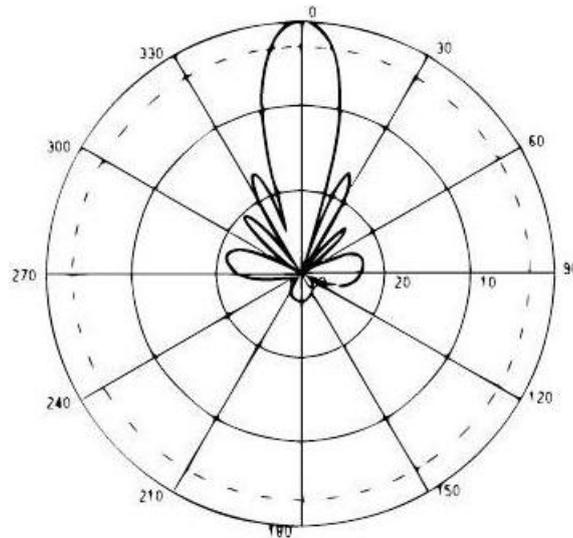


Figura 2.2. Diagrama de antena correspondiente a la antena del Instituto Argentino de Radioastronomía. Extraído de [10].

En radioastronomía se denominan RFIs (del inglés *radio-frequency interference*) a las interferencias producto de la emisión de cualquier fuente que genere emisión en radio dentro de la banda de frecuencias observada, y que no sea la fuente astrofísica en sí. Puede deberse a fuentes naturales (como radiación proveniente del Sol o de la atmósfera) o fuentes artificiales (por ejemplo, satélites y radares). Esta radiación puede ingresar a las observaciones mediante los lóbulos laterales de la antena, interfiriendo con los datos de la fuente de interés y contribuyendo al ruido. Es importante identificar y corregir estas fuentes de interferencia no deseadas. En general, las RFIs aparecen como máximos de intensidad de corta duración y a una frecuencia bien definida, lo que permite distinguirlas fácilmente de la emisión de fuentes astronómicas, la cual es de menor intensidad y se extiende sobre un gran rango de frecuencias.

2.2.1. Características de un radiotelescopio

A continuación, detallaremos algunos de los principales parámetros instrumentales que definen a los radiotelescopios. Esto nos ayudará a caracterizar las observaciones ob-

tenidas con los mismos y, en particular, a estudiar la calidad de las mismas, cuantificada por medio de la relación señal a ruido que explicaremos al final de esta sección.

El **ancho de banda** de un receptor es la diferencia $\Delta\nu$ entre la mayor y menor frecuencia detectable por el mismo dentro de una banda continua de frecuencias. Dependiendo del objeto de estudio, el ancho de banda puede ir desde decenas de MHz hasta incluso varios GHz (por ejemplo, en el caso del JVLA).

Llamando ν_0 a la frecuencia central del ancho de banda de un telescopio, se define el ancho de banda fraccional (o *fractional bandwidth*, en inglés) como $\Delta\nu/\nu_0$. Debido a las bajas frecuencias de las ondas de radio en comparación al resto del espectro electromagnético, los radiotelescopios suelen tener valores grandes para el ancho de banda fraccional. Por ejemplo, el valor típico para una antena del VLA era de 100:1 [11]. Actualmente se cuenta con receptores de banda ancha que han permitido llegar a un valor de 3:1 para observaciones con el JVLA como las analizadas en esta Tesis.

Las radioantenas suelen tener dos receptores que muestrean direcciones ortogonales de polarización (ver Sec. 2.1.2). Cada una de estas entradas de información constituye un **canal de polarización**. De manera similar, la señal también es muestreada en frecuencia dividiendo la misma en un gran número de **canales de frecuencia** por medio de un espectrógrafo. Los canales resultantes son independientes, de igual ancho, y cada uno con una frecuencia central diferente. En general, ello se logra usando filtros, cada uno a una frecuencia diferente y conectados a un detector. Alternativamente, la señal puede ser digitalizada y separada en varios canales de frecuencia por medio de transformadas de Fourier. La división de la señal en varios canales de frecuencia es una gran ventaja ya que permite filtrar selectivamente aquellos canales afectados por RFIs monocromáticas. Además resulta fundamental en el estudio de fuentes transitorias o pulsantes, dado que permite corregir distorsiones en la señal producidas por la dispersión en el medio interestelar. Por otro lado, utilizar numerosos canales nos permite calcular el flujo en ventanas espectrales y tener muestreada la potencia en distintos rangos de frecuencia dentro de un mismo ancho de banda, en lugar de un único valor promediado en todo el ancho. Esto es relevante para instrumentos como el JVLA, que cuentan con un ancho de banda fraccional muy grande. Utilizaremos esta ventaja en este trabajo de Tesis.

Una antena parabólica puede considerarse como una red de difracción sensible a la radiación que viaja lejos del eje focal. Como tal, la **resolución espacial** está limitada por efecto de la difracción. Para un telescopio de diámetro D que observa a una longitud de onda λ y con una eficiencia de apertura η (definida como la fracción del área de

2. Elementos de Radioastronomía

antena iluminada), una medida de su resolución espacial está dada por el *ancho a mitad de altura* [e.g. 12]:

$$\text{FWHM} \simeq 35' \times \left(\frac{\lambda}{\text{cm}} \right) \times \left(\frac{\sqrt{\eta} D}{\text{m}} \right)^{-1}. \quad (2.5)$$

Por lo tanto, cuanto menor sea la relación λ/D , mayor será la resolución del telescopio. Para longitudes de ondas típicas de $\lambda = 10 - 100$ cm, eficiencias de $\eta = 0.5 - 0.8$ y diámetros de $D = 50 - 300$ m, la resolución varía desde varios minutos de arco hasta cerca de 1° .

Otro parámetro importante de un radiotelescopio es lo que se conoce como **campo de visión** o *field of view*. Esto da una medida de la respuesta de la antena (sensibilidad) como función de la dirección angular de observación. El ancho a mitad de altura del campo de visión también está dado por la ecuación 2.5. Solamente las fuentes que estén en un área del cielo contenida dentro de ese tamaño angular podrán ser detectadas. Así, si se apunta a una fuente puntual que no llega a resolverse, la densidad de flujo medida será el brillo integrado sobre toda la fuente. En cambio, si se apunta a una fuente extendida con alguna región que cae por fuera del campo de visión, solo se medirá el flujo de la fuente que quede contenida dentro del haz.

Si una antena recolectase toda la radiación incidente, la potencia espectral total P_ν sería el producto de su área geométrica A con el *flujo específico*, S_ν . Sin embargo, cada receptor de la antena responde a una única polarización y, como cada polarización contribuye con la mitad del flujo total, recibe la mitad de la potencia proveniente de una fuente sin polarizar. Se define entonces el **área efectiva** A_e de una antena como:

$$A_e \equiv \frac{2P_\nu}{S_\nu} = \eta A. \quad (2.6)$$

Conociendo el área efectiva y la frecuencia de observación se reporta el flujo específico (de energía) S_ν . Es común definir un índice espectral α tal que, en un rango acotado de frecuencias, $S_\nu \propto \nu^\alpha$.

Los movimientos térmicos aleatorios de electrones en el circuito de la antena inducen un voltaje dependiente del tiempo, el cual, de acuerdo al teorema de Nyquist, produce una potencia por unidad de ancho de banda $P_{\text{circuit}} = k_B T$, donde k_B es la constante de Boltzmann. Se define la *temperatura de antena* T_A como el valor de T para el cual P_{circuit} sea igual a la potencia de una fuente putativa a la que apunta la antena, P_{source} . Entonces la densidad de flujo de esa fuente es:

$$S = \frac{2P_{\text{source}}}{A_e} = \frac{2k_B T_A}{A_e} = \frac{T_A}{G} \quad (2.7)$$

donde $G = A_e/(2k_B)$ es la *ganancia* de la antena, la cual tiene unidades de $\text{Jy}^{-1} \text{K}$. Esta cantidad está determinada por el área colectora y da una medida de la sensibilidad del instrumento.

En la práctica los sistemas observacionales tienen varias fuentes de ruido, cada una de las cuales tiene asociada una temperatura de ruido $T_N \equiv P_\nu/k_B$ donde P_ν es la potencia por unidad de ancho de banda generada por dicha fuente de ruido. De esta manera, una radiofuente débil debe competir contra una **temperatura del sistema** de fondo definida por la suma

$$T_{\text{sys}} = T_{\text{rec}} + T_{\text{spill}} + T_{\text{atm}} + T_{\text{sky}}, \quad (2.8)$$

donde T_{rec} es la temperatura del receptor (típicamente de pocas decenas de K para sistemas refrigerados), T_{spill} es la contribución del ruido del suelo captada por los lóbulos laterales (en general, menor o igual a 10 K), T_{atm} se debe a la emisión de la atmósfera terrestre (sólo importante para frecuencias de observación mayores a 5 GHz, ya que la atmósfera es transparente a frecuencias menores a 5 GHz), y T_{sky} es la contribución de la radiación del cielo de fondo. Si bien siempre hay presente una contribución de 3 K a T_{sky} proveniente del fondo cósmico de radiación, la fuente dominante de ruido es la emisión sincrotrón de los electrones en el plano galáctico. Como resultado, T_{sky} depende fuertemente de la dirección y frecuencia de observación.

La **sensibilidad** de un radiotelescopio es una medida de la emisión en radio más débil que puede ser detectada por el mismo. Esta es proporcional a $A_{\text{eff}}/T_{\text{sys}}$, por lo que para aumentar la sensibilidad el área efectiva debe ser máxima a modo de aumentar la señal recolectada, al mismo tiempo que la temperatura del sistema debe ser mínima para disminuir el ruido en las observaciones.

Un **radiómetro** es un receptor de radio utilizado para medir la potencia promedio del ruido proveniente de un radiotelescopio dentro de un rango de frecuencias definido. De acuerdo al teorema de Nyquist-Shannon, el ruido en un intervalo de tiempo t y en un ancho de banda finito $\Delta\nu$ puede ser representado por $N = 2\Delta\nu t$ muestras independientes separadas en el tiempo por $(2\Delta\nu)^{-1}$, de temperatura de ruido igual a T_{sys} , y cada una con raíz de la desviación cuadrática media $\sigma_T \approx 2^{1/2}T_{\text{sys}}$. El error cuadrático al promediar $N \gg 1$ muestras independientes es reducido en un factor \sqrt{N} , de modo que el error en la potencia del ruido medido por el radiómetro en términos del ancho de banda $\Delta\nu$ y del tiempo de integración t es:

$$\sigma_{\text{sys}} \propto \frac{T_{\text{sys}}}{\sqrt{n_P \Delta\nu t}}, \quad (2.9)$$

donde $n_P = 1$ para observaciones con una única polarización y $n_P = 2$ si se suman dos polarizaciones ortogonales. La constante de proporcionalidad es un factor que depende del modo de observación.

La Ec. (2.9) se llama **ecuación del radiómetro**. Esta establece que para que una señal pueda ser discernible por sobre el ruido de fondo la potencia promedio de la misma debe ser varias ($\gtrsim 5$) veces mayor que el error σ_{sys} dado por esta ecuación, y no necesariamente mayor que el ruido de sistema T_{sys} . En la práctica, variaciones de la ganancia, fluctuaciones en la emisión atmosférica, y radiofuentes sin resolver pueden degradar significativamente la sensibilidad real del radiotelescopio en comparación a lo predicho por la Ec. (2.9).

Se conoce como **rango dinámico** de una imagen astronómica al cociente entre el flujo máximo en la imagen y el ruido (r.m.s) en una región del cielo libre de fuentes.

Por último, definimos a la **relación señal a ruido** (en inglés *signal-to-noise ratio*) de una observación como la proporción existente entre la señal que se transmite y la potencia del ruido que la afecta. Por lo general, se busca que este cociente sea > 5 .

2.2.2. Polarimetría

El vector de campo eléctrico \vec{E} de la radiación astronómica varía rápida y azarosamente en amplitud y dirección. Si la radiación está promediada sobre una escala de tiempo $t \gg (2\pi\Delta\nu)^{-1}$ puede caracterizarse su polarización promedio mediante los **parámetros de Stokes**:

$$I = \langle E_x^2 + E_y^2 \rangle / R_0 \quad (2.10)$$

$$Q = \langle E_x^2 - E_y^2 \rangle / R_0 \quad (2.11)$$

$$U = \langle 2E_x E_y \cos \delta \rangle / R_0 \quad (2.12)$$

$$V = \langle 2E_x E_y \sin \delta \rangle / R_0 \quad (2.13)$$

donde R_0 es la impedancia característica del vacío, δ es la diferencia de fase entre los campos ortogonales E_x y E_y , e I es la densidad de flujo total, independientemente de la polarización.

La densidad de flujo polarizado es $I_p = (Q^2 + U^2 + V^2)^{1/2}$ y el **grado de polarización** se define como $\Pi \equiv \frac{I_p}{I}$. Si $Q = U = V = 0$, entonces $I_p = 0$ y $\Pi = 0$; en este caso, la onda está no polarizada. Muchas fuentes astronómicas se encuentran parcialmente polarizadas, con $0 < \Pi < 1$.

La cantidad $(Q^2 + U^2)^{1/2}$ mide la componente linealmente polarizada del flujo. La

componente circularmente polarizada está dada por $|V|$, donde $V > 0$ indica polarización circular derecha y $V < 0$, izquierda.

Una antena que es sensible únicamente a un tipo de polarización (por ejemplo, una antena dipolar orientada para detectar solo la componente \hat{x} de la polarización lineal) solamente detectará la mitad de la potencia radiada por una fuente no polarizada. Se necesitan entonces dos antenas ortogonalmente polarizadas (por ejemplo, dipolos alineados en las direcciones \hat{x} e \hat{y}) para registrar toda la radiación. [8]

2.2.3. Radiointerferometría

Los radiotelescopios de tipo disco simple (o *single-dish*) como los descritos hasta ahora, que consisten en una sola antena, tienen en general baja resolución angular: de varios minutos de arco a grados incluso en la banda centimétrica. Dado que la resolución angular está limitada por el efecto de difracción (Ec. 2.5), se necesitarían diámetros de varios kilómetros para obtener resoluciones por debajo del segundo de arco con una sola antena en el rango de frecuencias con el que se trabaja en esta Tesis. Esto resulta, desde distintos puntos de vista (por ejemplo, el de la ingeniería), impracticable.

Entonces, para la detección de emisión en radio también se utilizan **interferómetros**, que son arreglos de antenas apuntando a la misma fuente a la vez. Se hace interferir la señal que llega a las antenas (tomadas de a pares), y mediante la técnica de **síntesis de apertura** se reconstruye la imagen astronómica. La resolución alcanzada es equivalente a la que se hubiera obtenido con una sola antena de diámetro igual a la distancia entre el par de antenas más alejadas. La ventaja de observar con radiointerferómetros es, principalmente, el poder resolvente que tienen, que es del orden de $\sim 1''$. Puede incluso llegarse al milisegundo de arco en interferómetros de muy larga línea de base (VLBI), siendo el caso más extremo el del *Event Horizon Telescope* que alcanza una resolución de decenas de μas . Esto se debe a que un sistema de N antenas de diámetro D , cuya máxima separación es $b^{(i)}$, tendrá una expresión para su haz sintetizado proporcional a λ/b . El haz sintetizado es la respuesta del interferómetro a una fuente puntual, la cual se aproxima a una gaussiana a medida que el número de antenas N aumenta. Además, el área colectora se comportará como si fuera la de una sola antena de diámetro $D_{\text{tot}} \approx N^{1/2}D$. Así, el área efectiva obtenida al combinar varias antenas es mayor a la correspondiente a una de las antenas de disco simple individuales, por lo que las observaciones radiointerferométricas cuentan con una muy buena sensibilidad. El campo de visión de un interferómetro está dado por la resolución angular de las

⁽ⁱ⁾Por línea de base o *baseline*, en inglés. En su configuración más extendida, la mayor línea de base del JVLA mide 36 km.

antenas que lo componen (suponiendo que todas tienen el mismo diámetro). Luego, según la Ec. 2.5, queda determinado por el tamaño de las antenas individuales y por la longitud de onda a la que se observa, y resulta independiente de la configuración del arreglo.

Además, con los radiointerferómetros se logra mejorar la precisión en el apuntado y seguimiento de las fuentes y, sobre todo, la resolución angular en ondas de radio, lo que ha permitido estudiar fuentes con un nivel de detalle impensando con una sola antena. Por otro lado, la resolución de los instrumentos que observan radioondas es $\propto \nu^{-1}$, siendo ν la frecuencia central de la banda de observación (ver Ec. 2.5, notando que $\nu \propto \lambda^{-1}$ para una onda electromagnética). Debido a esto, la resolución no solo mejora cuanto mayor sea la separación entre las antenas del interferómetro, sino también cuanto mayor sea la frecuencia de observación.

Las antenas de disco simple se pueden utilizar para estudiar objetos que no requieren de un gran poder de resolución (ya sea porque son muy extendidos o porque alcanza con estudiarlos como objetos puntuales). También son muy utilizados para experimentos de observación y relevamiento de grandes regiones del cielo. Por su parte, los interferómetros son los indicados para estudiar la estructura de fuentes de extensión (angular) pequeña. No obstante, a veces no alcanza con usar interferometría para observar fuentes con microestructura, pues el instrumento filtra la emisión de escalas angulares grandes. Lo ideal en ese caso es combinar ambos tipos de instrumentos.

2.3. El observatorio Jansky Very Large Array

El interferómetro Karl. G. Jansky VLA⁽ⁱ⁾ es un radiotelescopio ubicado en Socorro, Nuevo Mexico, Estados Unidos. Forma parte del centro de investigación estadounidense *National Radio Astronomy Observatory* (NRAO). Se encuentra en un desierto, alejado de las grandes ciudades, para preservar las observaciones de la humedad atmosférica y las interferencias (RFIs).

Está conformado por 27 antenas (más una de repuesto) de 25 metros de diámetro cada una, como las que se muestran en la Fig. 2.3, dispuestas a lo largo de tres carriles que forman una “Y”. Es sensible a frecuencias entre 74 MHz y 45 GHz y admite cuatro configuraciones distintas: A, B, C y D, desde el arreglo más extendido al más compacto. La separación máxima entre antenas llega hasta 36 km en configuración A, es decir, con el arreglo completo se obtiene una resolución angular equivalente a la que tendría una sola antena de 36 km de diámetro.

⁽ⁱ⁾<https://science.nrao.edu/facilities/vla>.



Figura 2.3. Antenas del JVLA. Crédito: Christopher C. Mead.

El VLA comenzó a operar en 1980 y desde entonces tuvo varias actualizaciones en su tecnología, mejorando su sensibilidad y cobertura espectral. En particular, desde el año 2012 que es conocido con el nombre actual (*Karl. G. Jansky Very Large Array*) cuando, mediante el proyecto *The Expanded VLA*, se inauguraron actualizaciones electrónicas que ampliaron sus capacidades técnicas y en las que se había estado trabajando durante más de una década. Actualmente se está trabajando en un nuevo proyecto conocido como ngVLA (*The next generation Very Large Array*) que pretende expandir el arreglo hasta México, aumentando el número de antenas a más de 200. Esto incrementaría la sensibilidad del interferómetro en un factor 10 y permitiría alcanzar líneas de base del orden de los 1000 km. Además, contaría con receptores que ampliarán su cobertura hasta los 116 GHz. Se espera que entre en funcionamiento entre 2028 y 2034. [13]

Capítulo 3

Sistemas con colisión de vientos

3.1. Introducción

Las estrellas de gran masa ($\gtrsim 8 M_{\odot}$) en distintas etapas de su evolución sufren pérdida de masa en forma de fuertes vientos supersónicos. Estas estrellas pueden ser enanas masivas de Secuencia Principal o estar en una etapa más avanzada de su evolución, como supergigantes y estrellas Wolf-Rayet (WR). Las estrellas en fase WR son estrellas muy masivas casi al final de su ciclo evolutivo. Han perdido toda la envoltura debido a sus fuertes vientos dejando al núcleo expuesto, por lo que su superficie es muy caliente y luminosa, alcanzando temperaturas de varias decenas de miles de grados K. Tienen tasas de pérdida de masa muy altas ($\sim 10^{-5} M_{\odot}/\text{yr}$) y sus vientos alcanzan velocidades típicas del orden de $\sim 2000\text{--}3000$ km/seg. A grandes rasgos, las estrellas WR pueden clasificarse en tres grupos o secuencias: WN, WC y WO las cuales presentan fuertes líneas de N, C y O respectivamente. [14]

Cuando estas estrellas se encuentran en sistemas binarios con otras estrellas de gran masa, los vientos de ambas eventualmente colisionan y se las llama CWBs. La WCR queda entonces delimitada por dos ondas de choque, y su forma es determinada por el balance de los momentos de ambos vientos, como se muestra en la Fig. 3.1. Estos choques provocan que el material en la WCR se comprima y caliente a temperaturas del orden de 10^7 K o incluso mayores.

Estos fuertes choques, además, pueden acelerar partículas a velocidades relativistas. El subgrupo de CWBs en los que se ha confirmado la aceleración de partículas relativistas se conoce como PACWBs. A la fecha se conocen más de 40 PACWBs [3], identificadas gracias a la detección en radio de emisión sincrotrón, es decir no térmica, a partir de la cual se infiere la presencia en la zona de una población de electrones relativistas.

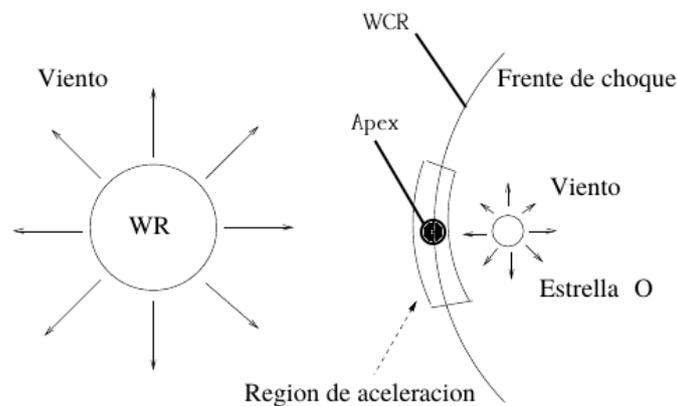


Figura 3.1. Las estrellas despiden fuertes vientos que colisionan en la llamada *región de colisión de vientos*. Allí se genera un frente de choque donde se aceleran partículas relativistas que producen radiación no térmica. El viento más potente de la estrella WR empuja la WCR hacia la otra estrella, cuyo viento es más débil. El *ápex* es el punto sobre la WCR que está en la línea que une ambas estrellas. Adaptado de [15].

3.2. Procesos radiativos

En un gas caliente, la agitación térmica acelera partículas cargadas que entonces producen radiación electromagnética. Si en un determinado volumen las partículas están en equilibrio termodinámico local (ETL) a una temperatura T , su distribución en energías estará dada por la distribución de Maxwell-Boltzmann y la radiación que emiten tiene un espectro denominado *térmico*, con un máximo cuya posición dependerá de la temperatura del sistema. Por ejemplo, la fotosfera solar, a $T = 6000$ K, tiene su máximo de emisión en el óptico.

Existen procesos por los que algunas partículas pueden ser aceleradas a velocidades relativistas y seguir una distribución en energías dada por una ley de potencias; tales partículas no están en equilibrio termodinámico y la radiación que producen tiene por ende un espectro *no térmico*.

Ambos tipos de procesos radiativos son responsables de la emisión (en particular, en la banda de radio) observada en CWBs.

3.3. Procesos térmicos

3.3.1. Emisión libre-libre o *Bremsstrahlung*

Un electrón libre emite radiación electromagnética cuando cambia su velocidad al interactuar con el campo electrostático de un núcleo u otra partícula cargada sin ser capturado. Si los electrones interactuantes son no relativistas y están en un gas ionizado (o plasma) en equilibrio térmico, entonces la radiación que producen se conoce como radiación libre-libre ya que no se encuentran ligados, ni antes ni después de la interacción. De acuerdo a la fórmula de Larmor [e.g.: 8] la potencia total radiada por la partícula cargada es proporcional al cuadrado de su aceleración, la cual a su vez es inversamente proporcional a su masa. Luego, mediante este proceso solamente es significativa la emisión de los electrones.

Como la emisión libre-libre es un proceso de emisión térmica, se toma como función fuente a la función de Planck $B_\nu(T)$. Este proceso domina la emisión térmica en radio en CWBs ya que el viento de estrellas masivas es un gas ionizado.

3.3.2. Absorción libre-libre

En líneas generales, existe un proceso de absorción asociado a todo proceso de emisión. En este caso, los mismos electrones libres en el plasma térmico pueden absorber los fotones emitidos, lo que se conoce como absorción libre-libre o FFA, por sus siglas en inglés. Esto modifica el espectro resultante, especialmente a bajas frecuencias.

Si definimos a la *profundidad óptica* como

$$\tau_\nu = \int \alpha_\nu ds, \quad (3.1)$$

donde α_ν es el coeficiente de absorción y s es la distancia a lo largo de la trayectoria de la partícula, entonces la intensidad resultante estará dada por [16]:

$$I_\nu = B_\nu(T) (1 - e^{-\tau_\nu}). \quad (3.2)$$

El coeficiente de absorción libre-libre $\alpha_{\nu\text{ff}}$ tiene la forma [e.g. 17]:

$$\alpha_{\nu\text{ff}} = 3.7 \times 10^8 Z^2 n_e n_i T^{-0.5} \nu^{-3} \left[1 - \exp\left(\frac{-h\nu}{kT}\right) \right] g_{\text{ff}}(\nu, T) \quad ; \quad [\alpha_{\text{ff}}] = \text{cm}^{-1} \quad (3.3)$$

donde $n_{i/e}$ es la densidad de iones/electrones en el medio, T su temperatura, Z el número atómico promedio, ν la frecuencia de los fotones, y g_{ff} el factor de Gaunt que se encuentra tabulado en [18].

3. Sistemas con colisión de vientos

Como puede verse en la Ec. 3.3, la absorción depende fuertemente de la densidad del medio n_a (aprox., $\propto n_a^2$) y más débilmente de su temperatura (aprox., $\propto T^{-0.5}$). A su vez, la absorción es altamente dependiente de la frecuencia de los fotones, siendo mucho mayor a frecuencias bajas (aprox., $\propto \nu^{-2}$ para $h\nu \ll kT$). Por este motivo la FFA afecta casi exclusivamente en el rango de radiofrecuencias, y en particular a bajas frecuencias de radio.

En base a esto, podemos distinguir dos casos:

- A frecuencias altas, $\tau_\nu \ll 1$ y la fuente es transparente a su propia radiación (*ópticamente delgada*). En ese caso la intensidad resultante será $I_\nu \propto \tau B_\nu(T_e) \propto \nu^{-0.1}$.
- A frecuencias bajas, $\tau_\nu \gg 1$ y la fuente es opaca a su propia radiación (*ópticamente gruesa*). La intensidad resultante será $I_\nu \propto B_\nu(T_e) \propto \nu^2$.

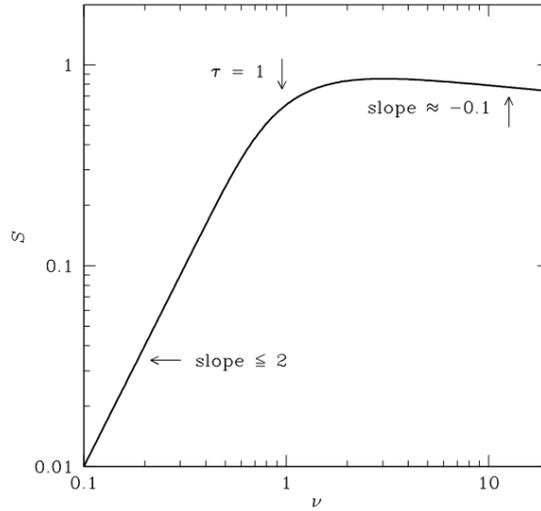


Figura 3.2. Distribución espectral de energía producida por interacciones libre-libre en un gas térmico. Los ejes están en escala logarítmica. El eje horizontal representa la frecuencia en GHz y el vertical, el flujo en Jy. Se observa que el espectro de emisión es casi constante a frecuencias altas ($\tau_\nu \ll 1$, pendiente ~ -0.1), y decrece a frecuencias bajas ($\tau_\nu \gg 1$, pendiente ≤ 2). [8]

Así, el índice espectral de la emisión térmica libre-libre de un gas ionizado varía desde -0.1 en altas frecuencias (*ópticamente delgado*) hasta $+2$ en frecuencias bajas (*ópticamente grueso*). Esto implica que, a medida que disminuye la frecuencia, el espectro de emisión pasa de ser casi plano a caer con pendiente empinada en escala logarítmica (ver Fig 3.2). El valor de la frecuencia para el cual el comportamiento del espectro cambia se conoce como frecuencia ‘de quiebre’ o *turn-over*. En esta frecuencia, el valor de la opacidad es $\tau_\nu \sim 1$.

Como indica la Ec. 3.3, la opacidad no depende solo de la frecuencia, sino que también depende fuertemente de la densidad del medio y de cómo está distribuido el material. Para el caso de un viento estelar, de interés en esta Tesis, el perfil de densidad del gas ionizado decae radialmente como $1/r^2$. Es por esto que en zonas cercanas a la estrella el medio es ópticamente grueso, mientras que en zonas alejadas es ópticamente delgado. Esto lleva a que típicamente los vientos estelares presenten una emisión con un índice espectral intermedio, $\alpha \approx 0.6$ en el rango radio-IR [19].

No obstante, para algunas estrellas WR se han obtenido valores $\alpha > 0.6$ (e incluso $\alpha > 0.7$) [e.g.: 20] por lo que varios autores han discutido diversos mecanismos que pueden llevar a un índice espectral que difiera significativamente del canónico 0.6 [21]. En particular, efectos como el cambio en la estructura de ionización del viento podrían ser responsables de este apartamiento.

3.3.3. Otros procesos de absorción

En el caso de interés de esta Tesis, el proceso de absorción dominante es la FFA [22] debida a electrones presentes en la misma fuente de emisión. Sin embargo, eso no quita que otros procesos de absorción en radiofrecuencias puedan tener lugar, en menor magnitud. Por completitud, los mencionamos:

- Efecto Razin-Tsytoyitch: este efecto es una corrección en el espectro sincrotrón que surge de considerar que los electrones relativistas no se encuentran en el vacío, sino en un plasma. Observacionalmente, se traduce en un quiebre en el espectro a bajas frecuencias, que depende únicamente de la densidad n_a y campo magnético B del medio [23].

El efecto neto de considerar un plasma en las ecuaciones para la radiación sincrotrón, es que esta es *suprimida* a bajas frecuencias. Es decir, no se trata de un efecto propiamente de absorción de la radiación, sino que la corrección en las cuentas implica que los electrones relativistas no radían tanta potencia como la estimada para el vacío, y la potencia que radían se concentra en frecuencias más altas [24].

Definiendo la frecuencia de Razin-Tsytoyitch (R-T):

$$\nu_{RT} \approx 20 \left(\frac{n_a}{1 \text{ cm}^{-3}} \right) \left(\frac{1 \text{ G}}{B \sin \theta} \right) \text{ Hz}, \quad (3.4)$$

el quiebre exponencial a bajas frecuencias en el espectro sincrotrón debido al efecto R-T puede describirse como: $S_\nu \propto \exp(-\nu/\nu_{RT})$. Este efecto puede ser relevante cuando la intensidad del campo magnético es baja y la densidad del viento es alta.

- Autoabsorción sincrotrón: ocurre cuando una fuente sincrotrón es tan intensa que la reabsorción de la radiación sincrotrón por los mismos electrones se vuelve importante. Este proceso es relevante principalmente para fuentes muy compactas, intensas y con una densidad de electrones relativistas muy alta. Este no es el caso del sistema binario que ocupa esta Tesis, por lo que no entraremos en detalles. Una descripción detallada del proceso se puede encontrar en [8].

3.4. Procesos no térmicos

3.4.1. Radiación sincrotrón

Una partícula de carga q y masa m que se mueve con velocidad \vec{v} en presencia de un campo magnético \vec{B} experimenta una fuerza de Lorentz $\vec{F} = q/c\vec{v} \times \vec{B}$. Dicha fuerza es perpendicular a la dirección de movimiento, por lo que en ausencia de otras fuerzas la partícula describe una trayectoria helicoidal a lo largo de una línea de campo magnético. Al ser una carga acelerada, la partícula pierde parte de su energía en la forma de radiación electromagnética llamada radiación sincrotrón [e.g.: 15].

La potencia con que una partícula relativista emite fotones está dada por:

$$P(E, \nu) \approx 4.39 \times 10^{-22} \left(\frac{B_{\perp}}{1\text{G}} \right) \left(\frac{\nu}{\nu_c} \right)^{1/3} \exp(-\nu/\nu_c) \text{ erg s}^{-1} \text{ Hz}^{-1} \quad (3.5)$$

donde E es la energía de la partícula, ν la frecuencia del fotón emitido, ν_c es una frecuencia característica, y B_{\perp} es la componente del campo magnético perpendicular a la velocidad de la partícula.

La frecuencia característica ν_c está dada por:

$$\nu_c(E) = 4.22 \times 10^6 \left(\frac{B_{\perp}}{1\text{G}} \right) \left(\frac{E}{mc^2} \right)^2 \text{ Hz}. \quad (3.6)$$

La potencia radiada por una partícula tiene en $\nu = 0.29\nu_c$ un máximo muy pronunciado; es decir, una partícula de una dada energía en un dado campo magnético, emite mayoritariamente fotones en un rango pequeño de frecuencias cercanas a ν_c .

La emisión sincrotrón es fundamentalmente observada en longitudes de onda de radio, aunque en algunos casos también puede observarse en el óptico y hasta en R-X. Típicamente, los fotones sincrotrón tienen energías inferiores a 1–10 keV por lo que no generan emisión de rayos- γ .

3.4.2. Espectro sincrotrón

La potencia sincrotrón total radiada por una partícula relativista es $dE/dt \propto m^{-2} E^2 B^2$. Por lo tanto, la intensidad de la emisión depende fuertemente de la intensidad del campo magnético. Además, para un valor dado de la energía de la partícula, E , las pérdidas varían con la masa como m^{-2} , de modo que son $\sim 10^6$ veces más importantes para electrones que para protones. Por esta razón, la emisión sincrotrón detectada proviene principalmente de electrones (o positrones) relativistas.

Supongamos una distribución estacionaria de electrones relativistas de tipo ley de potencia con índice espectral p , $N_e(E_e) \propto E_e^{-p}$, para energías $E_{e,\text{mín}} \leq E_e \leq E_{e,\text{máx}}$. En ese caso, el espectro de emisión sincrotrón también es una ley de potencias, $L_\nu \propto \nu^\alpha$ con índice espectral $\alpha = -(p-1)/2$, donde ν es la frecuencia del fotón emitido. Por lo tanto, adoptando $\epsilon L_\epsilon \propto \epsilon^\alpha$, la SED es una ley de potencias con índice $\alpha = (3-p)/2$, como puede verse en la Fig. 3.3.

La información que es posible obtener de un espectro sincrotrón observado es:

1. El índice espectral α a partir del cual es posible obtener el índice espectral de la distribución de electrones, p . Destacamos que para obtener el índice espectral α se necesitan mediciones en (al menos) dos frecuencias suficientemente separadas, ya sea en dos bandas de radio distintas o dentro de una misma banda si el ancho de banda lo permite.
2. Si se conoce la distancia a la fuente, a partir del flujo sincrotrón es posible obtener una relación entre la cantidad de energía inyectada en electrones relativistas (relacionada con la normalización de N_e) y la intensidad del campo magnético B .
3. Si se logra observar el corte exponencial a altas frecuencias, se puede obtener $\nu_c(E_{e,\text{máx}}, B)$ y con este valor una combinación entre $E_{e,\text{máx}}$ y B .
4. Si se logra observar el corte a bajas frecuencias se puede obtener $\nu_c(E_{e,\text{mín}}, B)$, y con este valor una combinación entre $E_{e,\text{mín}}$ y B . El valor de la frecuencia para el cual se produce el “quiebre” en el espectro sincrotrón a bajas frecuencias se conoce como frecuencia de *turn-over*.

La emisión sincrotrón resulta notablemente más intensa a bajas frecuencias. Debido a esto, dicha emisión (no térmica) domina por sobre la térmica (libre-libre) cuando se hacen observaciones en el continuo de radio a bajas frecuencias [e.g.: 25], como puede verse en la Fig. 3.4.

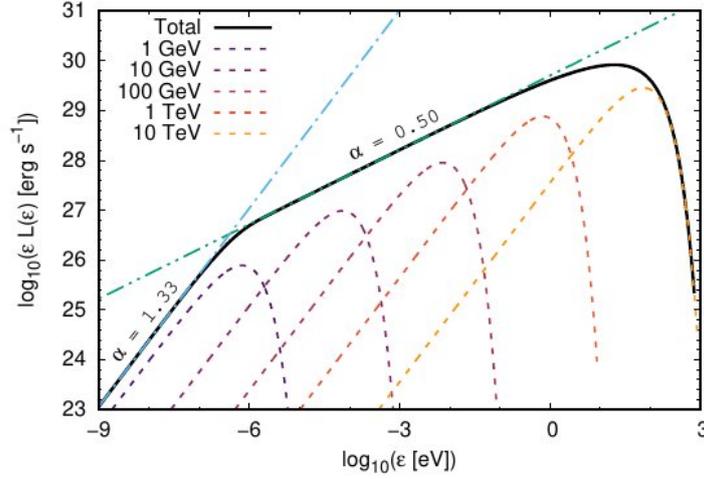


Figura 3.3. Espectro sincrotrón generado por una distribución de partículas $N(E_e) \propto E_e^{-2}$ con energías entre $E_{e,\text{mín}} = 1$ GeV y $E_{e,\text{máx}} = 10$ TeV en un campo magnético homogéneo. La curva sólida es la SED sincrotrón total, las curvas a rayas son la contribución de electrones de distintas energías, y las curvas punto-rayo y punto-punto-rayo son ajustes lineales en distintas porciones del espectro. Extraído de [15].

3.4.3. Polarización

Una característica importante de la radiación sincrotrón que emite una partícula relativista es que está intrínsecamente polarizada. Esto se debe a que el movimiento de las partículas que están emitiendo esta radiación tiene una dirección preferencial: alrededor de las líneas de campo magnético. En el caso de una distribución de partículas con índice espectral p en un campo magnético homogéneo, el grado de polarización lineal está dado por

$$\Pi_0(p) = \frac{p + 1}{p + 7/3}. \quad (3.7)$$

Esto da valores cercanos al 70 % para $p = 2-3$. No obstante, la falta de homogeneidad del campo magnético y la turbulencia del medio disminuyen el grado de polarización significativamente. Si B_r es la componente aleatoria del campo magnético, el nivel de polarización entonces será menor:

$$\Pi(p) = \Pi_0(p) \left(\frac{B_0^2}{B_0^2 + B_r^2} \right). \quad (3.8)$$

Hay además otros factores que pueden influir en la polarización detectada, como los procesos de depolarización que sufre la emisión sincrotrón al atravesar plasmas. En el caso de radiofuentes ópticamente delgadas, el principal efecto de depolarización es la Rotación de Faraday.

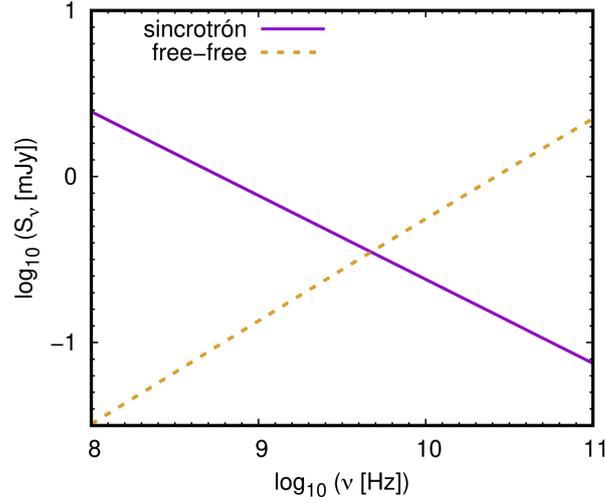


Figura 3.4. Espectro genérico en radio a modo de ejemplo. La radiación sincrotrón (NT) domina a bajas frecuencias, mientras que la contribución térmica (libre-libre o *free-free*) domina a altas frecuencias de radio.

3.4.4. Emisión a altas energías

Los electrones relativistas también pueden interactuar con radiación electromagnética (por ejemplo fotones estelares) y enfriarse emitiendo por el proceso *Compton inverso*. En este caso, los fotones “ganan” energía que es cedida por los electrones, y la radiación resultante cae en el rango X- γ .

Además, los protones acelerados en la WCR también pueden producir radiación a altas energías, en particular rayos γ , por decaimiento de piones neutros (π^0) generados en colisiones con un protón no relativista, o con un fotón del campo de radiación estelar. Este proceso puede ser eficiente si los vientos son lo suficientemente densos, o si los protones logran difundirse hasta la base del viento [26].

En general, la emisión de PACWBs a altas energías cae por debajo del umbral de detección de los instrumentos actuales. Hasta ahora, las únicas binarias con colisión de vientos que se ha confirmado que son una fuente de rayos γ y rayos X no térmicos son η -Carinae [27] (aunque este sistema no tiene emisión sincrotrón observable puesto que dicha radiación es autoabsorbida en la fuente) y WR 11 [28]. El único ejemplo de CWB con emisión no térmica en radio y en rayos X duros es HD 93129A [29].

Es por esto que las observaciones en radio representan actualmente la herramienta más adecuada para estudiar este tipo de sistemas, en especial desde el punto de vista de los procesos NT.

3.5. Mecanismos de aceleración

Hasta ahora mencionamos que necesitamos una población de partículas muy energéticas para que ocurran los distintos procesos de emisión NT, pero no se mencionó nada acerca de cómo se consigue esa población. Existen varios mecanismos mediante los cuales, dadas las condiciones adecuadas, pueden acelerarse partículas hasta velocidades relativistas. En particular, en el contexto de los sistemas astrofísicos con colisión de vientos, los mecanismos más relevantes son:

3.5.1. Mecanismo de aceleración difusiva

En sistemas astrofísicos que presentan choques, como es el caso de las CWBs, se establecen turbulencias magnéticas y se generan las condiciones necesarias para que las partículas se aceleren por el mecanismo de Fermi. Este se basa en la aceleración de partículas como consecuencia de múltiples dispersiones elásticas en inhomogeneidades magnéticas en movimiento, sufriendo un pequeño incremento de energía en cada interacción [30].

Para que el mecanismo tenga lugar, se necesitan nubes en movimiento y con campos magnéticos turbulentos. El motivo es que la turbulencia puede actuar como una suerte de “espejo magnético” favoreciendo que se formen regiones con mayor densidad de energía magnética, en las que se deflectan partículas cargadas [15]. Si el ángulo entre la velocidad de la partícula y la de la inhomogeneidad es mayor a 90° , la partícula ganará energía en la interacción.

- a) Mecanismo de Fermi tipo II [31]: Se desarrolla en un medio en el que inhomogeneidades magnéticas que se mueven con velocidades aleatorias⁽ⁱ⁾ actúan como dispersores. Una partícula cargada sufrirá choques aleatorios o *estocásticos* al atravesar nubes magnetizadas (ver Fig. 3.5). Es más probable que estos choques ocurran de manera frontal, por lo que en promedio la partícula tiene una pequeña ganancia de energía:

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} \propto \beta^2, \quad (3.9)$$

con $\beta = V_p/c < 1$ la velocidad de la inhomogeneidad y E la energía de la partícula. Este proceso es poco eficiente a menos que la turbulencia sea muy alta y el escape de partículas muy lento. Al tener una dependencia con β^2 , se lo suele llamar proceso de segundo orden o proceso de tipo Fermi II.

⁽ⁱ⁾valores típicos para velocidades en el MIE son $\sim 10 - 20 \text{ km.s}^{-1}$

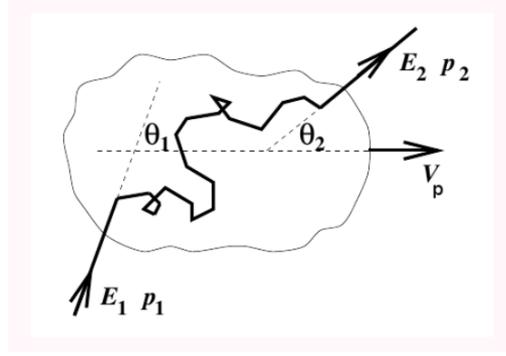


Figura 3.5. Interacción de un rayo cósmico de energía E_1 con una inhomogeneidad magnética que se mueve con velocidad V_p . La partícula es dispersada por el campo magnético dentro de la “nube” y cambia su energía. Extraída de [32].

- b) Mecanismo de Fermi tipo I (propuesto por [33], entre otros): Para que este mecanismo se desarrolle de manera efectiva es necesario un frente de choque y un campo magnético turbulento. Un frente de choque se produce cuando un fluido se mueve en un medio a una velocidad V_{sh} mayor que la velocidad del sonido en dicho medio, provocando una discontinuidad en las variables termodinámicas entre la región pre-choque y la región post-choque (que se denotará con el subíndice p). El gas en la región post-choque se comprime y la temperatura, presión y densidad en esta región son mucho mayores que en la región pre-choque.

Una partícula cargada es arrastrada de la región pre-choque a la región post-choque. Al atravesar una inhomogeneidad magnética la partícula puede ser dispersada y, si su energía es lo suficientemente alta, puede cruzar el frente de choque y volver a la región pre-choque (ver Fig. 3.6). De esta manera, la partícula puede rebotar repetidas veces y cruzar sucesivamente el frente de choque, ganando energía con cada cruce. Suponiendo una geometría plana y choques no relativistas ($V_{sh} \ll c$), se puede estimar que $V_{sh}/V_p \simeq R/(R-1)$, con R el factor de compresión del fluido. Para un gas monoatómico ($\gamma = 5/3$), se tiene $R = 4$. La energía ganada en cada cruce es:

$$\frac{\langle \Delta E \rangle}{E} \propto \beta, \quad (3.10)$$

con $\beta = V_{sh}/c$ la velocidad del frente de choque. Al tener una dependencia lineal con β , se lo suele llamar proceso de primer orden o proceso de tipo Fermi I. Para un choque fuerte ($V_{sh} \gg C_s$, siendo C_s la velocidad del sonido en el medio), no relativista, la distribución de partículas resultante tiene un índice espectral $p \sim 2$.

Dado que nuestro sistema de estudio presenta choques en la WCR, este mecanis-

mo de aceleración será dominante en el contexto de este trabajo.

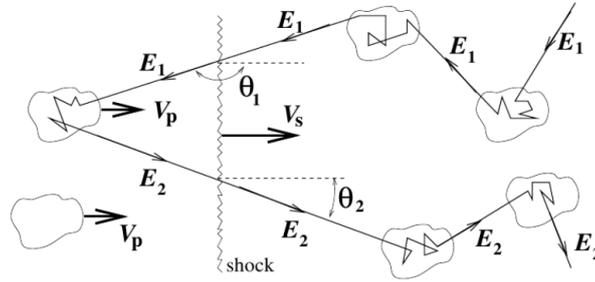


Figura 3.6. Interacción de un rayo cósmico de energía E_1 con un frente de choque (*shock*) que avanza con velocidad V_{sh} . Las irregularidades magnéticas se representan como nubes de plasma magnetizado. Al deflectarse en ellas, la partícula puede cruzar repetidas veces el choque y así ir ganando energía. [32]

3.5.2. Reconexión magnética

Otro proceso de aceleración de partículas es el de reconexión magnética. Mediante este proceso la energía almacenada en campos magnéticos se libera súbitamente y se transfiere a las partículas del plasma en escalas cortas de tiempo, dando lugar a una población de partículas NT. Este mecanismo puede ser relevante cuando el campo magnético es intenso. Para que pueda ocurrir son necesarios:

1. **Un plasma con una región de conductividad finita.** El proceso de reconexión magnética implica un cambio en la topología de las líneas de campo magnético. Si consideráramos al plasma como de conductividad infinita las líneas de campo quedan “congeladas” en las líneas de fluido. Luego, es necesario que al menos en alguna región, el plasma tenga conductividad finita. Esto “descongela” las líneas de campo permitiendo que se rompan.
2. **Flujos convergentes de material:** en regiones donde vale el congelamiento magnético (conductividad infinita), el campo magnético es arrastrado por el fluido al moverse. Luego, si las líneas de fluido de los plasmas se desplazan en una dirección convergente, las líneas de campo magnético también se acercan entre ellas.
3. **Regiones con polaridades de campo magnético opuestas:** cuando líneas de campo magnético paralelas y de polaridad opuesta se acercan a una distancia demasiado corta, las corrientes de plasma no pueden sostenerlas si la conductividad es finita y las líneas se reconectan.

Por lo general este mecanismo de reconexión magnética explosiva, así descrito, resulta lento y poco eficiente para acelerar partículas a altas energías. Hace falta agregar un ingrediente más para que la reconexión magnética sea un proceso viable de aceleración: la *turbulencia*.

Reconexión magnética turbulenta: si el fluido es turbulento, entonces la reconexión magnética puede ocurrir como un gran número de reconexiones de pequeña escala. La reconexión sobre estas escalas pequeñas determina la tasa de reconexión local, mientras que la tasa de reconexión global es mucho mayor debido a las múltiples reconexiones [34]. En el escenario de reconexión magnética turbulenta las partículas relativistas son aceleradas en múltiples “islas magnéticas” [35]. Dependiendo de las condiciones en el plasma, el índice espectral de la distribución resultante puede ser $p < 2.5$ [36].

3.6. Espectro en radio de una PACWB

En general, la emisión en radio de PACWBs está conformada por tres contribuciones: dos térmicas, debidas a la emisión individual de los vientos estelares ionizados y al gas chocado en la WCR, y otra no térmica, debida a electrones relativistas acelerados en la WCR que producen radiación sincrotrón [37]. Una interpretación adecuada del espectro en radio exige poder discriminar y analizar por separado las componentes térmicas y no térmica.

La emisión térmica de un viento estelar en radio se debe al proceso de emisión libre-libre (ver Sec. 3.3.1) y es aproximadamente constante (no presenta variabilidad intrínseca). Su densidad de flujo presenta una dependencia con la frecuencia tipo ley de potencia: $S_\nu \propto \nu^\alpha$, donde ν es la frecuencia y el índice espectral característico es $\alpha \sim 0.6$ para un viento homogéneo y con simetría esférica [38, 19].

La contribución térmica de la WCR es producida por el plasma chocado en la región de interacción de los vientos a alta temperatura. Esta es ópticamente gruesa en sistemas con una WCR radiativa, para los cuales $\alpha \sim 2$, mientras que es ópticamente delgada en sistemas con una WCR adiabática, con $\alpha \sim -0.1$. La posición y características de la WCR cambian al cambiar la distancia entre las estrellas que la generan. Luego, este tipo de emisión generalmente presenta modulación orbital, que depende además del ángulo de observación, tanto en densidad de flujo como en índice espectral [39].

Por otro lado, las características de la componente no térmica son un índice espectral $\alpha < 0.6$ (en muchos casos, $\alpha < 0$), posibles variaciones temporales del flujo y/o el índice α debidas a la excentricidad de la órbita del sistema binario/múltiple y una densidad de flujo a bajas frecuencias notablemente más alta que la de los vientos estelares (térmica).

[40].

Típicamente, el espectro en radio de una PACWB puede separarse en tres regiones:

- Para $\nu > 10$ GHz, la componente térmica de los vientos es dominante. El flujo depende básicamente de la tasa de pérdida de masa \dot{M} y de la velocidad terminal de los vientos v_∞ . En principio, estos parámetros pueden restringirse mediante el espectro a altas frecuencias, aunque existen algunos pormenores debido a incertezas en la grumosidad o *clumping* de los vientos. La emisión térmica de la WCR también puede contribuir significativamente al flujo total.
- Para $2 \lesssim \nu \lesssim 10$ GHz, domina la componente NT. El flujo está determinado por la energética de partículas NT y la intensidad del campo magnético en la WCR. Esto permite caracterizar el índice espectral de la distribución de electrones (p), y una combinación entre la intensidad del campo magnético B y la potencia inyectada en electrones NT, $L_{\text{NT},e}$. No se espera absorción significativa en este rango a menos que la binaria sea bastante compacta.
- Para $\nu < 2$ GHz, los efectos de absorción pueden ser significativos. A través de la determinación de la frecuencia de *turn-over* del espectro y de lo empinado que se vuelve debajo de dicha frecuencia, es posible inferir si el proceso responsable de la disminución en el flujo recibido es un corte a bajas energías en la distribución de electrones, la anteriormente mencionada FFA en el material ópticamente grueso del viento estelar, o atenuación debida al efecto Razin-Tsytovitich. Si FFA es dominante, es posible restringir la densidad de electrones en el viento (n_e), y por lo tanto \dot{M} de la estrella⁽ⁱ⁾. También se podría llegar a inferir la orientación del sistema respecto al observador. Si R-T domina, es posible restringir el valor de B/n_e en la WCR.

3.7. Modelo de emisión para CWBs

A partir de datos observacionales en la banda de radio centimétrica, es posible extraer información física de una CWB implementando un código que modele su emisión no térmica [e.g. 41]. En este trabajo utilizaremos el modelo presentado en [42], el cual consiste en un modelo de emisor extendido que contempla cómo varían las propiedades del medio y de la población de partículas relativistas punto a punto, a lo largo de la WCR.

⁽ⁱ⁾Notar que este valor está afectado por el *clumping* por lo que en realidad es sólo un límite superior del valor \dot{M} real.

En este modelo, la estructura de la WCR es tratada como una superficie en dos dimensiones bajo una aproximación de choque delgado (es decir, se desprecian variaciones a lo largo del grosor de la WCR). Se asume que las partículas relativistas son aceleradas una vez que una línea de fluido del viento estelar entra en la WCR. Estas partículas se mueven junto al gas chocado, el cual arrastra convectivamente al campo magnético del medio. A medida que fluyen, las partículas se enfrían debido a diferentes procesos y producen radiación multifrecuencia. En el caso de los electrones, estos procesos son principalmente sincrotrón e interacciones Compton inversa con los fotones estelares. En el caso de los protones, el principal canal radiativo es el de las colisiones protón-protón y el consiguiente decaimiento de piones neutros en fotones γ .

La radiación producida en la WCR es consistentemente corregida por absorción debida a la interacción con el medio local y con los campos radiativos estelares. Para esto, el código implementa la absorción siguiendo en el espacio 3-D la trayectoria de los fotones desde su lugar de emisión en la WCR hasta el observador. En el caso de los fotones sincrotrón de bajas frecuencias, se integra la opacidad libre-libre al atravesar los vientos ionizados, cuya densidad decae con $1/r^2$. Esto permite trazar cómo cambia la opacidad según la región desde donde fue emitido el fotón, y en esto radica la importancia de contar con un modelo de emisor extendido.

La distribución de partículas relativistas inyectadas en una dada posición en la WCR es una ley de potencias cuyo índice espectral p está relacionado con el índice espectral de la radiación sincrotrón, α_{NT} , el cual se obtiene con un ajuste de las observaciones como se explica en la Sec. 5.3. La normalización de esta distribución es tal que la potencia inyectada es una fracción f_{NT} del total de la potencia disponible para acelerar partículas (la cual es solo una fracción de la potencia total de los vientos estelares). Esta potencia está distribuida en electrones y protones, de modo que $f_{\text{NT}} = f_{\text{NT,e}} + f_{\text{NT,p}}$. Se asume que el 10% de la potencia inyectada en partículas relativistas se destina a los electrones, es decir $f_{\text{NT,e}} = 0.1f_{\text{NT}}$, y el resto a protones. Aparte de f_{NT} , el otro parámetro libre en el modelo es η_B . Este está relacionado con la intensidad del campo magnético, B , y se define como el cociente entre la presión magnética P_{mag} y la presión térmica P_{th} en el viento estelar chocado.

Por último, en este modelo también se calcula la emisión térmica en radio de los vientos ionizados. Para ello se utiliza la expresión canónica para la emisión de un viento esférico [e.g. 4, y referencias allí]:

$$S_\nu = 2.32 \times 10^4 \left(\frac{\text{kpc}}{d} \right)^2 \left(\frac{\dot{M}/\sqrt{f}}{M_\odot \text{yr}^{-1}} \right)^{4/3} \left(\frac{\text{km s}^{-1}}{\mu_w v_\infty} \right)^{4/3} (\nu \gamma_w Z^2 g_{\text{ff}})^{2/3} \text{ mJy} \quad (3.11)$$

donde d es la distancia al sistema, μ_w es el peso molecular medio del viento estelar, \dot{M} la tasa de pérdida de masa, f el factor de clumping, v_∞ la velocidad terminal del

3. Sistemas con colisión de vientos

viento, Z la carga iónica media, ν la frecuencia en Hz, γ_w el número medio de electrones por ion en el viento y g_{ff} el factor de Gaunt, el cual depende de la frecuencia y de la temperatura electrónica del viento T_w .

Capítulo 4

Observaciones del sistema WR 147

4.1. El sistema WR 147

El sistema binario masivo WR 147, ubicado en las coordenadas $(\alpha, \delta) = (20h\ 36m\ 43.57s, +40^\circ\ 21'\ 7.5'')$, se encuentra en dirección a la región de Cygnus OB2, a ~ 0.65 kpc de distancia [43]. Está compuesto por una estrella tipo WN8(h) y una B0.5V[5], separadas por una distancia angular de $\sim 0.64''$ (que corresponde a una distancia lineal de $\sim 413 \pm 13$ UA para $d = 0.65$ kpc). Fue mapeado en radio, IR y en el óptico [44] y su región de colisión de vientos fue resuelta en rayos X [45]. El sistema contiene a la segunda estrella *Wolf-Rayet* (WR) más cercana al Sol, la cual está entre las WR más brillantes en radiofrecuencias. Los parámetros conocidos de este sistema se listan en la Tabla 4.1.

Observaciones con el arreglo interferométrico MERLIN⁽ⁱ⁾ a 5 GHz [5] resuelven el sistema y muestran emisión térmica proveniente de la región sur, asociada al viento estelar ionizado de la componente WN8, y una fuente de emisión no térmica al norte (ver Fig. 4.1). Esta no coincide exactamente con la posición de la estrella OB, sino que está un poco más al sur, entre medio de ambas estrellas, por lo que esa emisión es asociada a la región donde el viento de la estrella WN8 colisiona con el viento más débil de su compañera.

La detección de emisión no térmica y la cercanía con el Sistema Solar hacen de WR 147 un sistema por demás interesante para estudiar las circunstancias en que ocurre la aceleración de partículas a altas energías y el rol que podrían tener las estrellas masivas en CWBs en la producción de rayos cósmicos galácticos.

⁽ⁱ⁾<http://www.jodrellbank.manchester.ac.uk/research/facilities/e-merlin-and-vlbi/>

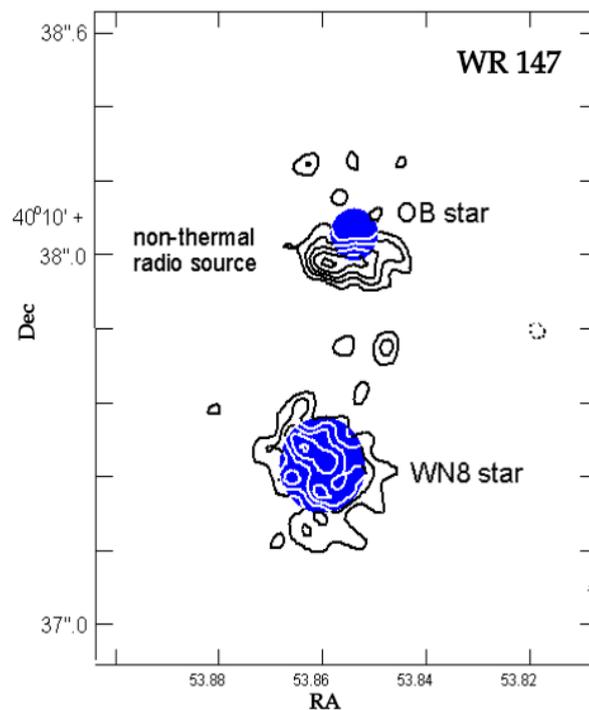


Figura 4.1. Mapa de contornos a 5 GHz del sistema WR 147 observado con MERLIN, extraído de [5]. El FWHM del haz sintetizado es de $58 \times 57 \text{ mas}^2$. El nivel de ruido a 1σ en la imagen es de $89 \mu\text{Jy haz}^{-1}$ y los niveles de contorno representan $-3, 3, 5, 7, 9$ y 11σ . Los contornos negativos están notados con línea punteada. En azul se superponen dos fuentes IR a $2.2 \mu\text{m}$ asociadas a las dos estrellas del sistema.

Tabla 4.1. Parámetros del sistema WR 147 para la componente primaria (subíndice 1) y la secundaria (subíndice 2) [ver 46, y referencias allí].

Parámetro	Valor	Unidad
Tipo espectral de la primaria	WN8(h)	
Temperatura efectiva (T_1)	26000	K
Radio estelar (R_1)	27	R_\odot
Velocidad terminal del viento ($v_{\infty 1}$)	950	km s^{-1}
Tasa de pérdida de masa (\dot{M}_1)	2.4×10^{-5}	$M_\odot \text{ yr}^{-1}$
Peso molecular medio del viento (μ_{w1})	3.18	
Temperatura del viento (T_{w1})	9400	K
Tipo espectral de la secundaria	B0.5 V	
Temperatura efectiva (T_2)	28500	K
Radio estelar (R_2)	9.4	R_\odot
Velocidad terminal del viento ($v_{\infty 2}$)	800	km s^{-1}
Tasa de pérdida de masa (\dot{M}_2)	4×10^{-7}	$M_\odot \text{ yr}^{-1}$
Peso molecular medio del viento (μ_{w2})	1.5	
Temperatura del viento (T_{w2})	10000	K
Distancia	0.65	kpc
Separación del sistema	643 ± 157	mas
Período	1350	yr
Ángulo de proyección ψ del sistema ¹	120°	
Cociente del momento de los vientos η	0.014	
Factor de <i>clumping</i> f	0.15	

¹ Definido de manera tal que $\psi = 0^\circ$ corresponde a la estrella secundaria adelante y $\psi = 180^\circ$, a la WR adelante. Este valor tiene mucha incerteza, pero la FFA es más significativa para $\psi \sim 120^\circ$ [41] y por eso fijamos este valor.

4.2. Nuestras observaciones

Las observaciones con las que contamos para este trabajo fueron tomadas en el marco de una campaña observacional de CWBs. En particular, bajo el proyecto de código VLA/16A-252, se observaron cinco de las más brillantes PACWBs, que fueron elegidos del catálogo [3]: WR 147, WR 140, HD 167971, HD 168112 y 9 Sgr. En esta

Tesis, se trabajó con los datos en banda C del sistema WR 147.

Las observaciones de continuo de radio se realizaron los días 9 y 10 de agosto del 2016 con el radiointerferómetro JVLA en configuración B. Se tomaron datos con los cuatro productos de polarización en dos frecuencias: banda L (20 cm, 1–2 GHz) y banda C (5 cm, 4–8 GHz). A 20 cm, el correlador se configuró en 8 ventanas espectrales, con canales de 64×1 MHz, mientras que a 5 cm fueron 32 ventanas espectrales, con canales de 64×2 MHz. El intervalo temporal de muestreo fue de 3 segundos para ambas bandas. El tiempo de observación *on source* para WR 147 fue de 45 minutos en banda L, y 15 minutos en banda C. Para calibraciones de flujo y ángulo de posición (o PA, por sus siglas en inglés) se utilizó la fuente 3C 286, para la fase la calibradora fue J2007+404, y para la polarización la fuente J2355+4950. La antena número 2 se encontraba fuera de servicio al momento de las observaciones.

4.3. Reducción de las observaciones

Las observaciones fueron reducidas utilizando la versión 5.3.0 del software *Common Astronomy Software Applications* (CASA) [7]. Este es un paquete de software desarrollado por un consorcio internacional cuya base se encuentra en NRAO⁽ⁱ⁾. Está optimizado para la reducción de datos de los radiointerferómetros ALMA y JVLA, pero es comúnmente usado en otros radiotelescopios, tanto de tipo disco simple como interferómetros.

4.3.1. Calibración de flujos

Primero importamos los datos tal como los arroja el instrumento, sin calibraciones (o “crudos”) y generamos el conjunto de archivos llamado *measurement set*, el cual tiene el formato con el que se trabaja dentro del entorno de CASA. Antes de comenzar con el proceso de calibración, examinamos el *set* de datos en base a distintos parámetros como las condiciones meteorológicas del día de la observación y la posición de las antenas (ver Fig. 4.2).

Aplicamos un suavizado de Hanning y marcamos, para no ser tenidos en cuenta en los pasos siguientes, los canales en los extremos de cada ventana espectral, en el proceso que se conoce como *flagging*. Para hacer un análisis visual a priori de la calidad de los datos, los graficamos en base a distintos parámetros, como la frecuencia, el tiempo o las distintas líneas de base. Identificamos y marcamos mediante *flagging* gráficamente las RFI. Como se explicó en la Sec. 2.2.3, a cada antena del arreglo le llega una señal que

⁽ⁱ⁾<https://public.nrao.edu/>

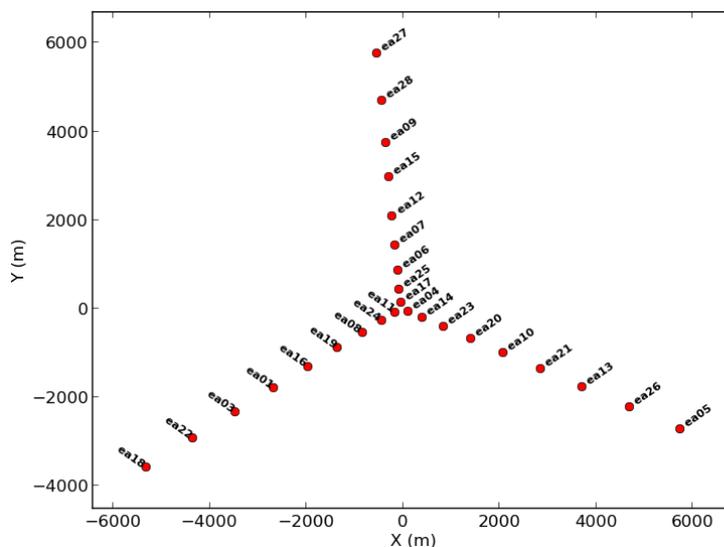


Figura 4.2. Mapa de posiciones de las antenas del JVLA al momento de nuestras observaciones.

luego debe ser correlacionada con las demás para que el interferómetro funcione como una sola antena. Entonces, aplicamos una corrección por la posición de las antenas y seleccionamos la antena de referencia.

Luego de estos pasos, comenzamos con la calibración. Esto consiste en determinar una serie de factores de corrección para las fuentes calibradoras, cuyo comportamiento es conocido, para luego aplicar esas mismas correcciones a nuestros datos de ciencia. Para ello, con la tarea *setjy* de *CASA* generamos un valor para la densidad de flujo de nuestra calibradora. Esta tarea contiene los valores de los flujos aceptados como absolutos de las principales calibradoras de flujo en función de la frecuencia, los cuales se actualizan regularmente [47]. Acto seguido, realizamos la calibración de fase. El objetivo de este paso es promediar las variaciones temporales de fase de las fuentes calibradoras, introducidas por la atmósfera que atraviesa la línea de la visual a la fuente. Para llevarla a cabo, usamos la tarea *gaincal*. Además, corregimos por *delay* o retraso en la señal al llegar a distintas antenas en relación a la antena que elegimos de referencia, en orden de mantener la condición de que estudiamos un frente plano.

Usamos las soluciones previamente halladas para la fase para efectuar la calibración pasa-banda. Esto es, correcciones a las variaciones de la ganancia con la frecuencia. Finalmente, usamos la tarea *fluxscale* para generar una tabla con las amplitudes corregidas y debidamente escaladas para nuestras calibradoras. Luego aplicamos esta calibración a los datos de WR 147 mediante la tarea *applycal*. Esto genera una columna con los datos corregidos, la cual inspeccionamos mediante algunos gráficos para asegurarnos de que la calibración sea exitosa.

4.3.2. Producción de imágenes

Con las observaciones ya calibradas, el siguiente paso es construir una imagen de la fuente. Esto es, aplicarle transformada de Fourier a los datos, lo que nos da la distribución de brillo del cielo. Para esto, **CASA** tiene la tarea *tclean*. Con esto, generamos una imagen de continuo en todo el ancho de banda observado en la banda C (de 4 a 8 GHz, excepto algunas ventanas espectrales demasiado afectadas por RFI). El umbral de detección usado fue de 0.02 mJy. El tamaño del haz sintetizado en la banda completa es de $1.22'' \times 0.99''$. El tamaño del pixel elegido es de $0.15''$ y el tamaño de la imagen, 2400×2400 pixels. Se utilizó una función de pesado de *briggs* y un valor para el parámetro *robust* de 0.5 [48]. Esto permite un buen compromiso entre resolución y sensibilidad.

Por otro lado, de la Ec. 2.5 se desprende que la resolución angular se hace más chica al aumentar la frecuencia de observación. Con esto en mente, generamos 4 imágenes en distintas ventanas espectrales para investigar cómo cambia la morfología de la fuente al ir mejorando la resolución. Las ventanas espectrales seleccionadas, correspondientes a distintos rangos de frecuencia, fueron: spw 10 ($\nu = 4.3125$ GHz), spw 20 ($\nu = 5.5625$ GHz), spw 30 ($\nu = 6.8125$ GHz) y spw 38 ($\nu = 7.8125$ GHz).

4.3.3. Cálculo de flujos para la SED

El gran ancho de banda (4–8 GHz) de nuestras observaciones nos permite inspeccionar las variaciones del flujo con la frecuencia en una amplia región del espectro y hacer un análisis del comportamiento del índice espectral. Con este fin, generamos una imagen en cada ventana espectral de la banda C para luego calcular valores de flujo en cada una de ellas. De las 32 spw que ocupa la banda C (de 8 a 39), 10 de ellas fueron omitidas en el análisis (las ventanas 8, 9, 18, 23, 24, 25, 27, 29, 37 y 39) ya que la cantidad de datos descartados mediante *flagging* en las mismas no permitía hacer una imagen de calidad comparable con las demás. En todos los casos, los flujos fueron obtenidos con un ajuste bidimensional gaussiano dentro de **CASA**.

Además, recolectamos datos de WR 147 de la literatura a más bajas y más altas frecuencias. Si bien estos datos no son simultáneos con nuestras observaciones, y las CWBs pueden presentar variabilidad orbital (en especial en su WCR), el período de WR 147 es lo suficientemente largo (se estima en 1350 años [46]) para que no esperemos variabilidad orbital notable en el par de décadas que comprenden las distintas referencias de la literatura. De todos modos, algunos autores han advertido que el sistema presenta variabilidad algo errática a bajas frecuencias [46]. Por esta razón, y por el efecto significativo que tiene la absorción (en particular, FFA) a bajas frecuencias,

omitiremos los datos de frecuencias < 2 GHz en nuestro primer ajuste, el cual es puramente fenomenológico (ver Sec. 5.3.1). Sí los incorporaremos luego en el modelado físico de la fuente, el cual puede capturar de forma consistente el efecto de la absorción variable en el emisor extendido (ver Sec. 3.7).

Los valores del flujo de WR 147 por ventana espectral calculados para esta Tesis como se mencionó anteriormente en esta sección se muestran en la Tabla 4.2. Los datos del flujo de WR 147 a distintas frecuencias tomados de la literatura se detallan en la Tabla 4.3. En ambas tablas, ν es la frecuencia central de la ventana espectral y $\Delta\nu$, su ancho. A su vez, S_ν es el flujo ajustado con una función gaussiana y ΔS_ν , su error.

Tabla 4.2. Valores de flujo de WR 147 para distintas frecuencias calculados para esta Tesis.

spw	ν [GHz]	$\Delta\nu$ [MHz]	S_ν [mJy]	ΔS_ν [mJy]
10	4.3125	125	36.0	1.2
11	4.4375	125	37.4	1.3
12	4.5625	125	35.3	1.2
13	4.6875	125	35.4	1.2
14	4.8125	125	36.7	1.3
15	4.9375	125	35.6	1.2
16	5.0625	125	36.9	1.3
17	5.1875	125	37.2	1.3
19	5.4375	125	37.1	1.2
20	5.5625	125	39.4	1.3
21	5.6875	125	38.5	1.4
22	5.8125	125	37.1	1.4
26	6.3125	125	33.8	1.2
28	6.5625	125	34.4	1.2
30	6.8125	125	36.4	1.2
31	6.9375	125	37.0	1.3
32	7.0625	125	34.0	1.2
33	7.1875	125	34.8	1.2
34	7.3125	125	34.5	1.2
35	7.4375	125	34.6	1.2
36	7.5625	125	32.5	1.3
38	7.8125	125	31.2	1.3

Tabla 4.3. Valores de flujo de WR 147 para distintas frecuencias tomados de la literatura.

ν [GHz]	$\Delta\nu$ [MHz]	S_ν [mJy]	ΔS_ν [mJy]	Referencia
0.325	40	16	4	[49]
0.61	32	20.6	1.3	[50]
1.4	50	26	3	[51]
4.86	50	35.4	0.4	[51]
8.44	50	40	4	[51]
14.94	50	46	3	[51]
15	64	42.4	1.3	[52]
22	64	48.3	1.5	[52]
22.46	50	52	5	[51]
42.8	50	83	2	[53]
150	64	275	30	[5]
231	64	280	30	[5]
273	64	292	15	[5]
375	64	357	70	[5]

Capítulo 5

Resultados y discusión

5.1. Mapas de emisión

Como se detalló en la Sec. 4.3.2, obtuvimos una imagen de intensidad total (Stokes-I) de WR 147 en todo el ancho de la banda C.

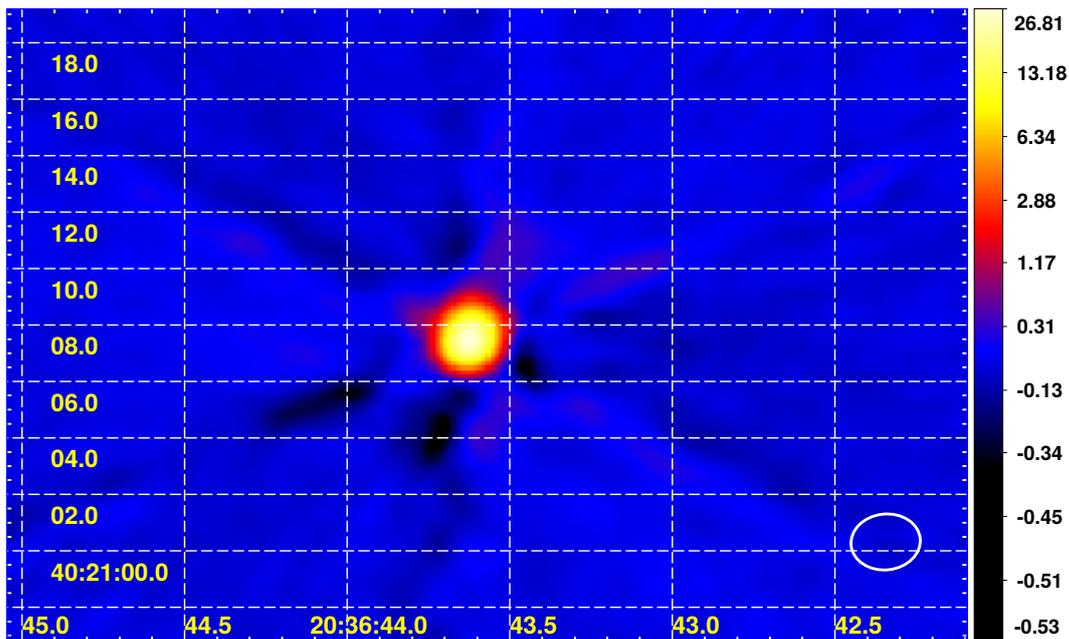


Figura 5.1. Mapa de emisión de WR 147 en la banda C (4–8 GHz). El haz sintetizado se muestra en la esquina inferior derecha y tiene un tamaño de $1.22'' \times 0.99''$, con un ángulo $PA = -83.9^\circ$ (medido desde el Norte en sentido antihorario). Los valores corresponden al flujo en mJy haz^{-1} . Notar que la escala utilizada es logarítmica.

El flujo total integrado para todo el ancho de banda es de $S_\nu = 39.32 \pm 1.82 \text{ mJy}$. El rms del mapa es de $50 \mu\text{Jy haz}^{-1}$ y el valor máximo o “pico” es de $26.56 \text{ mJy haz}^{-1}$. Luego, el rango dinámico de la imagen es de 500. El ruido que se esperaba para las

5. Resultados y discusión

observaciones de WR 147 en banda C con el tiempo de integración pedido era de $10 \mu\text{Jy haz}^{-1}$. El ruido medido entonces resulta 5 veces el esperado.

Dado que la resolución angular de la imagen es $\sim 1''$, no podemos discriminar claramente las distintas componentes que contribuyen a la emisión detectada en la fuente (esto es, los vientos estelares individuales y la WCR).

Adicionalmente, obtuvimos imágenes de la fuente en distintas ventanas espectrales como se muestra en la Fig. 5.2. El haz sintetizado se hace más pequeño conforme aumenta la ventana espectral (y por lo tanto, la frecuencia), tal como se desprende de la Ec. 2.5. En consecuencia, la resolución de la imagen mejora en las ventanas espectrales más altas. En particular, puede notarse que a valores más altos de frecuencia la fuente empieza a estar levemente resuelta, ya que se ve más elongada en la dirección en que se orienta el sistema binario (Fig. 4.1) y a su vez es opuesta a la dirección del semieje mayor del haz sintetizado.

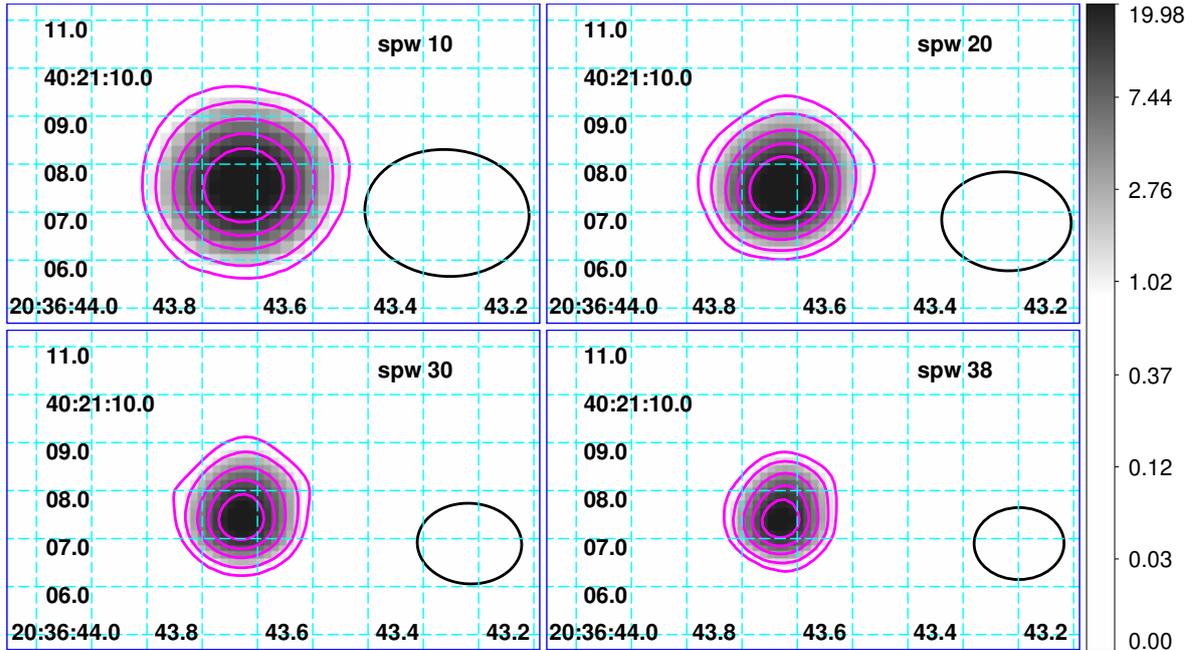


Figura 5.2. Mapas de emisión de WR 147 en las ventanas espectrales 10, 20, 30 y 38 de la banda C. Los contornos están dados a 0.55, 1.45, 4.16, 8.68 y 15 mJy haz^{-1} . En la esquina inferior derecha se muestra el haz sintetizado en cada caso.

5.2. Mapa del índice espectral

El comando *tclean* de CASA no solo nos permite generar mapas de intensidad, sino también un mapa del índice espectral (y su error) por píxel (ver Fig. 5.3). Con esto,

podemos obtener información espacial del comportamiento del índice espectral. En este caso, generamos el mapa contemplando únicamente aquellos píxeles en que la emisión es intensa (≥ 1 mJy) y el error en el índice espectral es pequeño ($\alpha_{\text{err}} \leq 0.4$).

En la Fig. 5.3 puede verse que se logran resolver relativamente las distintas componentes de emisión, ya que al norte de la imagen (donde se ubica la WCR, ver Fig. 4.1) el índice α es negativo, consistente con la emisión NT esperable en la región, mientras que al sur y ligeramente hacia la izquierda (donde se ubica la estrella WR) el índice es positivo, consistente con la emisión térmica del viento estelar. Además, el mapa de errores da típicamente valores < 0.2 , con lo cual las variaciones mencionadas son realmente significativas.

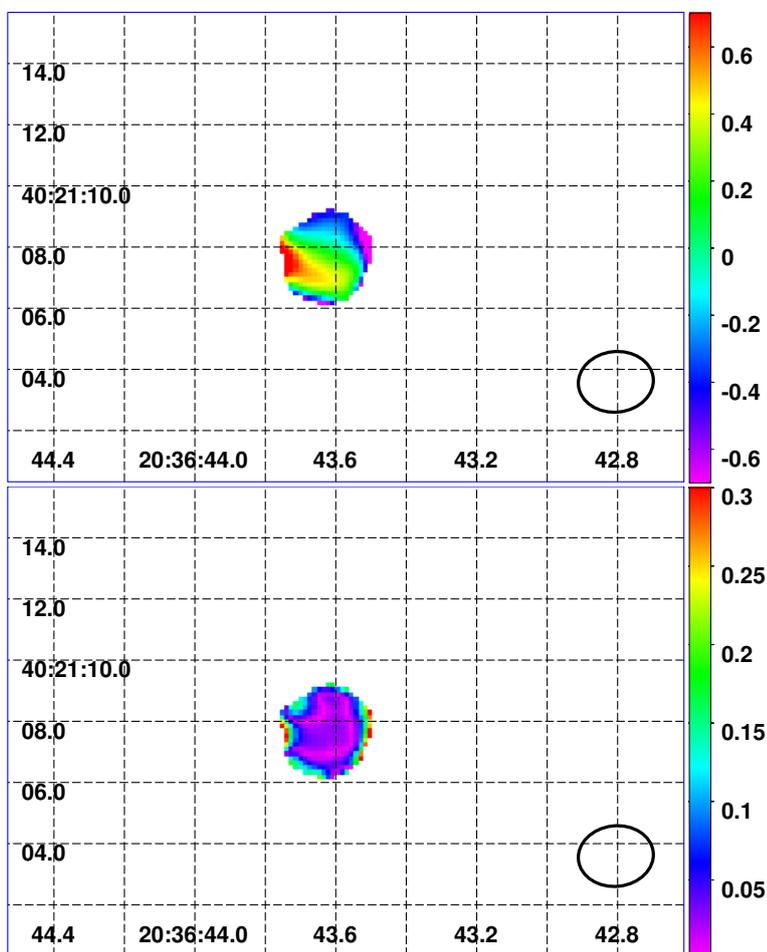


Figura 5.3. Mapa del índice espectral (arriba) y su error (abajo) de WR 147 en el rango de frecuencias de 4–8 GHz. En la esquina inferior derecha como referencia se muestra el haz sintetizado.

5.3. Distribución espectral de energía

A continuación presentamos primero un análisis fenomenológico de la SED y la evolución del índice espectral, para luego utilizar un modelo físico que nos permite extraer información en base al ajuste de parámetros del sistema WR 147.

5.3.1. Ajuste fenomenológico en la banda de radio

Nuestro objetivo es obtener una descomposición precisa del espectro en sus dos componentes que no sea modelo-dependiente. Para esto, desarrollamos un código en Python que utiliza la rutina *curve_fit* del paquete NumPy [54] para ajustar los parámetros libres de una función que describa el flujo de la fuente. Esta rutina toma en cuenta los errores absolutos en los flujos. El ajuste se realiza sobre los datos de nuestras observaciones junto con otros recopilados de la literatura, a frecuencias $\nu > 2$ GHz (ver Tablas 4.2 y 4.3). En este primer ajuste nos limitamos a frecuencias > 2 GHz para poder despreocuparnos de los efectos de absorción. Esto se debe a que la WCR es un emisor extendido y, como tal, no tiene una única opacidad sencilla de representar (por ejemplo, incorporando un corte exponencial), sino que requiere de un modelo que represente fielmente este aspecto. En la Sec. 5.3.2 abordaremos el ajuste a bajas frecuencias con un modelo físico capaz de lidiar con estas dificultades de forma consistente.

La función fenomenológica propuesta es de la forma:

$$S_\nu = S_{\text{NT}} \left(\frac{\nu}{3 \text{ GHz}} \right)^{\alpha_{\text{NT}}} + S_{\text{th}} \left(\frac{\nu}{200 \text{ GHz}} \right)^{\alpha_{\text{th}}} \quad \text{mJy} \quad (5.1)$$

donde S_{NT} , S_{th} , α_{NT} y α_{th} son los parámetros libres a ajustar. La frecuencia ν está dividida en cada caso por una frecuencia de referencia de la zona del espectro que se quiere ajustar. El primer término representa la componente sincrotrón (de la WCR) y el segundo, la componente térmica de los vientos. Los valores semilla usados para el ajuste fueron los índices espectrales canónicos $\alpha_{\text{NT}} = -0.5$ y $\alpha_{\text{th}} = 0.6$, y $S_{\text{NT}} = 30$ y $S_{\text{th}} = 300$ para las constantes de normalización.

Los datos a frecuencias más altas nos permiten restringir mejor los parámetros relacionados a los vientos estelares, mientras que la información a bajas frecuencias (y en particular α_{NT}) nos permite caracterizar la distribución de electrones relativistas, la cual también es una ley de potencias con índice espectral $p = -2\alpha_{\text{NT}} + 1$. Con este ajuste, obtenemos un valor para el índice espectral de la componente térmica, $\alpha_{\text{th}} = 0.76 \pm 0.03$, y uno para el índice de la componente NT, $\alpha_{\text{NT}} = -0.8 \pm 0.14$. Para las constantes de normalización, los valores obtenidos son $S_{\text{NT}} = 31.8 \pm 1.2$ y $S_{\text{th}} = 243.8 \pm 8.2$.

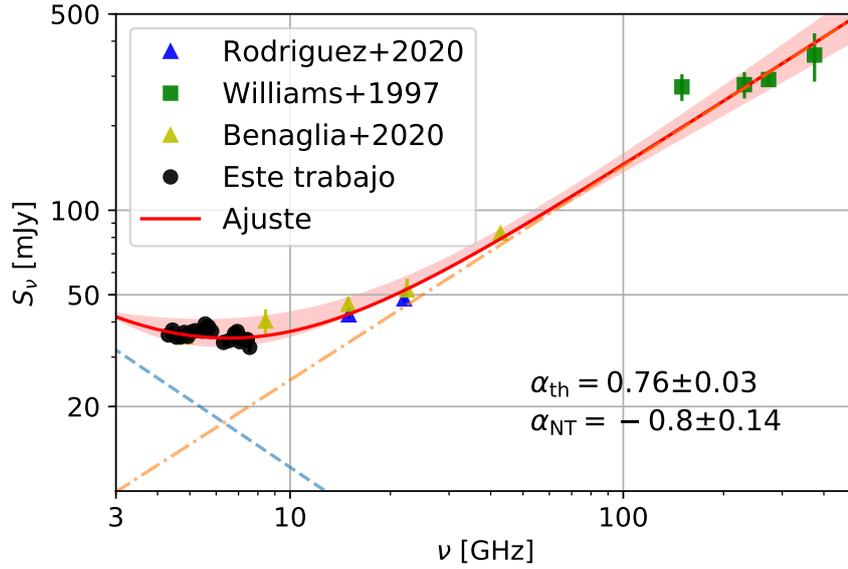


Figura 5.4. Ajuste fenomenológico a observaciones de WR 147 en distintas frecuencias. Los triángulos azules fueron tomados de [52], los amarillos de [50] y los cuadrados verdes, de [5]. Los datos en negro fueron calculados como se explicó en la Sec. 4.3.3. La línea punteada celeste representa el ajuste NT a bajas frecuencias mientras que la línea naranja, el ajuste a la componente térmica a altas frecuencias. Cada región del espectro y sus características fueron detalladas en la Sec. 3.6.

Si bien el valor hallado para α_{th} se aleja un poco del valor canónico (~ 0.6 , ver Sec. 3.3.2), en diversos trabajos se han encontrado valores del orden (o incluso mayores) para el índice espectral en estrellas WR [e.g. 55, 20]. Se cree que el estado de ionización del gas y su dependencia con la estructura del viento, junto con su perfil de velocidad, afectan el comportamiento del índice espectral apartándolo del valor estándar. En particular, las inestabilidades e inhomogeneidades presentes en el viento, en especial en las zonas internas, parecen resultar en una mayor pendiente para el espectro a altas frecuencias [20]. Un modelo de emisión térmica de vientos ionizados en CWBs podría aportar información más detallada de la física subyacente.

Respecto al índice α_{NT} , en la literatura se han reportado distintos valores. Por ejemplo, en [52] hallan valores entre ~ -0.8 y -1.0 para la componente NT al norte del sistema, mientras que en [50] ajustan la emisión NT del sistema WR 147 con un índice espectral ~ -0.4 .

En la Fig. 5.4 puede apreciarse que el espectro en el rango 4–8 GHz (correspondiente al de nuestras observaciones) queda aproximadamente plano, consistente con el valor preliminar $\alpha = 0.18 \pm 0.05$ reportado en [6].

5.3.2. Ajuste mediante un modelo físico y predicciones

El modelo de emisión NT utilizado está discutido en la Sec. 3.7. Haciendo uso de nuestras observaciones junto con las recopiladas de la literatura, buscamos los parámetros que mejor ajusten tanto la emisión NT a bajas frecuencias como la componente térmica de los vientos a frecuencias más altas. En particular, el modelado del espectro sincrotrón nos permite hallar restricciones para la intensidad del campo magnético y la eficiencia de aceleración en la WCR [56]. En primera instancia, calculamos la curva de emisión en radio para tres valores de α_{NT} distintos: $\alpha_{\text{NT}} = -0.5$, -0.8 y -1 , correspondientes a un índice espectral para la distribución de electrones relativistas $p = 2$, 2.6 y 3 , respectivamente.

Las SED obtenidas se muestran en la Fig. 5.5. En todos los casos se optó por un valor mínimo para η_B , asociado a un valor máximo (conservador) para f_{NT} de 0.1 , ya que corresponde al caso en que el efecto R-T podría ser más relevante y así favorecer más la absorción a bajas frecuencias. Pese a esto, es difícil evitar una tensión con los datos a bajas frecuencias, ya que sólo el caso $\alpha_{\text{NT}} = -0.5$ da un buen ajuste a lo largo de toda la SED. Para los casos con α_{NT} más negativo, el flujo predicho a bajas frecuencias sobrestima el flujo observado, siendo la absorción insuficiente para dar cuenta de esta discrepancia. Si bien nuestros datos en el rango $4\text{--}8$ GHz se ajustan mejor con un $\alpha_{\text{NT}} < -0.5$, igualmente el valor $\alpha_{\text{NT}} = -0.5$ ajusta correctamente el espectro en este ancho de frecuencias y a su vez reproduce mucho mejor los datos reportados a frecuencias más bajas. En todos los casos el modelo reproduce adecuadamente los datos a altas frecuencias, producto de los vientos estelares. La emisión del viento de la estrella OB resulta ~ 100 veces menor que la de la estrella WR. Por eso, la componente térmica está dominada completamente por la estrella WR y la curva “viento f-f” (emisión térmica libre-libre) es prácticamente idéntica a la curva de emisión del viento de la estrella WR.

Como paso siguiente, nos quedamos con el caso $\alpha_{\text{NT}} = -0.5$ y exploramos cómo cambia la SED según los valores de los parámetros libres del modelo, η_B y f_{NT} . Intuitivamente, ambos parámetros afectan directamente al espectro sincrotrón (bajas frecuencias) puesto que el mismo depende de la intensidad del campo magnético B (a través de η_B) y de la distribución de partículas, a través de f_{NT} . Podemos cuantificar explícitamente esta dependencia para un caso simplificado: a una frecuencia dada, la potencia sincrotrón emitida por una distribución de tipo ley de potencias $N(E) \propto E^{-p}$ es $S_\nu \propto f_{\text{NT}} \propto B^{(p+1)/2}$ [15]. Considerando $p \sim 2$ y que $B \propto \sqrt{\eta_B}$, se tiene que el flujo $S_\nu \propto f_{\text{NT}} \eta_B^{3/4}$. Esto es aproximado ya que la distribución de partículas no es simplemente una ley de potencia (hay un quiebre a altas energías producto del enfriamiento

IC). Aún así, sirve para dar cuenta de la correlación existente entre estas dos cantidades. Esto nos indica que, para reproducir el flujo observado a una dada frecuencia, aumentar el valor de η_B implica disminuir el de f_{NT} y viceversa. Estudiamos entonces los casos extremos en que: i) η_B es mínimo y f_{NT} toma su máximo valor (que tomamos como 0.1), y ii) η_B es máximo ($= 1$) y f_{NT} es mínimo. Es decir, imponemos una de esas condiciones en el modelo, y luego ajustamos el parámetro que quedó libre según la SED.

Ambos casos (y cualquier otro intermedio), ajustan de igual manera la SED. Los valores obtenidos de este ajuste son: i) $f_{\text{NT}} = 0.1$ y $\eta_B = 0.01$ y ii) $\eta_B = 1$ y $f_{\text{NT}} = 0.004$. El valor de $\eta_B = 0.01$ corresponde a $B \approx 6$ mG y el valor máximo $\eta_B = 1$ corresponde a $B \approx 60$ mG, donde B es la intensidad del campo magnético en el ápex de la WCR.

Para ver si es posible romper la degeneración entre los parámetros libres f_{NT} y η_B con observaciones a altas energías, utilizamos el código para calcular la SED por distintos procesos de emisión NT a lo largo de todo el espectro electromagnético. En el primer caso, con $f_{\text{NT}} = 0.1$ y $B \approx 6$ mG, y luego con $B \approx 60$ mG y $f_{\text{NT}} = 0.004$. Los gráficos obtenidos, junto con las curvas de sensibilidad de los instrumentos de observación a altas energías *Cherenkov Telescope Array* (CTA), *Fermi* y *NuSTAR* se muestran en la Fig. 5.6.

Por último, también dentro del caso $\alpha_{\text{NT}} = -0.5$, hacemos uso del código para calcular cuál es la potencia destinada a partículas relativistas, L_{NT} . Esta potencia depende de f_{NT} como $L_{\text{NT}} = f_{\text{NT}} L_{\text{iny}}$, donde L_{iny} es la potencia que inyectan en el choque los vientos estelares. El modelo estima que la potencia que inyectan los vientos de ambas estrellas resulta similar: $L_{\text{iny}} \sim 8 \times 10^{33}$ erg s⁻¹ tanto para la estrella OB como para la WR.

Tomando el caso más favorable para la aceleración de partículas NT, esto es, $f_{\text{NT}} = 0.1$, el modelo predice $L_{\text{NT},1} \approx 0.02\% L_{\text{W},1}$ para la estrella WR y $L_{\text{NT},2} \approx 0.8\% L_{\text{W},2}$ para la estrella OB, donde L_{W} es la potencia cinética del viento de cada estrella.

5.4. Discusión

Si bien la potencia cinética del viento de la estrella primaria (WR o “1”) es mucho mayor que la del viento de la estrella secundaria (OB o “2”), el viento de la WR sólo deposita una fracción pequeña de su energía en el choque. Esto se debe a la configuración del sistema: la WCR está mucho más cerca de la estrella 2 (ya que su viento es menos potente) y curvada hacia la misma; en consecuencia, sólo una pequeña fracción del viento de la estrella 1 atraviesa la WCR. En cambio, el viento de la estrella

5. Resultados y discusión

OB está casi por completo dirigido hacia la WCR. Esto resulta en que la potencia que inyectan en el choque los vientos de ambas estrellas, L_{iny} , sea similar.

A su vez, en ambos casos obtenemos $L_{\text{NT}} < 1\% L_{\text{W}}$. Este parámetro se vincula con cuánta potencia pueden destinar las estrellas masivas, a través de sus vientos, a la aceleración de rayos cósmicos en la Galaxia. En este caso, debido al bajo porcentaje calculado para una CWB con vientos tan desiguales, concluimos que este tipo de fuentes resultan poco eficientes como inyectoras de rayos cósmicos galácticos.

Por otro lado, con el ajuste fenomenológico encontramos un valor para el índice espectral NT de $\alpha_{\text{NT}} = -0.8$. Sin embargo, el modelo físico favorece un valor $\alpha_{\text{NT}} = -0.5$. Esta imposibilidad para reconciliar el ajuste del espectro a bajas frecuencias podría solucionarse al incorporar datos de la fuente a bajas frecuencias que hayan sido tomados junto con los nuestros, para descartar variabilidad orbital e instrumental (ver Cap. 6). Además, la absorción es fuertemente dependiente con el ángulo de proyección del sistema, ψ , ya que distintos fotones emitidos en distintas zonas de la WCR deberán recorrer diferentes distancias y atravesar más o menos material. El ángulo considerado ($\psi = 120^\circ$) favorece la FFA pero no está claro si la optimiza. Un análisis más exhaustivo sobre cómo influye este ángulo de observación podría guiarnos en la construcción de un mejor modelo de absorción, y así, un mejor ajuste a bajas frecuencias (ver [41]).

Con el modelo físico de emisión corroboramos que la absorción dominante en este sistema es FFA. Incluso en el caso en que tomamos un valor mínimo para η_B , cuando el efecto R-T podría ser más relevante, la frecuencia característica $\nu_{\text{R-T}}$ es de ~ 200 MHz para el choque 1 y ~ 22 MHz para el choque 2, muy por debajo del rango de frecuencias de interés en la fuente.

Por último, se observa que la fuente podría ser marginalmente detectable con el arreglo CTA o con el satélite de rayos X *NuSTAR*. Concluimos entonces que la degeneración entre cuán intenso es el campo magnético y cuánta energía se deposita en partículas relativistas podría resolverse con observaciones del sistema en Rayos X y γ con instrumentos actuales.

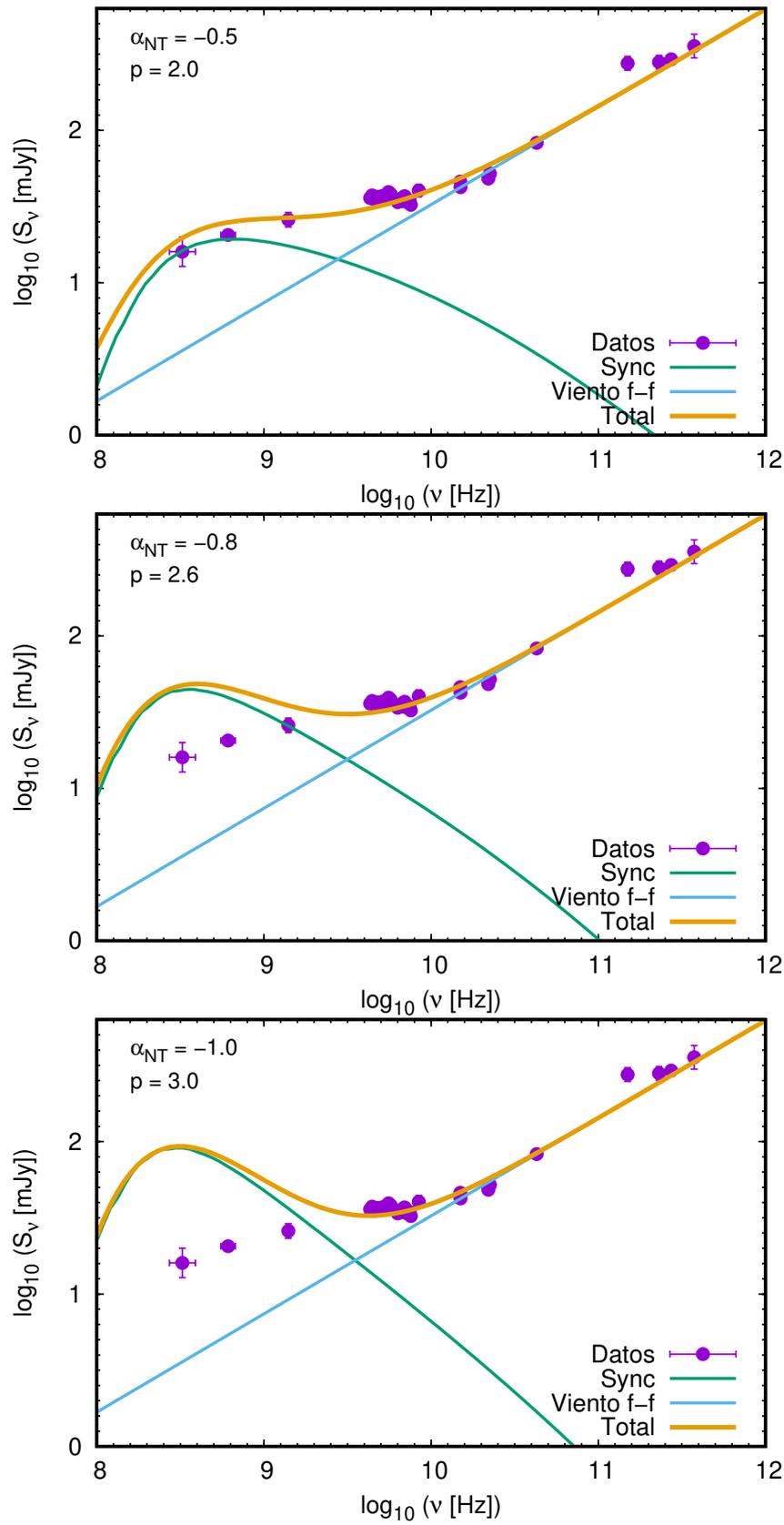


Figura 5.5. Ajuste de la SED en radio para $\alpha_{\text{NT}} = -0.5$, -0.8 y -1 . En todos los casos se fijó $f_{\text{NT}} = 0.1$ y se buscó el valor de η_B que de un buen ajuste a ~ 4 GHz.

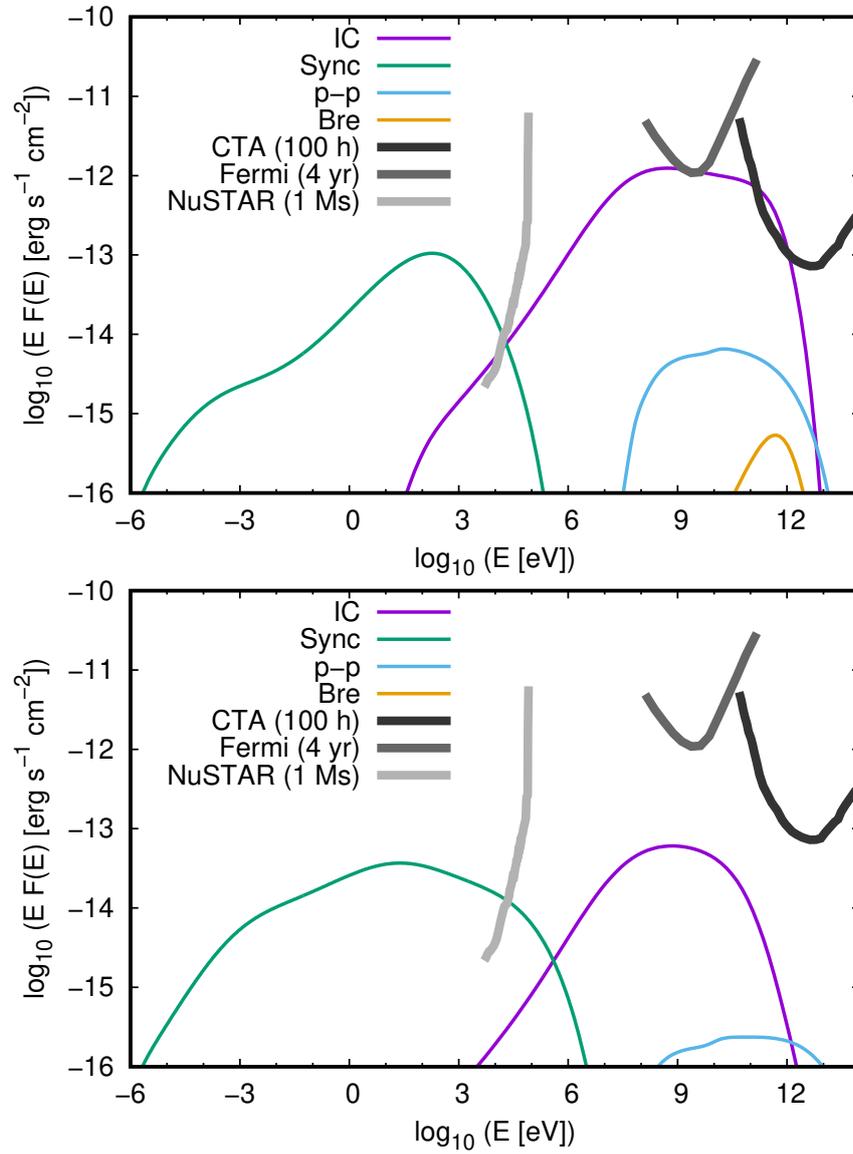


Figura 5.6. SED NT a altas energías para WR 147. Se tomaron valores $f_{\text{NT}} = 0.1$ y $B = 6 \text{ mG}$ (arriba) y $B = 60 \text{ mG}$ y $f_{\text{NT}} = 0.004$ (abajo).

Capítulo 6

Conclusiones y trabajo a futuro

En esta Tesis, presentamos el análisis de observaciones radiointerferométricas del sistema binario masivo WR 147 tomadas con el telescopio JVLA en la banda C. Estas observaciones con un instrumento de última generación tienen una gran sensibilidad (rango dinámico ~ 500) y cubren un rango de frecuencias poco explorado en este sistema (4–8 GHz). Como parte del trabajo realizado, obtuvimos imágenes de la fuente en toda la banda observada y a distintas frecuencias, revelando indicios de que la fuente está marginalmente resuelta. Además, medimos la densidad de flujo promedio en toda la banda y por ventana espectral, muestreando la SED del sistema en un rango amplio de frecuencias y complementando estudios previos.

Logramos también caracterizar la emisión en radio y discriminar las componentes NT y térmica de la misma. La primera, asociada a la radiación sincrotrón generada en la región de colisión de vientos por una población de electrones relativistas acelerados en los choques, y la segunda, relacionada con los vientos estelares ionizados. Gracias al gran ancho de banda con el que contaban nuestras observaciones, y junto con datos tomados de la literatura, pudimos representar la emisión como la suma de dos leyes de potencia, y encontrar el índice espectral que mejor ajusta a cada una. No obstante, encontramos cierta tensión cuando intentamos reconciliar el valor hallado para la emisión NT sincrotrón ($\alpha_{\text{NT}} \sim -0.8$) con el que resulta necesario para ajustar la SED a bajas frecuencias (< 2 GHz) con un modelo de emisión de la fuente ($\alpha_{\text{NT}} = -0.5$). Mediante este modelo físico observamos que el proceso de absorción dominante a bajas frecuencias es la absorción libre-libre. Esto último se corroboró tanto mediante un código numérico que contempla los distintos procesos físicos en la fuente, como con el cálculo de la frecuencia característica del efecto R-T, que resulta del orden de decenas/pocos cientos de MHz. Obtuvimos además un rango de valores válidos para describir el campo magnético en la región de colisión de vientos y la fracción de energía de los vientos que puede usarse para acelerar partículas relativistas. Vimos que para ciertos valores de

6. Conclusiones y trabajo a futuro

este rango, la emisión del sistema por proceso Compton inverso, o incluso la emisión sincrotrón a altas energías, podría ser detectable con instrumentos de Rayos X y/o γ .

Los datos a bajas frecuencias utilizados en la Tesis, tomados de la literatura, diferían en época y/o instrumento con nuestras observaciones. A futuro, tenemos pensado complementar los datos utilizados en este trabajo con los que fueron tomados en banda L para el sistema WR 147, también con el JVLA. Estos son parte del mismo proyecto de observación, son simultáneos con las observaciones en banda C y fueron tomados con el mismo instrumento. Así, quizás, se pueda inferir información aún más precisa de la emisión NT a bajas frecuencias, y del comportamiento de la población de partículas relativistas en la WCR de la fuente. Adicionalmente, pretendemos próximamente medir el grado de polarización Π de la radiación sincrotrón detectada, y complementar este estudio con un análisis polarimétrico del objeto. Se propone también analizar de manera más exhaustiva la dependencia con el ángulo de proyección ψ , no solo en la SED sino también en la morfología del sistema, mediante mapas de emisión sintéticos. Por último, en el futuro proponemos realizar observaciones en rayos γ o rayos X duros para resolver ambigüedades entre el valor del campo magnético en el ápex de la región de colisión de vientos y la potencia que se inyecta en partículas relativistas.

El trabajo de Tesis requirió el aprendizaje de técnicas radioastronómicas, incluyendo la reducción de observaciones de interferometría con el software **CASA**, la producción de imágenes y su posterior análisis, el ajuste de la SED observada y el modelado de la emisión mediante un código modular. Tales herramientas serán de gran utilidad en trabajos futuros.

Bibliografía

- [1] Sana, H., Le Bouquin, J.-B., Lacour, S., Berger, J.-P. et al. *Southern Massive Stars at High Angular Resolution: Observational Campaign and Companion Detection*. ApJS, 215, 15, 2014
- [2] Eichler, D. & Usov, V. *Particle acceleration and nonthermal radio emission in binaries of early-type stars*. ApJ, 402, 271, 1993
- [3] De Becker, M. & Raucq, F. *Catalogue of particle-accelerating colliding-wind binaries*. A&A, 558, A28, 2013
- [4] De Becker, M. *Non-thermal emission processes in massive binaries*. A&ARev, 14, 171, 2007
- [5] Williams, P. M., Dougherty, S. M., Davis, R. J., van der Hucht, K. A. et al. *Radio and infrared structure of the colliding-wind Wolf-Rayet system WR147*. MNRAS, 289, 1, 10, 1997
- [6] Blanco, A., Benaglia, P., del Palacio, S. & Hales, C. r. *Towards a radio-polarimetric study of the bright colliding-wind binary WR 147*. Boletín de la Asociación Argentina de Astronomía La Plata Argentina, 61B, 66, 2020
- [7] McMullin, J. P., Waters, B., Schiebel, D., Young, W. et al. *CASA Architecture and Applications*. En R. A. Shaw, F. Hill & D. J. Bell, eds., *Astronomical Data Analysis Software and Systems XVI*, tomo 376 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 127. 2007
- [8] Condon, J. J. & Ransom, S. M. *Essential Radio Astronomy*. American Physical Society, 2016
- [9] Lorimer, D. R. & Kramer, M. *Handbook of Pulsar Astronomy*, tomo 4. Cambridge, 2004
- [10] Sosa Fiscella, S. V. *Tesis de Lic.: Estudio temporal de alta precisión en radio del púlsar J0437-4715 con las antenas del IAR.*, 2020
- [11] Perley, R. A. *High Dynamic Range Imaging*, tomo 180 de *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, 275. American Physical Society, 1999
- [12] Rohlfs, K. & Wilson, T. L. *Tools of radio astronomy*. American Physical Society, 2000

BIBLIOGRAFÍA

- [13] McKinnon, M., Beasley, A., Murphy, E., Selina, R. et al. *ngVLA: The Next Generation Very Large Array*. En *Bulletin of the American Astronomical Society*, tomo 51, 81. 2019
- [14] Duronea, N. *Tesis Doctoral: Propiedades del gas molecular asociado con estrellas Wolf Rayet de nuestra galaxia.*, 2010
- [15] Romero, G. E. *Introducción a la astrofísica relativista*. Universitat de Barcelona, 2020
- [16] Rybicki, G. B. & Lightman, A. P. *Radiative processes in astrophysics*. 1979
- [17] Rybicki, G. B. & Lightman, A. P. *Radiative Processes in Astrophysics*. 1986
- [18] van Hoof, P. A. M., Williams, R. J. R., Volk, K., Chatzikos, M. et al. *Accurate determination of the free-free Gaunt factor – I. Non-relativistic Gaunt factors*. Monthly Notices of the Royal Astronomical Society, 444, 1, 420–428, 2014
- [19] Wright, A. E. & Barlow, M. J. *The radio and infrared spectrum of early type stars undergoing mass loss*. MNRAS, 170, 41, 1975
- [20] Montes, G., Alberdi, A., Pérez-Torres, M. A. & González, R. F. *The Nature of the cm-mm Emission in Close Wolf-Rayet Binaries*. Rev.Mex.A.A., 51, 209, 2015
- [21] Leitherer, C. & Robert, C. *Observations of Stellar Winds from Hot Stars at 1.3 Millimeters*. ApJ, 377, 629, 1991
- [22] Pittard, J. M., Dougherty, S. M., Coker, R. F., O'Connor, E. et al. *Radio emission models of colliding-wind binary systems. Inclusion of IC cooling*. A&A, 446, 1001, 2006
- [23] Hornby, J. M. & Williams, P. J. S. *Radio sources having spectra with a low frequency cut-off*. MNRAS, 131, 237, 1966
- [24] Melrose, D. B. *Plasma astrophysics: Nonthermal processes in diffuse magnetized plasmas. Volume 1 - The emission, absorption and transfer of waves in plasmas*. 1980
- [25] Benaglia, P., del Palacio, S., Ishwara-Chandra, C. H., De Becker, M. et al. *Investigation of the WR 11 field at decimeter wavelengths*. A&A, 625, A99, 2019
- [26] Benaglia, P. & Romero, G. E. *Gamma-ray emission from Wolf-Rayet binaries*. A&A, 399, 1121, 2003
- [27] Reitberger, K., Reimer, A., Reimer, O. & Takahashi, H. *The first full orbit of η Carinae seen by Fermi*. A&A, 577, A100, 2015
- [28] Martí-Devesa, G., Reimer, O., Li, J. & Torres, D. F. *Hints of γ -ray orbital variability from γ^2 Velorum*. A&A, 635, A141, 2020
- [29] del Palacio, S., García, F., Altamirano, D., Barbá, R. H. et al. *The high-energy emission from HD 93129A near periastron*. MNRAS, 494, 4, 6043, 2020

- [30] Rieger, F. M., Bosch-Ramon, V. & Duffy, P. *Fermi acceleration in astrophysical jets*. Ap&SS, 309, 1-4, 119, 2007
- [31] Fermi, E. *On the Origin of the Cosmic Radiation*. Physical Review, 75, 8, 1169, 1949
- [32] Protheroe, R. J. *Acceleration and interaction of ultra high energy cosmic rays*. En M. A. Duvernois, ed., *Topics in Cosmic-Ray Astrophysics*, tomo 230, 247. 1999
- [33] Bell, A. R. *The acceleration of cosmic rays in shock fronts - I*. MNRAS, 182, 147, 1978
- [34] Lazarian, A. & Vishniac, E. T. *Reconnection in a Weakly Stochastic Field*. The Astrophysical Journal, 517, 2, 700, 1999
- [35] Kowal, G., de Gouveia Dal Pino, E. M. & Lazarian, A. *MAGNETOHYDRODYNAMIC SIMULATIONS OF RECONNECTION AND PARTICLE ACCELERATION: THREE-DIMENSIONAL EFFECTS*. The Astrophysical Journal, 735, 2, 102, 2011
- [36] Drury, L. O. *First-order Fermi acceleration driven by magnetic reconnection*. MNRAS, 422, 3, 2474, 2012
- [37] Benaglia, P., del Palacio, S., Ishwara-Chandra, C. H., De Becker, M. et al. *Investigation of the WR 11 field at decimeter wavelengths*. A&A, 625, A99, 2019
- [38] Panagia, N. & Felli, M. *The spectrum of the free-free radiation from extended envelopes*. A&A, 39, 1, 1975
- [39] Pittard, J. M. *3D models of radiatively driven colliding winds in massive O + O star binaries - II. Thermal radio to submillimetre emission*. MNRAS, 403, 4, 1633, 2010
- [40] Dougherty, S. M. & Williams, P. M. *Non-thermal emission in Wolf-Rayet stars: are massive companions required?* MNRAS, 319, 1005, 2000
- [41] Dougherty, S. M., Pittard, J. M., Kasian, L., Coker, R. F. et al. *Radio emission models of colliding-wind binary systems*. A&A, 409, 217, 2003
- [42] del Palacio, S., Bosch-Ramon, V., Romero, G. E. & Benaglia, P. *A model for the non-thermal emission of the very massive colliding-wind binary HD 93129A*. A&A, 591, A139, 2016
- [43] Morris, P. W., van der Hucht, K. A., Crowther, P. A., Hillier, D. J. et al. *A 0.4-20 μ m spectroscopic study of the clumped wind of WR 147*. A&A, 353, 624, 2000
- [44] Skinner, S. L., Itoh, M., Nagase, F. & Zhekov, S. A. *Simultaneous Radio and X-Ray Observations of the Wolf-Rayet Star WR 147*. ApJ, 524, 1, 394, 1999
- [45] Pittard, J. M., Stevens, I. R., Williams, P. M., Pollock, A. M. T. et al. *High-resolution X-ray imaging of the colliding wind shock in WR 147*. A&A, 388, 335, 2002

BIBLIOGRAFÍA

- [46] Setia Gunawan, D. Y. A., de Bruyn, A. G., van der Hucht, K. A. & Williams, P. M. *WSRT 1.4 and 5-GHz light curves for WR 147 (AS 431, WN8(h)+OB)*. *A&A*, 368, 484, 2001
- [47] Perley, R. A. & Butler, B. J. *An Accurate Flux Density Scale from 50 MHz to 50 GHz*. *ApJS*, 230, 1, 7, 2017
- [48] Briggs, D. S. *High Fidelity Interferometric Imaging: Robust Weighting and NNLS Deconvolution*. En *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, tomo 187 de *American Astronomical Society Meeting Abstracts*, 112.02. 1995
- [49] Setia Gunawan, D. Y. A., de Bruyn, A. G., van der Hucht, K. A. & Williams, P. M. *A Westerbork Synthesis Radio Telescope 1400 and 350 MHz Continuum Survey of the Cygnus OB2 Association, in Search of Hot Massive Stars*. *ApJS*, 149, 1, 123, 2003
- [50] Benaglia, P., De Becker, M., Ishwara-Chandra, C. H., Intema, H. T. et al. *Megahertz emission of massive early-type stars in the Cygnus region*. *PASA*, 37, e030, 2020
- [51] Skinner, S. L., Itoh, M., Nagase, F. & Zhekov, S. A. *Simultaneous Radio and X-Ray Observations of the Wolf-Rayet Star WR 147*. *ApJ*, 524, 1, 394, 1999
- [52] Rodríguez, L. F., Arthur, J., Montes, G., Carrasco-González, C. et al. *A Radio Pinwheel Emanating from WR 147*. *ApJ*, 900, 1, L3, 2020
- [53] Contreras, M. E., Rodríguez, L. F., Gomez, Y. & Velazquez, A. *VLA Observations of Massive Stars at 7 Millimeters*. *ApJ*, 469, 329, 1996
- [54] Harris, C. R., Millman, K. J., van der Walt, S. J., Gommers, R. et al. *Array programming with NumPy*. *Nature*, 585, 7825, 357, 2020
- [55] Cappa, C., Goss, W. M. & van der Hucht, K. A. *A Very Large Array 3.6 Centimeter Continuum Survey of Galactic Wolf-Rayet Stars*. *AJ*, 127, 5, 2885, 2004
- [56] De Becker, M. *Determination of physical parameters of particle-accelerating colliding-wind binaries based on generalized partition considerations*. *A&A*, 620, A144, 2018