



# **ESCUELA SUPERIOR POLITÉCNICA DE CHIMBORAZO**

**FACULTAD DE CIENCIAS**

**CARRERA BIOFÍSICA**

## **“MODELADO DE ATMOSFERAS ESTELARES PARA LA OBTENCIÓN DE SUS PARÁMETROS FÍSICOS UTILIZANDO ESPECTROSCOPIA MULTI-BANDA”**

**Trabajo de Titulación**

Tipo: Proyecto de Investigación

Presentado para optar al grado académico de:

**BIOFÍSICA**

**AUTOR: ESTEFANÍA ALEXANDRA VÁSCONEZ PÁEZ**

**DIRECTOR: DR. RICHARD WILLIANS PACHACAMA CHOCA**

Riobamba-Ecuador

2021

© 2021, Estefanía Alexandra Vásquez Páez

Se autoriza la reproducción total o parcial, con fines académicos, por cualquier medio o procedimiento, incluyendo la cita bibliográfica del documento, siempre y cuando se reconozca el Derecho de Autor.

Yo, **Estefanía Alexandra Vásquez Páez**, declaro que el presente trabajo de titulación es de mi autoría y los resultados de este son auténticos. Los textos en el documento que previenen de otras fuentes están debidamente citados y referencias.

Como autora asumo la responsabilidad legal y académica de los contenidos de este trabajo de titulación. El patrimonio intelectual de la Tesis de Grado pertenece a la Escuela Superior Politécnica de Chimborazo.

Fecha: Riobamba, 15 de MARZO del 2021



---

Estefanía Alexandra Vásquez Páez  
CI. 172522234-1

**ESCUELA SUPERIOR POLITÉCNICA DE CHIMBORAZO  
FACULTAD DE CIENCIAS  
CARRERA DE BIOFISICA**

El Tribunal del Trabajo de Titulación certifica que el trabajo tipo proyecto de investigación denominado: **“MODELADO DE ATMOSFERAS ESTELARES PARA LA OBTENCIÓN DE SUS PARÁMETROS FÍSICOS UTILIZANDO ESPECTROSCOPIA MULTI-BANDA”**, de responsabilidad del Sta. Estefanía Alexandra Vásquez Páez, ha sido minuciosamente revisado por los miembros del tribunal del trabajo de titulación, quedando autorizada su presentación.

**FIRMA                      FECHA**

Biof. María Fernanda Heredia Moyano  
**PRESIDENTE DEL TRIBUNAL**



Firmado electrónicamente por:  
**MARIA FERNANDA  
HEREDIA MOYANO**

**05/04/2021**

Dr. Richard Willians Pachacama Choca  
**DIRECTOR DEL TRABAJO DE  
TITULACIÓN**

RICHARD WILLIANS  
PACHACAMA  
CHOCA

Firmado digitalmente por:  
RICHARD WILLIANS  
PACHACAMA CHOCA  
1.3.6.1.4.1.37461.01-0000001703  
givenName=RICHARD WILLIANS,  
emailAddress=richardwilliams@gmail.com, o=ROBAMBA,  
i=CHIMBORAZO, ou=Certificado de Clave  
Pública Física EC/FIRMA

**05/04/2021**

Mat. Luis Marcelo Cortez Bonilla  
**MIEMBRO DEL TRIBUNAL**

LUIS  
MARCELO  
CORTEZ  
BONILLA

Firmado digitalmente por LUIS  
MARCELO CORTEZ BONILLA  
Nombre de reconocimiento (DN):  
c=EC, o=BANCO CENTRAL DEL  
ECUADOR, ou=ENTIDAD DE  
CERTIFICACION DE INFORMACION-  
ECIBCE, i=QUITO,  
serialNumber=c000497075, cn=LUIS  
MARCELO CORTEZ BONILLA  
Fecha: 2021.04.09 18:15:02 -05'00'

**05/04/2021**

## DEDICATORIA

“A mi Sirius, Carolina

La luz que mis ojos siempre admiraran, Fer.

A mis padres, Omar Vásquez y Clara Páez.

A mis abuelitos Manuel y Angélica.

A mi tía, Miriam Páez

*À mon petit amour, Michis*

*Mon compagnon vedette, Santiago G.”*

Con mucho amor.

## AGRADECIMIENTO

Agradezco especialmente al Dr. Raúl Eduardo Puebla Puebla Director del Centro de Física de la Universidad Central del Ecuador, por auspiciarme el tema y llevar a cabo el desarrollo del mismo bajo su dirección.

Su apoyo y conocimiento ha sido un valioso aporte para guiar mis ideas, sobretodo el tiempo prestado en cada reunión. Su orientación, ha sido la clave para culminar el trabajo que hemos realizado juntos, la cual no se pudo concebir sin su oportuna participación. A la vez le agradezco por facilitarme los medios suficientes para llevar a cabo todas las actividades propuestas durante el desarrollo del presente trabajo.

Muchas gracias profe, sobre todo por la amistad que me ha brindado y por creer en mí. Espero algún día llegar a su nivel y poderlo llamar colega.

Agradezco a mis padres, porque después de todo este recorrido me di cuenta que nunca fue mi esfuerzo, siempre fue el de ellos. Cada desvelo, preocupación y sacrificio fue de ellos para mi. Gracias por darme alas y raíces.

A mi pequeño amor Michis por estar conmigo en lluvias, soles y tormentas.

A mis hermanas y compañeras de vida gracias por ser la inspiración para luchar por mis sueños, mi hermana Fer por ser el motor principal para desarrollarme como profesional además por ver en ti un ejemplo de superación y admiración profunda. Para mi hermana Carolina por ser mi compañera de aventuras por darme esa alegría que necesitaba para seguir adelante eres un ejemplo de felicidad y valentía. Gracias por darme vida hermana.

A mi abuelito Manuel P. Por enseñarme que nada se consigue fácil, a enfrentar cualquier obstáculo y sobre todo a no temerle a nada.

A mi abuelita Angélica, por ser el ejemplo más grande de amor y humildad, nunca tendría palabras para agradecerles tanto abuelitos.

A Miriam P. por nunca dejarme sola y creer en mí, más de lo que yo pude hacerlo. Gracias, tía chiquita.

A Santiago G. por todo el recorrido que hemos realizado juntos, por risas enojos y tristezas, y sobretodo por estar conmigo cada segundo, Gracias.

Finalmente expreso mi más grande y sincero agradecimiento a mis profesores por compartir sus conocimientos y ser inspiración como profesionales.

**Estefanía**

## TABLA DE CONTENIDO

<b>INDICE DE TABLAS</b> .....	x
<b>INDICE DE FIGURAS</b> .....	xii
<b>INDICE DE GRÁFICOS</b> .....	xiii
<b>ABREVIATURAS</b> .....	xiii
<b>RESUMEN</b> .....	xv
<b>SUMMARY</b> .....	xvi
<b>INTRODUCCIÓN</b> .....	1
<b>CAPITULO I</b> .....	<b>2</b>
1. <b>MARCO TEÓRICO REFERENCIAL</b> .....	2
1.1. <b>Antecedentes</b> .....	2
1.2. <b>Planteamiento del problema</b> .....	3
1.3. <b>Justificación</b> .....	3
1.4. <b>Objetivos de la Investigación</b> .....	4
1.4.1. <b>Objetivo General</b> .....	4
1.4.2. <b>Objetivo Específico</b> .....	4
1.5. <b>Marco Teórico</b> .....	4
1.5.1. <b>Física fundamental de las estrellas</b> .....	4
1.5.2. <b>Escala de Magnitud</b> .....	5
1.5.2.1. <b>Magnitud Aparente</b> .....	5
1.5.2.2. <b>Magnitud Absoluta</b> .....	6
1.5.2.3. <b>Índice de calor</b> .....	6
1.5.2.4. <b>Magnitud Bolométrica</b> .....	7
1.5.3. <b>Clasificación de estrellas y espectros estelares</b> .....	7
1.5.3.1. <b>Espectros Estelares</b> .....	7
1.5.3.2. <b>Clasificación de Harvard de espectros estelares</b> .....	9
1.5.3.3. <b>Diagrama de HR</b> .....	10
1.5.4. <b>Propiedades de las estrellas masivas</b> .....	10
1.5.5. <b>Evolución de las estrellas masivas</b> .....	10
1.5.6. <b>Parámetros del viento</b> .....	10
1.5.6.1. <b>Viento Estelar</b> .....	10
1.5.6.2. <b>Parámetros fundamentales</b> .....	10

1.5.7.	<b>Efectos del viento estelar sobre las líneas espectrales</b> .....	10
1.5.8.	<b>Medición de los parámetros estelares</b> .....	10
1.5.8.1.	<i>Temperaturas Estelares</i> .....	15
1.5.8.2.	<i>Temperatura Efectiva</i> .....	15
1.5.8.3.	<i>Gravedad superficial (log g)</i> .....	15
1.5.8.4.	<i>Radio (<math>R_{\odot}</math>)</i> .....	15
1.5.8.5.	<i>Luminosidad y masa</i> .....	15
1.5.8.6.	<i>Velocidades de turbulencia y rotación</i> .....	15
1.5.8.7.	<i>Composición química</i> .....	15
1.5.9.	<b>Ecuaciones básicas</b> .....	20
1.5.9.1.	<i>Definición de la Intensidad <math>I_{\lambda}</math></i> .....	20
1.5.9.2.	<i>Transporte de energía radiante a través de un volumen de gas con absorción y emisión</i> .....	20
1.5.9.3.	<i>Función fuente <math>S_{\lambda}</math></i> .....	20
1.5.10.	<b>Transferencia radiactiva en atmósferas estelares</b> .....	23
1.5.11.	<b>Cálculo de la fuerza de radiación</b> .....	23
1.5.12.	<b>Ecuación de movimiento</b> .....	26
1.5.13.	<b>Alnitak</b> .....	26
1.5.13.1.	<i>Magnetismo</i> .....	26
1.5.14.	<b>CMFGEN</b> .....	28
1.5.15.	<b>XCMFGEN</b> .....	30
<b>CAPITULO II</b> .....		<b>31</b>
2.	<b>MARCO METODOLÓGICO</b> .....	31
2.1.	<b>Tipo de investigación</b> .....	31
2.2.	<b>Diseño de la investigación</b> .....	31
2.2.1.	<b>Método para calcular los parámetros estelares</b> .....	31
2.2.1.1.	<i>Gravedad y temperatura efectiva</i> .....	31
2.2.1.2.	<i>Luminosidad</i> .....	31
2.2.1.3.	<i>Microturbulencia</i> .....	31
2.2.1.4.	<i>Macroturbulencia y rotación</i> .....	31
2.2.1.5.	<i>Abundancias de superficie</i> .....	31
2.2.2.	<b>Parámetros de viento</b> .....	31
2.2.3.	<b>Rayos X – Parámetros del viento</b> .....	31
2.2.4.	<b>Rayos X – Abundancias</b> .....	31
2.2.5.	<b>No experimental</b> .....	38

2.2.5.1.	<i>Identificaciones variables</i> .....	38
2.2.5.2.	<i>Operación de los objetivos</i> .....	39
2.2.5.3.	<i>Localización del proyecto</i> .....	41
2.2.5.4.	<i>Población de estudio y/o tamaño muestra y/o método de muestreo</i> .....	41
2.2.5.5.	<i>Técnica de recolección de datos</i> .....	41
2.2.5.6.	<i>Análisis Estadístico</i> .....	41
<b>CAPITULO III</b> .....		<b>42</b>
3.	<b>MARCO DE RESULTADOS Y DISCUSION DE LOS RESULTADOS</b> .....	42
3.1.	<b>Espectro observado sintético</b> .....	42
3.1.1.	<i>Análisis óptico y UV</i> .....	42
3.1.2.	<i>Análisis de rayos X</i> .....	52
<b>CONCLUSIONES</b> .....		<b>56</b>
<b>RECOMENDACIONES</b> .....		<b>57</b>
<b>BIBLIOGRAFÍA</b>		

## INDICE DE TABLAS

<b>Tabla 1-1:</b> Filtros estándar, magnitud aparente, longitudes de onda. ....	6
<b>Tabla 2-1:</b> Líneas de Balmer.....	8
<b>Tabla 3-1:</b> Clasificación de Harvard de espectros estelares .....	9
<b>Tabla 4-1:</b> Clasificación de Yerkes.....	10
<b>Tabla 5-1:</b> Propiedades de las estrellas masivas.....	12
<b>Tabla 6-1:</b> Parámetros estelares para los tres componentes principales de $\zeta$ Ori .....	27
<b>Tabla 1-2:</b> Operacionalización de los objetivos.....	39
<b>Tabla 1-3:</b> Líneas de Balmer .....	42
<b>Tabla 2-3:</b> Líneas de HeI y HeII .....	42
<b>Tabla 3-3:</b> Líneas de Si III y Si IV .....	43
<b>Tabla 4-3:</b> Parámetros estelares de zeta Ori.....	55

## INDICE DE FIGURAS

<b>Figura 1-1:</b> Los niveles de energía y las diferentes líneas espectrales del átomo de hidrógeno. Los niveles de energía discreta que tienen $E < 0$ corresponden a un estado enlazado. El continuo representa un número infinito de niveles continuos de energía y corresponde a un electrón libre.....	8
<b>Figura 2-1:</b> El diagrama de HR que muestra la magnitud absoluta $M_V$ en función del índice de color- $V$ . .....	11
<b>Figura 3-1:</b> Una representación del diagrama HR en términos de temperatura superficial efectiva y luminosidad. ....	11
<b>Figura 4-1:</b> Espectros observados en un rango espectral $\lambda$ 4450–4725 para las primeras supergigantes B representativas en negro .....	16
<b>Figura 5-1:</b> Velocidad de macroturbulencia para estrellas B supergigantes en función de tipos espectrales B0 – B3. Utilizando dos símbolos diferentes según el tipo de definición asumida para determinar $v_{\text{mac}}$ , Diamantes: isotrópicos gaussianos y triángulos: definición radial-tangencial. Los valores de la velocidad del sonido en la fotosfera de este tipo de estrellas se indican con una línea continua.....	18
<b>Figura 6-1:</b> Intensidad $I_\lambda$ .....	20
<b>Figura 7-1:</b> Transporte de energía radiante .....	20
<b>Figura 8-1:</b> Alnitak .....	28
<b>Figura 1-2:</b> Modelado XCMFGEN .....	31
<b>Figura 2-2:</b> Modelado XCMFGEN .....	32
<b>Figura 3-2:</b> Modelo de cuadrícula utilizado para modelo óptico y UV.....	32
<b>Figura 4-2:</b> Método de convolución. ....	32

## INDICE DE GRÁFICOS

<b>Gráfico 1-3:</b> Comparación de nuestros modelos de mejor ajuste de líneas HI observadas para $\zeta$ Ori.....	46
<b>Gráfico 2-3:</b> Comparación de nuestros modelos de mejor ajuste de líneas HeII observadas para $\zeta$ Ori.....	47
<b>Gráfico 3-3:</b> Comparación de nuestros modelos de mejor ajuste de líneas HeI observadas para $\zeta$ Ori.....	47
<b>Gráfico 4-3:</b> Restricciones sobre $T_{\text{eff}}$ y $\log g$ . Se muestran los ajustes a las alas de la línea Balmer (negro), el ancho equivalente de la línea He i (rojo) y He ii (azul).....	48
<b>Gráfico 5-3:</b> El equilibrio ionico para He i-ii y Si iii-iv .....	49
<b>Gráfico 6-3:</b> El mejor espectro sintético obtenido $T=30500$ K y $\log g = 3.25$ .....	51
<b>Gráfico 7-3:</b> El mejor modelo UV se ajusta para $\zeta$ Ori con valor de $f_{\infty}$ : 0.05 (rojo). Los datos se muestran con una línea roja. ....	51
<b>Gráfico 8-3:</b> Espectros CHANDRA meg+ y meg -.....	52
<b>Gráfico 9-3:</b> Las cruces son los datos del rgs del XMM Newton, la línea verde los datos.....	53
<b>Gráfico 10-3:</b> Las temperaturas se realizaron con 0.77, 0.26, 0.24 y 0.08 keV.....	53
<b>Gráfico 11-3:</b> Confirmacion de abundancias N VII, C VI, O VIII.....	54

## ABREVIATURAS

- **Tipo O:** Estrella de temperatura superficial más alta.
- **Tipo M:** Estrella de temperatura superficial más baja.
- **SpT:** Tipo espectral
- $M_{\odot}$ : Masa solar
- $R_{\odot}$ : Radio solar
- $v \sin i$ : Velocidad de rotación
- $T_{\text{eff}}$ : Temperatura efectiva
- $m_v$  (**mag**): Magnitud aparente
- **CMFGEN:** Código de transferencia radiactiva.
- **UV:** radiación ultravioleta.
- **Región HII:** Átomo de hidrógeno individualmente ionizado.
- **ISM:** Medio interestelar.
- **CNO:** *Carbono, nitrógeno y oxígeno.*
- **Hz:** Hertz, unidad de frecuencia.
- **U:** Filtros estándar.
- **B:** Filtros estándar.
- **V:** Filtros estándar.
- **R:** Filtros estándar.
- $M/M_{\nu}$ : Magnitud absoluta.
- **pc:** parsecs
- $\log(g)$ : Gravedad
- **EW:** Ancho equivalente
- $M_{\text{bol}}$ : *Magnitud bolométricas.*
- $T_e$ : *Temperatura de un cuerpo negro.*
- $F_{\nu}$ : Flujo específica.
- $FS$ : Densidad de flujo en la superficie.
- $FE$ : Densidad de flujo.
- **T:** Temperatura.
- **TiO:** Óxido de titanio.
- **HeI:** Átomo de helio.
- **HeII:** Átomo de helio individualmente ionizado.
- **OII:** Ion de oxígeno doblemente ionizado.
- **HR:** Diagrama Hertzsprung-Russell.
- **L:** Luminosidad.
- **Z:** Número atómico.

- $Ni$ : Níquel.
- $Fe$ : Hierro.
- $Co$ : Cobalto.
- $E_\lambda$ : Cantidad de energía.
- $I_\lambda$ : Intensidad.
- $\Delta\omega$ : Angulo sólido.
- **LTE**: Suposición de equilibrio termodinámico local.
- **Zet Ori**: Sistema estelar múltiple.
- **Alnitak A**: Estrella binaria cerca.
- **BC**: Corrección bolométrica
- $\dot{M}$ : Tasa de pérdida de masa
- $\beta, V_\infty$ :
- $f$ : filling factor
- $V \sin i$  : rotación
- $A_V$ : extinción visual interestelar
- $\xi_{max}$ : Velocidad de la turbulencia del viento

## RESUMEN

La investigación tuvo como objetivo analizar múltiples longitudes de onda (rayos X a óptico), de la estrella supergigante Dseta Ori mediante el modelado de atmósferas estelares. El análisis se basa en datos de rayos X de Chandra y XMM-Newton, datos ultravioleta del Explorador Internacional Ultraviolet y el satélite COPERNICUS, y datos ópticos tomados del archivo POLARBASE. Para el desarrollo de la investigación se comprobó la coherencia de los parámetros físicos de las atmósferas estelares, como la tasa de pérdida de masa, además asumiendo la abundancias de Carbono, Nitrógeno, Oxígeno, derivadas de diferentes bandas espectrales y proporcionar restricciones más rigurosas para reducir los errores sistemáticos. Además se realizó dos etapas principales. En la primera etapa, se detalló los parámetros fotosféricos y del viento utilizando el método estándar para estrellas masivas y la última versión del código de transferencia radiativa diseñado para resolver la transferencia radiativa y las ecuaciones de equilibrio estadístico en geometría esférica. En la segunda etapa, se modela la emisión de rayos X. Con ello comprobamos la consistencia de los parámetros adoptados con los perfiles de línea de rayos X (tasas de pérdida de masa) y las proporciones de línea (abundancias).

Finalmente se obtuvo el espectro sintético para datos ópticos, UV y de rayos X el cual se ajustó correctamente al espectro observado sin la necesidad de considerar su campo magnético, sin embargo se recomienda cuantificar el efecto de la estrella compañera Ab sobre las líneas de HeI para estimar una mejor temperatura.

**PALABRAS CLAVE:** <BIOFÍSICA>, <FÍSICA>, <ESPECTROSCOPIA>, <ESTRELLAS MASIVAS>, <PARAMETROS ESTELARES>.

LUIS  
ALBERTO  
CAMINOS  
VARGAS

Firmado digitalmente por LUIS  
ALBERTO CAMINOS VARGAS  
Nombre de reconocimiento (DN):  
c=EC, I=RIOBAMBA,  
serialNumber=0602766974,  
cn=LUIS ALBERTO CAMINOS  
VARGAS  
Fecha: 2021.04.08 18:03:03  
-05'00'



0981-DBRAI-UTP-2021

## SUMMARY

The research aimed to analyse multiple wavelengths (X-ray to optical) of the supergiant star Dseta Ori by modelling stellar atmospheres. The analysis is based on X-ray data from Chandra and XMM-Newton, ultraviolet data from the International Explorer Ultraviolet and the COPERNICUS satellite, and optical data taken from the POLARBASE archive. For the research was carried out by checking the consistency of the physical parameters of the stellar atmospheres, such as the mass loss rate, assuming the abundance of Carbon, Nitrogen, Oxygen, derived from different spectral bands and providing more stringent constraints to reduce the systematic errors. In addition, two main stages were carried out. In the first stage, we detailed the photo spheric and wind parameters using the standard method for massive stars and the latest version of the radiative transfer code designed to solve the radiative transfer and statistical equilibrium equations in spherical geometry. In the second stage, the X-ray emission is modelled. In doing so, we check the consistency of the adopted parameters with the X-ray line profiles (mass-loss rates) and the line ratios (abundances). Finally, the synthetic spectrum for optical, UV and X-ray data was obtained and fitted correctly to the observed spectrum correctly matched the observed spectrum without the need to consider its magnetic field, however, it is recommended to quantify the effect of the companion star Ab on the H&I lines to estimate a better temperature.

**Keywords:** <BIOPHYSICS>, <PHYSICS>, <SPECTROSCOPY>, <MASSIVE STARS>, <STELLAR PARAMETERS>.

## INTRODUCCIÓN

Las estrellas masivas ( $M_{\text{ini}} > 8 M_{\odot}$ ) son las fábricas químicas del Universo, ya que contribuyen significativamente a su enriquecimiento químico (A. Maeder & Meynet, 2009). Gracias a su elevada masa, alcanzan las condiciones necesarias para pasar por todas las etapas de la combustión nuclear. Además, sus vidas son mucho más cortas que las de sus contrapartes menos masivas, caracterizadas por varias épocas de considerable pérdida de masa, después de las cuales las estrellas llegan a un final abrupto y explosivo. Las estrellas masivas (por debajo de  $50 M_{\odot}$ , Martins & Palacios, 2017) evolucionan a la etapa supergigante cuando la quema de hidrógeno del núcleo ha terminado. Tales estrellas tienen variabilidad de varios orígenes, a menudo relacionados o causados por diferentes efectos físicos. Las propiedades del viento estelar, la tasa de pérdida de masa ( $\dot{M}$ ) es crucial para comprender la evolución de las estrellas masivas.  $\dot{M}$  afecta la vida útil de la estrella en la secuencia principal, la velocidad de rotación de la estrella y la evolución posterior de la estrella (Chiosi & Maeder, 1986; Andre Maeder & Meynet, 2000). Con lo expuesto anteriormente en el presente trabajo se realiza una investigación teórica- computacional de modelado de atmosferas estelares, con un enfoque cuantitativo, el mismo que está constituido de la siguiente manera: El capítulo I presenta la problemática del estudio justificando lo expuesto, además los trabajos anteriores sustentan el trabajo presentado con estudio previo de  $\zeta$  Ori, para probar la coherencia de los parámetros físicos de atmosferas estelares se propuso alcanzar varios objetivos y por último se detalla las bases teóricas que nos ayudan al desarrollo del mismo primero presentamos  $\zeta$  Ori Aa y la comprensión actual del objeto. El capítulo II, muestra los datos de observación, cálculos de los parámetros estelares y del viento tanto en óptico como UV estimando la gravedad, temperatura efectiva proponiéndose cuadrícula de modelos que abarcan  $T_{\text{eff}}$  y  $\log(g)$ , microturbulencia, macroturbulencia y rotación, asumiendo las abundancias, y rayos X. Además, la operacionalización de los objetivos, la localización del estudio En el capítulo III, los resultados se discuten a detalle a partir de la derivación de los parámetros fotosféricos y del viento utilizando el método estándar para estrellas masivas y modelando la emisión de rayos X. Finalmente se dan a conocer las conclusiones sobre la variabilidad de  $\zeta$  Ori a partir de los resultados en relación con los objetivos planteados y recomendaciones del presente trabajo.

## CAPITULO I

### 1. MARCO TEÓRICO REFERENCIAL

#### 1.1. Antecedentes

En un estudio previo de Oskinova y Morán (2018) los parámetros estelares para estrellas tipo O se obtuvieron utilizando calibraciones espectrales presentadas por Martins, y otros (2005) donde las tasas de pérdida de masa de estrellas O de diferentes tipos espectrales y clases de luminosidad se compilaron de la literatura y se usaron para derivar una relación empírica entre la tasa de pérdida de masa y el tipo espectral.

Tomando en cuenta las estimaciones generales en estrellas O, Puebla, y otros (2015) presenta un análisis de múltiples longitudes de onda de la B-supergigante temprana  $\epsilon$  Ori. Este análisis utiliza una versión modificada de CMFGEN que permite las interacciones radiativas entre el plasma emisor de rayos X y el viento fresco. Obteniendo excelentes ajustes de rayos X, los rayos UV y los datos ópticos.

Un estudio realizado por Bouret, y otros (2008) son estimados los parámetros físicos de la supergigante  $\zeta$  Ori A y postula la presencia de campos magnéticos débiles en la estrella. Por lo que se sabe, los campos magnéticos estelares se han detectado en una amplia gama de tipos espectrales. En las estrellas de tipo solar y esencialmente “frías”, de baja masa, se observan campos magnéticos y actividad, a menudo con una topología compleja, y se cree que se deben a procesos de dinamo que ocurren dentro de las capas convectivas externas. En estrellas más calientes y masivas, con zonas radiactivas externas, los campos magnéticos también se detectan aunque con una topología más simple, pero solo en una pequeña fracción de estrellas. No obstante, los campos magnéticos juegan un papel importante a lo largo de la evolución de las estrellas masivas calientes, modificando la rotación interna, mejorando el transporte de químicos y mezclando y produciendo abundancias superficiales mejoradas Maeder y Meynet (2003). Los campos magnéticos también pueden influir dramáticamente en la forma en que se lanzan los vientos y las fases posteriores de la evolución; un gran número de fenómenos observacionales como, emisión de radio no térmica, espectros de rayos X anómalos, anomalías de abundancia y modulación  $H\alpha$  también pueden explicarse cualitativamente la existencia de un campo magnético débil por Bouret, y otros (2008).

## **1.2. Planteamiento del problema**

Las estrellas masivas tienen un papel fundamental en el Universo, debido a que son las progenitoras de supernovas de colapso, responsables de la ionización en regiones HII en la Galaxia y contribuyen además al enriquecimiento de masa, momento y energía para el medio interestelar (ISM), así como el enriquecimiento metálico de la galaxia en la que se encuentra. El modelado de la atmósfera de una estrella es complejo ya que implica una cantidad enorme de variables, las cuales influyen en los valores estimados de los parámetros físicos de la estrella (temperatura, masa, opacidad, presión, densidad, luminosidad, etc).

En este trabajo se plantea incluir la influencia de emisión de rayos X sobre el estado de ionización de la atmósfera estelar y sobre el espectro sintético.

Este modelo será después utilizado para estimar los parámetros físicos de una estrella supergigante en particular ( $\zeta$  Ori). Pretendiendo reproducir el espectro observado de la estrella  $\zeta$  Ori, simultáneamente en diferentes bandas espectrales con tan solo un modelo de Aa para todos los datos, en óptico, UV y rayos X sin la necesidad de incluir el campo magnético en el modelo, siendo factible se introducirá la de la estrella más cercana Ab; conduciendo a ecuaciones de estructura de la atmósfera, partiendo de estas ecuaciones y su resolución numérica se establecerá una tabla de valores de variables físicas (temperatura, presión, densidad, entre otros).

Con esta tabla se calculará el flujo teórico que emitiría una estrella de dicha estructura, siendo este flujo el que se observa desde un observatorio. Al calcular una serie de estos espectros teóricos, cada uno producto de diferentes parámetros físicos, es posible comparar estos espectros con aquellos realmente observados. El mejor modelo que reproduzca el espectro observado contendrá los parámetros físicos más probables para la estrella estudiada.

## **1.3. Justificación**

Los parámetros físicos de las atmósferas estelares (temperatura, gravedad, densidad, composición química, poblaciones de niveles atómicos, etc.) y de sus vientos (densidad, gradiente de velocidad, tasa de pérdida de masa, distribución de plasmas emisores de rayos X, etc) son fundamentales para limitar los modelos de evolución de las estrellas masivas y a de allí, la evolución química de la galaxia anfitriona.

Al estimar los parámetros físicos de estrellas masivas y sus modelos evolutivos también limitamos la población relativa de estrellas de neutrones y agujeros negros estelares, que son residuo de la explosión de supernova, tanto la evolución química de las galaxias, como la evolución de su población estelar, son fundamentales para entender la evolución del propio Universo.

La importancia del presente trabajo de investigación es limitar los modelos de emisión de estrellas masivas tipo OB, utilizando los datos de  $\zeta$  Ori, para obtener valores de tasa de pérdida de masa más robustos y nos ayuda al análisis de un gran número de datos y el estudio de códigos creados para ello.

## **1.4. Objetivos de la Investigación**

### **1.4.1. Objetivo General**

Obtener los parámetros físicos de la atmósfera estelar de la estrella  $\zeta$  Ori mediante modelos de transferencia radiativa en un plasma y síntesis espectral con datos espectroscópicos.

### **1.4.2. Objetivo Específico**

- Modelar atmósferas estelares computado con el código CMFGEN.
- Obtener mediante análisis espectral los parámetros físicos de atmósferas estelares, así como los de la estrella ( $\zeta$  Ori).
- Poner a prueba la consistencia de los parámetros físicos, tales como la tasa de pérdida de masa y abundancias de carbono, nitrógeno y oxígeno (CNO), derivada de diferentes bandas espectrales.
- Analizar la posibilidad de reproducir el espectro observado de una estrella supergigante sin considerar la presencia de un campo magnético.

## **1.5. Marco Teórico**

### **1.5.1. Física fundamental de las estrellas**

Las estrellas con el tiempo varían sus propiedades fundamentales como temperatura, luminosidad y radio (Ostlie & Carroll, 1996). Las estrellas son esferas gigantes de gas en altas temperaturas que emiten energía, principalmente en forma de radiación electromagnética al medio exterior, aunque no es la única forma. Esto se produce en el interior de la estrella gracias a la fusión termonuclear: reacciones en las que los núcleos atómicos se transforman en otros liberando el exceso de masa en forma de energía explicado por la ecuación de Einstein  $E=mc^2$ . Las principales reacciones termonucleares que ocurren en una estrella son aquellas en la que se quema hidrógeno: el proceso protón-protón y el ciclo CNO (Carbono, oxígeno, nitrógeno). La energía producida

por la fusión nuclear, en forma de fotones (radiación electromagnética), atraviesa toda la estrella desde el núcleo hasta la superficie para ser liberada al espacio (Matamala, 2015).

Las estrellas se forman como resultado del colapso gravitacional de una nube de gas, ya sean nebulosas, restos de supernovas o complejos moleculares. La nube se fragmenta, y comienza a colapsar en distintos puntos. La compresión provoca que la temperatura aumente: aumenta hasta que se dan las condiciones para que comiencen las reacciones nucleares. La presión de radiación, producida por la energía desencadenada, contrarresta el colapso gravitacional y cada punto de concentración de materia logra el equilibrio nuevamente. Así, creamos una esfera equilibrada hidrostáticamente cuyos fotones producidos en su interior gracias a la fusión nuclear serán liberados hacia el medio interestelar: ha nacido una estrella (Matamala, 2015).

Puesto que nuestra nube inicial no era densamente homogénea, los distintos puntos en donde la nube colapsa no concentran exactamente la misma cantidad de materia. Algunas aglomeraciones serán más grandes y otras más pequeñas. Esto conlleva a que la masa de las distintas estrellas nacientes sea variada: algunas con una masa de apenas un décimo la del Sol, y otras hasta cincuenta veces más masivas (Matamala, 2015).

### **1.5.2. Escala de Magnitud**

#### **1.5.2.1. Magnitud Aparente**

Es la medida del brillo aparente, es decir, la cantidad de luz que se recibe del objeto celeste y como es observado por una persona en la Tierra. La densidad de flujo  $F$  recibida en la Tierra desde una estrella se puede expresar en términos de la magnitud aparente,  $m$ , definida como

$$m = -2.5 \log_{10} \frac{F}{F_0} \quad (1)$$

donde  $F_0$  es una densidad de flujo de referencia. La constante 2.5 se usa por razones históricas. Para dos estrellas con densidades de flujo  $F_1$  y  $F_2$ ,

$$m_1 - m_2 = -2.5 \log_{10} \frac{F_1}{F_2} \quad (1.2)$$

La magnitud aparente es una medida de la densidad de flujo recibida de una estrella dentro de un cierto rango de longitud de onda. Algunos de los filtros estándar son  $U$ ,  $B$ ,  $V$  y  $R$ , que se refieren a las longitudes de onda ultravioleta, azul, visual y roja, respectivamente. Las magnitudes aparentes de estos filtros se denotan por  $m_U$ ,  $m_B$ ,  $m_V$  y  $m_R$ , respectivamente (Jain, 2015).

**Tabla 1–1:**Filtros estándar, magnitud aparente, longitudes de onda.

Filtros estándar	Magnitudes aparentes	Longitudes de onda (Å)
U	m <sub>U</sub>	3650
B	m <sub>B</sub> ,	4450
V	m <sub>V</sub>	5510
R	m <sub>R</sub>	6580

**Fuente:** (Jain, 2015, pp. 72-73)

**Realizado por:** Vásconez, Estefanía, 2020

### 1.5.2.2. Magnitud Absoluta

En astronomía se usa una escala logarítmica para especificar la densidad de flujo y la luminosidad de los objetos astronómicos. La medida que cuantifica la luminosidad o el brillo intrínseco de un objeto, es la magnitud absoluta, denotada por  $M$ . Se define como la magnitud aparente de un objeto cuando se coloca a una distancia de 10 pc del observador, la densidad de flujo  $F(r)$  en el vacío es proporcional a  $1/r^2$ , donde  $r$  es la distancia del observador desde la fuente. Por lo tanto, (Jain, 2015, pp. 73-74).

$$\frac{F(r)}{F(10)} = \left(\frac{10pc}{r}\right)^2 \quad (2)$$

donde  $F(10)$  es la densidad de flujo a una distancia de 10 pc. Esto implica que la diferencia  $m - M$  se llama módulo de distancia porque es una medida de la distancia del objeto.

$$m - M = -2.5 \log_{10} \frac{F(r)}{F(10)} = -2.5 \log_{10} \left(\frac{10pc}{r}\right)^2 = 5 \log_{10} \frac{r}{10pc} \quad (3)$$

### 1.5.2.3. Índice de calor

El índice de color se define como la diferencia en las magnitudes aparentes correspondientes a dos filtros diferentes. Por lo tanto,  $U - B$ ,  $B - V$  son ejemplos de índices de color. También podemos expresar un índice de color como la diferencia en magnitudes absolutas

$$U - B = M_U - M_B \quad (4)$$

#### 1.5.2.4. *Magnitud Bolométrica*

La magnitud bolométrica  $m_{bol}$  de una estrella es una medida de la radiación total de una estrella emitida a través de todas las longitudes de onda del espectro electromagnético.

La magnitud bolométrica absoluta  $M_{bol}$  es la magnitud bolométrica que tendría la estrella si se colocara a una distancia de 10 pc de la Tierra.

El espectro de muchas estrellas alcanza su máximo en longitudes de onda visibles o ultravioletas. Su luminosidad se apaga rápidamente a medida que vamos a frecuencias más altas en el ultravioleta o frecuencias más bajas en el régimen de infrarrojos. Por lo tanto, una medición que cubra las frecuencias infrarroja, visible y ultravioleta proporciona una buena estimación de la magnitud bolométrica de estos objetos. (Jain, 2015, p. 74)

$$m_{bol} = M_{bol} + 5 \log \left( \frac{d}{10pc} \right) \quad (5)$$

magnitud bolométrica aparente de una estrella a una distancia  $d$ .

$$M_{bol} = 4.8 - 2.5 \log \left( \frac{L}{L_{\odot}} \right) \quad (5.1)$$

magnitud bolométrica absoluta de una estrella con una luminosidad  $L$ .

#### 1.5.3. *Clasificación de estrellas y espectros estelares*

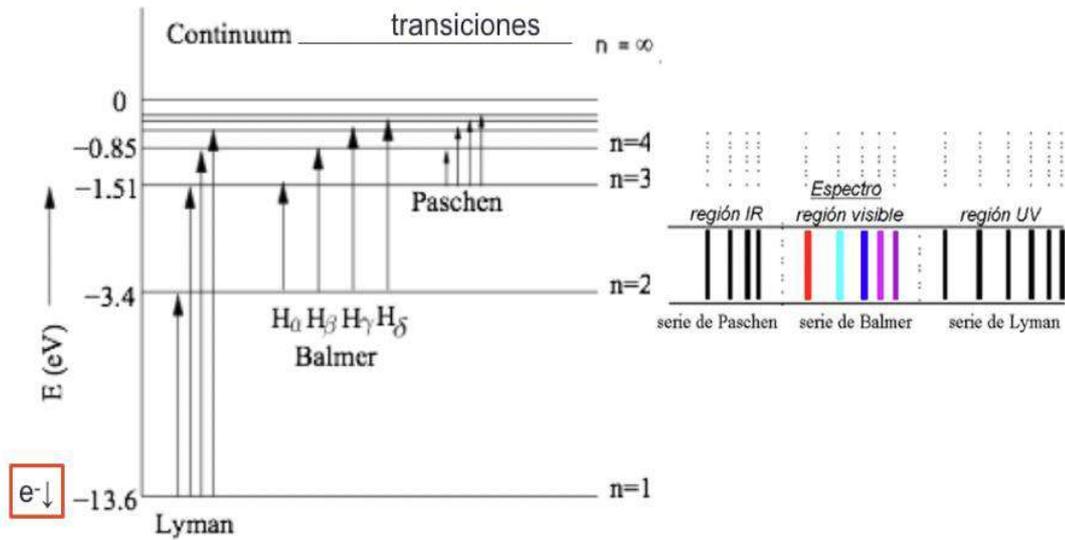
Observamos una densidad muy alta de estrellas con diferentes luminosidades y colores. Las propiedades de las estrellas muestran una amplia variación en luminosidad, tamaño, masa y espectro. Por supuesto, no es posible medir directamente todos estos atributos. Para la mayoría de las estrellas, solo podemos observar su densidad de flujo a diferentes frecuencias (Jain, 2015, p. 96).

##### 1.5.3.1. *Espectros Estelares*

Las líneas espectrales estelares se producen en las atmósferas de las estrellas. El espectro fue observado por primera vez por Fraunhofer en 1814. El esquema de clasificación de estrellas está basado en sus líneas espectrales actual fue por Cannon en 1901 y se llama el esquema de clasificación de Harvard.

Cannon clasificó los espectros de alrededor de 225,000 estrellas. La clasificación se realizó en base a la fuerza de unas pocas líneas espectrales a frecuencias visible (3800 a 7500 Å) el espectro

de emisión del hidrógeno que constituyen la llamada serie de Balmer y líneas de otros elementos como He, Ca, Fe, así como moléculas de TiO (Jain, 2015, p. 97).



**Figura 1-1:** Los niveles de energía y las diferentes líneas espectrales del átomo de hidrógeno. Los niveles de energía discreta que tienen  $E < 0$  corresponden a un estado enlazado. El continuo representa un número infinito de niveles continuos de energía y corresponde a un electrón libre.

Fuente: (Jain, 2015, p. 110)

**Tabla 2-1:** Líneas de Balmer

Nombre	H- $\alpha$	H- $\beta$	H- $\gamma$	H- $\delta$	H- $\epsilon$	H- $\zeta$	H- $\eta$
Longitud de onda ( $\text{\AA}$ )	6563	4861	4341	4102	3970	3889	3835
Color	Rojo	Azul-verde	Violeta	Violeta	Ultravioleta	Ultravioleta	Ultravioleta

Fuente: (Wiese, Kelleher, & Paquette, 1972)

Realizado por: Vásconez, Estefanía, 2020

El espectro se origina cuando un átomo o un ion realiza transiciones entre diferentes estados cuánticos. El estado más bajo o fundamental tiene una energía igual a  $-13,6$  eV. Un electrón en el estado fundamental puede absorber un fotón incidente y saltar a uno de los estados excitados. Del mismo modo, un fotón en uno de los estados excitados puede absorber un fotón y saltar a estados de mayor energía. Todas estas transiciones conducen a un espectro de línea de absorción. La energía,  $E$ , del fotón absorbido está dada por  $E = E_2 - E_1$ , donde  $E_1$  y  $E_2$  son los dos estados que participan en la transición. Esta transición conduce a una línea de absorción a la frecuencia  $\nu$ , dada por

$$h\nu = E_2 - E_1 \quad (6)$$

Del mismo modo, un electrón en un estado excitado puede hacer una transición a un estado de menor energía emitiendo un fotón. Esto produce un espectro de línea de emisión. En el caso del hidrógeno, las líneas de Balmer de la tabla 2-1 se encuentran en frecuencias visibles y, por lo tanto, juegan un papel especial en astronomía.

Los niveles de energía son discretos solo para  $E < 0$ , que corresponde a un electrón unido a un átomo de hidrógeno. Para  $E > 0$ , el electrón se vuelve libre. Ya no está unido al átomo de hidrógeno. En este caso, tenemos un número infinito de niveles de energía continua ya que no hay restricción en su energía que puede tomar cualquier valor. (Jain, 2015, pp. 96-98)

### 1.5.3.2. Clasificación de Harvard de espectros estelares

En la clasificación de Harvard, los espectros estelares se clasifican en las siguientes categorías: O B A F G K M, cada una de estas clases se divide en subclases añadiendo un número que va de 0 a 9 delante de cada una de las letras. Ejemplo A se subdivide en A0, A1, ..., A9.

Las estrellas se clasifican según la fuerza de las diferentes líneas espectrales a longitudes de onda visibles. Por ejemplo, átomo de hidrogeno, solo la serie de Balmer, que corresponde a transiciones de estados  $n = 2$  a estados  $n$  más altos, encuentra en la parte visible del espectro.

La secuencia de Harvard, O B A F G K M, corresponde a la disminución de temperatura.

Por lo tanto, las estrellas tipo O tienen la temperatura superficial más alta, mientras que las estrellas tipo M son las más frías. La secuencia numérica 0 a 9 igual representa la disminución de temperatura.

**Tabla 3-1:** Clasificación de Harvard de espectros estelares

	Color	Temperatura (K)	Masa (Masa solar)	Líneas de absorción de Iones	Las líneas de emisión de HI Balmer	Ejemplo
<b>O</b>	Azul	50000-28000	> 16	HeII, CIII, NIII, OIII, SiIV y SiV	Visibles pero débiles	Meissa, (C. Orión)
<b>B</b>	Azulado	28000-10000	2,1-16	OII, SiII y MgII	Relativamente fuertes	Rigel, (C. Orión)
<b>A</b>	Blanco	10000-7500	1,4-2,1	MgII y SiII, CaII (débil)	Muy fuertes	Sirius, (C.Canis Major)
<b>F</b>	Amarillo-Blanco	7500-6000	1,04-1,4	CaII y FeII(se fortalece), Líneas de metal neutro CaI y FeI (visible).	Se vuelven más débiles	Canopus, (C.Carina)

<b>G</b>	Amarillo	6000-5000	0,8-1,04	CaII (se fortalecen mas), CaI y FeI (fuerza de líneas aumenta de G0-G9)	Débiles	Alpha Centauri A, (C.Centaurus)
<b>K</b>	Anaranjado	5000-3500	0,45-0,8	CaII(muy fuertes), FeI y SiI (visibles) y bandas moleculares TiO(visible k5)	Muy débiles	Aldebarán, (C.Tauro)
<b>M</b>	Rojas	3500-2500	<0,45	Espectros están dominados por bandas de TiO y líneas de metal neutro (FeI). CaI (muy fuertes)	Ausentes	Betelgeuse, (C.Orión)

**Fuente:** (Jain, 2015, pp. 99-100)

**Realizado por:** Vásconez, Estefanía, 2020

**Tabla 4-1:** Clasificación de Yerkes

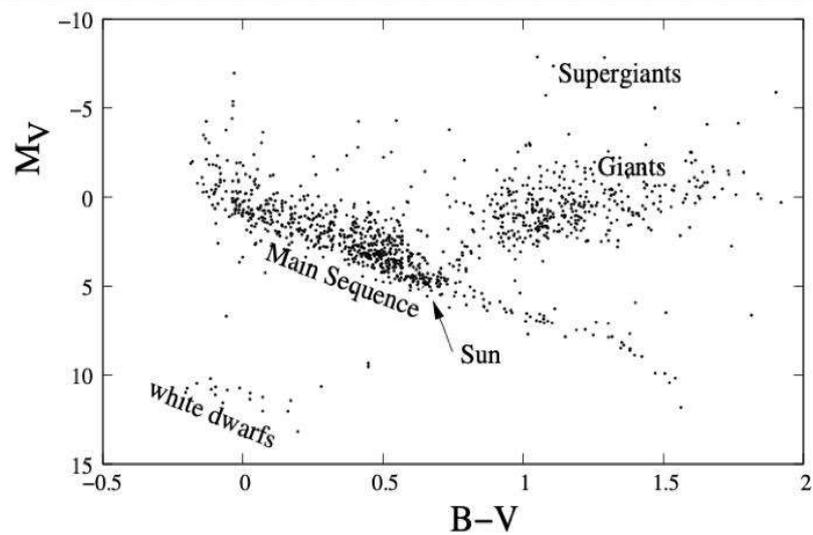
<b>Clase de luminosidad</b>	<b>Descripción</b>
Ia-O	Hipergigantes o supergigantes extremadamente luminosas
Ia	Supergigantes luminosas
Iab	Supergigantes luminosos medianos
Ib	Supergigantes menos luminosos
II	Gigantes luminosas
III	Gigantes normales
IV	Subgigantes
V	Estrellas de la secuencia principal
sd ó VI	Subenanas
D ó VII	Enanas blancas

**Fuente:** (Jaschek & Jaschek, 1987)

**Realizado por:** Vásconez, Estefanía, 2020

### 1.5.3.3. Diagrama de HR.

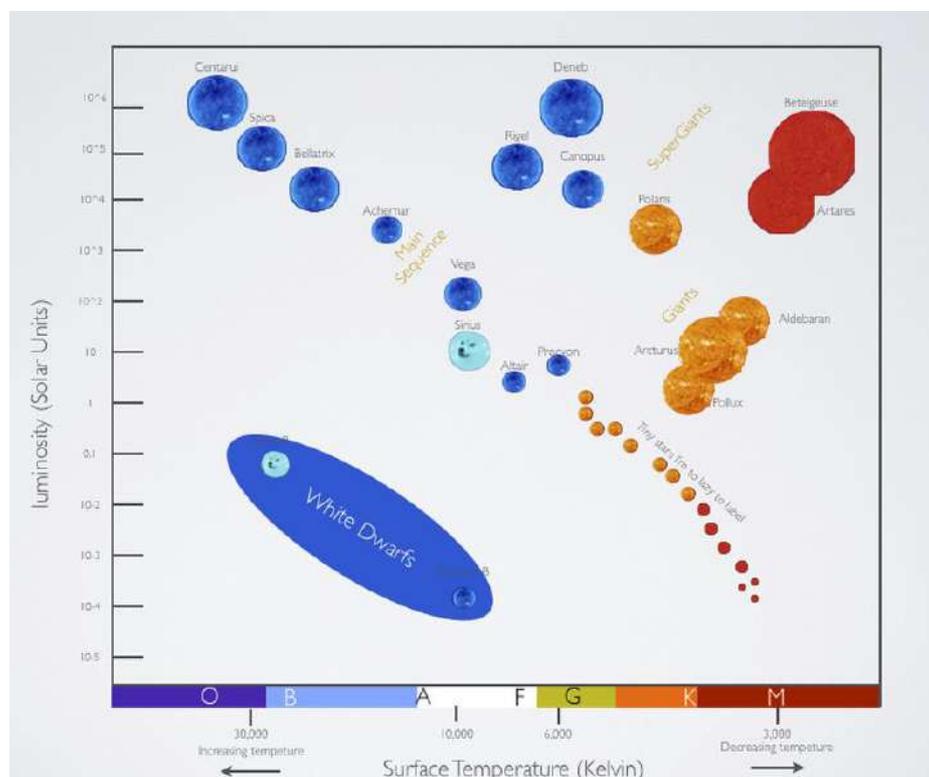
¿Es posible que las luminosidades de diferentes estrellas estén relacionadas con algún otro parámetro, como la temperatura, la masa o el tamaño de la estrella? Se encontró una relación entre la magnitud visual absoluta  $M_v$  y el índice de color  $B - V$  y se conoce como diagrama Hertzsprung-Russell o HR.



**Figura 2-1:** El diagrama de HR que muestra la magnitud absoluta  $M_V$  en función del índice de color  $B-V$ .

Fuente: (Jain, 2015, p.

El índice de color  $B - V$  es directamente observable y es una medida de la temperatura superficial efectiva de una estrella. La magnitud visual absoluta se estima a partir de la magnitud aparente y la distancia, proporciona una estimación de la luminosidad  $L$  de una estrella.



**Figura 3-1:** Una representación del diagrama HR en términos de temperatura superficial efectiva y luminosidad.

Fuente: (Jain, 2015, p. 110)

Se puede trazar el diagrama HR en términos de la temperatura superficial efectiva y la luminosidad de las estrellas. De izquierda a derecha, va de las estrellas de tipo O muy calientes a las estrellas de tipo M frías. (Jain, 2015, pp. 109-111).

#### 1.5.4. *Propiedades de las estrellas masivas*

Las estrellas masivas son estrellas muy luminosas que van desde 30.000 hasta cientos de miles de veces la del Sol ( $L_{\odot}$ ), estas estrellas tienen masas de entre 10 y 50 masas solares ( $M_{\odot}$ ) y radios grandes, usualmente varían entre 30 y 500 ó, incluso, sobre las 1000 veces el radio de nuestro Sol. (Astropedia, n.d.). De acuerdo a su clasificación espectral son estrellas tipo O u tipo B (OB stars), las cuales corresponden a los tipos espectrales más calientes. En sus espectros, observamos principalmente líneas de helio ionizado, helio neutro e hidrógeno, además de los “metales” carbono, nitrógeno y oxígeno. Sus propiedades se resumen en la Tabla 5-1. Dada su gran luminosidad y temperatura, las estrellas masivas se sitúan en la región superior izquierda del diagrama del Hertzsprung-Russell. Sus picos de emisión (rango dentro de la longitud de onda a la cual la intensidad de radiación emitida alcanzará su valor máximo) se producen en la banda ultravioleta, razón por la cual vemos estas estrellas de color azul (Matamala, 2015).

**Tabla 5-1:** Propiedades de las estrellas masivas

Masa inicial	$\geq 10M_{\odot}$
Temperatura	$\geq 10$ kK
Luminosidad	$\geq 10^4 L_{\odot}$
Tasa de pérdida de masa	$\geq 10^{-9} M_{\odot}/\text{año}$
Tiempo estimado de vida	$\sim 10^7$ años

Fuente: (Jaschek & Jaschek, 1987)

Realizado por: Vásquez, Estefanía, 2020

#### 1.5.5. *Evolución de las Estrellas Masivas.*

Como sabemos, las estrellas masivas tienen un futuro diferente al de sus hermanas pequeñas. Los principales corolarios de las estrellas de gran masa que determinó posteriormente el proceso evolutivo son la pérdida de masa debido al fuerte viento estelar y la mayor nucleosíntesis en el núcleo a mayor temperatura.

La evolución de las estrellas de alta masa es causada por el cambio en la composición química cuando el hidrógeno fusiona con helio. Cuando la estrella ya haya agotado el hidrógeno de su núcleo y comience a quemar helio, los restos del proceso de combustión del hidrógeno aparecerán en la superficie (helio por el proceso protón-protón y por el ciclo CNO principalmente), donde los elementos serán observables en el espectro.

El núcleo actúa como una estrella de helio con una temperatura muy alta; la temperatura en la parte inferior de la envoltura de hidrógeno llega a ser demasiado alta para mantener el equilibrio hidrostático en la envoltura de hidrógeno. Por lo que ocurre que la envoltura se expande y la superficie de la estrella se enfría, moviendo la estrella en el diagrama HR hacia la región de gigante roja. Una vez más una zona de convección de hidrógeno exterior desarrolla y llega a las capas cada vez más profundas.

Dado que la estrella tendrá una atmósfera extendida, veremos líneas gruesas de emisión de helio y nitrógeno: observaremos una estrella Wolf-Rayet (WR Star). Estas se consideran como la última etapa en la vida de una estrella masiva previo a la explosión en supernova.

#### **1.5.6. Parámetros del viento**

Las estrellas masivas se caracterizan por estar dotadas de un poderoso viento estelar el cual las hace perder mucha materia durante sus vidas (Matamala, 2015).

##### **1.5.6.1. Viento Estelar**

Llamamos viento estelar al flujo de partículas que, junto con los fotones, son liberados desde la fotosfera de una estrella hacia el medio interestelar.

La principal causa que explicaría el viento estelar es el hecho de que, en la fotosfera de la estrella, las fuerzas que producen el equilibrio hidrostático, la presión interior total (generada por la radiación y los gases que componen la estrella) y la gravedad, no son completamente asimilado. La fuerza de presión proveniente del interior vence a la gravedad y este desequilibrio produce este flujo de materia que acaba desmembrando lentamente la estrella (Lamers & Cassinelli, 1999). Además explica el hecho de que las estrellas más calientes, donde la presión que proviene del interior es mucho mayor por lo tanto el viento estelar es más intenso (Matamala, 2015).

### 1.5.6.2. *Parámetros Fundamentales*

Los dos principales parámetros del viento estelar son:

- Velocidad Terminal: (terminal velocity,  $v_{\infty}$ ), entendida como la velocidad asintótica que alcanzarán las partículas cuando se encuentren muy lejos de la estrella.
- Tasa de Pérdida de Masa: (mass loss rate,  $dM/dt$  ó  $\dot{M}$ ), correspondiente a la cantidad de materia liberada al espacio por unidad de tiempo.

Ambos parámetros nos permiten, conocer la cantidad de energía y momentum que se envía al medio interestelar (Matamala, 2015).

### 1.5.7. *Efectos del viento estelar sobre las líneas espectrales*

Los indicadores más sensibles de pérdida de masa en una estrella caliente son las líneas espectrales formadas por las transiciones atómicas del estado fundamental al primer estado excitado de los iones más abundantes, también llamadas líneas de resonancia (Haucke, 2018 ).

En general, la mayoría de las supergigantes O y B se observan en líneas de resonancia en la región UV del espectro de elementos altamente ionizados (por ejemplo, CIV, SiIV, NV y HeII). Este proceso se caracteriza por la absorción de un fotón seguida de una fotodesexcitación en la que el fotón se emite en otra dirección. Este mecanismo se conoce como dispersión de fotones (Haucke, 2018 ).

Las estrellas con una alta tasa de pérdida de masa (del orden de  $10^{-6} M / \text{año}$  o más) también pueden exhibir sus líneas de emisión puras en la región del espectro óptico, que también proporcionan información sobre la tasa de pérdida de masa y velocidad del viento (Haucke, 2018 ).

La mayoría de las líneas de emisión están formadas por la captura electrónica de iones. El electrón es capturado en el estado excitado del ión, luego decae en cascada y da lugar a la emisión de fotones (fotodesexcitación). Todo este proceso se conoce como recombinación y los ejemplos más conocidos de líneas en el dominio óptico son las líneas H $\alpha$  ( $\lambda = 6562 \text{ \AA}$ ) y HeII ( $\lambda = 4686 \text{ \AA}$ ). La primera determinación de la pérdida de masa debida a la emisión de la línea H $\alpha$  fue realizada por Klein & Castor (Klein & Castor, 1978) en las estrellas Of<sup>4</sup>. El estudio del viento estelar a través de la línea H $\alpha$  tiene la gran ventaja de poder ser observado desde la Tierra, a

diferencia de los perfiles UV supergigantes que requieren observaciones satelitales (Haucke, 2018 , p. 12).

### 1.5.8. *Medición de los parámetros estelares*

Los parámetros estelares se estimarán a partir de las observaciones con diferentes métodos.

Para las estrellas de tipo espectral O, el principal indicador de temperatura efectiva en el rango óptico del espectro son las líneas de Si (Becker et al., 1990; Kilian et al., 1991; McErlean et al., 1999), que muestran una intensidad relativa alta en tres estados distintos de ionización: Si III/Si IV para estrellas con tipos espectrales más tempranos (O5-O1) y Si II/Si III para los más tardíos (B3-B9), con una superposición en las estrellas B1.5-B2. Si la temperatura efectiva de los objetos es mayor, las líneas de Si IV se intensifican mientras que las de Si III disminuyen (Markova & Puls, 2008).

#### 1.5.8.1. *Temperaturas Estelares*

Es la temperatura en la superficie de la estrella. La temperatura de la superficie determina la naturaleza de la radiación, el espectro continuo, las líneas discretas y las bandas, recibidas de la estrella. (Jain, 2015, p. 75)

#### 1.5.8.2. *Temperatura Efectiva*

$T_e$  se define como la temperatura de un cuerpo negro que irradia el mismo flujo total que la estrella. Considere una estrella de radio  $R$  ubicada a una distancia  $r$  de la Tierra. La densidad de flujo en la superficie de la estrella es  $F_s = \sigma T_e^4$  lo que implica que la luminosidad de la estrella es  $L = 4\pi R^2 F_s$ . La densidad de flujo  $F_E$  en la Tierra está dada por

$$F_E = \frac{L}{4\pi r^2} = \frac{R^2}{r^2} F_s = \frac{\sigma \delta^2 T_e^4}{4}, \quad (7)$$

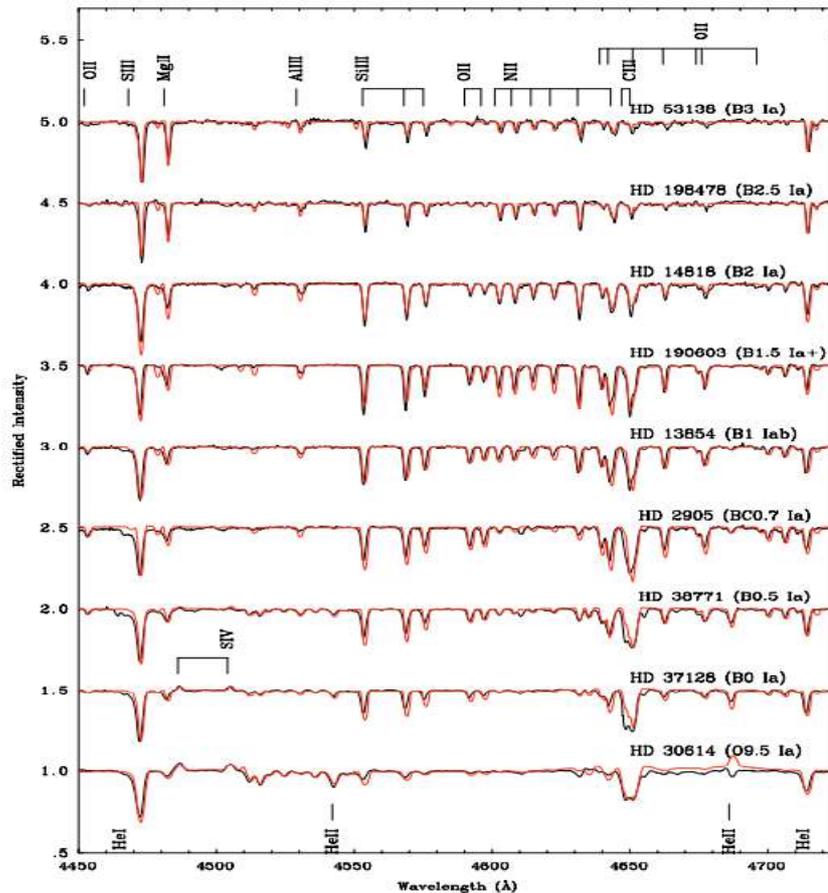
donde  $\delta = 2R/r$ , es su diámetro angular. Por lo tanto, una observación de la densidad de flujo  $F_E$  y el diámetro angular da una estimación de  $T_e$ . (Jain, 2015, p. 75)

Para las estrellas de tipo espectral B, el principal indicador de temperatura efectiva en el rango óptico del espectro son las líneas de Si (Becker et al., 1990; Kilian et al., 1991; McErlean et al., 1999), que muestran una intensidad relativa alta en tres estados distintos de ionización: Si III/Si IV para estrellas con tipos espectrales más tempranos (B0-B1) y Si II/Si III para los más tardíos

(B3-B9), con una superposición en las estrellas B1.5-B2. Si la temperatura efectiva de los objetos es mayor, las líneas de Si IV se intensifican mientras que las de Si III disminuyen (Markova & Puls, 2008).

### 1.5.8.3. Gravedad superficial ( $\log g$ )

La gravedad de la superficie es otro de los parámetros estelares fundamentales, para determinarlo es importante discutir previamente sobre el efecto Stark. Este efecto es el mecanismo de extensión por presión más importante en las líneas de H de las estrellas calientes, y es causado por colisiones coulombianas. Además, las alas de las líneas de la serie de Balmer son sensibles a los cambios en la densidad electrónica, que están directamente asociados con la aceleración gravitacional. Por esta razón, las líneas utilizadas para determinar la gravedad de la superficie son  $H\gamma$  (4341 Å) y  $H\delta$  (4102 Å), pero  $H\alpha$  (6563 Å) y  $H\beta$  (4861 Å) generalmente se ven afectadas por la emisión del viento. El método consiste en ajustar los perfiles sintéticos a los observados para  $H\gamma$  y  $H\delta$ , similares a los de la figura. 4-1 para calcular  $T_{\text{eff}}$ . En consecuencia, debe tener en cuenta que la medida, utilizando el método de ajuste de perfiles de líneas, es una gravedad superficial efectiva ( $g_{\text{ef}}$ ) que se ve afectada por el movimiento de rotación de la estrella. Por lo tanto, si se busca



**Figura 4-1:** Espectros observados en un rango espectral  $\lambda$  4450–4725 para las primeras supergigantes B representativas en negro.

**Fuente:** Crowther et al. (2006a).

establecer la masa espectroscópica del objeto, gravita para ser corregido por la fuerza centrífuga. Por esta razón, el factor de Eddington se ve afectado.

#### 1.5.8.4. Radio ( $R_{\odot}$ )

El radio estelar puede determinarse a partir de la magnitud bolométrica ( $M_{bol}$ ), la cual está relacionada con la luminosidad ( $L$ ) de la estrella mediante la fórmula de Pogson, y también está relacionada con la magnitud absoluta ( $M_V$ ) a través de la corrección bolométrica ( $CB$ ):

$$M_{bol} = 4.8 - 2.5 \log \frac{L}{L_{\odot}}, L = 4\pi\sigma R_{\odot}^2 T_{ef}^4 \quad (8)$$

$$M_{bol} = M_V + CB \quad (8.1)$$

donde  $\sigma (\approx 5.67 \times 10^{-5} \text{ erg cm}^{-2} \text{ s}^{-1} \text{ K}^{-4})$  es la constante de Stefan-Boltzmann. Por otro lado la magnitud visual absoluta está relacionada a su vez con la distancia ( $d$ ) según la siguiente expresión:

$$M_v = m_v + 5 - 5 \log(d) - A_v \quad (8.2)$$

donde  $m_v$  es la magnitud aparente y  $A_v$  es el coeficiente de absorción interestelar. Por lo tanto, si conocemos la distancia podemos determinar la luminosidad para luego obtener el radio (sabiendo de antemano la temperatura efectiva).

#### 1.5.8.5. Luminosidad y masa

Una vez que el radio, la temperatura efectiva y la gravedad superficial (corregida por rotación) son determinadas, se obtiene la masa (usualmente llamada masa espectroscópica) mediante la siguiente expresión:

$$M_{\star} = gR_{\star}^2/G \quad (9)$$

y la luminosidad puede determinarse a partir de la ec. (8)

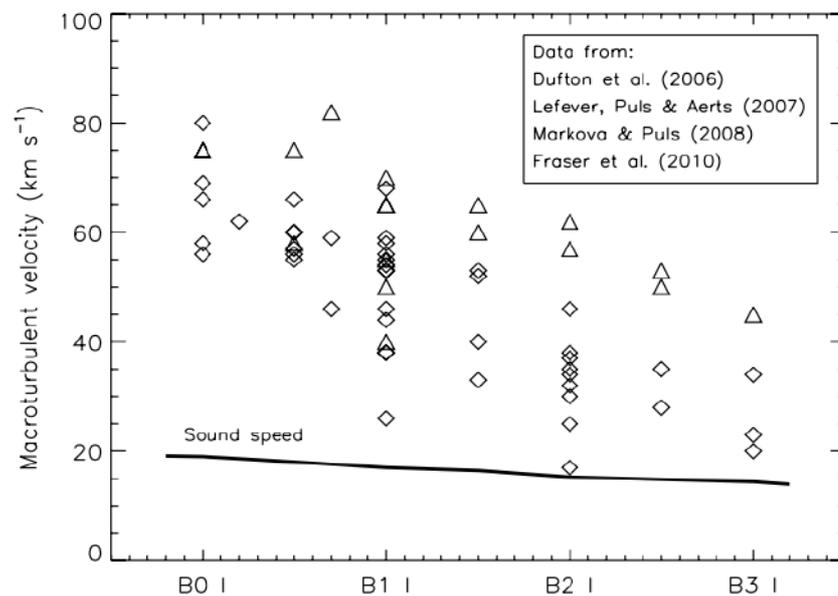
#### 1.5.8.6. Velocidades de turbulencia y rotación

**Microturbulencia ( $v_{mic}$ ):**

Esta velocidad, designada por la letra griega  $\xi$ , es un componente no térmico del campo de velocidad de la fotosfera y tiene una relación de escala menor que el tamaño de la región donde se forman las líneas fotosféricas (Cantiello et al., 2009). Estos campos de velocidad son causados por los movimientos convectivos de las capas debajo de la superficie de la estrella. Esto genera un ensanchamiento adicional de las líneas fotosféricas, lo que implica que durante los ajustes de perfil es necesario agregar un componente de velocidad, además de la velocidad térmica, de unos pocos km/s para obtener un buen ajuste (Aerts et al., 2010).

### Macroturbulencia ( $v_{mac}$ ):

$v_{mac}$ . la velocidad de macroturbulencia se refiere a campos de velocidad con escalas mayores a la trayectoria libre media de los fotones (Aerts, Christensen-Dalsgaard, et al., 2009), lo que da como resultado que se agreguen unos pocos km/s al los perfiles sintéticos, para un buen calce. Como se observa en la figura 5-1, los valores que puede asumir este  $v_{mac}$  pueden ser muy altos e incluso superar con creces la velocidad del sonido en estrellas masivas (Howarth et al., 1997; Lefever et al., 2007; Markova & Puls, 2008). En la figura 5-1, también se puede apreciar empíricamente que los valores observados de  $v_{mac}$  parecen disminuir con los tipos espectrales posteriores.



**Figura 5-1:** Velocidad de macroturbulencia para estrellas B supergigantes en función de tipos espectrales B0 – B3. dos símbolos diferentes según el tipo de definición asumida para determinar  $v_{mac}$ , Diamantes: isotrópicos gaussianos y triángulos: definición radial-tangencial. Los valores de la velocidad del sonido en la fotosfera de este tipo de estrellas se indican con una línea continua.

**Fuente:** (Howarth et al., 1997; Lefever et al., 2007; Markova & Puls, 2008)

### **Velocidad de rotación proyectada ( $v \sin i$ ):**

La velocidad de rotación es otro de los parámetros fundamentales de las estrellas al igual que la pérdida de masa, es un factor crucial que influye directamente en la evolución estelar (Jeffery & Saio, 2016; Andre Maeder & Meynet, 2000). Por eso es importante poder discernir entre esta velocidad de rotación proyectada y la velocidad de macroturbulencia. Es posible en algunos casos distinguir si en el perfil de línea predomina la rotación por sobre otros efectos de ensanchamiento, por lo general disociar adecuadamente las diferentes componentes no es sencillo (Markova & Puls, 2008).

#### *1.5.8.7. Composición química*

Para la verificación y diagnóstico de la teoría de la evolución estelar y modelado de las líneas espectrales, la determinación de abundancias químicas constituye otro elemento indispensable, para ello podemos determinar las abundancias de un elemento químico al menos de dos maneras. Una de ellas es la relación matemática entre la abundancia química y el ancho equivalente ( $EW$ ) o curva de crecimiento de la línea del átomo/ion. Para expresar  $EW$  independientemente de la longitud de onda es igual a  $\log(EW/\lambda)$  en la intersección con el eje y. Como este ancho depende del número de partículas que componen la línea,  $\log(Ag_f)$  se representa en el eje de abscisas de la curva de crecimiento, donde  $A$  es la abundancia del elemento en relación con la del H ( $N_E/N_H$ ) y  $g_f$  es la fuerza del oscilador de la línea.

Por otra parte, la síntesis espectral es otro método usado actualmente. Este análisis reside en un modelo detallado de atmósfera estelar que predice las intensidades y los perfiles de las líneas. Luego se comparan con las observaciones y se modifican los parámetros inicialmente adoptados hasta obtener un buen ajuste.

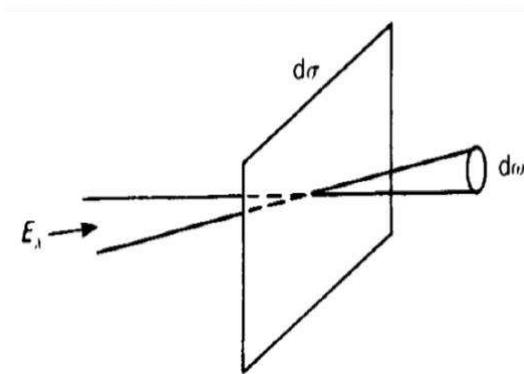
La abundancia química de la superficie es un indicador del estado evolutivo y existen axiomas considerables de particularidades químicas en la fotosfera de estrellas masivas (McErlean et al., 1999; Searle et al., 2008). Walborn (1976) fue uno de los primeros en observar anomalías de carbono y nitrógeno en las estrellas BSGs, además las observaciones no sólo mostraron anomalías químicas, sino que también se evidenció la variabilidad en las abundancias de C y N (McErlean et al., 1999). Crowther et al. (2006) y Searle et al. (2008) también midieron abundancias de CNO. Por lo cual el enriquecimiento por CNO en las estrellas más masivas y más luminosas debería ser más importante (Lennon et al., 1993). Es posible que las estrellas supergigantes en la fase post-RSG tengan más intensificado el CNO (Schaller et al., 1992), por lo que una manera viable de distinguir entre los dos grupos de BSGs en un diagrama HR es mediante la determinación de las abundancias de CNO superficiales.

Una composición química de estrellas masivas es importante en el análisis de la evolución estelar, en composición de galaxias y dinámica del viento. Por otra parte, la metalicidad juega a su vez un rol muy importante en la relación entre el momento-luminosidad del viento.

### 1.5.9. Ecuaciones básicas

#### 1.5.9.1. Definición de la Intensidad $I_\lambda$

La cantidad de energía  $E_\lambda$  pasando por segundo a través del área  $d\sigma$  es proporcional al  $d\sigma$ , y para la apertura del cono  $d\omega$ .



**Figura 6-1:** Intensidad  $I_\lambda$

Fuente: (Böhm-Vitense, 1997, p. 26)

La intensidad  $I_\lambda$  es entonces la energía que pasa por segundo a través de un área de  $1\text{cm}^2$  en un ángulo solido  $\Delta\omega = 1$  en una longitud de onda  $\Delta\lambda = 1$  (Böhm-Vitense, 1997, p. 26)

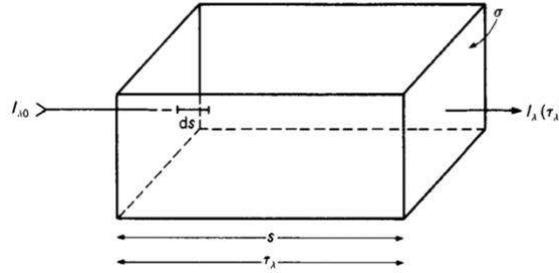
$$E_\lambda = I_\lambda \cdot d\omega \cdot d\sigma \cdot d\lambda \quad \text{ó} \quad I_\lambda = \frac{E_\lambda}{d\omega \, d\sigma \, d\lambda} \quad (10)$$

#### 1.5.9.2. Transporte de energía radiante a través de un volumen de gas con absorción y emisión

Un haz de luz pasa a través de una caja de sección transversal  $\sigma$  y la longitud  $s$  que corresponde a una profundidad óptica

$$\tau_\lambda = \int_0^s k_\lambda \, ds \quad (11)$$

La intensidad  $I_{\lambda 0}$  entra en la caja será cambiado por absorción y emisión a lo largo de la trayectoria de  $s$  y saldrá de la caja con una intensidad  $I_{\lambda}$ , que depende de profundidad óptica de la caja  $\tau_{\lambda}$  y propiedades de emisión.



**Figura 7-1:** Transporte de energía radiante

Fuente: (Böhm-Vitense, 1997, p. 27)

Cuando el haz de luz pasa a lo largo de  $ds$  hay algo de absorción y la energía  $E_{\lambda}$  es:

$$dE_{\lambda} = -k_{\lambda} E_{\lambda} ds = -k_{\lambda} ds I_{\lambda} d\omega d\sigma d\lambda \quad (12)$$

Al mismo tiempo, hay también una cierta emisión desde el volumen  $dV = ds ds$ .

$$dE_{\lambda} = \varepsilon_{\lambda} ds d\omega d\sigma d\lambda \quad (12.1)$$

$\varepsilon_{\lambda}$  : cantidad de energía emitida cada segundo por unidad de volumen en  $\Delta\omega = 1$  por longitud de onda  $\Delta\lambda = 1$  La combinación de absorción y emisión es:

$$dE_{\lambda} = dI_{\lambda} d\omega d\sigma d\lambda = -k_{\lambda} I_{\lambda} d\omega d\sigma d\lambda ds + \varepsilon_{\lambda} ds d\omega d\sigma d\lambda \quad (12.2)$$

Dividiendo para  $d\omega d\sigma d\lambda ds$ :

$$\frac{dI_{\lambda}}{ds} = -k_{\lambda} I_{\lambda} + \varepsilon_{\lambda} \quad (13)$$

Dividiendo para  $k_{\lambda}$  :

$$\frac{dI_{\lambda}}{ds} = \frac{dI_{\lambda}}{d\tau_{\lambda}} = -I_{\lambda} \frac{+ \varepsilon_{\lambda}}{k_{\lambda}} = -I_{\lambda} + S_{\lambda} \quad (14)$$

La ecuación 1.14 es la Ecuación de Transferencia Radiativa en el caso plano paralelo, y el nuevo termino  $S_{\lambda}$  es la función de fuente.

### 1.5.9.3. Funcion fuente $S_\lambda$

Ahora teniendo un volumen de un gas en perfecto equilibrio termodinámico en el que nada va a cambiar en el tiempo. Un haz de luz que pasa a través de tal volumen de gas, por lo tanto, tampoco cambiara.

$$\frac{dI_\lambda}{ds} = -k_\lambda I_\lambda + k_\lambda I_\lambda = k_\lambda(S_\lambda - I_\lambda) = 0 \quad (15)$$

ó

$$S_\lambda = I_\lambda \quad (16)$$

En un cuerpo negro  $I_\lambda$  es equivalente a la función de Planck en una cavidad con un gas a temperatura constante, está claro que el gas dentro de una cavidad con un pequeño orificio no cambia el estado de equilibrio termodinámico, después de un transcurso de tiempo suficientemente largo. Dicho orificio, se utilizará para la observación experimental la clase de radiación surge de la la cavidad (Filho & Saraiva). Dicha muestra presenta radiación que depende exclusivamente de la longitud de onda  $\lambda$  y de la temperatura  $T$ . Además, la radiación proveniente de la cavidad es no polarizada, isotrópica y continua (Filho & Saraiva). Es continua a pesar de no existir procesos que dan origen a radiación discreta (líneas), al estar considerando un cuerpo infinitamente opaco, la radiación generada en su interior es absorbida y reemitida muchas veces antes de salir del cuerpo (Filho & Saraiva). En esas condiciones, la energía se distribuye entre las distintas longitudes de onda y el resultado, en el límite de opacidad infinita (cuerpo negro), se obtienes un espectro continuo que no depende del material (Resnick, 1989, pp. 24-31).

Para lo cual generalmente usamos el símbolo  $B_\lambda$  ; encontramos un cuerpo negro o un equilibrio termodinámico completo

$$S_\lambda = I_\lambda = B_\lambda \quad (16.1)$$

En equilibrio termodinámico completo, la función fuente es igual a la función de Planck, en otras palabras, la emisividad

$$\varepsilon_\lambda = k_\lambda B_\lambda \quad (17)$$

Si en la teoría atmosferas estelares hacemos la suposición  $S_\lambda=B_\lambda$  o  $\varepsilon_\lambda=k_\lambda B_\lambda$ , esto se llama suposición de equilibrio termodinámico local (LTE) (Böhm-Vitense, 1997).

### 1.5.10. *Transferencia radiactiva en atmósferas estelares*

Basándose desde una perspectiva cualitativa la atmósfera de una estrella es una región de transición entre el interior estelar y el medio interestelar. La radiación observada de una estrella proviene de capas situadas a diferentes distancias de la superficie. Entonces se puede imaginar que la atmósfera de una estrella está constituida por un conjunto de capas cuyas profundidades son relativamente pequeñas donde la radiación emitida por dichas capas no alcanza a ser absorbida totalmente (Filho & Saraiva, n.d.).

Por lo tanto, la atmósfera representa una región grandes gradientes de variables físicas como: la temperatura, la presión del gas y el campo de radiación. También es el lugar donde el material estelar se vuelve ópticamente delgado, lo cual es resultado de que el campo de radiación no está fuertemente acoplado al ambiente local.

En las capas exteriores de la estrella, el transporte de calor es por radiación, puesto que el material interestelar tiene una densidad extremadamente baja, por lo tanto, la transferencia de calor por convección no es comparable a la energía radiactiva emitida por la estrella. Para estrellas masivas la suposición de LTE es pobre. La suposición de LTE no significa equilibrio termodinámico, ya que para las capas externas de la estrella tenemos una gran pérdida de energía en la superficie. Como consecuencia, ha sido necesario desarrollar técnicas para manejar la transferencia radiactiva no-LTE en geometría esférica.

Si una estrella pierde masa debido a un viento estelar entonces existe una fuerza dirigida hacia afuera que es mayor que la fuerza gravitatoria, para el caso de las estrellas tempranas esta fuerza es la fuerza de radiación que actúa sobre las líneas y el continuo. La teoría de vientos impulsados por radiación, propone que el viento es estacionario, homogéneo (no existen choques ni aglomeraciones) y esféricamente simétrico. La simplicidad de estas hipótesis es que todas las fuerzas externas son netamente radiales, por lo cual la rotación, el tamaño finito del disco y los campos magnéticos no son considerados. En este marco, el flujo total de masa, si la densidad del medio es  $\rho$ , a través de una superficie esférica de radio  $r$  centrada en la estrella, puede ser representado por la ecuación de continuidad independiente del tiempo,  $\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\rho v r^2)$  (Haucke, 2018 ), adquiriendo la siguiente expresión

$$\dot{M} = 4\pi r^2 \rho(r) v(r) = \text{constante} \quad (18)$$

donde  $\dot{M}$  es la tasa de pérdida de masa. La ecuación de movimiento de un viento con estas características es

$$v \frac{dv}{dr} = -\frac{GM_{\odot}}{r^2} - \frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} + g_e + g_L \quad (19)$$

con la aceleración gravitatoria dirigida hacia el centro de la estrella, y el gradiente de la presión del gas y la aceleración radiativa hacia afuera (Haucke, 2018 ). Esta última está compuesta por dos términos:  $g_e$  que es la aceleración debida a la opacidad del continuo por la dispersión de electrones libres, entre otros, y  $g_L$  que es la aceleración radiativa debida a las líneas, y pueden ser representadas como:

$$g_e(r) = \frac{\sigma_e T}{4\pi r^2 c} \quad (20)$$

$$g_L = \frac{F_{VO}}{c} = \frac{L}{4\pi r^2 c} \int_{linea} k_v \rho \varphi(v) dv, \quad (21)$$

donde  $k_v$  es el coeficiente de absorción y  $\varphi(v)$  es la función del perfil de absorción normalizada, es decir

$$\int_{-\infty}^{+\infty} \varphi(v) dv = 1 \quad (21.1)$$

### 1.5.11. Cálculo de la fuerza de radiación

Para el cálculo de la fuerza de radiación es necesario modelar y predecir esta fuerza, la misma que depende de la cantidad de flujo radiada por la estrella como de la opacidad de las partículas que interceptan esa radiación. En una estrella masiva el viento esta totalmente ionizado por lo tanto existe gran cantidad de electrones libres mismos que dan significado físico al término  $g_e$  que es directamente proporcional al coeficiente de absorción para el *scattering Thomson* ( $\sigma_e$ ) multiplicado por el flujo. De la ec. 20 se desprende que la aceleración del continuo tiene la misma dependencia radial que la aceleración gravitatoria ( $\propto r^{-2}$ ), con lo que el cociente entre ambas aceleraciones puede ser expresado en términos del cociente entre la luminosidad y la masa de la estrella ( $L/M$ ), es decir, del factor de Eddington:

$$\Gamma_e = \frac{g_e}{g_{Newton}} = \frac{\sigma_e L_{\odot}}{4\pi c GM_{\odot}} = 7,66610^{-5} \sigma_e \frac{L_{\star}}{L_{\odot}} \left( \frac{M_{\star}}{M_{\odot}} \right)^{-1} \Rightarrow \sigma_e = \frac{GM_{\star}}{r^2} \Gamma_e(r) \quad (22)$$

Supondremos que  $\Gamma_e$  es una constante, lo cual es cierto si el grado de ionización del viento es constante.

Para analizar el término  $g_L$  se debe considerar la opacidad de medio en relación a una determinada frecuencia de radiación  $\nu_0$ . En un medio ópticamente delgado los fotones tendrán una interacción muy débil con la materia y sus caminos libres medios serán comparables con las magnitudes del medio, haciendolo diáfano a los fotones. Por el contrario, cuando un medio es ópticamente grueso, la interacción entre la materia y los fotones será mucho más fuerte, provocando múltiples deflexiones en este último y logrando que los caminos libres medios sean mucho menores que el tamaño del medio.

Estas dos situaciones suelen estar representadas por un factor que es directamente proporcional al coeficiente de absorción: la profundidad óptica  $\tau_\nu$ . Para un medio ópticamente delgado,  $\tau_\nu \ll 1$ , mientras que para un medio ópticamente grueso  $\tau_\nu \gg 1$ . Por lo tanto, se definen las líneas ópticamente delgadas ( $\tau_\nu \ll 1$ ) y ópticamente gruesas ( $\tau_\nu \gg 1$ ), siendo las primeras muy débiles. Es importante tener en cuenta que la aceleración debida a las líneas ópticamente delgadas, si bien contrarrestan la gravedad hasta cierto punto, no son capaces de controlar el viento estelar independientemente. Por esta razón, la aceleración del viento se produce debido a líneas ópticamente gruesas u opacas. En este caso toda la radiación (alrededor de  $\nu_0$ ) será absorbida y no dependerá del número de iones absorbentes (como en el caso,  $\tau_\nu \ll 1$ ), sino de la fracción del flujo estelar alrededor de  $\nu = \nu_0$ ,  $F\nu_0$ , que pueda ser absorbido. Esta simplificación se debe a una de las más importantes aproximaciones que tiene la teoría estándar, que es la aproximación de Sobolev (Sobolev et al., 1960). Ésta supone solo una región de interacción por efecto Doppler y que el coeficiente de absorción y la densidad no cambian notablemente en esa región. O, en otras palabras, el gradiente de velocidad del fluido es tan grande que las condiciones físicas del entorno son las mismas en dicha región.

Esto es cierto si el tamaño geométrico de esta zona de interacción es muy pequeña y está determinada por la expresión:

$$\Delta r \approx \frac{v_{th}}{dv/dr} \quad (23)$$

es conocida como la longitud de Sobolev ( $L_{Sob}$ ) la cual es muy pequeña comparada con la altura de escala hidrodinámica,  $H_p$ . Esto es:

$$L_{Sob} \approx \frac{v_{th}}{dv/dr} \ll H_p \quad (24)$$

Con  $H_p = \frac{\rho}{d\rho/dr}$ , donde  $v_{th} = \sqrt{kT/mp}$  es la velocidad térmica de los protones. Por lo tanto el perfil de línea  $\phi(\nu)$  puede ser aproximarse a una Delta de Dirac y la expresión para la aceleración de una línea ópticamente gruesa se expresa como:

$$g_{gruesa} = \frac{L \star}{4\pi\rho r^2 c^2} \frac{dv}{dr} \quad (25)$$

Relacionando las ecuaciones para la aceleración general de una línea (ec. 21) y para una línea ópticamente gruesa (ec. 25) se obtiene la expresión general para la aceleración de la línea que puede ser representada como:

$$g_L = \frac{L_{v_0} v_0}{4\pi\rho r^2 c^2} \frac{dv}{dr} (1 - e^{-\tau}) \quad (26)$$

donde  $L_{v_0}$  es la luminosidad en la frecuencia de la línea y  $\tau$  es la profundidad óptica de la línea.

### 1.5.12. Ecuación de movimiento

Considerando que la aceleración de radiación en las líneas (ec. 26) se puede parametrizar en términos de la luminosidad y el gradiente de velocidad, se obtiene la ecuación de movimiento para un viento conducido por las líneas:

$$\left(1 - \frac{a^2}{v^2}\right) r^2 v \frac{dv}{dr} = -GM(1 - \Gamma_e) + 2a^2 r + C \left(r^2 v \frac{dv}{dr}\right)^\alpha, \quad (27)$$

donde la constante C está definida por

$$C = \frac{\sigma_e^{ref} Lk}{4\pi c} \left(\frac{\sigma_e^{ref} V_{th} \dot{M}}{4\pi}\right)^{-\alpha} \left(\frac{10^{-11} n_e}{W}\right)^\delta, \quad (27.1)$$

y  $V_{th}$  es la velocidad térmica media de los protones. El factor  $(n_e/W)$  no es estrictamente constante en el viento, ya que la densidad electrónica ( $n_e \sim \rho \sim r^{-2} v^{-1}$ ) no presenta la misma dependencia que el factor de dilución ( $W \sim r^{-2}$ ); sin embargo, si  $\delta$  es muy pequeño, dicho cociente se puede suponer constante (Lamers & Cassinelli, 1999).

### 1.5.13. Alnitak

$\zeta$  Ori (Alnitak,  $V = 1.74$ ) es un amplio sistema binario visual que consta de  $\zeta$  Ori A (HR 1948) y  $\zeta$  Ori B (HR 1949), actualmente separados por  $\sim 2.4''$  (Buysschaert, et al., 2017). Recientemente, Hummel y otros (2000), emplearon interferometría óptica y mostraron que  $\zeta$  Ori A es en sí mismo un sistema binario, compuesto por la supergigante masiva  $\zeta$  Ori Aa y un compañero caliente adicional  $\zeta$  Ori Ab a 40 mas de distancia (Buysschaert, et al., 2017).

Alnitak Aa, la estrella principal en el sistema Zeta Orionis, una supergigante azul, la quinta estrella más brillante a simple vista en la constelación de Orión y la 31va estrella más brillante del cielo.

Alnitak Ab, tiene la clasificación espectral de B1IV, lo que indica una estrella azul subgigante, se encuentra a solo 11 unidades astronómicas de la estrella primaria, lo que hace que el par sea un sistema binario muy cercano.

Alnitak B es una estrella gigante de clase B con una magnitud visual de 4.01. Orbita Alnitak A cada 1.508,6 años. A diferencia de Alnitak Ab, que solo puede detectarse espectroscópicamente e interferométricamente, Alnitak B puede resolverse.

Finalmente, un cuarto componente mucho más débil,  $\zeta$  Ori C, se encuentra a unos 57" de distancia de  $\zeta$  Ori Aa. Debido a la gran diferencia de brillo ( $> 7$  mag) y su considerable separación, ignoramos  $\zeta$  Ori C, pero no está claro si está gravitacionalmente unida a ella o simplemente se encuentra o simplemente se envuena en la misma línea de visión (Buyschaert, et al., 2017).

**Tabla 6-1:** Parámetros estelares para los tres componentes principales de  $\zeta$  Ori

	<b>Aa</b>	<b>Ab</b>	<b>B</b>
<b>Distancia (pc)</b>	226 pc <sup>a</sup>	250 pc <sup>a</sup>	
<b>SpT</b>	O9.7Ib	B1IV	B0III
<b>M<sup>*</sup> (M<sub>☉</sub>)</b>	33±10	14±3	
<b>R<sup>*</sup> (R<sub>☉</sub>)</b>	20±3.2	7.3±1.0	
<b>v sin i (km s<sup>-1</sup>)</b>	127 <sup>b</sup>	<100 <sup>c</sup>	350
<b>T<sub>eff</sub> (kK)</b>	29.5 ± 1.0 <sup>d</sup>	29.0 <sup>c</sup>	
<b>m<sub>v</sub> (mag)</b>	2.08	4.28	4.01
<b>log g (dex)</b>	3.25±0.1 <sup>d</sup>	4.0 <sup>c</sup>	

**Fuente:** <sup>a</sup>Van Leeuwen, (2007) <sup>b</sup> Simón-Díaz & Herrero, (2014); <sup>c</sup> Blazère et al., (2015);

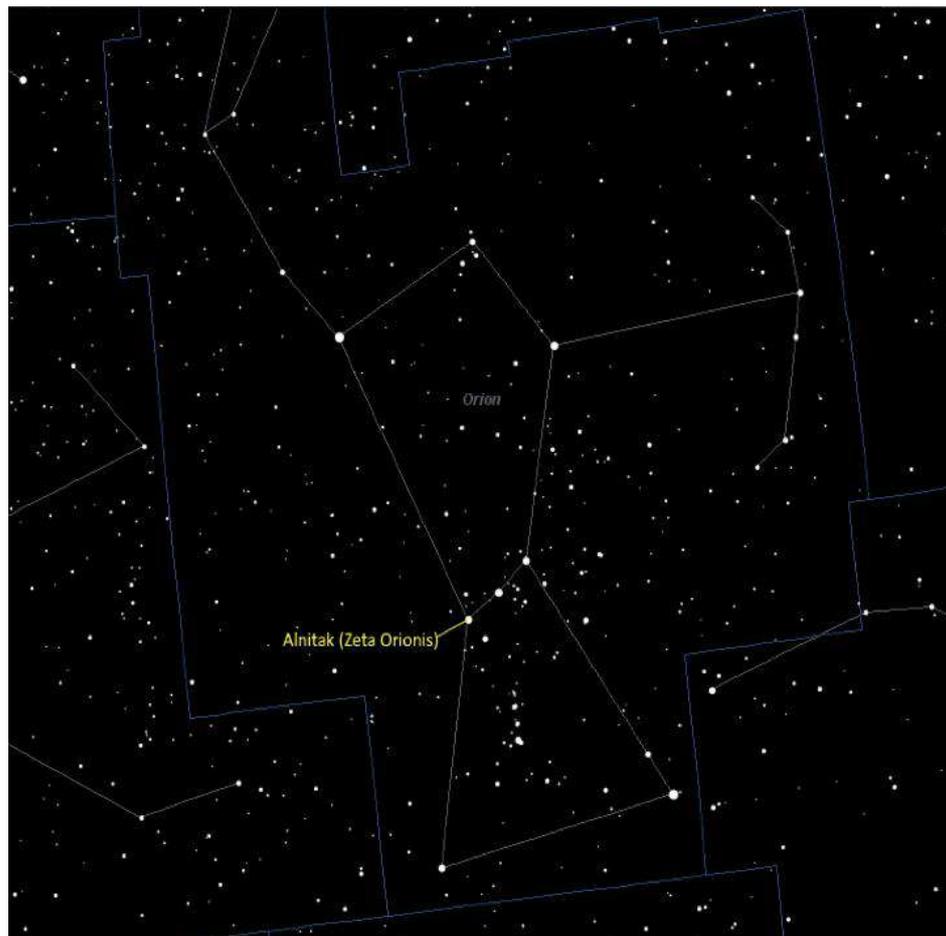
<sup>d</sup> J. -C. Bouret et al., (2008);

**Realizado por:** Vásconez, Estefanía, 2020

### 1.5.13.1. Magnetismo

Bouret y otros (2008), detectaron la posible presencia de un campo magnético débil para el  $\zeta$  Ori primario A. Usando el espectropolarímetro Narval (Aurière et al., 2003), los autores estimaron el período de rotación aproximado de la estrella y determinaron la configuración geométrica del campo magnético. Sin embargo, este estudio no tuvo en cuenta el componente  $\zeta$  Ori Ab, que en ese momento aún no se había explorado (Hummel, et al., 2013). Recientemente, Blazère y otros (2015) determinaron el período de rotación y la configuración magnética de manera más precisa,

combinando el archivo y la nueva espectropolarimetría de Narval, al tiempo que explicaron la presencia de  $\zeta$  Ori Ab realizando un desenredado espectral de los dos componentes. Este análisis condujo a un período de rotación de  $6.83 \pm 0.08$  d para  $\zeta$  Ori Aa (Blazère, priv. Comm.), Y la confirmación de un campo magnético dipolar con una fuerza polar de aproximadamente 140 G. Este período de rotación es claramente visible en las mediciones magnéticas de 2007–8, pero menos claro en los datos de 2011–12, porque este último se vio afectado por una variabilidad adicional inexplicable. No se detectó campo magnético para el compañero  $\zeta$  Ori Ab, con un límite superior para la intensidad del campo polar de 300 G. (Buysschaert, et al., 2017)



**Figura 8-1:** Alnitak

Fuente: (Espenak, 2011)

#### **1.5.14. CMFGEN**

Es un código de transferencia radiactiva de equilibrio térmico no local (no LTE) cuyo propósito es determinar la estructura atmosférica de la estrella: la temperatura, la estructura de ionización y las poblaciones de nivel atómico para todos los átomos / iones (Hillier D. J., 2012).

CMFGEN es diseñado para resolver simultáneamente la ecuación de transferencia radiativa (RTE) para la geometría esférica en el marco comoving junto con las ecuaciones de equilibrio estadístico (SEE) y la ecuación de equilibrio radiativo (REE) (Hillier D. J., 1990; Hillier & Miller, 1998). Dado que las ecuaciones son no lineales y están acopladas, el campo de radiación depende del nivel de las poblaciones que a su vez depende del campo de radiación, se debe utilizar una técnica iterativa. (Hillier D. J., 2012)

Modela el espectro desde el FUV hasta el rango de longitud de onda de radio y se ha utilizado para determinar parámetros estelares fundamentales e investigar los vientos estelares de las estrellas W-R, estrellas O y B, variables azules luminosas e incluso supernovas (Hillier D. J., 2012).

Esta simulación en CMFGEN típica tarda entre 24 y 36 horas de tiempo de microprocesador en completarse. Para los modelos atómicos, CMFGEN utiliza el concepto de superniveles, por el cual los niveles de energías similares se agrupan y se tratan como un solo nivel en las ecuaciones de equilibrio estadístico. Para modelar el viento estelar, CMFGEN requiere valores para la tasa de pérdida de masa  $\dot{M}$ , velocidad terminal  $V_{\infty}$ , parámetro  $\beta$  y factor de llenado de volumen  $F_{cl}$ . La instalación de CMFGEN necesita de varios requisitos para su funcionamiento lo hace un proceso complicado.

CMFGEN requiere al menos 8 GB de memoria para su ejecutar un modelo completo y solo la información atómica en total pesa 1 GB, lo que significa altas capacidades de memoria y almacenamiento, además de tener instaladas librerías de Fortran que son llamadas por CMFGEN durante su ejecución.

Pgplot: paquete requerido para hacer gráficos con CMFGEN. (Matamala, 2015)

Blas: Basic Linear Algebra Subprograms, subprograms que permite el manejo de matrices en Fortran.

Lapack: Linear Algebra Packaging, librería necesaria (Matamala, 2015) para operaciones de álgebra lineal: ecuaciones lineales simultáneas, problemas de auto-valores, etc.

CMFGEN es un código escrito en Fortran, por lo que también necesitamos un compilador Fortran. Los compiladores más utilizados son Gfortran y el compilador de Intel, Ifort. Gfortran permite una compilación más sencilla y eficiente, pero tiene problemas con el tiempo de convergencia de los modelos: suelen tardar tres o cuatro veces más que un modelo compilado con otro compilador. Ifort presenta serios problemas a la hora de compilar CMFGEN, pero permite correr modelos en un tiempo razonable después de una compilación exitosa (Matamala, 2015).

### ***1.5.15. XCMFGEN***

XCMFGEN es un código mejorado de transferencia radiativa, el cual ayuda a construir modelos globales para analizar simultáneamente observaciones que se ajusten a los datos de rayos X, UV y ópticos, proporcionando las restricciones más fuertes posibles sobre las propiedades estelares y del viento.

## CAPITULO II

### 2. MARCO METODOLÓGICO

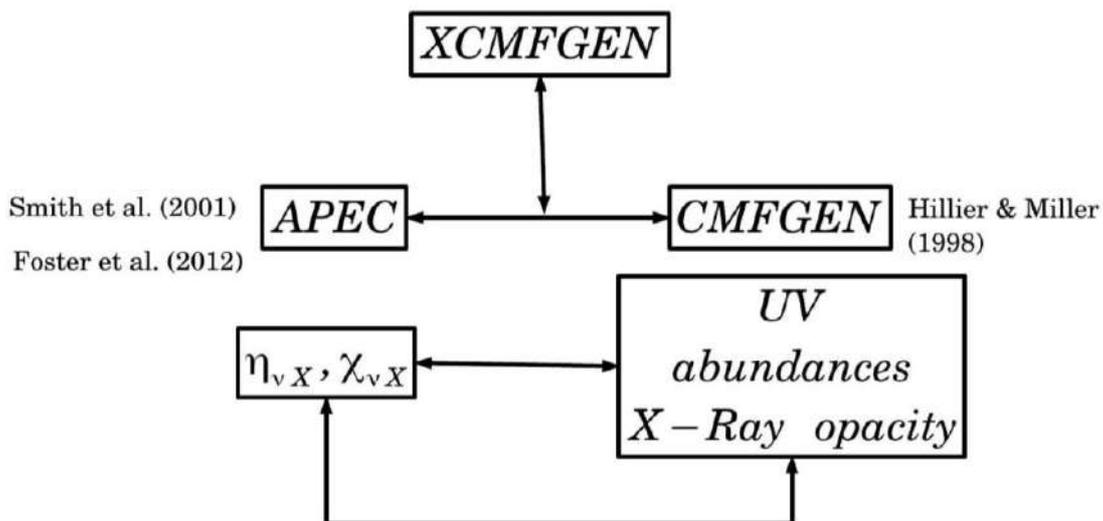
#### 2.1. Tipo de investigación

El presente trabajo de investigación es de connotación cuantitativa, ya que se obtendrá datos numéricos en banda óptico, ultravioleta y de rayos x para realizar un análisis espectral, lo que ayuda a entender los factores que pueden influir en una buena aproximación al momento de estimar los parámetros obteniendo resultados confiables y con la mayor aproximación posible que demuestren y esclarezcan lo producido.

Para el tratamiento de datos y obtención de espectros estelares se utiliza el código CMFGEN, el mismo que permite la resolución de la ecuación de transferencia radiativa a cientos de miles de frecuencias, la evaluación de ecuaciones de velocidad y la ecuación de equilibrio radiativo por lo que se le otorga el tipo teórico-computacional.

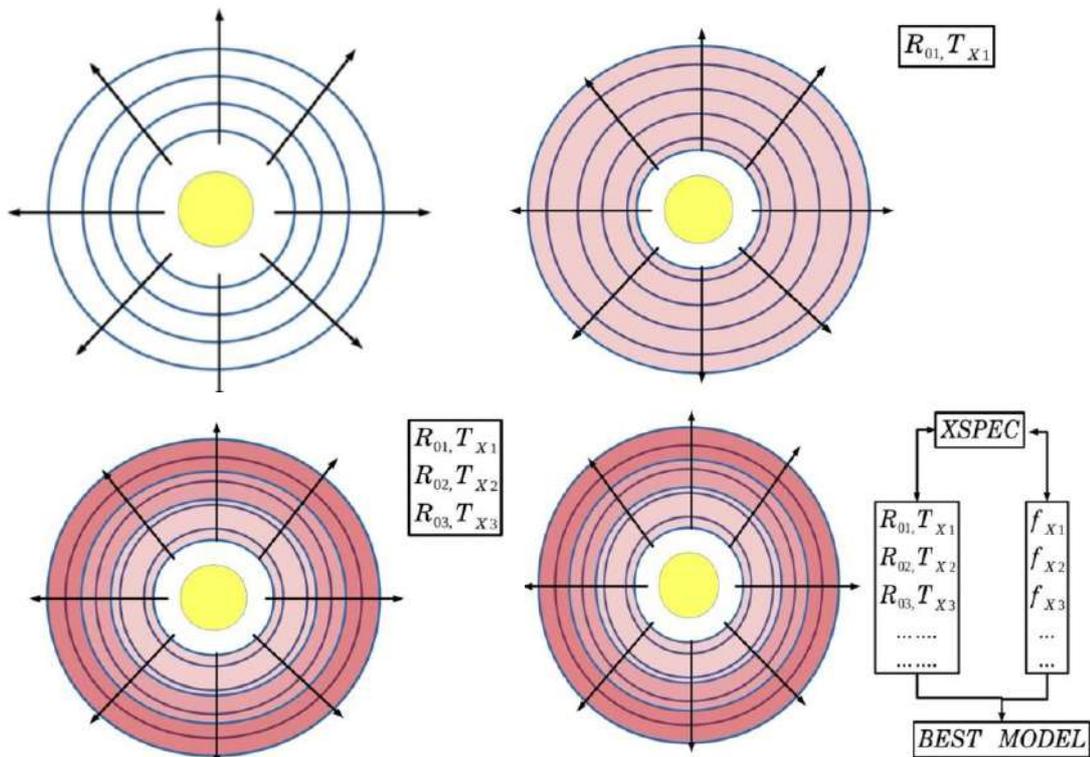
Este trabajo de titulación es un estudio no experimental debido a que el estudio se basa principalmente en resultados obtenidos de la simulación y no ejerce control en varias variables independientes.

#### 2.2. Diseño de la investigación



**Figura 1-2:** Modelado XCMFGEN

Realizado por: Vásconez, Estefanía, 2021



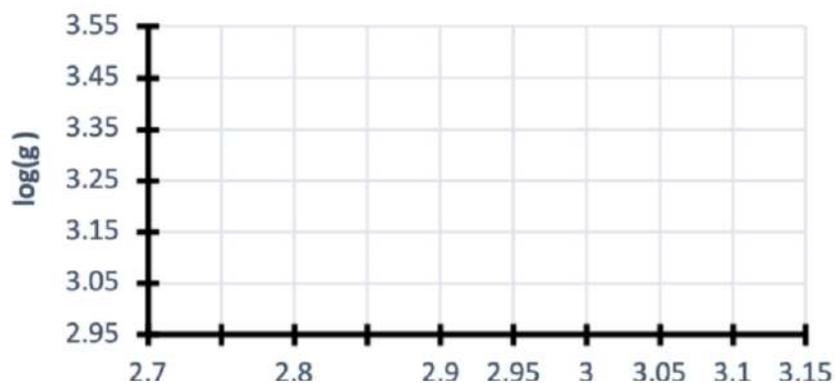
**Figura 2-2:** Modelado XCMFGEN

Realizado por: Vásquez, Estefanía, 2020

### 2.2.1. Método para calcular los parámetros estelares

#### 2.2.1.1. Gravedad y temperatura efectiva

Para estimar la temperatura efectiva y la gravedad ( $\log g$ ) se calculó una pequeña cuadrícula de modelos que abarcan  $T_{\text{eff}} = 2.7\text{-}3.15 \times 10^4 \text{ K}$  en el eje de las abscisas y  $\log g = 2.95$  a  $3.55$  en el eje de las ordenadas, con pasos de  $1 \times 10^4 \text{ K}$  y  $0.05$ .



**Figura 3-2:** Modelo de cuadrícula utilizado para modelo óptico y UV.

Realizado por: Vásquez, Estefanía, 2021

La gravedad se estimó ajustando las alas de H  $\zeta$ , H $\gamma$ , H $\delta$  y H  $\epsilon$ ; las líneas se ponderaron por igual para el análisis de gravedad. Debido a la tasa de pérdida de masa de  $\zeta$  Ori, estas líneas de Balmer están muy débilmente influenciadas por la emisión del viento.

Para reducir la degeneración entre  $\log(g)$  y  $T_{\text{eff}}$ , también se utilizaron los anchos equivalentes para las líneas He i y He ii. Las líneas utilizadas fueron: He i  $\lambda\lambda$ 4027, 4144, 4923, 5049 y He ii  $\lambda\lambda$ 4201, 4542. Estas líneas muestran una débil dependencia de la microturbulencia.

Para calcular la temperatura efectiva usamos el balance de ionización de He i a He ii y Si iii a Si iv. Usamos la misma cuadrícula descrita anteriormente para ajustar las líneas Si iv  $\lambda$ 4090, Si iv  $\lambda$ 4117 y Si iii  $\lambda$ 4554-76 junto a las líneas He i  $\lambda\lambda$ 4027, 4144, 4923, 5049, y He ii  $\lambda\lambda$ 4201, 4542.

$$\frac{EW_{Si\ IV}}{EW_{Si\ III'}} \frac{EW_{He\ II}}{EW_{He\ I}}$$

Para comprobar el resultado se utilizaron líneas UV, especialmente las pertenecientes a Fe iv (1550 - 1700 Å), Fe v (1360 – 1385 Å) así como Fe iii (1800-1950 Å).

Para cada modelo de la cuadrícula, calculamos los espectros normalizados en el rango UV (900-3500Å), óptico (3500-7000 Å) e IR (7000-40 000 Å).

#### 2.2.1.2. Luminosidad

Adoptamos la distancia  $d = 226$  pc Van Leeuwen, (2007).

Se realizó una primera estimación de luminosidad basada en  $M_V$  y la corrección bolométrica (CB). El último fue tomado de la relación entre  $T_{\text{eff}}$  y BC calculada por (Crowther et al., 2006).

Esta relación proviene de su muestra de supergigantes Galácticas B y de las supergigantes SMC B informadas por Trundle et al., (2004) y Trundle & Lennon, (2005). Para este primer enfoque utilizamos la temperatura estimada por Crowther et al. para  $\zeta$  Ori,  $T_{\text{eff}} = 3 \times 10^4$  K. El valor de  $M_V$  se estimó a partir de los valores de distancia de HIPPARCOS, la magnitud visual aparente  $V = 2.03$  y la extinción visual interestelar  $A_v = 3,1 E(B-V)$ , con  $E(B-V)$  tomado de Crowther et al. estudio,  $E(B-V) = 0.06$ . Por tanto,  $M_V = -5,1$  para  $d = 226$  pc. La luminosidad viene dada por:

$$\text{Log}(L_{\star} - L_{\odot}) = (M_{B\odot} - M_V - BC/2.5)$$

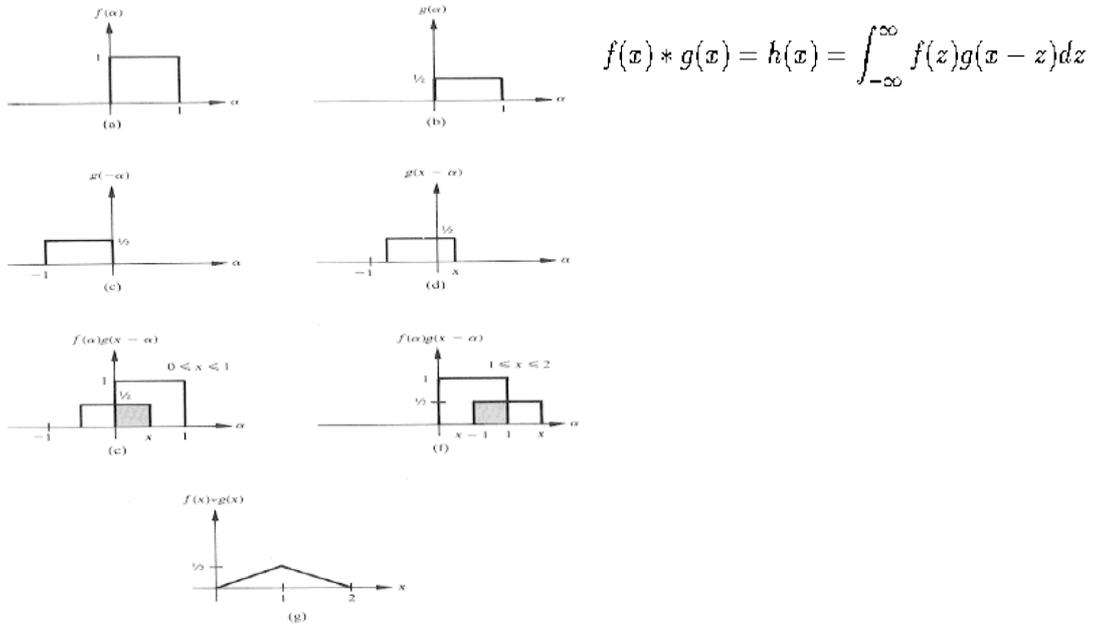
donde  $M_{B\odot}$  es la magnitud bolométrica solar ( $M_{B\odot} = 4,75$ ). Una vez estimadas la temperatura y la gravedad, utilizamos el flujo UV y las magnitudes ópticas (UVB) para reestimar simultáneamente los valores de luminosidad y  $E(B-V)$ .

2.2.1.3. *Microturbulencia*

Para estimar la velocidad microturbulenta fotosférica, calculamos los espectros para tres valores de  $\xi_{\min}$  (10, 15 y 20  $\text{kms}^{-1}$ ) y ajustamos el ancho equivalente de las líneas 4027, 4144, 4923, 5049 Å He i, y el triplete Si iii en 4554-4576 Å. Nuestra exploración de espectros sintéticos muestra que estas líneas dependen en gran medida del valor  $\xi_{\min}$  y están débilmente influenciadas por los efectos de mezcla o abundancia.

2.2.1.4. *Macroturbulencia y rotación*

Los valores de  $v_{mac}$  dependen de la definición del perfil teórico utilizado para su ajuste (perfiles gaussianos o perfiles radial-tangenciales), genera una gran dispersión. El metodo utilizado para el ajuste de perfiles es convolución (Haucke, 2018 ).



**Fig 4-2:** Método de convolución

Estos turbulentos movimientos afectan tanto a las líneas fotosféricas como a las formadas en el viento, adquiriendo valores mayores de velocidad en estas últimas. Por esta razón, cuando los valores de  $v_{mac}$  se determinan mediante el proceso de ajuste de los perfiles teóricos a los perfiles de líneas observados, se ha utilizado líneas fotosféricas, ya que, si la línea está afectada por el viento, se obtienen valores sobreestimados.

Aunque las razones de este fenómeno no están claras, Aerts, Puls, et al., (2009) reportaron una relación teórica entre el ensanchamiento producido por la velocidad de macroturbulencia y las variaciones de los perfiles de líneas.

Para  $v \text{ sen } i$ , si bien en algunos casos es posible distinguir si en el perfil de línea predomina la rotación por sobre otros efectos de ensanchamiento, por lo general no es fácil separar los diversos componentes correctamente. Por ejemplo, la macroturbulencia y la rotación mantienen el ancho equivalente y provocan cambios en la forma de la línea (Markova & Puls, 2008). Ante esta dificultad, existen varias formas de medir con precisión  $v \text{ sen } i$ .

Con base a la medición del ancho equivalente de las líneas tratadas, Ryans et al., (2002) desarrollaron perfiles sintéticos cuya convolución se compara con la observación tanto para estimar  $v \text{ sen } i$  como  $v_{mac}$ . Finalmente, la suma de los cuadrados de las diferencias garantiza la calidad del ajuste en cada punto del plano ( $v_{mac}, v \text{ sen } i$ ). Este método proporciona resultados confiables si las observaciones tienen una relación señal ruido  $S/N > 500$ .

#### 2.2.1.5. *Abundancias de superficie*

Dado que la temperatura y la gravedad son limitadas, el contenido de las principales partículas He, C, N, O, Si y Fe en la superficie se determina de la siguiente manera:

Helio. Como se señaló (McErlean et al., 1999), es difícil determinar la abundancia de He en las estrellas O, principalmente porque las líneas de He, tripletes y singletes dan diferentes abundancias de He. Najarro et al., (2006) mostró que algunos singletes de He I se ven afectados por la fuerte interacción de la transición de resonancia de He I con las líneas UV Fe iv. Esta interacción afecta directamente a He I  $2p \ 1P^0$ , afectando la fuerza de las líneas ópticas singlete, haciendo que sus diagnósticos sean poco fiables. Najarro et al., (2006) sugieren el uso de líneas triples para el análisis. Carbón. En óptica, utilizamos las líneas C ii  $\lambda\lambda 4267, 6578-82$ , C iii  $\lambda\lambda 4070, 5696, 4648-50$  y C iv  $\lambda\lambda 5802-12$ . En el caso de C iii  $\lambda 4648$  y C iii  $\lambda 5696$ , Martins et al., (2012) mostraron que estas líneas interactúan fuertemente con las líneas UV Fe iv  $\lambda 538$  y C iii  $\lambda 538$  y deben manipularse con cuidado. Se utilizaron líneas UV para comprobar el número estimado de líneas de luz. Utilizamos principalmente C iii  $\lambda 1176$ . La línea C iv  $\lambda 1169$  comúnmente utilizada no se encuentra en los datos de UV, ya que está mezclada con C iii  $\lambda 1176$ . La línea C iii  $\lambda 1247$  se combina con la radiación N v  $\lambda 1238-42$  y solo la radiación roja se puede utilizar como diagnóstico.

Nitrógeno. Para estimar el contenido de nitrógeno, usamos las líneas de mezcla libre N ii  $\lambda\lambda 3995, 4042-45, 4238-42, 5002-06, 5677-81$  y N iii  $\lambda\lambda 4380, 4635$ . Como verificación de consistencia, también examinamos N ii  $\lambda 5046$  y N iii.  $\lambda\lambda 4098, 4512-18, 4643, 4868$ . La primera línea se mezcla

con He i  $\lambda 5049$  y N iii  $\lambda 4098$  se mezcla con H $\delta$ . En UV, utilizamos Niii  $\lambda\lambda 1183-85$  y Niii  $\lambda\lambda 1748-52$ . Se excluyó la línea Niv  $\lambda 1718$  porque es susceptible al viento y Nv  $\lambda 1240$  es sensible a los rayos X y, por lo tanto, no es adecuada para diagnósticos de abundancia.

Oxígeno.  $\zeta$  Ori muestra el conjunto de líneas O ii y O iii; nuestro análisis de abundancia se basó en: Oiii  $\lambda\lambda 4368, 5594$  y Oii  $\lambda\lambda 4077, 4134, 4663$ . Otras líneas que muestran dependencia de la abundancia son las líneas de mezcla Oii-iii  $\lambda\lambda 4415-18$ . Para el diagnóstico de abundancia, se utilizan normalmente las líneas UV O iv  $\lambda\lambda 1338-43$  y Oiii  $\lambda\lambda 1150-54$ , pero muestran solo una baja dependencia de la abundancia en los modelos. No se detectó Ov  $\lambda 1371$  en el espectro UV de  $\zeta$  Ori.

Silicio. El contenido de silicio se estimó utilizando solo las líneas Si iii y Si iv, ya que no se detectaron líneas Si ii. Usamos un triplete Si iii  $\lambda\lambda 4552-67-74$  y Si iii  $\lambda 5738$ , así como Si iv  $\lambda\lambda 4089, 4116$ . Las líneas UV no se usaron para el análisis debido a su fuerte dependencia de los parámetros del viento. Hierro. Solo usamos líneas UV para Fe para estimar su contenido. Se utilizaron las características del hierro: Fe v  $\lambda\lambda 1360-1385$ , Fe iv  $\lambda\lambda 1550-1700$  y Fe iii  $\lambda 1800-1950$ . Nuevamente, es importante tener una lectura de temperatura confiable para obtener una estimación de abundancia precisa.

### 2.2.2. *Parámetros de viento*

Los parámetros que describen el viento estelar son aquellos que tienen que ver con la ley de la velocidad del viento ( $\beta$  y  $v_\infty$ ), la pérdida de masa  $\dot{M}$ , el factor de llenado ( $f_\infty, v_{cl}$ ) y la velocidad de turbulencia del viento ( $\xi_{max}$ ). Todos estos influyen en las características espectrales en la banda de rayos X, óptica y UV. Algunos perfiles de línea son fuertemente influenciado por dos o más de los parámetros. Por ejemplo, la fuerza de H $\alpha$  es muy sensible tanto a la tasa de pérdida de masa como al factor de llenado, y la forma de su perfil es sensible a  $\beta$ . Por lo tanto, estos parámetros del viento deben determinarse simultáneamente utilizando varias características espectrales de diferentes iones y especies.

El valor de  $\dot{M}$  se restringe primero usando la fuerza H $\alpha$  para  $f_\infty = 1.0, 0.1, 0.05$  y  $0.01$  ( $f_\infty = 1.0$  significa viento suave). Luego se realizó una verificación de consistencia usando los perfiles de línea UV de C iv  $\lambda\lambda 1548, 1551$ , N v  $\lambda 1240$ , Si iv  $\lambda\lambda 1394, 1403$  y C iii  $\lambda 1776$ , que mostraron solo una dependencia débil de la tasa de pérdida de masa (en nuestros modelos) en comparación con H $\alpha$ .

El factor de aglutinación ( $f_\infty$ ) se determina usando Siv  $\lambda\lambda 1062, 1073$ , P v  $\lambda\lambda 1118-28$  y N iv  $\lambda 1718$ . El parámetro  $v_{cl}$  tiene una ligera influencia en la forma H $\alpha$ , por lo que su valor está ajustado solo para mejorar el perfil de línea,  $\dot{M}$  es calculado a partir de la fuerza de la línea D. John Hillier et

al., (2003) sugirió que su el valor debe ser inferior a  $100 \text{ km s}^{-1}$ . Igualmente, J.-C. Bouret et al., (2005) sugirió que la aglutinación debería comenzar cerca de la fotosfera ( $v_{cl} \sim 30 \text{ km s}^{-1}$ ). Para los modelos en este trabajo, usamos valores de  $v_{cl}$  de 20 a  $100 \text{ km s}^{-1}$ .

Los parámetros del perfil de velocidad ( $v_{\infty}, \beta$ ) fueron colocado utilizando perfiles de la línea UV P Cygni y la línea H $\alpha$  perfil.

En la segunda técnica calculamos la sintética especificación usó valores de 1.0 a 2.4 para encontrar el mejor perfil. Una vez que modificamos  $\beta$ , es necesario volver a sintonizar la tasa de pérdida de masa para que coincida con la intensidad de H $\alpha$ .

En el mismo sentido,  $v_{\infty}$  se estimó utilizando el ala azul del perfil P Cyg de C iv  $\lambda\lambda 1548, 1551$  y el perfil Si iv  $\lambda\lambda 1394, 1403$ . Como la forma de esa ala también se ve afectada por la turbulencia del viento  $\xi_{max}$ , ajustamos  $v_{\infty}$  y  $\xi_{max}$  simultáneamente.

### 2.2.3. *Rayos X - Parámetros del viento*

A medida que los rayos X se propagan a través del viento, pueden absorberse al mismo tiempo fotoionizar el gas. El efecto en una línea de rayos X es una atenuación del perfil en el lado rojo, porque los fotones desplazados al rojo del hemisferio trasero encuentran una trayectoria más larga a través del viento que los fotones desplazados al azul del hemisferio delantero (MacFarlane, 1991; Owocki & Cohen, 2001). Dado que la opacidad de los rayos X varía con la longitud de onda, la influencia en los perfiles de línea varía con la longitud de onda. Además, la fuerza del efecto depende principalmente de la densidad de la columna de viento y, por tanto, de la tasa de pérdida de masa. Por lo tanto, con una distribución de opacidad conocida, es posible estimar la tasa de pérdida de masa a partir de las líneas de rayos X observadas (Cohen et al., 2011).

En este trabajo utilizamos cortes transversales de rayos X de Verner et al., (1995). La variación espacial de la opacidad está determinada por la ley de velocidad y la tasa de pérdida de masa. Usamos los mismos valores estimados a partir de los datos ópticos y UV. Una vez que se logra el mejor ajuste, se comprueba la coherencia de los perfiles de línea. Estimaciones M previas de X- las líneas de rayos utilizaron perfiles de líneas individuales (Cohen et al., 2011; Oskinova et al., 2006); en este trabajo utilizamos modelos para todo el espectro de rayos X. Una aproximación similar fue desarrollada por Hervé et al., (2013), pero utilizaron una dependencia radial fiducial para la opacidad.

Los efectos de  $v$ . Y  $\beta$  en los perfiles de rayos X han sido estudiados por Cohen et al., (2011). Aquí, utilizamos los mismos valores obtenidos del análisis óptico y UV. Mostramos a continuación que  $\beta$  puede influir en  $R_0$ , y esto nos da la oportunidad de comparar nuestros resultados con los modelos de viento de inestabilidad (Dessart & Owocki, 2003; Feldmeier et al.,

1997; Runacres & Owocki, 2002) relacionando la aceleración del viento con la región de formación de choque

#### **2.2.4.        *Rayos X – Abundancias***

Una vez que se obtiene el mejor ajuste global a los espectros de rayos X, las abundancias se ajustan para mejorar el ajuste de las relaciones de línea.

Para calcular las relaciones de fuerza de línea observadas, los flujos de línea se midieron utilizando perfiles gaussianos y las herramientas estadísticas de xspec. Los parámetros libres para cada ajuste fueron el factor de normalización y el ancho de línea ( $\sigma$  de cada gaussiano). El centro de la línea generalmente se fija en su valor de laboratorio, pero cuando fue necesario se cambió para coincidir con el pico de la línea observada; no se incluyó como parámetro libre en el ajuste. Nos centraremos específicamente en los ratios de línea CNO. Recientemente, Zsargó et al., (2008) (en preparación) mostró que las buenas opciones son:

que tienen una dependencia débil de la temperatura y son buenas opciones para probar la consistencia de nuestros valores de abundancia del análisis óptico y UV. Se pueden estimar nuevas abundancias cuando se comparan las proporciones observadas con las de nuestros modelos.

#### **2.2.5.        *No experimental***

##### **2.2.5.1.      *Identificaciones variables***

**VARIABLE INDEPENDIENTE:** Modelado de atmósferas estelares

**VARIABLEDEPENDIENTE:** Parámetros físicos

2.2.5.2. Operación de los objetivos

**Tabla 1-2:** Operacionalización de los objetivos

OBJETIVO GENERAL	OBJETIVOS ESPECIFICOS	CONCEPTO	INDICADOR	INSTRUMENTO
<p>Obtener los parámetros físicos de atmosferas estelares mediante modelos de transferencia radiativa en un plasma y síntesis espectral con datos espectroscópicos de telescopios espaciales y terrestres.</p>	<p>Modelar atmosferas estelares computado con el código CMFGEN.</p>	<p>Las atmosferas estelares se modelan en el código CMFGEN diseñado para resolver la transferencia radiativa y las ecuaciones de equilibrio estadístico en geometría esférica.</p>	<p><math>T_{\text{eff}}, R_*, L, \dot{M}</math>, determinaciones de abundancia para una amplia gama de especies atómicas, distribuciones de energía precisas y flujos ionizantes.</p>	<p>Código CMFGEN</p>
	<p>Obtener mediante análisis espectral los parámetros físicos de atmosferas estelares, así como los de la estrella (<math>\zeta</math> Ori).</p>	<p>El análisis espectral permite la descomposición de señal en sus diversas componentes dentro del dominio frecuencial, lo cual ayudara a la obtención de los diferentes parámetros físicos.</p>	<p>Ajuste de los parámetros físicos al mejor espectro calculado, comparándolo con el espectro observado.</p>	<p>Simple inspección</p>

	<p>Poner a prueba la consistencia de los parámetros físicos, tales como la tasa de pérdida de masa y abundancias de carbono, nitrógeno y oxígeno (CNO), derivada de diferentes bandas espectrales</p>	<p>Significa que después de modelar y encontrarlos parámetros físicos derivados de diferentes bandas espectrales se verificara la coherencia de los resultados.</p>	<p>Modelo con los mismos parámetros, este debe reproducir las características espectrales en todas las bandas, o en su defecto, parámetros físicos que ajusten estas características espectrales en diferentes bandas, deben ser diferentes hasta en un 10%.</p>	<p>Datos espectroscópicos</p>
	<p>Analizar la posibilidad de reproducir el espectro observado de una estrella supergigante sin considerar la presencia de un campo magnético</p>	<p>Los campos magnéticos estelares se han detectado en una amplia gama de tipos espectrales, lo que se pretende es la reproducción del espectro observado de la estrella <math>\zeta</math> Ori sin la influencia de campos magnéticos</p>	<p>Si se encuentra un modelo consistente en las tres bandas sin la necesidad de incluir un campo magnético, esta estrella podría no presentar este campo</p>	<p>Métodos estadísticos paramétricos</p>

Realizado por: Vásquez, Estefanía, 2019

#### 2.2.5.3. *Localización del proyecto*

El estudio teórico y el desarrollo de este se lo realizara en la ciudad de Riobamba, en la Escuela Superior Politécnica de Chimborazo, conjuntamente en la ciudad de Quito en la Universidad Central del Ecuador haciendo uso de las aulas, centro de física y oficinas de los tutores.

#### 2.2.5.4. *Población de estudio y/o tamaño muestra y/o método de muestreo*

No existe población de estudio o muestra como tal debido a que es un trabajo teórico mas no experimental.

#### 2.2.5.5. *Técnica de recolección de datos*

La investigación no es experimental, las técnicas y métodos a utilizar son herramientas de cálculos computacionales.

#### 2.2.5.6. *Análisis Estadístico*

El trabajo es de tipo cuantitativa exploratorio, descriptiva y explicativa ya que permite compilar toda la información necesaria mediante revisión y análisis bibliográfico que ayudara como sustento de la investigación y así proyectar detalladamente la obtención de resultados obtenidos mediante análisis estadístico lo que nos permite ver el margen de error respecto a los valores estándares

## CAPITULO III

### 3. MARCO DE RESULTADOS Y DISCUSION DE LOS RESULTADOS.

En este capítulo se analiza y discute los resultados obtenidos del modelado de atmósferas estelares para la obtención de sus parámetros físicos usando espectroscopia multi-banda. Para ello se utilizó el código CMFGEN el cual nos permite modificar el código fuente según los requisitos que se propone en el trabajo de investigación.

El análisis se realizó en dos etapas principales. En la primera etapa, derivamos los parámetros fotosféricos y del viento utilizando el método estándar para estrellas masivas y la última versión de CMFGEN. En la segunda etapa, se modela la emisión de rayos X. Luego probamos la consistencia de los parámetros adoptados con los perfiles de línea de rayos X (tasas de pérdida de masa) y las proporciones de línea (abundancias).

**Tabla 1-3:** Líneas de Balmer

<b>HI</b>	$\lambda$ (Å)	<b>Color</b>
H- $\zeta$	3890	Ultravioleta
H- $\epsilon$	3970	Ultravioleta
H- $\delta$	4102	Violeta
H- $\gamma$	4341	Violeta

**Realizado por:** Vásquez, Estefanía, 2020

**Tabla 2-3:** Líneas de HeI y HeII

<b>HeII</b>	<b>HeI</b>
4201	4027
4542	4144
	4923
	5049

**Realizado por:** Vásquez, Estefanía, 2020

**Tabla 3-3:** Lineas de SI III y SI IV

SI III	SI IV
4554	4090
4569	4117
4576	

Realizado por: Vásconez, Estefanía, 2020

### 3.1. Espectro observado sintético

Para calcular el espectro observado sintético en el marco del observador el cual es uno de los resultados más importantes de nuestros modelos, utilizamos un programa auxiliar CMF\_FLUX del paquete CMFGEN.

La lista de modelos (list\_models) de la estrella a estudiar zeta Ori se encuentra en wr\_norm\_mod\_data.sh y se ejecuta (./wr\_norm\_mod\_data.sh).

```
#!/bin/tcsh
#
#
#
set rotvel = 100.0
#set rotvel = 90.0
set macrovel = -75.0
#set macrovel = -93.0
set microvel = 10
#set microvel = ''
set ebv = 0.00
set dist = 0.500
#set temp = 290
set temp = ''
set logg = 325
#set logg = ''
if (-e list_models) rm -r list_models
#set nfiles = `ls obs_fin ${microvel} T2700G305 obs_fin ${microvel} T2725G305 obs_fin ${microvel} T2790G305 > list_models`
#set nfiles = `ls obs_fin ${microvel} T2725G305* obs_fin ${microvel} T2750G305 > list_models`

#set nfiles = `ls obs_fin ${microvel} *G31 obs_fin ${microvel} T270G31 obs_fin ${microvel} T280G32 > list_models`
set nfiles = `ls -f obs_fin ${microvel} ${logg} ${temp} > list_models`

#set nfiles = `ls -f obs_fin ${microvel} B13V1900M395E7 obs_fin ${microvel} B13V1900M79E7 \\
# obs_fin ${microvel} B13V1900M15E6 obs_fin ${microvel} B13V1900M31E6 > list_models`

#set nfiles = `ls -f obs_fin ${microvel} T270G29 obs_fin ${microvel} T2700G295 \\
# obs_fin ${microvel} T270G30 obs_fin ${microvel} T2700G305 \\
# obs_fin ${microvel} T270G31 obs_fin ${microvel} T2700G315 > list_models`
echo $nfiles
#exit
set lines= cat list_models
set i=1
while ( $i <= $#lines )
  echo $lines[$i]
  @ i = $i + 1
end
set j=1
```

```
alnitak: [~/models/ZETA_ORI/models_uv/logg_temp_mods3] %
alnitak: [~/models/ZETA_ORI/models_uv/logg_temp_mods3] % vim wr_norm_mod_data.sh
alnitak: [~/models/ZETA_ORI/models_uv/logg_temp_mods3] % ./wr_norm_mod_data.sh

obs_fin 10 325 270
obs_fin 10 325 280
obs_fin 10 325 290
obs_fin 10 325 295
obs_fin 10 325 300
obs_fin 10 325 305
obs_fin 10 325 310
obs_fin 10 325 315
rm: No match.
rm: No match.
rd_mod 10 325 270.sve
rd_mod 10 325 280.sve
rd_mod 10 325 290.sve
rd_mod 10 325 295.sve
rd_mod 10 325 300.sve
rd_mod 10 325 305.sve
rd_mod 10 325 310.sve
rd_mod 10 325 315.sve
10 325 315
8
alnitak: [~/models/ZETA_ORI/models_uv/logg_temp_mods3] %
```

Para graficar todos los modelos se utiliza el comando `plt_spec` y para llamar a todos los modelos es `#allnmod`

```
alnitak: [~/models/ZETA_ORI/models_uv/logg_temp_mods1] % plt_spec
Model file [OBSFLUX]:
Unable to open file in RD_MOD

      (default is to write file main_option.sve)
      (append sve=filename to write a new .sve file)
      (box=filename to write a .box file containing several .sve files)
      (.filename to read .sve file)
      (#filename to read .box file)

OPTION [GR]=>
Error - No calls made to curve

OPTION [GR]=>#allnmod
error opening file rd_obs_opt.sve
Main option=GR
Error - No calls made to curve
Main option=rd_mod
FILE=obs_fin_10_295_270
OVER=T
SCALE=1.000
XFAC=1.000
RAD_VEL=0.000
559614 Data values read in
No scaling done with new model data
New model data replaces old data
No plots done with new model data
Main option=rot
Vsini
VSINI [100.000]=>
```

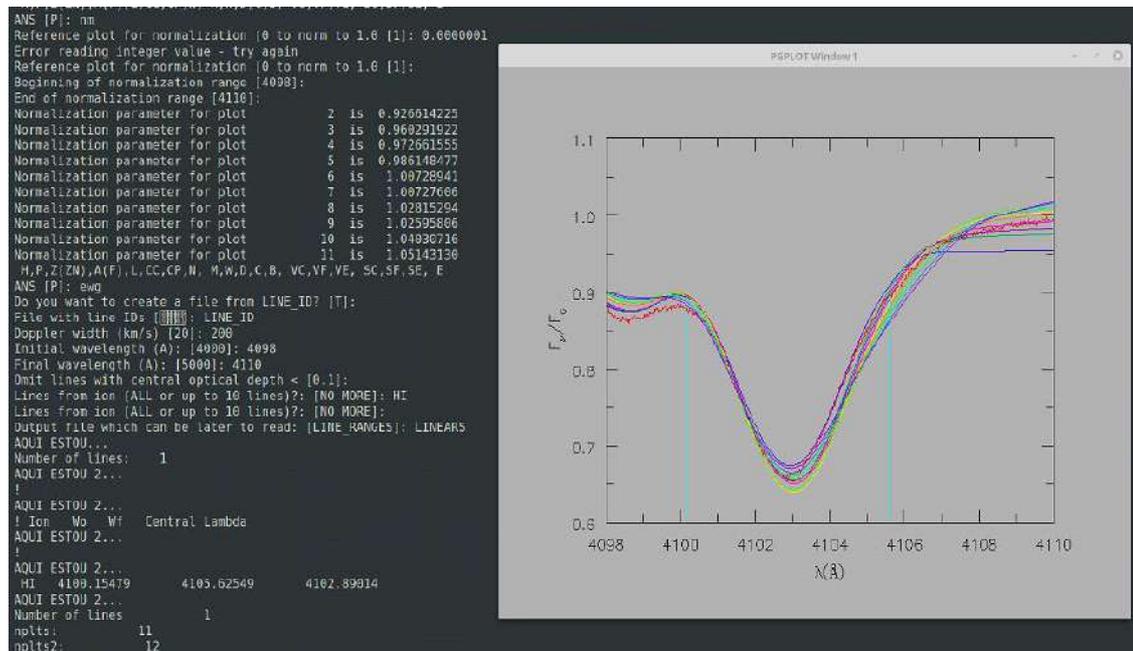
Para encontrar los espectros se coloca un intervalo una longitud de onda inicial y una final:

```

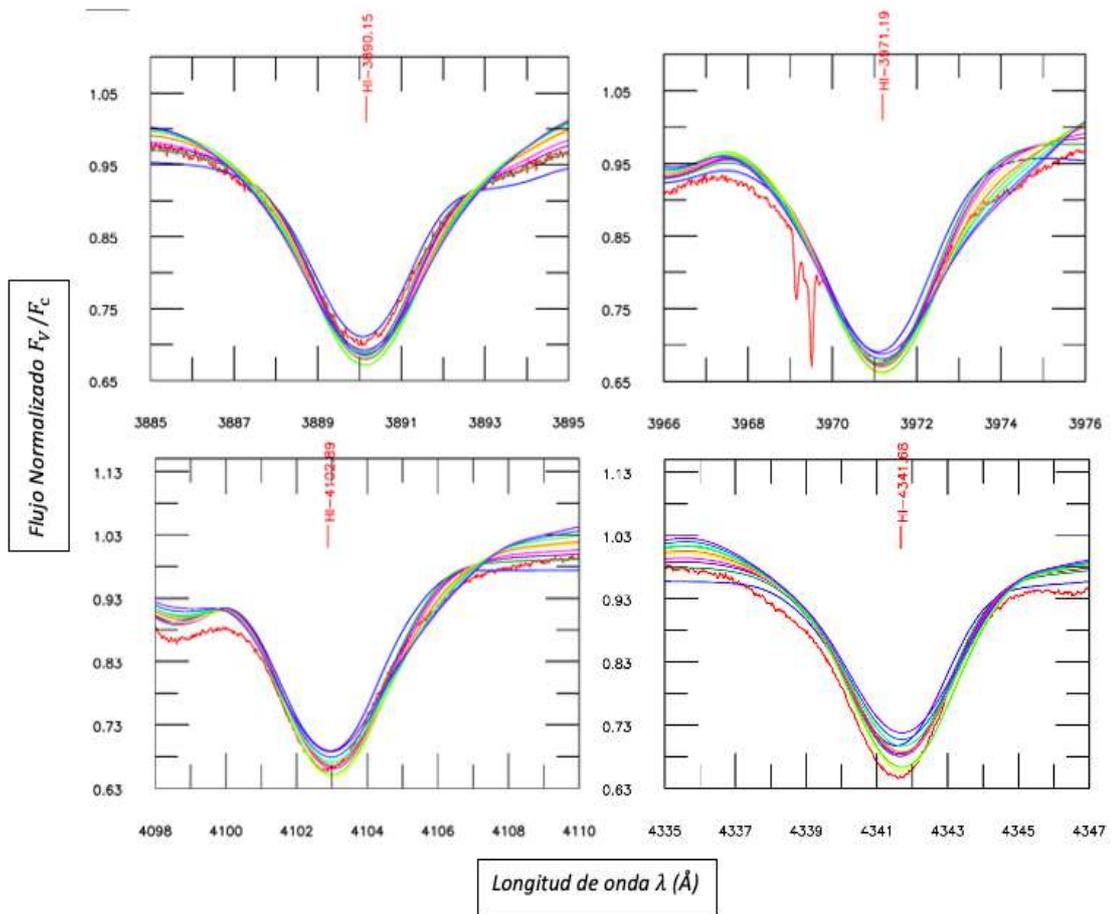
H,P,Z(ZN),A(F),L,CC,CP,N, M,W,D,C,B, VC,VF,VE, SC,SF,SE, E
ANS [P]: a
Abisca limits : 1.0115E+01 8.4646E+05
XST,XEND [0,1.E+06]: 4098 4110
Getting Y limits
0.625807941 1.02949584
Ordinate limits: 6.2581E-01 1.0295E+00
YST,YEND [0.6,1.1]:
Indicate spacing between numberd tickmarks
For X tickmarks [2]:
For Y tickmarks [0.1]:
H,P,Z(ZN),A(F),L,CC,CP,N, M,W,D,C,B, VC,VF,VE, SC,SF,SE, E
ANS [P]:
H,P,Z(ZN),A(F),L,CC,CP,N, M,W,D,C,B, VC,VF,VE, SC,SF,SE, E

```

el comando ewg encuentra el espectro de la linea de HI (3835Å) presente en el rango 3830-3845 Å y cada moedelo se normaliza desde 0 hasta 1 con el comando nm:

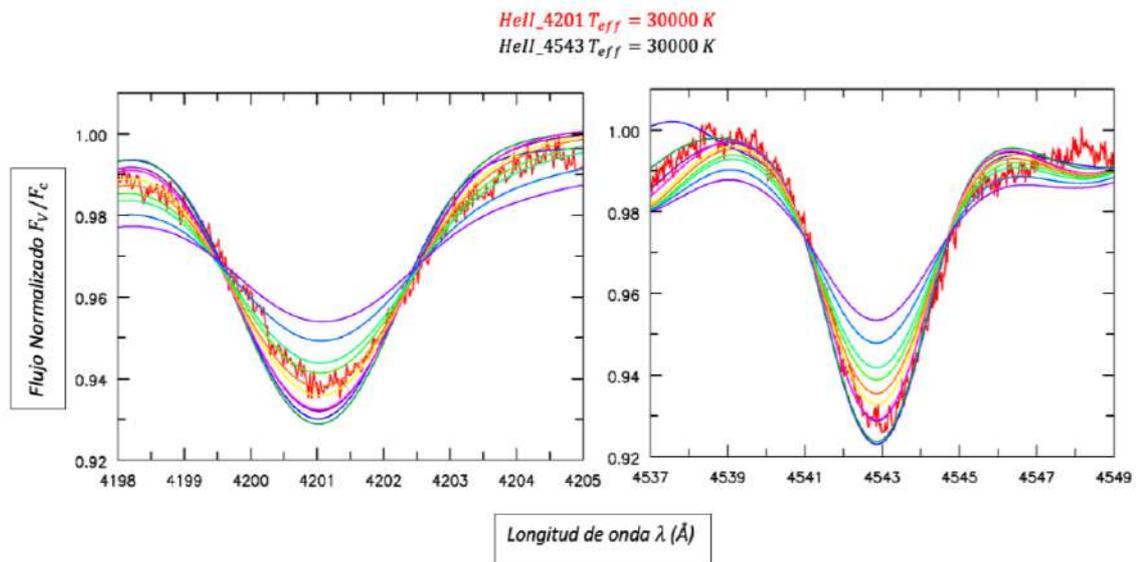


$H\xi, H\varepsilon, H\delta, H\gamma T_{eff} = 30000 K$



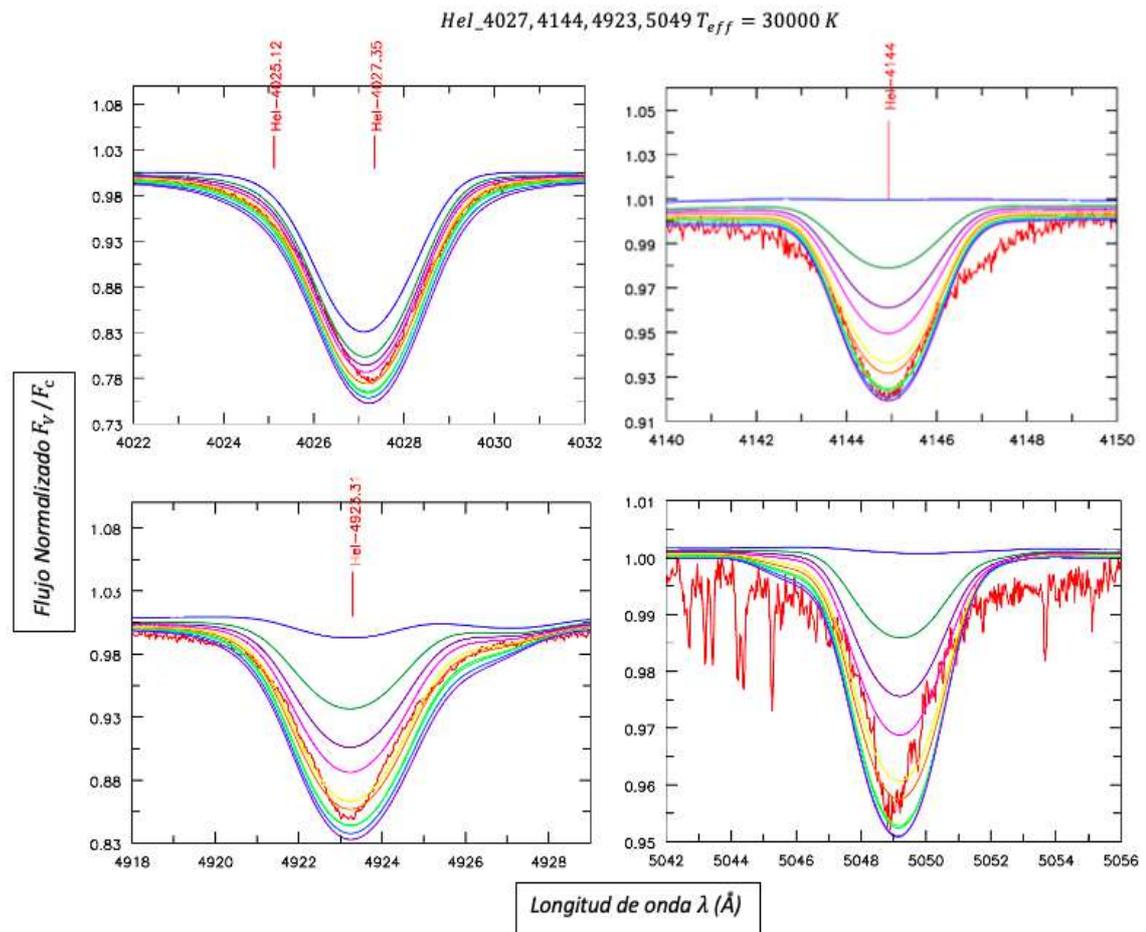
**Gráfico 1-3:** Comparación de nuestros modelos de mejor ajuste de líneas HI observadas para  $\zeta$  Ori.

**Realizado por:** Vásconez, Estefanía, 2020



**Gráfico 2-3:** Comparación de nuestros modelos de mejor ajuste de líneas HeII observadas para  $\zeta$  Ori.

Realizado por: Vásconez, Estefanía, 2020



**Gráfico 3-3:** Comparación de nuestros modelos de mejor ajuste de líneas HeI observadas para  $\zeta$  Ori.

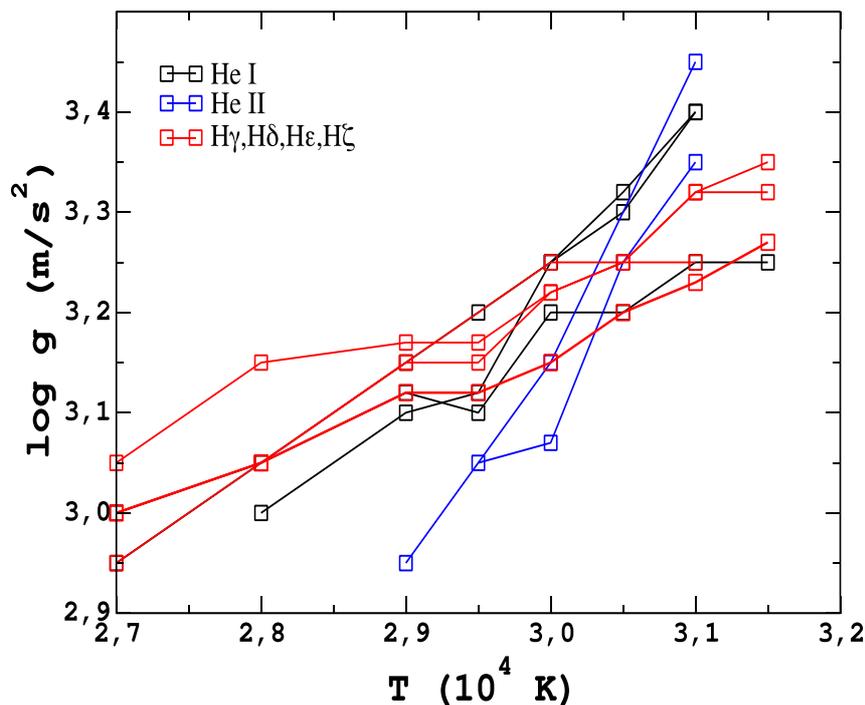
Realizado por: Vásconez, Estefanía, 2020

### 3.1.1. Análisis óptico y UV

Los cálculos para nuestro análisis se realizaron con el código CMFGEN (Hillier & Miller, 1998). Este código modela una atmósfera estelar esférica y un viento estelar que resuelve la transferencia radiativa, el sistema de ecuación de equilibrio radiativo y estadístico en no LTE (NLTE) teniendo en cuenta los efectos de cobertura de línea. La ecuación de transferencia se resuelve en el marco comoving (CMF).

La estructura de densidad fotosférica se calcula resolviendo iterativamente el sistema de ecuación de equilibrio hidrostático debajo del punto sónico como lo describen Bouret et al. (2012) Dada una tasa de pérdida de masa adoptada y el perfil de velocidad  $v(r)$ , la estructura

de densidad del viento se calcula utilizando la ecuación de continuidad. El perfil de velocidad adoptado es similar al utilizado comúnmente para vientos estelares masivos (por ejemplo, Hillier et al., 2003):

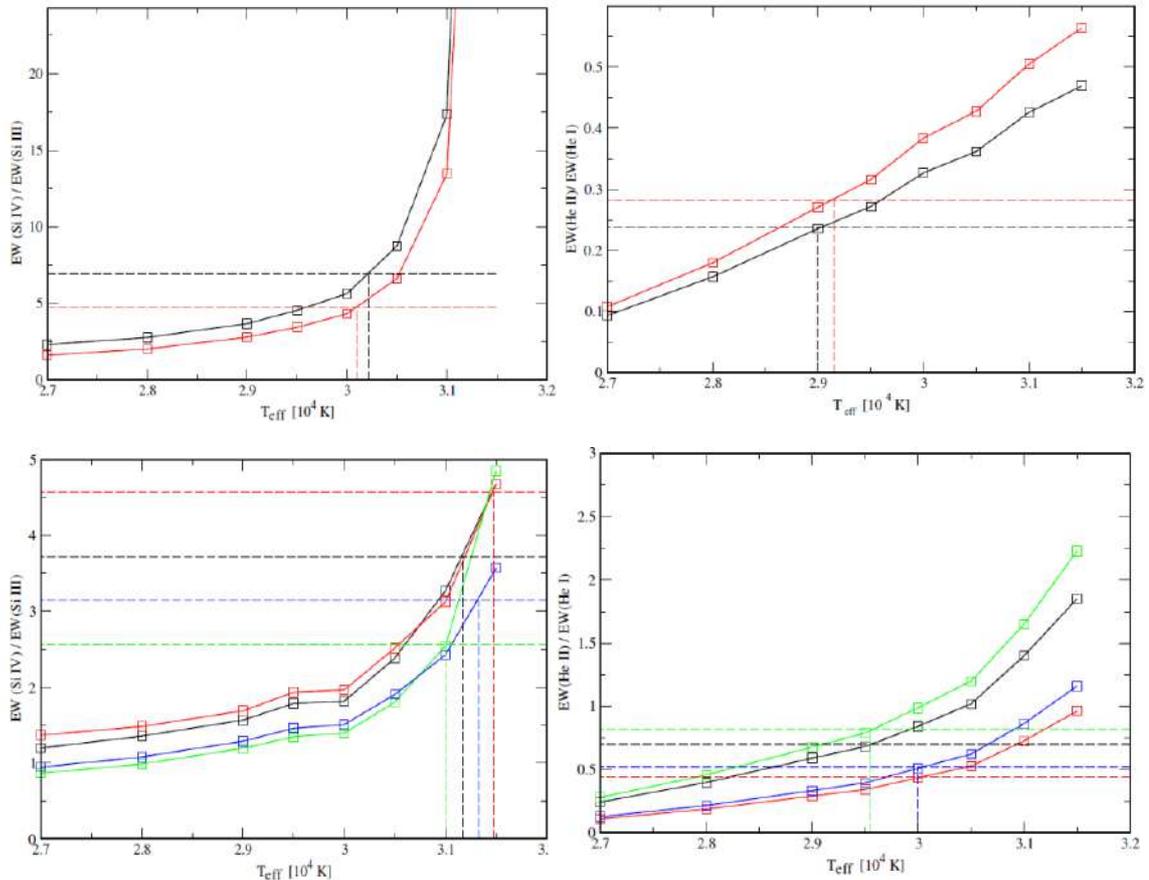


**Gráfico 4-3:** Restricciones sobre  $T_{\text{eff}}$  y  $\log g$ . Se muestran los ajustes a las alas de la línea Balmer (negro), el ancho equivalente de la línea He i (rojo) y He ii (azul).

Realizado por: Vásconez, Estefania, 2020.

La Figura 4-3 muestra el análisis de las alas de las líneas Balmer y las líneas Hei-ii, en donde se determinó que  $\log g = 3.25$ . También encontramos que para valores superiores a 3,30 e inferiores a 3,2 no es posible ajustar las líneas Balmer y Hei-ii de forma coherente. Por lo tanto, estimamos

un error de 0.05 para  $\log g$ , además se observa influencia de su estrella compañera en las líneas de He i.



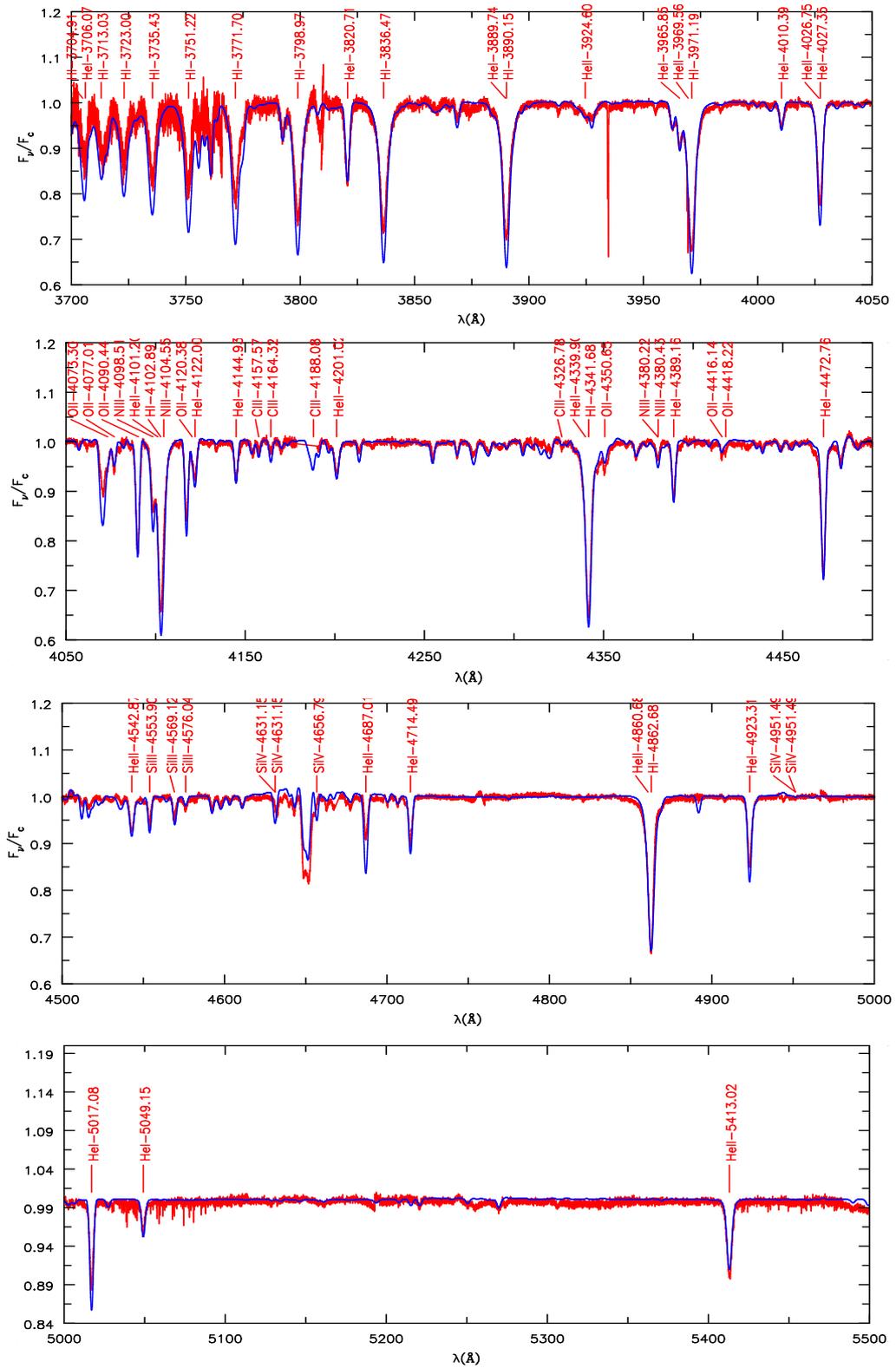
**Gráfico 5-3:** El equilibrio iónico para He i-ii y Si iii-iv.

**Realizado por:** Vásconez, Estefanía, 2021.

El gráfico 5-3 muestra la relación de anchos equivalentes (EWs) para pares seleccionados de líneas de He y Si se muestra para modelos con  $\log g = 3,25$  y  $T_{\text{eff}} = (2,7 - 3,15) \times 10^4 \text{ K}$ . Cada cuadrado representa el modelo que coincide con la relación observada de los anchos equivalentes (EWs) de las líneas. Las líneas discontinuas horizontales muestran las relaciones de ancho equivalentes medidas a partir de datos ópticos, mientras que las líneas discontinuas verticales muestran la proyección del modelo correspondiente EW al eje de temperatura. Estimamos los errores de razón EW medidos. El máximo es de alrededor del 1%, lo que influiría en nuestro límite inferior de temperatura en  $\leq 500\text{K}$ .

Además el análisis del balance de ionización de He i-ii y Si iii-iv. El balance de ionización de He i-ii produce una temperatura efectiva de aproximadamente  $2,9 \times 10^4$  a  $3 \times 10^4 \text{ K}$  mientras que el balance de ionización de Si iii-iv arroja un valor  $\sim 3,01 \times 10^4$  a  $3,15 \times 10^4 \text{ K}$ . De estos resultados

llegamos a la conclusión de que la temperatura efectiva de  $\zeta$  Ori es  $T_{\text{eff}} = 30000 \pm 500$  K. En el UV.





Los parámetros  $v_\infty$  y  $\zeta$  se estimaron juntos utilizando el ala de absorción azul de las líneas UV, especialmente C iv  $\lambda 1550$ . Encontramos que el valor de  $v_\infty$  se encuentra entre 2000 y 2100  $\text{kms}^{-1}$ , mientras que la velocidad de la turbulencia del viento es  $\xi \sim 15 \text{ kms}^{-1}$ . Los valores aquí calculados se encuentran entre los anteriores calculados por Kaper et al., (1996) y (Bouret, et al., 2008) (1885 y 2100  $\text{km s}^{-1}$  respectivamente). El perfil C iv  $\lambda 1550$  descarta un valor de 2100  $\text{km s}^{-1}$  para  $v_\infty$ , ya que un valor de  $\xi \sim 15 \text{ km s}^{-1}$  es necesario para ajustar el ala de absorción azul.

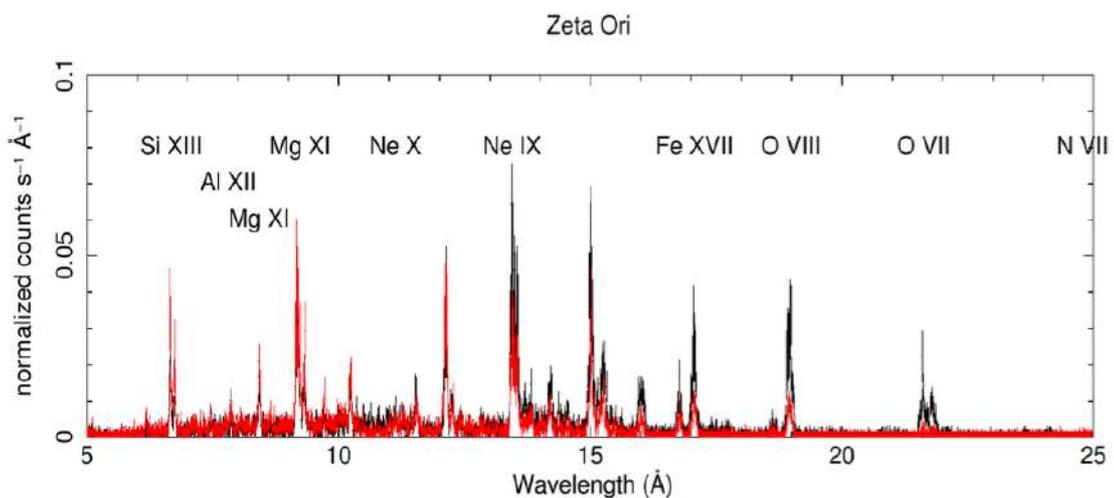
A partir de los resultados descritos anteriormente (gráfico 6-3), llegamos a la conclusión de que la tasa de pérdida de masa requerida para ajustarse al espectro de rayos X de  $\zeta$  Ori es  $\leq 4.5 \times 10^{-7} M_\odot \text{ año}^{-1}$ , que confirma los resultados ópticos y UV de que  $\zeta$  Ori. Además, estos valores de la tasa de pérdida de masa concuerdan con los reportados por Feldmeier et al., (1997) para la misma 0,0

### 3.1.2. Análisis de rayos X

Suponemos que la emisión de rayos X proviene de un conjunto de regiones calentadas por choque dentro del viento (escenario de choque). El escenario de choque predice regiones distribuidas en el viento donde el plasma se calienta fuertemente debido a los choques causados por inestabilidades radiativas (Feldmeier et al., 1997; Owocki, 1988).

La versión actual de CMFGEN permite la emisión de rayos X desde regiones conmovidas en el viento usando tablas de emisividad de APEC (Smith & Gallagher, 2001) para diferentes temperaturas, pero no tiene en cuenta las diferencias en abundancia densidades o influencia de la radiación UV en las poblaciones de los niveles que dan lugar a las líneas de rayos X.

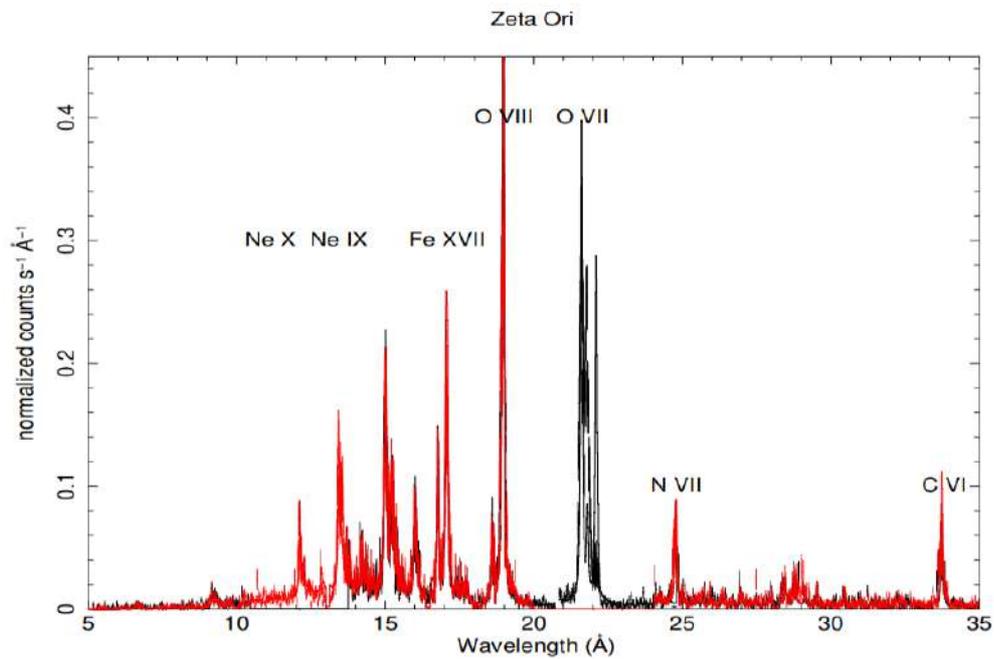
Recientemente, Zsargó et al., (2006) (en preparación) desarrolló una nueva versión llamada XCMFGEN que hace posible una interacción consistente entre el código APEC y CMFGEN.



**Gráfico 8-3:** Espectros CHANDRA meg+ y meg-.

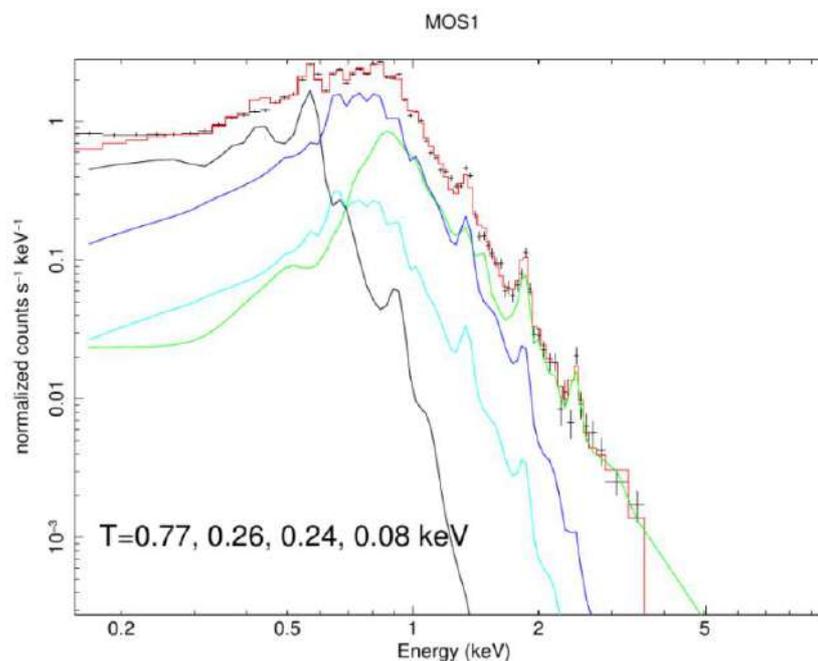
Realizado por: Vásconez, Estefanía, 2021

Hemos determinado la estructura térmica y la composición elemental del plasma emisor de rayos X de  $\zeta$  Ori ajustando simultáneamente modelos multitemperatura a los espectros CHANDRA meg+ y meg -El ajuste se realizó utilizando nuestro programa de análisis espectral xspec.



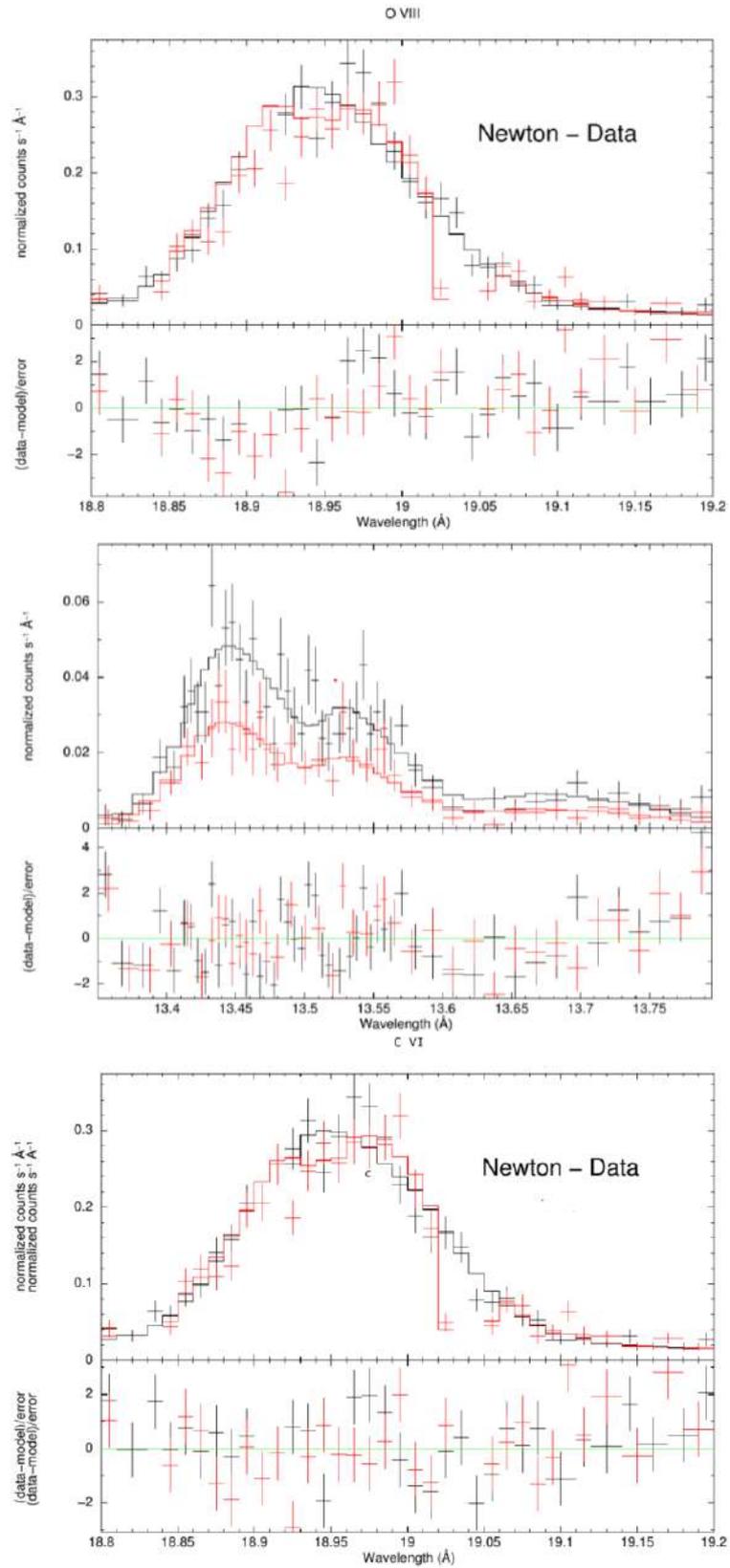
**Gráfico 9-3:** Las cruces son los datos del rgs del XMM Newton, la línea verde los datos.

**Realizado por:** Vásquez, Estefanía, 2021.



**Gráfico 10-3:** Las temperaturas se realizaron con 0.77, 0.26, 0.24 y 0.08 keV.

**Realizado por:** Vásquez, Estefanía, 2021.



**Gráfico 11-3:** Confirmacion de abundancias N VII, C VI, O VIII.

**Realizado por:** Vásquez, Estefanía, 2021

**Tabla 4-3.** Parámetros estelares de zeta Ori.

	<b>Espectro Observado</b>	<b>Espectro Sintético</b>
<b>Estrella</b>	ζ Orionis / 50 Orionis / 126 G. Orionis / HR1948/9, BD-02° 1338 / HD 37742 / SAO132444 / HIP 26727 / TD1 5127	ζ Orionis / 50 Orionis / 126 G. Orionis / HR1948/9, BD-02° 1338 / HD 37742 / SAO132444 / HIP 26727 / TD1 5127
<b>Tipo espectral</b>	O9.7lb	O9.7lb
<b>Distancia (pc)</b>	226 <sup>a</sup>	226 <sup>a</sup>
<b>T<sub>eff</sub></b>	30.5 <sup>d</sup>	30±500
<b>Log(g)</b>	3.2±0.1	3.25±0.1
<b>R<sub>*</sub>(R<sub>⊙</sub>)</b>	22.1 <sup>d</sup>	22.1 <sup>d</sup>
<b>Log L(L<sub>⊙</sub>)</b>	5.58 <sup>d</sup>	5.45
<b>v<sub>mac</sub> [km s<sup>-1</sup>]</b>	93	90
<b>ξ [km s<sup>-1</sup>]</b>	15	15
<b>v sen i [km s<sup>-1</sup>]</b>	127 <sup>b</sup>	100
<b>v<sub>∞</sub> (kms<sup>-1</sup>)</b>	1850 <sup>e</sup>	2100
<b>BC (mag)</b>	-3.16 <sup>e</sup>	-3.16 <sup>e</sup>
<b>V (mag)</b>	2.03 <sup>e</sup>	2.03 <sup>e</sup>
<b>M(10<sup>-6</sup>M<sub>⊙</sub>yr<sup>-1</sup>)</b>	1.2	0.5
<b>E<sub>B-V</sub> (mag)</b>	0.06	0.06
<b>A<sub>V</sub> (mag)</b>	0.19	0.19
<b>M<sub>v</sub></b>	-5.1	-5.1
<b>β</b>	0.8	1
<b>f</b>	0.1	0.05

**Fuente:** <sup>a</sup>Van Leeuwen, (2007); <sup>b</sup>Howarth & van Leeuwen, (2019); <sup>c</sup>Gaia Collaboration et al., (2020);

<sup>d</sup>Martins et al., (2005); <sup>e</sup>Voels et al., 1989)

**Realizado por:** Vásconez, Estefanía, 2021

En la Tabla 4-3 se obtuvieron los parámetros físicos del espectro sintético de la supergigante zeta ori y se compara con los modelos observados o teóricos tenemos un buen ajuste en las tres bandas espectrales.

## CONCLUSIONES

- Se utilizó el código de transporte radiativo CMFGEN para construir los espectros sintéticos modelos, los cuales se usaron para las comparaciones con los espectros observados.
- Los parámetros fotosféricos derivados para Ori son muy similares a los obtenidos previamente ( $T_{\text{eff}} = 30000 \pm 500$  K y  $\log g = 3.25 \pm 0.05$ ). Los flujos UV observados con los  $m_v$ , ya conocidos producen  $E(B-V) = 0.06 \pm 0.01$ . Utilizando la distancia HIPPARCOS (226 pc), la luminosidad de  $\zeta$  Ori es  $\log(L_* / L_{\odot}) \sim 5.45$
- Las abundancias de metales derivadas de las diferentes bandas (rayos X, óptica y UV) son consistentes dentro de los errores. Un viento agrupado, con un factor de llenado de volumen de orden 0.1 o menos, produce perfiles de rayos X consistentes con la observación, favoreciendo  $\dot{M} \leq 5 \times 10^{-7} M_{\odot} \text{ año}^{-1}$ , un valor aproximadamente 4 veces menor que el predicho teóricamente por Vink et al. (2000, 2001)
- Fue posible reproducir el espectro observado de zeta ori sin considerar su campo magnético.

## RECOMENDACIONES

- Es recomendable crear una cuadrícula más fina para obtener un modelo más exacto.
- Cuantificar el efecto de la estrella compañera de  $\zeta$  Ori sobre las líneas de He I, y poder estimar un mejor  $T_{eff}$ .
- Tomar en cuenta el tiempo de construcción de cada modelo ya que para reproducir en CMFGEN toma de 24 a 36 horas por cada uno.
- Para un trabajo futuro tomar en cuenta el campo magnético de la super gigante zeta ori y de su estrella compañera

## BIBLIOGRAFÍA

**AERTS, C.; et.al.,** (2009). *Introducing Asteroseismology* (pp. 1–30).  
[https://doi.org/10.1007/978-1-4020-5803-5\\_1](https://doi.org/10.1007/978-1-4020-5803-5_1)

**AERTS, C. ; et.al.,** (2009). Collective pulsational velocity broadening due to gravity modes as a physical explanation for macroturbulence in hot massive stars. *Astronomy and Astrophysics*, 508(1), 409–419. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/200810471>

**AURIÈRE, M.,** (2003). Stellar Polarimetry with NARVAL. *EAS*, 9, 105.  
<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/2003EAS.....9..105A/abstract>

**BECKER, S. R., Becker, & R., S.** (1990). Temperature determination in B stars from Si II, III and IV in non-LTE. In *ASPC* (Vol. 7).  
<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1990ASPC....7..142B/abstract>

**BLAZÈRE, A.; et.al.,** (2015). The magnetic field of  $\zeta$  Orionis A. *Astronomy and Astrophysics*, 582, 110. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201526855>

**BOURET, J.; et.al.,** (2008). The weak magnetic field of the O9.7 supergiant  $\zeta$  Orionis A  $\star$ . *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 389(1), 75–85.  
<https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2008.13575.x>

**BOURET, J.; et.al.,** (2005). Lower mass loss rates in O-type stars: Spectral signatures of dense clumps in the wind of two Galactic O4 stars. *Astronomy & Astrophysics*, 438(1), 301–316.  
<https://doi.org/10.1051/0004-6361:20042531>

**BOURET, J.; et.al.,** (2012). Properties of Galactic early-type O-supergiants: A combined FUV-UV and optical analysis. *Astronomy and Astrophysics*, 544, 67. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201118594>

**CHIOSI, C., & MAEDER, A.** (1986). The Evolution of Massive Stars with Mass Loss. *Annual Review of Astronomy and Astrophysics*, 24(1), 329–375.  
<https://doi.org/10.1146/annurev.aa.24.090186.001553>

**COHEN, D. H.; et. at.** (2011). *Chandra X-Ray Spectroscopy Of The Very Early O Supergiant HD 93129A: Constraints On Wind Shocks And The Mass-Loss Rate* 93129A: Constraints On Wind Shocks And The Mass-Loss Rate. <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2011.18952.x>

**COLLABORATION, G.; et. al.** (2020). Lanzafame 35, 49 , W. Löffler 6 , A. Lorca 10 , M. Manteiga 50 , O. Marchal 42 , P.M. Marrese 51, 52 Accart 60. In *J.J. González-Vidal* (Vol. 61).

**CROWTHER, P.; et. at.** (2006). A census of the Wolf-Rayet content in Westerlund 1 from near-infrared imaging and spectroscopy. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 372(3), 1407–1424. <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2006.10952.x>

**DE MINK, S.; et. at.** (2009). Rotational mixing in massive binaries Detached short-period systems. *Astronomy and Astrophysics*, 497(1), 243–253. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/200811439>

**DESSART, L., & OWOCKI, S.,** (2003). Two-dimensional simulations of the line-driven instability in hot-star winds. *Astronomy & Astrophysics*, 406(1), L1–L4. <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20030810>

**FELDMEIER, A.; et.al.,** (1997). A possible origin for X-rays from O stars. In *ASTRONOMY AND ASTROPHYSICS* (Vol. 322).

**FRUSCIONE, A.; et.al.,** (1994). The distribution of neutral hydrogen in the interstellar medium. 1: The data. *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 94, 127. <https://doi.org/10.1086/192075>

**HASER, S. .; et.al.,** (1995). *Quantitative UV spectroscopy of early O stars in the Magellanic Clouds.* [http://articles.adsabs.harvard.edu/cgi-bin/nph-article\\_query?bibcode=1998A%26A...330..285H&db\\_key=AST&page\\_ind=0&data\\_type=GIF&type=SCREEN\\_VIEW&classic=YES](http://articles.adsabs.harvard.edu/cgi-bin/nph-article_query?bibcode=1998A%26A...330..285H&db_key=AST&page_ind=0&data_type=GIF&type=SCREEN_VIEW&classic=YES)

**HERVÉ, A., & RAUW, G.,** (2013). A detailed X-ray investigation of  $\zeta$  Puppis: III. Spectral analysis of the whole RGS spectrum. *Astronomy and Astrophysics*, 551, 83. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201219734>

**HILLIER, D. J.; et. al.,** (2003). A Tale of Two Stars: The Extreme O7 Iaf+ Supergiant AV 83 and the OC7.5 III((f)) star AV 69. *The Astrophysical Journal*, 588(2), 1039–1063. <https://doi.org/10.1086/374329>

**HOWARTH, I. D.; et. al.,** (1997). Cross-correlation characteristics of OB stars from IUE spectroscopy. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 284(2), 265–285. <https://doi.org/10.1093/mnras/284.2.265>

**HOWARTH, I., & VAN LEEUWEN, F.,** (2019). The distance, rotation, and physical

parameters of zeta Pup. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 484(4), 5350–5361.  
<https://doi.org/10.1093/mnras/stz291>

**JEFFERY, C. S., & SAIO, H.** (2016). Radial pulsation as a function of hydrogen abundance. In *MNRAS* (Vol. 000).

**KILIAN, J., et. al.** (1991). Chemical abundances in early B-type stars. II. Line identification and atomic data for high resolution spectra. In *A&AS* (Vol. 88).  
<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1991A&AS...88..101K/abstract>

**KLEIN, R., & CASTOR, J.,** (1978). H and He II spectra of Of stars. *The Astrophysical Journal*, 220, 902. <https://doi.org/10.1086/155980>

**LAMERS, H., & CASSINELLI, J.,** (1999). Introduction to Stellar Winds. In *Introduction to Stellar Winds*. Cambridge University Press. <https://doi.org/10.1017/cbo9781139175012>

**LEFEVER, K., & PULS, J.,** (2007). Statistical properties of a sample of periodically variable B-type supergiants. *Astronomy & Astrophysics*, 463(3), 1093–1109.  
<https://doi.org/10.1051/0004-6361:20066038>

**LENNON, D. J.; et. al.** (1993). Galactic B-supergiants. II. Line strengths in the visible. Evidence for evolutionary effects? In *A&AS* (Vol. 97).  
<https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1993A&AS...97..559L/abstract>

**MACFARLANE, J.,** (1991). *Predicted extreme-ultraviolet line emission for nearby main-sequence B stars*.  
[http://articles.adsabs.harvard.edu/cgi-bin/nph/article\\_query?bibcode=1991ApJ...380..564M&db\\_key=AST&page\\_ind=0&data\\_type=GIF&type=SCREEN\\_VIEW&classic=YES](http://articles.adsabs.harvard.edu/cgi-bin/nph/article_query?bibcode=1991ApJ...380..564M&db_key=AST&page_ind=0&data_type=GIF&type=SCREEN_VIEW&classic=YES)

**MAEDER, A., & MEYNET, G.** (2009). Massive star evolution with mass loss and rotation. *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica: Serie de Conferencias*, 33, 38–43.  
[https://doi.org/10.1007/978-3-540-76949-1\\_27](https://doi.org/10.1007/978-3-540-76949-1_27)

**MAEDER, A.; et.al.,** (2000). Stellar evolution with rotation VI: The Eddington and Omega-limits, the rotational mass loss for OB and LBV stars. *Astronomy and Astrophysics*, 361(1), 159–166. <http://arxiv.org/abs/astro-ph/0006405>

**MARKOVA, N., & PULS, J.** (2008). Bright OB stars in the Galaxy. *Astronomy & Astrophysics*, 478(3), 823–842. <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20077919>

**MAHY, L.; et.al.,** (2012). A quantitative study of O stars in NGC 2244 and the Monoceros OB2

association. *Astronomy and Astrophysics*, 538, 39. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201117458>

**MARTINS, F., & PALACIOS, A.** (2017). Spectroscopic evolution of massive stars on the main sequence. *Astronomy and Astrophysics*, 598, 56. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201629538>

**MARTINS, F.; et.al.**, (2005). A new calibration of stellar parameters of Galactic O stars. *Astronomy & Astrophysics*, 436(3), 1049–1065. <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20042386>

**MCERLEAN, N.; et.al.**, (1999). Galactic B-supergiants: A non-LTE model atmosphere analysis to estimate atmospheric parameters and chemical compositions. *A&A*, 349, 553–572. <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1999A&A...349..553M/abstract>

**NAJARRO, F. ; et.al.**, (2006). On the sensitivity of He I singlet lines to the Fe IV model atom in O stars. *Astronomy & Astrophysics*, 456(2), 659–664. <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20054489>

**OSKINOVA, L.; et.al.**, (2006). High-resolution X-ray spectroscopy of bright O-type stars. *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 372(1), 313–326. <https://doi.org/10.1111/j.1365-2966.2006.10858.x>

**OWOCKI, S.**,(1988). Time-dependent models of radiatively driven stellar winds. i. nonlinear evolution of instabilities for a pure absorption model. In *The Astrophysical Journal* (Vol. 335).

**OWOCKI, S., & COHEN, D.**, (2001). X-ray line profiles from parameterized emission within an accelerating stellar wind. in *the astrophysical journal* (Vol. 559).

**REPOLUST, T.; et.al.**, (2004). Stellar and wind parameters of Galactic O-stars. *Astronomy & Astrophysics*, 415(1), 349–376. <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20034594>

**RUNACRES, M., & OWOCKI, S.**, (2002). The outer evolution of instability-generated structure in radiatively driven stellar winds. *Astronomy and Astrophysics*, 381(3), 1015–1025. <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20011526>

**RYANS, R., et. al.** (2002). *Macroturbulent and rotational broadening in the spectra of B-type supergiants 2 OBSERVATIONS AND REDUCTION*. 586, 577–586.

**SCHALLER, G., et. al.** (1992). New grids of stellar models from 0.8 to 120 M<sub>solar</sub> at Z=0.020 and Z=0.001. In *A&AS* (Vol. 96). <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1992A&AS...96..269S/abstract>

**SEARLE, S.; et.al.**, (2008). Quantitative studies of the optical and UV spectra of Galactic early

B supergiants. *Astronomy & Astrophysics*, 481(3), 777–797. <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20077125>

**SIMÓN, S., & HERRERO, A.** (2014). The IACOB project : I. Rotational velocities in northern Galactic O-and early B-type stars revisited. the impact of other sources of line-broadening. *Astronomy and Astrophysics*, 562, 135. <https://doi.org/10.1051/0004-6361/201322758>

**SMITH, L., & GALLAGHER, J.,** (2001). M82-F: A doomed super star cluster? *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*, 326(3), 1027–1040. <https://doi.org/10.1046/j.1365-8711.2001.04627.x>

**SOBOLEV, V.; et.al.,** (1960). The Brightness of a Spherical Nebula. In *SvA* (Vol. 4). <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1960SvA.....4....1S/abstract>

**SOTA, A., et. al.** (2014). The galactic O-star spectroscopic survey (GOSSS). II. Bright southern stars. *Astrophysical Journal, Supplement Series*, 211(1), 10. <https://doi.org/10.1088/0067-0049/211/1/10>

**TRUNDLE, C., & LENNON, D. J.** (2005). Astrophysics Understanding B-type supergiants in the low metallicity environment of the SMC II. *A&A*, 434, 677–689. <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20042061>

**TRUNDLE, C.; et.al.,** (2004). Understanding B-type supergiants in the low metallicity environment of the SMC. *Astronomy & Astrophysics*, 417(1), 217–234. <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20034325>

**VAN LEEUWEN, F.** (2007). Validation of the new Hipparcos reduction. *Astronomy and Astrophysics*, 474(2), 653–664. <http://dx.doi.org/10.1051/0004-6361:20078357>

**VERNER, D. A.; et. al.** (1995). Analytic FITS for partial photoionization cross sections. In *A&AS* (Vol. 109). <https://ui.adsabs.harvard.edu/abs/1995A&AS..109..125V/abstract>

**VINK, J. S.; et.al.,** (2000). New theoretical mass-loss rates of O and B stars. *Astronomy and Astrophysics*, 362(1), 295–309.

**VOELS, S.; et.al.,** (1989). *Photospheres of hot stars III. luminosity effects at spectral type O9.5*. <http://adsabs.harvard.edu/pdf/1989ApJ...340.1073V>

**WALBORN, N. R.** (1976). The obn and obc stars. In *The Astrophysical Journal* (Vol. 205).

**ZSARGÓ, J.; et. al.** (2008). On The Importance Of The Interclump Medium For

Superionization: O VI Formation In The Wind Of Zeta Puppis. *Astrophysical Journal Letters*, 685, 149–152. <https://doi.org/10.1086/592568>

**ZSARGÓ, J.; et.al.**, (2006). 2D non-LTE modeling for axi-symmetric winds. *Astronomy & Astrophysics*, 447(3), 1093–1109. <https://doi.org/10.1051/0004-6361:20053728>



**ESCUELA SUPERIOR POLITÉCNICA DE CHIMBORAZO**

**DIRECCIÓN DE BIBLIOTECAS Y RECURSOS DEL APRENDIZAJE  
UNIDAD DE PROCESOS TÉCNICOS Y ANÁLISIS BIBLIOGRÁFICO Y DOCUMENTAL**

**REVISIÓN DE NORMAS TÉCNICAS, RESUMEN Y BIBLIOGRAFÍA**

**Fecha de entrega:** 16/04/2021

<b>INFORMACIÓN DEL AUTOR/A (S)</b>
<b>Nombres – Apellidos:</b> Estefanía Alexandra Vásconez Páez
<b>INFORMACIÓN INSTITUCIONAL</b>
<b>Facultad:</b> Ciencias
<b>Carrera:</b> Biofísica
<b>Título a optar:</b> Biofísica
<b>f. Analista de Biblioteca responsable:</b> Lic. Luis Caminos Vargas Mgs.

**LUIS  
ALBERTO  
CAMINOS  
VARGAS**

Firmado digitalmente por  
LUIS ALBERTO CAMINOS  
VARGAS  
Nombre de reconocimiento  
(DN): c=EC, l=RIOBAMBA,  
serialNumber=0602766974,  
cn=LUIS ALBERTO CAMINOS  
VARGAS  
Fecha: 2021.04.16 05:16:19  
-05'00'



0981-DBRAI-UTP-2021