

**Direction des bibliothèques**

**AVIS**

Ce document a été numérisé par la Division de la gestion des documents et des archives de l'Université de Montréal.

L'auteur a autorisé l'Université de Montréal à reproduire et diffuser, en totalité ou en partie, par quelque moyen que ce soit et sur quelque support que ce soit, et exclusivement à des fins non lucratives d'enseignement et de recherche, des copies de ce mémoire ou de cette thèse.

L'auteur et les coauteurs le cas échéant conservent la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protègent ce document. Ni la thèse ou le mémoire, ni des extraits substantiels de ce document, ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans l'autorisation de l'auteur.

Afin de se conformer à la Loi canadienne sur la protection des renseignements personnels, quelques formulaires secondaires, coordonnées ou signatures intégrées au texte ont pu être enlevés de ce document. Bien que cela ait pu affecter la pagination, il n'y a aucun contenu manquant.

**NOTICE**

This document was digitized by the Records Management & Archives Division of Université de Montréal.

The author of this thesis or dissertation has granted a nonexclusive license allowing Université de Montréal to reproduce and publish the document, in part or in whole, and in any format, solely for noncommercial educational and research purposes.

The author and co-authors if applicable retain copyright ownership and moral rights in this document. Neither the whole thesis or dissertation, nor substantial extracts from it, may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms, contact information or signatures may have been removed from the document. While this may affect the document page count, it does not represent any loss of content from the document.

Université de Montréal

**Étude spectroscopique du système WR145: une étoile Wolf-Rayet  
hybride WN/C dont le vent entre en collision avec le vent de son  
compagnon O**

par  
Virgil Muntean

Département de Physique  
Faculté des arts et des sciences

Mémoire présenté à la Faculté des études supérieures  
en vue de l'obtention du grade de Maître ès sciences (M.Sc.)  
en Physique

Septembre, 2009

© Virgil Muntean, 2009.



Université de Montréal  
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé:

**Étude spectroscopique du système WR145: une étoile Wolf-Rayet  
hybride WN/C dont le vent entre en collision avec le vent de son  
compagnon O**

présenté par:

Virgil Muntean

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes:

Nicole St-Louis,	président-rapporteur
Anthony Moffat,	directeur de recherche
Pierre Bastien,	membre du jury

**Mémoire accepté le: .....**

À mon père

# Résumé

Le présent mémoire de maîtrise présente une étude spectroscopique d'un système stellaire binaire, WR145, constitué d'une étoile Wolf-Rayet hybride et une étoile O; notre étude a été soumise à MNRAS pour publication.

Les étoiles massives ont une importance extraordinaire dans la composition de notre Univers. Elles engendrent les éléments lourds nécessaires à la complexification de l'Univers par le brûlage qui a lieu dans leur coeur et par leur explosion finale comme supernovae. Les étoiles Wolf-Rayet en particulier enrichissent les galaxies avec leur vent puissant; on pense aussi que ces étoiles sont les progéniteures des sursauts de rayons gamma.

Dans les premiers chapitres de ce mémoire, on présente quelques considérations sur l'évolution stellaire touchant les étoiles Wolf-Rayet. C'est un sujet fascinant, car on peut suivre le périple d'une étoile qui naît comme étoile O et, tout le long de sa vie, subit des transformations spectaculaires pour arriver vers la fin de sa vie au stade d'étoile Wolf-Rayet.

Pour l'article, on utilise des observations spectroscopiques du système WR145 faites au télescope du mont Mégantic durant les mois de juin et juillet 2006. La qualité de ces observations a été assez bonne pour nous permettre de séparer le spectre d'absorption de l'étoile O des raies dominantes en émission de l'étoile Wolf-Rayet. Un type spectral pour l'étoile O a été ainsi précisé. Il s'agit d'une étoile de la série principale, de type O7((f)). La mesure des vitesses radiales des deux étoiles nous a

permis de déterminer leurs orbites et de trouver leurs masses avant la correction pour l'inclinaison orbitale.

Dans un système binaire massif comme celui-ci, l'étude des vents des deux étoiles est très importante, car les vents entrent en collision et produisent une signature spectrale caractéristique, dont la morphologie dépend de l'angle d'inclinaison de l'orbite. En détectant cette signature spectrale, on a été capable de trouver l'angle d'inclinaison orbitale. Les vitesses radiales et l'inclinaison orbitale connues, on a finalement mesuré les masses des deux étoiles, obtenant des résultats compatibles avec les valeurs attendues.

**Mots clés: système binaire, étoile, Wolf-Rayet, vent stellaire, cône de choc, collision.**

# Abstract

This master's thesis presents a spectroscopic study of a binary system, WR145, composed of a hybrid Wolf-Rayet star and an O star. It was submitted to MNRAS for publication.

Massive stars have an extraordinary importance in the composition of our Universe. They provide most of the heavy elements found in the interstellar medium and in the planetary rings around stars, by their core-burning and their final explosion as supernovae. The Wolf-Rayet stars, in particular, dominate this feedback with their strong winds; we think, also, that they are the progenitors of a certain type of gamma-ray bursts.

In the first chapters, we present some insights into stellar evolution in the upper Hertzsprung-Russel diagram, in connection with Wolf-Rayet stars. It's a fascinating subject, as we can follow the journey of a massive star all through its life, from the beginnings as an O star to its late Wolf-Rayet stages.

For the article, we use our spectroscopic observations of the WR145 binary system, made at the telescope of mont Mégantic in June and July 2006. Their quality is good enough to enable us to separate the absorption spectrum of the O star from the dominating emission spectrum of the WR star. A spectral type for the O star has, thus, been established: it is a main sequence, O7((f)) star. By measuring the radial velocities of the stars, we determined their orbit and calculated their masses before correcting for the orbital inclination.

For a massive binary system, the study of the stellar winds is extremely useful, as the winds of the two stars collide, producing a

characteristic spectral signature, whose morphology depends on the inclination angle of the orbit. Detecting this signature resulted in finding the orbital inclination angle. This, together with the radial velocities, allowed us to find the real masses of the stars in this binary system. The values obtained are entirely compatible with the range of values expected for these types of stars.

**Keywords: binary system, star, Wolf-Rayet, stellar wind, shock cone, collision.**



# Table des matières

<b>1 Paramètres fondamentaux des étoiles.</b>	<b>1</b>
1.1 Les équations . . . . .	1
1.2 Classification spectrale et le diagramme HR . . . . .	3
<b>2 La partie supérieure du diagramme HR</b>	<b>7</b>
2.1 Une limite importante . . . . .	8
2.2 Étoiles massives dans la partie supérieure du diagramme HR	12
2.2.1 Les étoiles OB . . . . .	12
2.2.2 Les étoiles Wolf-Rayet . . . . .	14
2.2.3 Les supergéantes rouges et bleues . . . . .	18
2.2.4 Les étoiles Ofpe/WN9 . . . . .	27
2.2.5 Les LBVs . . . . .	30
<b>3 Évolution dans le diagramme HR</b>	<b>32</b>
3.1 Le saut de bistabilité et son rôle possible dans l'évolution .	32
3.2 Le statut évolutif des Ofpe/WN9 . . . . .	35
3.3 Les WNL de notre Galaxie . . . . .	38
3.4 Remarques finales sur l'évolution vers le stade d'étoile Wolf-Rayet . . . . .	47
3.5 Les étoiles Wolf-Rayet hybrides . . . . .	50
<b>4 Article</b>	<b>57</b>
4.1 Introduction . . . . .	59
4.2 Observations . . . . .	62

*TABLE DES MATIÈRES*

vi

4.3	Results . . . . .	64
4.3.1	The mean spectrum . . . . .	64
4.3.2	Radial velocities . . . . .	64
4.3.3	Splitting the emission and absorption spectra . . . . .	73
4.3.4	Classification . . . . .	73
4.3.5	Excess emission . . . . .	77
4.3.6	Discussion . . . . .	85
4.4	Summary . . . . .	88
<b>5</b>	<b>Conclusion</b>	<b>90</b>

# Table des figures

1.1	Le diagramme HR . . . . .	5
2.1	Limites de luminosité pour les étoiles massives . . . . .	9
2.2	La limite d'Eddington modifiée. . . . .	13
2.3	Limites de température pour les supergéantes . . . . .	21
2.4	Le brûlage de l'hydrogène et de l'hélium . . . . .	23
2.5	Une étoile de $20 M_{\odot}$ , avec ou sans rotation . . . . .	24
2.6	L'influence de la rotation, pour des étoiles de différentes masses . . . . .	25
2.7	L'influence de la rotation pour des masses de 9 et $12 M_{\odot}$ .	26
2.8	Les LBV et la limite HD . . . . .	31
3.1	Les LBV et le saut de bistabilité . . . . .	34
3.2	Les étoiles Ofpe/WN9 . . . . .	36
3.3	Les étoiles WNL Galactiques . . . . .	38
3.4	Les étoiles WN Galactiques . . . . .	41
3.5	Distribution de masse pour les étoiles WN . . . . .	43
3.6	Étoiles WNH comparées à des LBV . . . . .	45
3.7	Un "feedback" pour la perte de masse . . . . .	46
3.8	Étoiles WR hybrides . . . . .	51
3.9	L'apparition de la phase WN/C . . . . .	55
4.1	The mean spectrum of WR145. . . . .	65
4.2	Radial velocities for the $\lambda 4650$ line. . . . .	71

TABLE DES FIGURES

viii

4.3	Radial velocities for the $\lambda 4686$ line. . . . .	71
4.4	Radial velocities for the $\lambda 5806$ line. . . . .	72
4.5	Radial velocities for the O star. . . . .	72
4.6	Differences in absorption spectra. . . . .	74
4.7	The separated mean emission and absorption components in the WR145 system . . . . .	74
4.8	Mean absorption spectrum of the WR145 system. . . . .	77
4.9	HeI $\lambda 5876$ profiles as a function of phase. . . . .	80
4.10	HeI $\lambda 5876$ profiles superposed in the WR reference frame. . . . .	81
4.11	Excess emission from HeI $\lambda 5876$ . . . . .	82
4.12	Radial velocity and FWHM of the excess emission as a func- tion of orbital phase. . . . .	84

# Liste des tableaux

1.1	Les classes de luminosité des étoiles . . . . .	4
2.1	Paramètres de quelques étoiles WNL galactiques . . . . .	19
2.2	La proportion $B/R$ dans les galaxies . . . . .	22
2.3	Paramètres des étoiles Ofpe/WN9 dans le LMC. . . . .	29
4.1	Parameters of the 9 Galactic hybrid Wolf Rayet stars . . . . .	60
4.2	Journal of nightly mean observations for WR145. . . . .	63
4.3	Orbital solution for the WN7/CE star. . . . .	66
4.4	Orbital solution for the O star. . . . .	70
4.5	Radial velocities for the excess HeI $\lambda 5876$ emission in WR145 . . . . .	83

# Abréviations

B/R	Rapport entre les nombres de supergéantes bleues et rouges
HR	Hertzsprung - Russel
LBV	Luminous Blue Variable
LMC	Large Magellanic Cloud
MK	Wilson Morgan et Phillip C. Keenan
RG	Red giants
RV	Radial velocity
SMC	Small Magellanic Cloud
S/B	Rapport signal sur bruit
WC	Etoile Wolf-Rayet riche en carbone
WN	Etoile Wolf-Rayet riche en azote
WNE	Etoile WN précoce
WNH	Etoile WN riche en hydrogène
WNL	Etoile WN tardive
WR	Wolf-Rayet
WO	Etoile Wolf-Rayet riche en oxygène

# Remerciements

Je dois commencer par remercier mon directeur de recherche Tony Moffat. Il m'a accepté comme étudiant quand j'étais pour lui un parfait inconnu. Il a eu énormément de patience; il a été toujours disponible pour des discussions et maintes explications supplémentaires dont j'avais besoin et m'a encouragé dans les moments difficiles; il a ouvert pour moi les portes d'un sujet de recherche étonnant dont, jusqu'ici, je ne connaissais rien: les étoiles Wolf-Rayet.

Antoine de la Chevrotière m'a guidé dans les méandres de la réduction des données et André-Nicolas Chené est venu avec moi au mont Mégantic, quand le télescope était pour moi une machinerie bizarre et mystérieuse; si je me suis finalement débrouillé dans les techniques de l'analyse spectrale, c'est grâce à eux. Guillaume Barlet m'a montré, des fois avec élégance, qu'écrire quelques lignes de code n'était pas, finalement, une tâche gigantesque, comme je le croyais. Un grand merci à tous!

Merci encore à Tony, à Nicole St-Louis et aux collègues du club d'étoiles massives: Antoine, André-Nicolas, Rémi et Vincent pour les discussions enrichissantes, surtout que je ne suis pas une personne, disons, extrêmement communicative.

Finalement, merci à ma femme, Daniela, qui m'a encouragé à suivre ma passion pendant toutes ces années!

# Chapitre 1

## Paramètres fondamentaux des étoiles.

Les étoiles sont d'immenses sphères de gaz ionisé, dans lesquelles la gravité est équilibrée par le gradient de pression et la poussée de la radiation. L'énergie nécessaire à l'étoile pour qu'elle existe et pour qu'elle rayonne est fournie par des réactions nucléaires qui ont lieu au centre de l'étoile, là où la température est la plus élevée. Pour la plupart des étoiles discutées dans ce mémoire, c'est le brûlage de l'hydrogène et de l'hélium qui se produit dans leur noyau.

### 1.1 Les équations

La luminosité d'une étoile se définit comme l'énergie émise par l'étoile dans une seconde. Sans autre qualification, la luminosité représente la luminosité bolométrique, donc l'énergie totale émise par l'étoile dans une seconde à toutes les longueurs d'onde. Généralement, les luminosités sont mesurées dans certaines bandes passantes, car la luminosité bolométrique est impossible à mesurer directement, à cause de l'absorption de l'atmosphère terrestre. On peut mentionner certaines bandes qui sont utilisées fréquemment, comme les bandes visible V, bleue B ou ultraviolet, U.



Le rayonnement d'une étoile peut être décrit avec une assez bonne approximation par le rayonnement d'un corps noir. Donc, si  $f$  est le flux émis par la photosphère de l'étoile,

$$f = \frac{L}{4\pi R^2}, \quad (1.1)$$

et, comme pour un corps noir,

$$f = \sigma T_{eff}^4, \quad (1.2)$$

où  $\sigma$  est la constante de Stefan-Boltzmann,  $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-5} \text{erg s}^{-1} \text{K}^{-4}$ , la luminosité bolométrique d'une étoile est donc

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{eff}^4. \quad (1.3)$$

Cette comparaison avec le corps noir définit en fait la température effective de l'étoile.

Pour des raisons historiques (le système avait déjà été introduit par Hipparque), la brillance des étoiles est mesurée en magnitudes apparentes,  $m$ ,  $m = 1(6)$  étant la magnitude des étoiles les plus brillantes (faibles) visibles à l'oeil nu. On fait le lien avec le flux en réalisant que l'oeil humain est sensible au logarithme des brillances et que  $\Delta m = 5$  correspond à un facteur de 100, donc :

$$\frac{f_2}{f_1} = 100^{\frac{m_1 - m_2}{5}}. \quad (1.4)$$

Pour avoir des magnitudes qui reflètent la vraie brillance d'une étoile, on a défini la magnitude absolue  $M$ , qui est la magnitude apparente d'une étoile se trouvant à 10 pc. En tenant aussi compte de (1.1), on trouve que

$$100^{\frac{m-M}{5}} = \frac{f(d = 10pc)}{f} = \left( \frac{d}{10pc} \right)^2, \quad (1.5)$$

ou encore,

$$m - M = 5 \log_{10}(d) - 5, \quad (1.6)$$

où  $d$  est en parsecs (si  $d = 10$  pc on obtient immédiatement que  $m = M$  !)

Évidemment, on ne peut pas mesurer directement les magnitudes pour toutes les longueurs d'onde de la lumière émise (la magnitude bolométrique). On a défini plusieurs systèmes standard, où les détecteurs mesurent le signal dans un certain intervalle de longueur d'onde. Le plus connu est le système *UBV*, et on définit donc les quantités  $U, B, V$  comme les magnitudes apparentes pour les domaines ultraviolet, bleu et visible. Ce qui est intéressant avec ces quantités est que, si on suppose que le flux  $f$  est le flux d'un corps noir, on peut démontrer aisément que les différences  $U - B$  et  $B - V$  ne dépendent pas de la distance où se trouve l'étoile (en négligeant l'extinction interstellaire), mais seulement de sa température ; on appelle, par conséquent, les quantités  $U - B$  et  $B - V$ , indices de couleur de l'étoile.

## 1.2 Classification spectrale et le diagramme HR

Le schéma classique de classification des étoiles a été introduit au commencement du 20<sup>ème</sup> siècle par les travaux de Edward C. Pickering et ses assistants, à Harvard. C'est essentiellement la séquence de classes spectrales *O B A F G K M*, chaque classe étant grossièrement sous divisée avec des nombres de 0 à 9. C'est en fait une séquence de températures, les températures décroissant de la classe *O* à *M* et de la sous-division 0 vers 9. Les termes étoile 'précoce' ou 'tardive' sont utilisés pour désigner les étoiles chaudes et froides, respectivement, bien que le terme 'froide' soit relatif quand on parle d'une étoile, évidemment. Quand on fait une comparaison, une étoile plus froide qu'une autre est dite 'plus tardive'. Ces termes sont devenus langage standard pour les astronomes, (même si, parfois, ils peuvent causer des malentendus) et on les rencontrera dans la

TAB. 1.1 – Les classes de luminosité des étoiles.

Classe de luminosité	Quelles étoiles ?
Ia-O	Supergéantes lumineuses extrêmes
Ia	Supergéantes lumineuses
Ib	Supergéantes moins lumineuses
II	Géantes lumineuses
III	Géantes normales
IV	Sous géantes
V	Étoiles de la série principale
VI, sd	Sous naines
D	Naines blanches

discussion des étoiles Wolf-Rayet.

Une étape importante vers la compréhension de l'évolution stellaire fut accomplie quand deux astronomes, Ejnar Hertzsprung (en 1905) et Henry Norris Russel (en 1913), ont eu l'idée de représenter les magnitudes absolues en fonction du type spectral (ou l'indice de couleur). Ils ont tout de suite réalisé que la grande majorité des étoiles se situent sur une courbe qui fut appelée la série principale. Mais pas toutes. Il y a des étoiles avec la même température mais, pourtant, des magnitudes absolues très différentes (ce fait fut découvert par Hertzsprung pour la classe G). On découvre ainsi les géantes et les supergéantes : des étoiles de grand rayon et immense luminosité qui occupent la partie supérieure droite du diagramme.

Une vue d'artiste du diagramme HR est présentée dans la Figure 1.1. On peut y voir différentes choses intéressantes :

- les couleurs des étoiles, en fonction de la température de leur photosphère.
- les lignes de rayon constant; certainement, le dessin ne peut pas reproduire la vraie taille des géantes et supergéantes : Bételgeuse a, par exemple, un rayon de presque 1000 rayons solaires.

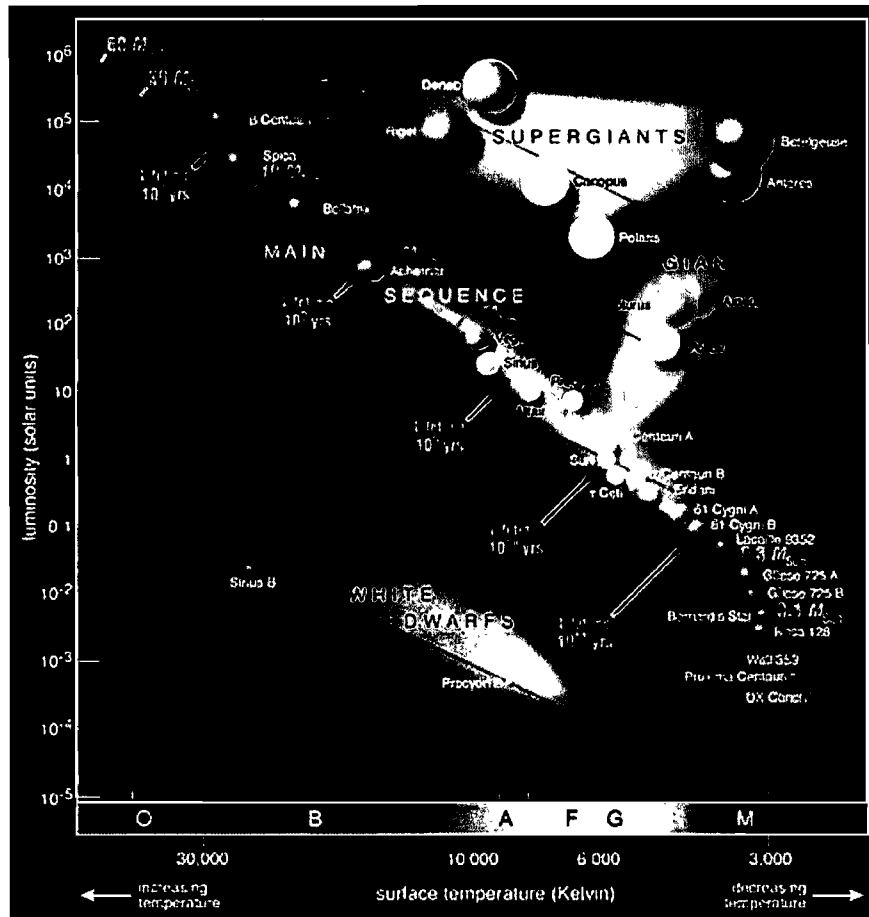


FIG. 1.1 – Le diagramme HR. La température augmente vers la gauche. Les étoiles de la série principale, les géantes, supergéantes et les naines blanches définissent les classes de luminosité.

- la correspondance entre la température de surface et la classe spectrale.

On a découvert que les étoiles sur la série principale, où elles passent la plus grande partie de leur vie, brûlent l'hydrogène dans leur cœur. Alors, au fur et à mesure que l'hydrogène du cœur s'épuise, d'autres processus de brûlage commencent (brûlage de l'hydrogène dans une enveloppe entourant le noyau, brûlage de l'hélium dans le cœur, etc.), et que cela entraîne des modifications profondes dans la structure de l'étoile. Celle-ci va gonfler, va changer de luminosité et température ; l'étoile quitte la série principale

et se déplace vers d'autres endroits du diagramme HR, en accord avec les nouvelles valeurs de la température et de la luminosité. On dit que l'étoile est entrée dans une nouvelle classe de luminosité. Donc, dans le diagramme HR, les étoiles se regroupent dans des endroits caractérisés par différentes classes de luminosité. On peut voir, par exemple, dans la Figure 1.1, les zones caractéristiques des étoiles géantes, des supergéantes rouges et bleues et des naines blanches. Plus exactement, les classes de luminosité qui ont été définies pour décrire ces données observationnelles, sont montrées dans le tableau 1.1.

Le diagramme Hertzsprung-Russel (ou diagramme HR, comme il est plutôt connu) a une importance immense en astrophysique, permettant des progrès importants dans l'étude des amas et de l'évolution stellaire.

## Chapitre 2

# La partie supérieure du diagramme HR

On a vu comment le diagramme HR nous permet de comprendre la variété extraordinaire des étoiles dans notre Univers. Avec des masses allant d'un dixième jusqu'à une centaine de masses solaires (et plus) dans toutes les couleurs de l'arc en ciel, avec des dimensions pouvant dépasser la centaine de rayons solaires, les étoiles sont de véritables moteurs de l'évolution cosmique et sont responsables de la complexification de l'Univers, ayant comme résultat la constitution de planètes autour d'elles et, possiblement, l'apparition de la vie dans maints endroits de l'Univers actuel.

Ce mémoire porte sur les étoiles Wolf-Rayet (WR), qui sont pour la plupart des étoiles évoluées, vers la fin de leur vie, qui sont caractérisées par une perte de masse très importante causée par un vent stellaire rapide et dense. D'un point de vue spectroscopique, elles se distinguent aisément des autres étoiles par leurs raies d'émission, larges et fortes. Si on essaie de découvrir les séquences évolutives de ces étoiles, on sera évidemment intéressé à leurs progéniteurs, aux étapes intermédiaires et au chemin parcouru par ces progéniteurs jusqu'à la transformation en étoile WR. On sait depuis longtemps que les progéniteurs des étoiles WR de la population I sont des étoiles chaudes de type O, dont la masse peut avoir n'importe quelle

valeur entre  $20 M_{\odot}$  et  $100 M_{\odot}$  et peut-être même plus. On sera intéressé par la partie supérieure du diagramme HR. On décrira les types importants d'étoiles qui s'y trouvent et on cherchera les liens évolutifs entre ces étoiles dans le but de comprendre les séquences évolutives qui mènent aux étoiles Wolf-Rayet.

## 2.1 Une limite importante

Roberta Humphreys commença, en 1978, une série d'articles sur les étoiles les plus lumineuses de notre Galaxie et d'autres galaxies proches (M31, M33, NGC 6822, IC 1613 et les Nuages de Magellan). Dans le premier article de la série (Humphreys, 1978), elle présente le diagramme HR 'théorique' ( $M_{bol}$  versus  $T_{eff}$ ) des étoiles les plus lumineuses de notre Galaxie, avec magnitudes bolométriques supérieures à -5, en utilisant les étoiles pour lesquelles on connaissait les types spectraux MK<sup>1</sup> et la photométrie UBV. Le résultat est montré dans la Figure 2.1, qui est en fait reproduit d'un article ultérieur (Humphreys & Davidson, 1979).

Deux observations tout à fait remarquables peuvent être faites ici :

1. Les étoiles les plus massives qu'environ  $60 M_{\odot}$ , au cours de leur évolution, ne peuvent pas évoluer vers des températures effectives inférieures à environ 15,000 K. Effectivement, on n'a pas de supergéantes rouges avec des masses initiales supérieures à  $60 M_{\odot}$  !
2. Pour les températures inférieures à 15,000 K, il existe une limite supérieure pour la magnitude bolométrique, à environ -9.5.

Pour expliquer ces observations, l'approche la plus prometteuse est celle qui relie les limites de luminosité observées avec la limite d'Eddington, qui est atteinte quand la pression de radiation dans les couches extérieures de

---

<sup>1</sup>Système bidimensionnel de classification spectrale, en fonction de la température et de la luminosité, appelé MK après les initiales des scientifiques William Wilson Morgan et Phillip C. Keenan.

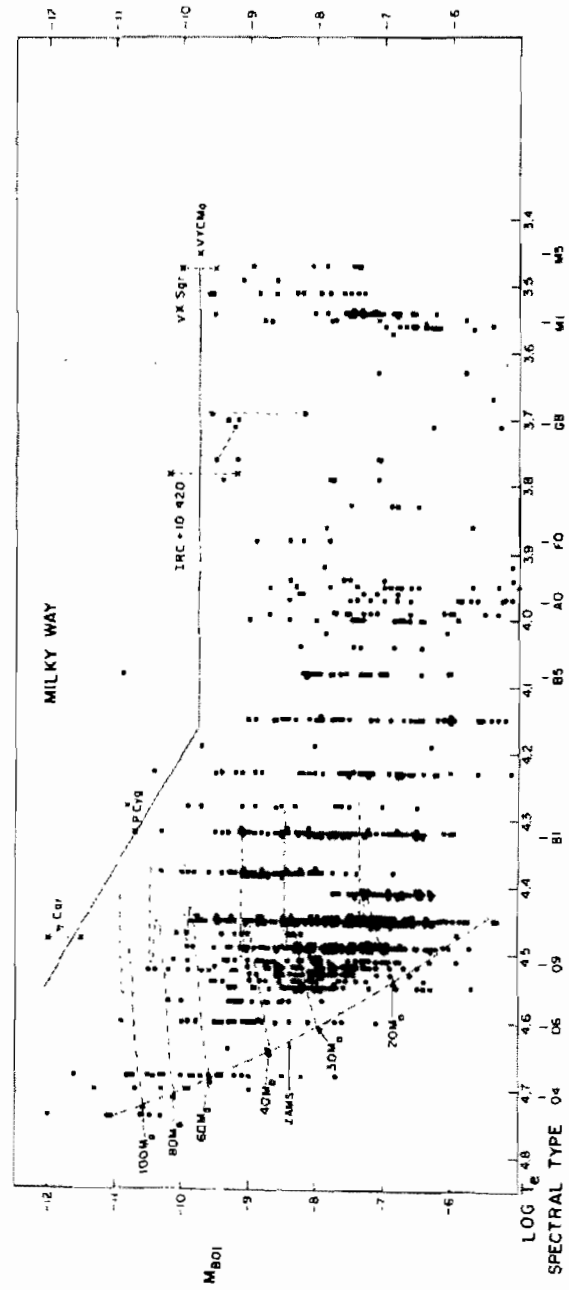


FIG. 2.1 – Échantillon d'étoiles Galactiques qui démontre l'existence d'une limite de luminosité pour les étoiles massives (Humphreys & Davidson, 1979).



l'étoile dépasse la pression gravitationnelle, vers l'intérieur. Cette limite est donnée par :

$$L_E = \frac{4\pi GcM}{\kappa_F}, \quad (2.1)$$

où  $G$  est la constante gravitationnelle,  $c$  la vitesse de la lumière,  $M$  la masse de l'étoile et  $\kappa_F$  est une opacité moyenne, incluant celle causée par la diffusion électronique. La limite d'Eddington classique est calculée avec une opacité causée seulement par la diffusion électronique, qui est importante pour les étoiles chaudes, ayant un grand nombre d'électrons libres dans leurs couches extérieures. Dans cette limite, il est évident que l'opacité et donc la luminosité d'Eddington, sont des constantes, tandis que les limites mises en évidence par Humphreys (1978) varient avec la température pour les étoiles les plus chaudes. Lamers & Fitzpatrick (1988) modifient l'expression indépendante de la température pour la limite d'Eddington en tenant compte des données expérimentales. Ils adoptent trois paramétrisations de la limite expérimentale :

La première a été donnée par Humphreys & Davidson (1979) :

$$\log L/L_\odot \approx 5.42 + 2.34 \log (T_{eff}/10^4) \quad (2.2)$$

pour  $15000 \leq T_{eff} \leq 30000K$ , et

$$\log L/L_\odot \approx 5.80 \quad (2.3)$$

pour  $3000 \leq T_{eff} \leq 15000K$ .

Des limites révisées sont données dans Humphreys & Davidson (1984) et adoptées dans Humphreys (1987) :

$$\log L/L_\odot = 5.93 + 0.75 \log (T_{eff}/10^4) \quad (2.4)$$

pour  $5800 \leq T_{eff} \leq 30000K$  et

$$\log L/L_\odot = 5.75 \quad (2.5)$$

pour  $T_{eff} \leq 5800\text{K}$ .

Finalement, Garmany et al. (1987) donnent une paramétrisation sans tenir compte des étoiles LBV<sup>2</sup>, considérées comme particulières :

$$\log L/L_{\odot} = 5.71 + 1.22 \log (T_{eff}/10^4) \quad (2.6)$$

pour  $10000 \leq T_{eff} \leq 40000\text{K}$  et

$$\log L/L_{\odot} = 5.63 \quad (2.7)$$

pour  $T_{eff} \leq 8600\text{K}$ .

La Figure 2.2 montre ces paramétrisations en comparaison avec la limite d'Eddington classique. Celle-ci, calculée pour la diffusion électronique ( $\kappa_F = \kappa_e$ ), a une valeur beaucoup plus grande que les limites observationnelles. La correction qui doit être faite est d'inclure une dépendance de l'opacité  $\kappa_F$  à la température.

$\kappa_F$  augmente avec une baisse de la température dans l'intervalle  $10000 \leq T_{eff} \leq 30000\text{K}$  à cause de nombreuses raies métalliques qui apparaissent à plus faibles températures. Prenant une dépendance de l'opacité avec la température de la forme

$$\log \kappa_F = k - m \log (T_{eff}/10^4), \quad (2.8)$$

et une relation masse-luminosité

$$\log L/L_{\odot} = a + b \log M/M_{\odot}, \quad (2.9)$$

on trouve la dépendance suivante de la luminosité d'Eddington à la température :

$$\log L_E/L_{\odot} = a + \frac{b}{b-1}(4.116 - a - k) + \frac{mb}{b-1} \log (T_{eff}/10^4). \quad (2.10)$$

---

<sup>2</sup>Étoiles supergéantes caractérisées par des variations de luminosité spectaculaires. Cette étape d'évolution stellaire sera discutée au paragraphe 2.2.5.

Avec la limite de Garmany et al. (1987), les paramètres de cette équation peuvent être calculés. Les valeurs trouvées sont  $\kappa_F = 0.36$  pour  $T_{eff} = 40000\text{K}$  (proche de la valeur attendue pour la diffusion électronique, qui est de 0.35, ce qui est le résultat attendu pour les étoiles chaudes) et  $\kappa_F = 0.88$  pour  $T_{eff} = 10000\text{K}$ . Utilisant l'opacité des raies de Kurucz (1979), les modèles de Lamers & Fitzpatrick (1988) (les points montrés dans la Figure 2.2) réussissent à reproduire de façon qualitative la limite d'Eddington observationnelle déterminée avec les équations 2.2 - 2.7. La bosse aisément visible, centrée à  $\log T_{eff} = 4.15$  provient d'une sous-estimation des opacités dans Kurucz (1979).

## 2.2 Étoiles massives dans la partie supérieure du diagramme HR

### 2.2.1 Les étoiles OB

Les étoiles de la série principale dominant, en nombre, en comparaison aux autres populations stellaires du diagramme HR, reflétant le fait que le brûlage de l'hydrogène est le processus dominant dans la durée de vie d'une étoile. La même chose se vérifie ici : les étoiles OB (i.e. O→B2V) de la série principale dominant complètement la population des étoiles massives. Contrairement aux autres types spectraux, le système MK ne contient pas de critères de classification pour les classes de luminosité de ces étoiles, pour des types spectraux plus précoces que O9. Ce furent Nolan Walborn et ses collaborateurs qui développèrent ces critères (Walborn, 1973; Walborn & Fitzpatrick, 1990). Aussi, des types spectraux plus précoces d'étoiles O ont été découverts : O3 (Walborn, 1982) et O2 (Walborn et al., 2002).

Les vents de ces étoiles peuvent être très bien expliqués par la pression de radiation. Ils sont beaucoup moins denses que les vents des étoiles Wolf-Rayet et n'ont pas d'effets significatifs sur l'évolution.<sup>3</sup>

---

<sup>3</sup> Avec peut-être l'exception des étoiles les plus massives, où l'évolution vers les étoiles

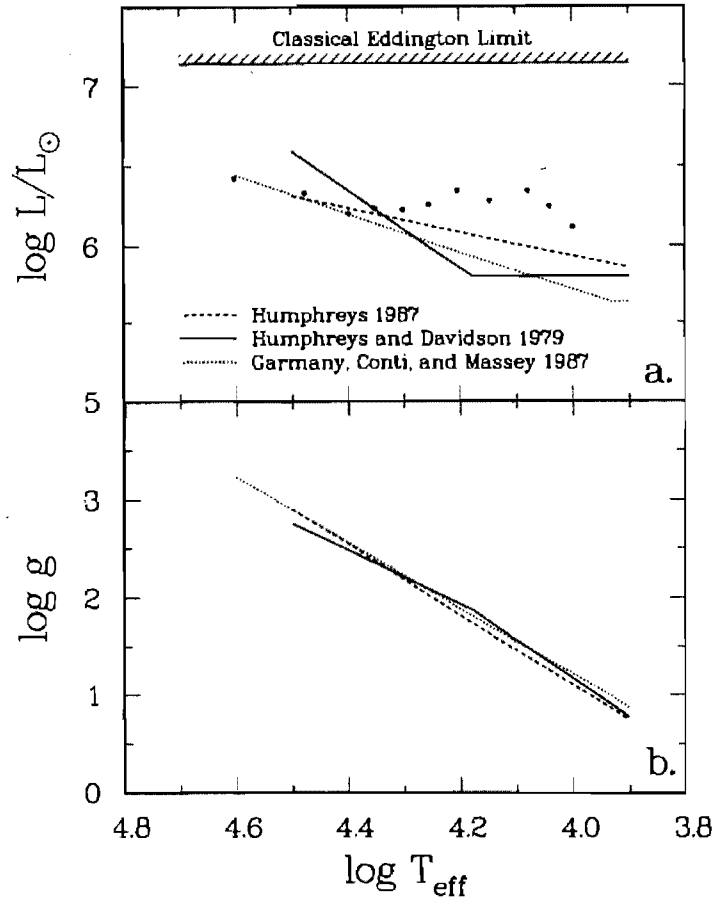


FIG. 2.2 – a. Les paramétrisations observationnelles de la limite d'Eddington, incluant la dépendance de l'opacité avec la température; les points indiquent la limite d'Eddington calculée dans les modèles d'atmosphères stellaires, avec les opacités de Kurucz (1979). b. Les limites observationnelles en coordonnées  $\log g / \log T_{\text{eff}}$  (Lamers & Fitzpatrick, 1988).

Si on passe maintenant aux étoiles géantes et supergéantes OB, ce que l'on observe essentiellement est la croissance de la signature des vents dans le spectre observé. Comme pour ces étoiles le rayon augmente, la gravité de surface diminue, ayant comme conséquence des vents stellaires plus puissants que pour les étoiles de la série principale. Du point de vue de la classification spectrale des étoiles de type O, on voit le passage des étoiles WR se manifeste même sur la série principale, lors du brûlage de l'hydrogène.

avec la désignation ‘((f))’ (situées le plus souvent sur la série principale), avec une forte absorption  $\lambda 4686$  accompagnée souvent par une légère émission à  $\lambda\lambda 4634-4640-4642$ , vers des étoiles ‘(f)’ avec une faible absorption  $\lambda 4686$  (cette absorption peut même être neutralisée par l’émission correspondante), qui appartiennent généralement à des classes de luminosité intermédiaires et, finalement, vers des étoiles O qui montrent des émissions fortes à ces deux longueurs d’onde, désignées par ‘f’, qui sont généralement des supergéantes (Walborn & Fitzpatrick, 1990). Les taux de perte de masse sont importants et de petits changements dans  $\dot{M}$  modifient de façon importante les tracés évolutifs (Schaller et al., 1992).

## 2.2.2 Les étoiles Wolf-Rayet

### Généralités sur les étoiles Wolf-Rayet

La plupart des étoiles Wolf-Rayet de la population I sont des étoiles évoluées, dont le spectre est caractérisé par des raies d’émission fortes et larges, formées par des ions de He, C et N, montrant une atmosphère enrichie dans ces éléments et une faible teneur en hydrogène. On peut parler de trois grandes classes d’étoiles Wolf-Rayet :

- Les WR classiques, qui brûlent l’hélium dans leur cœur et dont l’atmosphère ne contient plus d’hydrogène ;
- Les WR riches en hydrogène, qui sont les étoiles WR les plus massives, descendantes directes des supergéantes O (ou même des étoiles de la série principale au-delà des étoiles O, dans les cas les plus extrêmes) ;
- Des WR qui résident au centre des nébuleuses planétaires (pour environ 10% d’entre elles ; dans la majorité des cas ce sont des étoiles naines blanches qui s’y trouvent).

Le stade Wolf-Rayet se produit pour les étoiles ayant des masses initiales plus grandes qu’environ  $25 M_{\odot}$ .<sup>4</sup> La morphologie de leurs spectres a

<sup>4</sup>En considérant la rotation dans les modèles.

permis de les distribuer en deux séquences : les étoiles WN, caractérisées par des raies émises par les ions de N et He, et la classe WC (ou WO), avec des raies de C (et O) et He. On s'est rendu compte que l'azote des WN est dû aux abondances d'équilibre provenant du brûlage CNO de l'hydrogène (la concentration de l'azote est augmentée durant ce processus), et le carbone (O) des étoiles WC (WO) provient du brûlage de l'hélium.

Les vents puissants des WR ne sont pas seulement responsables des raies d'émission, la signature unique des WR. Ils constituent même la condition que cette signature puisse exister. En effet, pour que l'azote et le carbone, produits dans le coeur de l'étoile, arrivent à la surface, il faut que les couches extérieures riches en hydrogène soient éjectées. De plus, un mélange interne produit par la convection doit exister. Donc, au fur et à mesure que l'étoile passe par les étapes WR de son évolution, la perte de matière élimine graduellement les couches extérieures. Par conséquent, les produits finaux du brûlage central, premièrement l'azote et ensuite le carbone, qui se trouvaient normalement à la surface du noyau convectif, arrivent graduellement à la surface. Une autre conséquence du dévoilement des couches internes de l'étoile est que la température de surface de l'étoile augmente de plus en plus. Ceci a comme conséquence que les WR sont des étoiles à températures effectives élevées, pouvant aller jusqu'à 100,000 K.

Les étoiles WR sont classifiées selon une échelle d'excitation/ionization, en fonction de leur température effective. Partant avec les WN les plus tardives<sup>5</sup>, WN11, 10, 9, l'étoile continue, avec l'évolution, de se réchauffer, donc passe vers des classifications plus 'précoces', jusqu'à WN3. Évidemment, une étoile donnée ne passera pas par toutes ces étapes, mais il est utile, quand même, de voir le passage des étapes WR tardives vers les étapes plus précoces, comme une séquence évolutive. De la même façon,

---

<sup>5</sup>On se souvient que les mots 'plus tardive' et 'plus précoce' signifient étoiles 'plus froides' et 'plus chaudes', respectivement.

pour les étoiles WC, on a les étapes WC9, WC8, ... WC4<sup>6</sup>.

### Modèles

Les modèles d'atmosphères stellaires permettent de trouver, à partir de quelques données observationnelles faciles à obtenir (le flux absolu dans certaines bandes, les largeurs équivalentes de certaines raies de He I et He II), des paramètres stellaires comme la luminosité, la température effective, le rayon stellaire ou le taux de perte de masse.

Pour une étoile O, l'analyse de la lumière provenant de sa photosphère donne des paramètres fondamentaux comme  $T_{eff}$ ,  $\log(g)$ , composition chimique et champ de radiation du continu. Pour une étoile Wolf-Rayet pour laquelle on ne voit pas le rayon hydrostatique à cause du vent épais, même le continu est formé dans le vent. Aussi, la formation des raies est très différente du cas d'étoiles O (Abbott & Conti, 1987), car la radiation du continu dépend de la variation de la densité et de la température dans le vent, la diffusion pure n'est plus une bonne approximation et aussi, l'effet de "line-blanketing"<sup>7</sup> devient sévère, parce que le chevauchement des raies déplacées par effet Doppler devient important.

Dans les modèles, il est important de distinguer deux régions importantes :

1. La base du vent, située à une grande profondeur optique ( $\tau_{Rosseland} \sim 30$ ), nommée aussi le point sonique, est l'endroit où le vent devient supersonique. Le rayon et la température sont habituellement désignés, en ce point, par  $R_*$  et  $T_*$ . La valeur du taux de perte de masse est déterminée en dessous de ce point, mais l'accélération du vent se produit au dessus, vers la "surface visible" de l'étoile. Les quantités  $R_*$  et  $T_*$  ne sont pas directement observables.

---

<sup>6</sup>Il est utile de mentionner ici que, selon Crowther (2007), il existe, au moins partiellement, une dépendance du sous type des WN et WC/WO à la métallicité.

<sup>7</sup>L'atténuation en intensité du spectre d'une étoile, produite par un grand nombre de raies spectrales adjacentes.

2. La ‘photosphère’ ou la ‘surface visible’ dont on a parlé plus haut, est une région plus haute dans l’atmosphère de la WR, à une profondeur optique  $\tau_{Rosseland} \sim 2/3$ .<sup>8</sup> C’est ici que le continuum de l’étoile est produit et, nécessairement, les raies sont émises à des hauteurs encore plus grandes dans l’atmosphère. C’est seulement dans cette région, optiquement mince de l’atmosphère, qu’une loi de vitesse de la forme

$$v(r) = v_{\infty} \left( 1 - \frac{R_{*}}{r} \right)^{\beta}$$

peut être testée (où  $\beta$  est un coefficient à déterminer), même si, comme on le voit, la relation s’applique à partir du point sonique.  $R_{eff}$  et  $T_{eff}$  sont des quantités observables qui peuvent être déterminées par l’analyse spectrale. Puisque la luminosité  $L$  est une quantité bien définie, on peut écrire  $L = 4\pi R_{eff}^2 \sigma T_{eff}^4 = 4\pi R_{*}^2 \sigma T_{*}^4$ .

### Étoiles WNL de notre Galaxie.

Les étoiles WNL ou WN+abs<sup>9</sup> (de type spectral WN6-11), sont les WN tardives les plus froides et les moins évoluées. Elles ont comme progéniteurs les supergéantes O ou les LBV. En conséquence, en étudiant leurs spectres, on démontre l’existence d’un important pourcentage d’hydrogène qui, de pair avec l’endroit occupé dans le diagramme HR, indique qu’elles pourraient brûler encore l’hydrogène dans leur cœur. Maintes fois, les étoiles WR sont définies comme des étoiles qui brûlent l’hélium dans leur cœur. Cette définition semble maintenant un peu imprécise ou incomplète, car on sait très bien que l’étude des caractéristiques atmosphériques ne donnent pas toujours des informations exactes quant à l’étape exacte de brûlage dans les intérieurs stellaires, et on admet maintenant que, effectivement, on peut avoir des WR qui brûlent l’hydrogène.

<sup>8</sup>D’autres définitions équivalentes de ce point peuvent être données.

<sup>9</sup>Comme on le montrera, il existe aussi des WN précoces qui montrent des raies d’absorption dans leurs spectres.



Crowther et al. (1995c) analysent un échantillon de 6 étoiles de type WN7 et WN8 normales, donc sans hydrogène, et 3 étoiles WN7+abs, très lumineuses et avec un pourcentage élevé d'hydrogène (maintenant désignées WN7h ou WN7ha, Smith et al., 1996). Après avoir fait des modèles détaillés pour ces étoiles dans un article précédant (Crowther et al., 1995b), ils discutent de leur situation évolutive. Les paramètres de leur échantillon d'étoiles WNL, ainsi que ceux d'autres étoiles, sont présentés au tableau 2.1. Les informations de ce tableau seront discutées plus tard, au paragraphe 3.3, où nous allons comparer les conclusions de Crowther et al. (1995c) et Hamann et al. (2006) sur la situation évolutive des étoiles WNL.

### 2.2.3 Les supergéantes rouges et bleues

Après avoir brûlé l'hydrogène de son cœur, l'étoile commence à gonfler, devenant une géante ou une supergéante, selon sa masse initiale. La façon la plus simple de le comprendre est d'invoquer le théorème du viriel, qui a comme résultat que l'énergie gravitationnelle totale et l'énergie thermique totale de l'étoile sont proportionnelles à l'énergie totale. Pour les observations qualitatives qui suivent, on va considérer l'étoile comme étant formée d'un noyau et des couches extérieures. Lors de l'évolution vers une supergéante, le noyau commence à se contracter.<sup>10</sup> Dans l'approximation d'une énergie totale constante de l'étoile, l'énergie gravitationnelle totale (la somme entre l'énergie potentielle gravitationnelle du noyau et l'énergie potentielle gravitationnelle des couches extérieures) restera constante. L'implication immédiate est que l'augmentation (en valeur absolue) de l'énergie gravitationnelle du noyau en contraction doit être accompagnée par une diminution (en valeur absolue) de l'énergie gravitationnelle des couches ex-

---

<sup>10</sup>Comme l'hydrogène est converti en hélium dans le noyau, le poids moléculaire moyen augmente. La pression du gaz devient alors insuffisante pour soutenir les couches extérieures, à moins que la densité du noyau augmente ; le noyau commence donc à se contracter.

TAB. 2.1 – Paramètres de quelques étoiles WNL Galactiques par rapport à 4 supergéantes OB (les paramètres sont reproduits de Crowther et al., 1995c).

WR	Étoile	Sous type	$T_{eff}$ (kK)	$\log L_*$	M $M_\odot$	$\log \dot{M}$ $M_\odot \text{yr}^{-1}$	$v_\infty$ km/s	H/He (par nombre)
	$\zeta Pup$	O4I(n)f	42.0	6.0	30	-5.4	2200	5.0
	HD 192639	O7Ib(f)	38.5	5.9	31	-5.5	2180	4.0
	HD 152408	O8 :Iafpe	33.5	6.0	60	-4.7	960	...
22	HD 92740	WN7+abs	31.2	5.8	37	-4.3	1785	3.2
24	HD 93131	WN7+abs	32.5	5.8	35	-4.3	2160	3.2
25	HD 93162	WN7+abs	31.0	6.0	54	-4.4	2480	4.5
131	MR 97	WN7+abs	30.7	5.8	25	-4.3	1400	1.0
78	HD 151932	WN7+abs	30.4	5.8	20	-4.1	1385	0.5
87	LSS 4064	WN7(+abs ?)	31.0	5.7	20	-4.6	1400	2.7
89	LSS 4065	WN7(+abs ?)	30.8	5.9	30	-4.2	1600	1.0
120	MR 89	WN7+abs	29.6	5.1	8	-4.3	1225	< 0.2
16	HD 86161	WN8	26.3	5.5	13	-4.2	630	1.0
40	HD 96549	WN8	24.7	5.5	13	-4.0	840	0.75
123	HD 177230	WN8	26.3	5.4	13	-4.0	970	< 0.1
124	209 BAC	WN8	25.4	5.4	12	-4.1	710	0.6
156	MR 119	WN8	26.7	5.4	13	-4.4	660	1.5
LBV	AG Car	WN11	20.7	6.0	32	-4.3	250	2.4
LBV	P Cyg	B1Ia	19.3	5.9	23	-4.5	185	2.5

térieures, donc d'un gonflement de celles-ci, donnant à l'étoile l'apparence d'une étoile géante/supergéante. Aussi, la contraction du coeur conduit à un échauffement important de celui-ci, donc, pour que l'énergie thermique totale de l'étoile demeure constante, les couches extérieures doivent se refroidir.

Pour qu'une étoile massive devienne une Wolf-Rayet, elle doit perdre une fraction importante de sa couche d'hydrogène, donc, en règle générale, une étoile O de la série principale ne peut pas se transformer directement en étoile WR classique.<sup>11</sup> Pour cette raison, il est important d'identifier, sur le parcours vers les étapes WR, des stades intermédiaires où une fraction importante de la couche d'hydrogène est perdue par les vents stellaires. Les supergéantes rouges et bleues (ainsi que les étoiles LBV) sont précisément les étapes que l'on recherche.

Les limites de température pour les supergéantes de différents types sont présentées dans la Figure 2.3. On y indique également l'intervalle de masses initiales pour qu'une étoile devienne une supergéante<sup>12</sup>. Pour ces étoiles massives, les phases de supergéante rouge et bleue sont atteintes lors du brûlage de l'He. Une différence intéressante quant aux étapes évolutives des supergéantes bleues concerne les étoiles de taille moyenne, entre 9 et  $15M_{\odot}$  (ou jusqu'à  $12M_{\odot}$ , après des calculs plus récents). Ces étoiles évoluent très vite directement vers la partie rouge du diagramme HR, puis elles font des 'boucles bleues' qu'on peut voir aisément sur la Figure 2.4, reproduite de Maeder (1981). Les étoiles plus massives, ayant la masse entre 12 et environ  $40M_{\odot}$ , (Maeder & Meynet, 2001)<sup>13</sup> évoluent plus lentement

<sup>11</sup>Nous verrons que, pour les étoiles les plus massives, une telle transition directe est possible, ou alors qu'une étoile supermassive montre un spectre WR dès le départ sur la série principale!

<sup>12</sup>Massey et al. (2008) révisent la masse limite supérieure pour les supergéantes rouges à environ  $25 M_{\odot}$ .

<sup>13</sup>La valeur de  $40 M_{\odot}$  considérée ici est la limite en dessous de laquelle les étoiles WR commencent à se former. Cette limite supérieure pourrait être sensiblement diminuée, jusqu'à  $22 M_{\odot}$  (Meynet & Maeder, 2003).

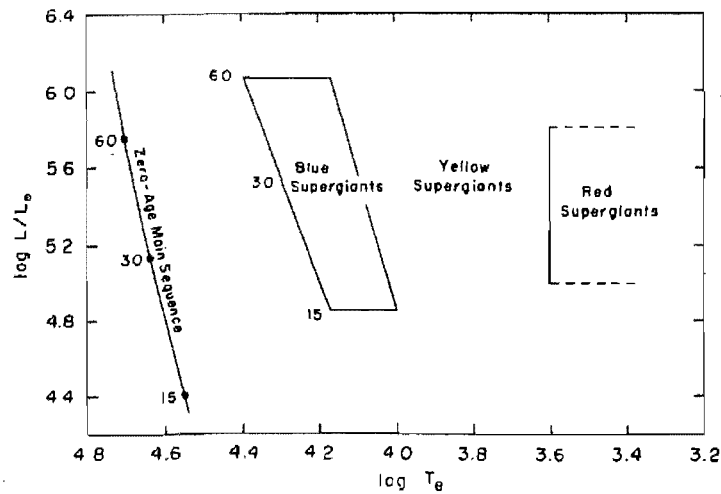


FIG. 2.3 – Les limites de température pour les étoiles supergéantes (Stothers & Chin, 1969).

vers le rouge, passant d'abord une période significative comme supergéante bleue.

Un problème délicat arrive quand on essaie de prédire le rapport du nombre des supergéantes bleues et rouges ( $B/R$ ). Ce problème n'est pas directement lié avec les étoiles WR, mais nous le mentionnons toutefois ici à cause de la façon dont le problème semble avoir été résolu (la prise en considération de la rotation de l'étoile dans les modèles évolutifs). Ceci indique que la rotation doit être incluse dans les modèles de tout type d'étoile, y compris les WR.

Le rapport  $B/R$  est, en principe, aisément calculable comme le rapport de temps entre les phases bleue et rouge du brûlage de l'hélium. Comme les supergéantes sont aisément observables dans les galaxies proches, à différentes métallicités, arriver à un accord entre les valeurs observationnelles et théoriques du  $B/R$  était un test simple pour théories d'évolution stellaire.

Langer & Maeder (1995) résument clairement la situation. Ils reprennent les études de Humphreys & Davidson (1979), Humphreys (1983) et Humphreys & McElroy (1984) et résument la situation observationnelle dans le

TAB. 2.2 – La proportion du nombre  $B/R$  dans les galaxies proches (Langer & Maeder, 1995).

	SMC	LMC	Outer MW	Solar Neighborhood	Inner MW
$Z$	.002	.006	.013	.02	.03
Stars, $M_{bol} < -7.5$	4	10	14	28	48
Associations, $M_{bol} < -7.5$	4	10	14	30	89
Clusters, $M_V < -2.5$	2.5	6.7	7.7		20

tableau 2.2.<sup>14</sup>

La tendance claire est la diminution du  $B/R$  avec la diminution de la métallicité, la cause étant le grand nombre de supergéantes rouges observées dans les Nuages de Magellan. Quant à la situation théorique, les mêmes auteurs évaluent les modèles les plus importants :

1. Modèles utilisant le critère de Schwarzschild, sans prendre en considération la pénétration convective (overshooting en anglais)<sup>15</sup> et semiconvection.<sup>16</sup> Ces modèles ont été calculés par Brunish & Truran (1982) et Brunish et al. (1986) et donnent un bon accord avec les observations dans le voisinage solaire, mais prédisent un accroissement du  $B/R$  avec le décroissement du  $Z$ . Ils ne prédisent presque pas de supergéantes rouges dans les Nuages de Magellan, ce qui est un problème sévère.
2. Modèles avec le critère de Schwarzschild, avec pénétration convective

<sup>14</sup>Il est important de mentionner que ces auteurs incluent dans la catégorie "étoile bleue" les étoiles O, B et A.

<sup>15</sup>Mouvement de matière qui se poursuit au delà du noyau convectif, dont la taille est définie par le critère de Schwarzschild.

<sup>16</sup>La semiconvection apparaît dans des zones instables (du point de vue de la convection) selon le critère de Schwarzschild, mais qui seraient stables selon le critère de Ledoux. La semiconvection peut produire le mélange dans des zones avec un gradient de la masse moléculaire moyenne.

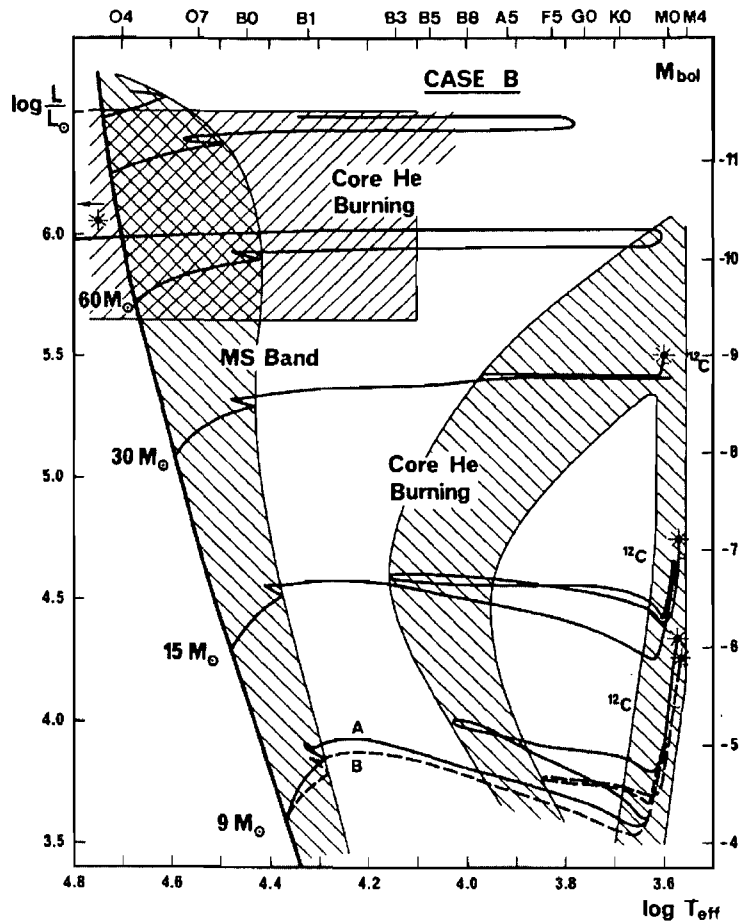


FIG. 2.4 -- Les régions du brûlage de l'hydrogène et de l'hélium (Maeder, 1981). Les boucles bleues des étoiles de masses intermédiaires sont bien visibles. Pour les étoiles les plus massives, la région du brûlage de l'hélium se déplace vers les hautes températures. Les calculs considèrent une perte de masse intermédiaire ( $N$  dans l'intervall 65-80, avec le paramètre  $N$  défini par de Loore et al. (1977).

(overshooting). Cette pénétration ne peut pas être trop importante, sinon les boucles bleues ont tendance à disparaître et les modèles sont confrontés avec des problèmes difficiles. La situation est satisfaisante pour le voisinage solaire, mais, comme auparavant, les modèles ne peuvent pas produire le nombre de supergéantes rouges requises pour les SMC et LMC.

3. Modèles utilisant le critère de Ledoux, calculés par Brocato & Castel-

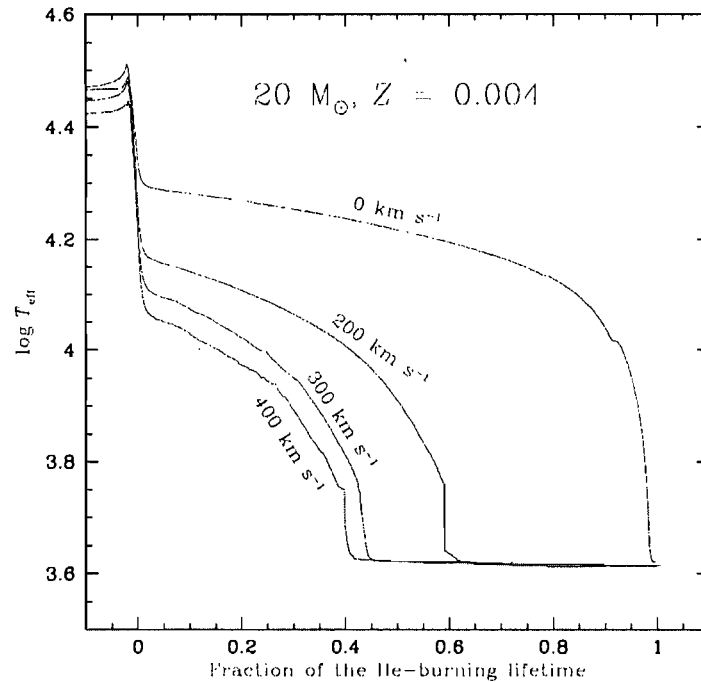


FIG. 2.5 – Sans rotation, l'étoile de  $20 M_{\odot}$  à  $Z=0.004$  passe toute sa phase de brûlage de l'hélium à hautes températures, comme supergéante bleue. Avec rotation, on voit l'apparition d'une phase rouge importante (Maeder & Meynet, 2001).

lani (1993) et qui ont le problème inverse : ils prédisent plus ou moins correctement le rapport  $B/R$  à faibles métallicités, mais échouent à métallicité solaire. Par exemple, les modèles à  $Z = 0.02$  calculés par Chin & Stothers (1990) prédisent que toute la phase du brûlage de l'hélium se passe dans la phase de supergéante rouge.

4. Finalement, les modèles avec semiconvection prédisent, eux aussi, une domination des supergéantes rouges à  $Z = 0.01$  et plus, ce qui est effectivement l'inverse de ce que l'on observe.

On voit donc qu'il n'y a pas de modèle capable de prédire correctement la variation du  $B/R$  pour toutes les métallicités, montrant qu'il y a (avait!!) quelque chose vraiment important qui manquait dans le traitement du mélange dans les étoiles massives.

En 1997, Maeder et Meynet mettent au point les techniques pour in-

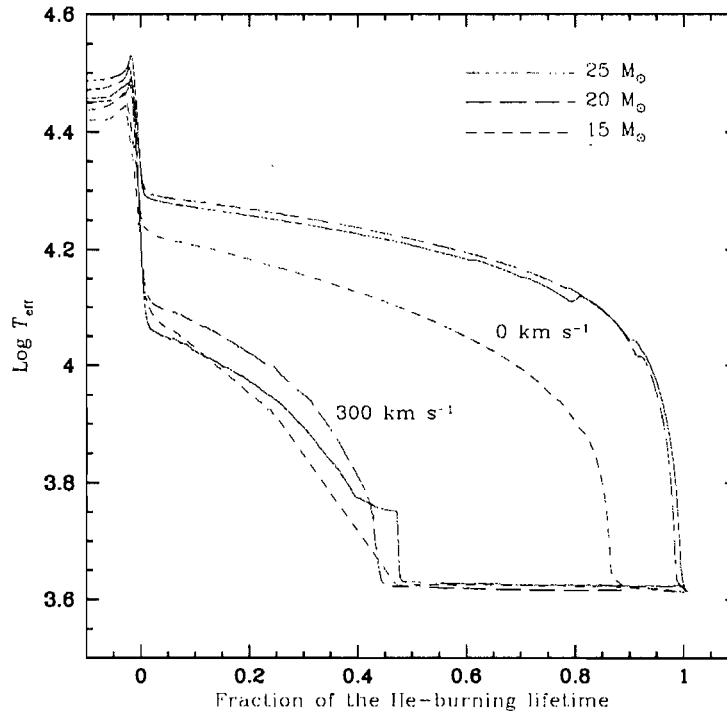


FIG. 2.6 – La même chose que dans la Figure 2.5, mais pour des masses de 15, 20 et  $25 M_{\odot}$  sans rotation et avec une vitesse de rotation de  $300 \text{ km s}^{-1}$  (Maeder & Meynet, 2001).

corporel le mélange interne produit par la rotation différentielle dans les étoiles. Ils examinent (Maeder & Meynet, 2001) les conséquences d’inclure la rotation dans les modèles sur le brûlage de l’hélium, en particulier pour le problème du calcul du rapport  $B/R$ , dans le SMC. Ils comptent parmi les étoiles bleues les supergéantes dont la température est supérieure à  $\log T_{eff} = 3.99$  et pour les supergéantes rouges celles avec la température inférieure à  $\log T_{eff} = 3.70$ .

Leurs résultats sont très encourageants. Ils représentent  $\log T_{eff}$  (qui indique, conformément à la définition mentionnée ci-dessus, si l’étoile est bleue ou rouge) en fonction de la fraction du brûlage de l’hélium. On voit, dans la Figure 2.5, que sans la rotation et à  $Z = 0.004$ , le modèle ne prédit pas de supergéantes rouges. C’est le même résultat que celui que l’on avait déjà obtenu avec la convection traitée avec le critère de Schwarzschild. Par



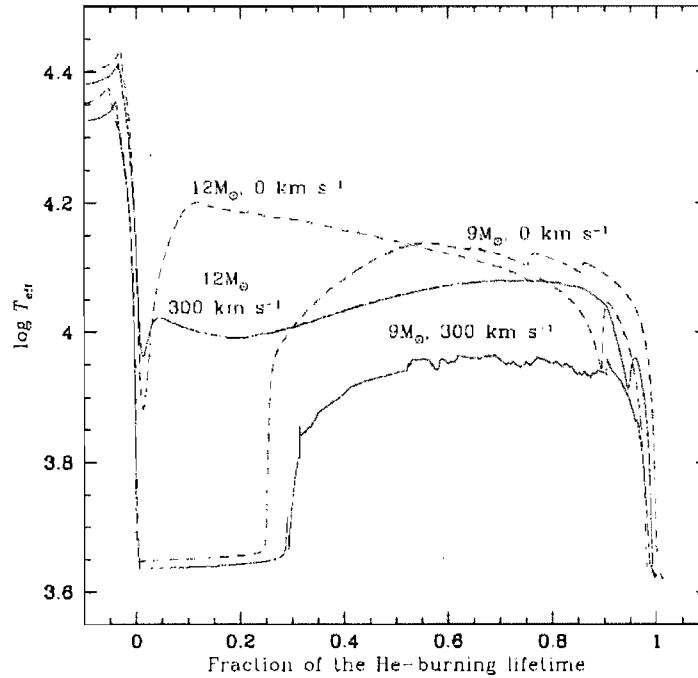


FIG. 2.7 – L'étoile de  $9 M_{\odot}$  montre l'apparition d'une boucle bleue moins étendue vers le bleu, dans le cas avec rotation. À  $12 M_{\odot}$ , l'étoile commence à avoir la tendance de s'orienter rapidement vers le rouge, avant de former une boucle bleue (Maeder & Meynet, 2001).

contre, quand on prend en considération la rotation de l'étoile, on voit que le comportement est totalement différent : les températures commencent à chuter à un certain moment et on obtient  $B/R = 1.11, 0.43$  et  $0.28$  pour des vitesses moyennes de rotation  $v = 152, 229$  et  $311 \text{ km s}^{-1}$ .

Pour plusieurs valeurs de la masse ( $15, 20$  et  $25 M_{\odot}$ ), on voit à la Figure 2.6 que, sans rotation, les étoiles passent toute la phase de brûlage de l'He comme supergéantes bleues, tandis que, avec une rotation initiale de  $300 \text{ km s}^{-1}$ , une phase étendue de supergéante rouge apparaît.

Finalement, les mêmes calculs pour des étoiles de  $9$  et  $12 M_{\odot}$  conduisent aux résultats montrés dans la Figure 2.7 : l'étoile de  $9 M_{\odot}$  montre clairement la formation d'une boucle bleue ; la différence quand on prend en considération la rotation est que celle-ci est plus petite que dans le cas

sans rotation, poussant l'étoile seulement jusqu'à des températures correspondant à un type spectral A, plutôt que B. Pour l'étoile de  $12 M_{\odot}$ , un comportement transitionnel entre les étoiles massives (Figure 2.6) et les étoiles de masse moyenne est évident : l'étoile a tendance à "tomber" vers le rouge au commencement du brûlage de l'hélium, restant quand même la plupart du temps à hautes températures, comme supergéante bleue.

#### 2.2.4 Les étoiles Ofpe/WN9

Des indices que les étoiles O sont les progéniteurs des étoiles Wolf-Rayet sont visibles quand on examine les effets de la classe de luminosité sur le spectre émergent O (Walborn & Fitzpatrick, 1990). Sur la série principale, on trouve la raie de He II  $\lambda 4686$  en absorption, souvent accompagnée d'une émission faible dans la raie de N III  $\lambda\lambda 4634-4640-4642$ . Pour les géantes (classe de luminosité III), l'absorption  $\lambda 4686$  devient plus faible, pour se transformer finalement en émission. De plus, la raie d'émission de N III devient plus forte. Ces caractéristiques se retrouvent dans plusieurs classes spectrales ; la présence d'émissions fortes aux longueurs d'onde  $\lambda 4686$  et  $\lambda\lambda 4634-4640-4642$  sont désignées par l'indicatif Of et indique dans la plupart des cas des étoiles supergéantes.

On a aussi découvert des supergéantes qui ont dans leur spectre non seulement les attributs mentionnés ci-dessus, mais aussi des caractéristiques d'émission indiquant un état d'ionization plus faible (He I, N II), caractéristique des étoiles WN9. Ces objets ont été découverts par Walborn (1977) et désignés comme Ofpe/WN9, montrant clairement leur caractère intermédiaire entre des objets dominés par raies d'absorption et les étoiles WR, dominées par des raies d'émission.

La difficulté de classer ces étoiles intermédiaires réside dans le fait que, si pour les étoiles Of, le spectre est formé clairement dans la photosphère de l'étoile, et si pour les WR le spectre est formé dans un vent

stellaire épais<sup>17</sup>, ces étoiles se retrouvent dans un état intermédiaire, où le vent commence à s'épaissir mais la photosphère de l'étoile reste encore visible.

Ces étoiles de transition sont très rares. Bohannan & Walborn (1989) discutent de 10 étoiles de ce type. Plus tard, des étoiles ayant des caractéristiques similaires dans l'infrarouge ont été trouvées dans le Centre Galactique; Willis et al. (1992) ont trouvé un tel objet dans M33. Crowther et al. (1995a) prennent un échantillon de ces étoiles incluant aussi l'étoile galactique WR108<sup>18</sup> et analysent les raies importantes pour la classification, en se guidant sur les critères de classification de Conti (1973). Ces derniers spécifient que pour les WR, seules les raies d'absorption devraient être déplacées vers le bleu (les profils P Cygni) et que les étoiles Of ont toujours des raies d'absorption qui ne sont pas déplacées. Spécifiquement, Crowther et al. (1995a) trouvent des absorptions P Cygni pour HeII  $\lambda$ 4542, 5411, conformes à la définition d'une étoile Wolf-Rayet, tandis que pour une étoile Of classique comme  $\zeta$  Pup, elles sont clairement photosphériques, non-décalées vers le bleu. Leur conclusion est que les étoiles classifiées auparavant comme Ofpe/WN9 sont en fait des WRs très tardives. Ils définissent les classes WN9, 10 et 11 et distribuent les étoiles de leur échantillon dans ces nouvelles classes.<sup>19</sup> Quelques paramètres calculés à l'aide des modèles pour leur échantillon d'étoiles sont donnés dans le tableau 2.3

Les auteurs y incluent une LBV et l'étoile WR108 qui est très proche des supergéantes Of, pour avoir une meilleure perspective des étoiles WR de leur échantillon.

---

<sup>17</sup>Même le continu est formé dans le vent, pas seulement les raies d'émission.

<sup>18</sup>Cette étoile a une histoire intéressante. Premièrement classifiée comme une O7 :Iafpe, considérée comme l'étoile O la plus extrême (en fait, la plus évoluée), elle a été reclassifiée comme une WN9 par van der Hucht et al. (1981).

<sup>19</sup>Est-ce qu'une évolution directe Ofpe  $\rightarrow$  WN9,10,11 est possible? Pas nécessairement, car avec les faibles métallicités du LMC, il est peu probable que le taux de perte de masse puisse être suffisamment important pour assurer une évolution directe.

TAB. 2.3 – Une sélection des paramètres des étoiles Ofpe/WN9 dans le LMC.<sup>a</sup>.

Star	Subtype	$T_{eff}$ (kK)	$\log L_*$ $L_\odot$	$\log \dot{M}$ $M_\odot \text{yr}^{-1}$	$v_\infty$ km/s	H/He (par nombre)
Sk-66°40	WN10	20.8	5.47	-4.47	300	3.50
R84	WN9	24.9	5.83	-4.40	400	2.50
BE 381	WN9	27.5	5.54	-4.65	375	2.00
HDE 269927c	WN9	27.7	5.70	-4.51	500	1.75
R71	LBV	17.0	5.85	-6.20	200	2.30
WR108 <sup>b</sup>	WN9+abs	29.0	5.86	-4.35	1170	1.50

<sup>a</sup>Les paramètres sont reproduits de Crowther et al. (1995a)

<sup>b</sup>Cette étoile est une WR Galactique, elle a été ajouté aux étoiles du LMC pour mieux comprendre leurs caractéristiques.

Est-ce que ça veut dire qu'on est en train d'établir une classification avec une coupure nette entre les étoiles O et les WRs? Certainement pas. Premièrement, la définition des classes WN9, 10 et 11 n'a pas encore fait l'unanimité. Deuxièmement, les Ofpe/WN9 ne sont pas les seules étoiles de transition. Toujours dans le LMC, il existe les étoiles de type O3If/WN6 et dans notre Galaxie, il y a les étoiles de type OIafpe/WN9ha. Il est important aussi de se rappeler l'importance primordiale de la métallicité sur l'évolution des étoiles. Les étoiles étudiées par Crowther et al. (1995a) sont toutes situées dans le LMC, où la métallicité est la moitié de celle de la Galaxie, avec des conséquences importantes pour le taux de perte de masse, et donc pour l'évolution (on a déjà mentionné qu'une transition directe entre les Ofpe et les WN9,10,11 du LMC n'est pas probable). Les étoiles équivalentes pour notre Galaxie pourraient être les étoiles OIafpe et WN9ha, où, avec la métallicité de la Galaxie, le taux de perte de masse pourrait être suffisant pour permettre une transition directe.

### 2.2.5 Les LBVs

Si, dans le LMC, les étoiles WN tardives ne semblent pas être des descendantes directes des supergéantes Of, alors quels types d'étoiles pourraient être le lien manquant ? Peut-être les LBV.

Les LBV sont un petit groupe d'étoiles supergéantes situées dans la partie supérieure du diagramme HR, qui sont caractérisées par des variabilités très intéressantes. Les plus spectaculaires sont les éruptions géantes, comme celle subie par  $\eta$  Carinae<sup>20</sup> dans les années 1840, ayant une énergie totale de  $10^{49.5}$  ergs, tout à fait comparable avec les énergies produites par les supernovae. Des variations de plus de trois magnitudes dans le visible sont possibles pour ces événements catastrophiques. Des éruptions modérées peuvent avoir lieu, avec des variations de 1 ou 2 magnitudes sur une échelle de temps de plusieurs années. Enfin, dans leurs périodes tranquilles, on observe des variations de faible amplitude, soit quelques dixièmes de magnitude. Il est certain que ce sont les éruptions qui procurent leur caractère particulier à ces étoiles et qui ont produit la naissance de la catégorie des LBV. En fait, plutôt qu'une catégorie particulière d'étoiles, les LBV représentent une phase évolutive très courte dans la vie des étoiles massives, entre les étoiles O de la série principale et les WR.

La Figure 2.8 montre la position des LBV sur le diagramme HR. On peut bien apprécier leur grande luminosité et le fait que, lors de leurs éruptions, ces objets dépassent d'une façon significative la limite de Humphreys-Davidson. Durant les périodes tranquilles, les LBV sont caractérisées par les températures caractéristiques des supergéantes bleues et jaunes, avec un maximum d'émission centré vers l'UV. On va voir que l'analyse de leur spectre mène à identifier quelques LBV qui, durant ces périodes calmes, se confondent avec d'autres types d'étoiles.

Durant une éruption, les LBV évoluent à luminosité bolométrique constante,

---

<sup>20</sup> $\eta$  Carinae est la LBV la plus connue, à cause de sa luminosité énorme et de sa grande éruption de 1840, qui a créé une nébulosité impressionnante autour de l'étoile.

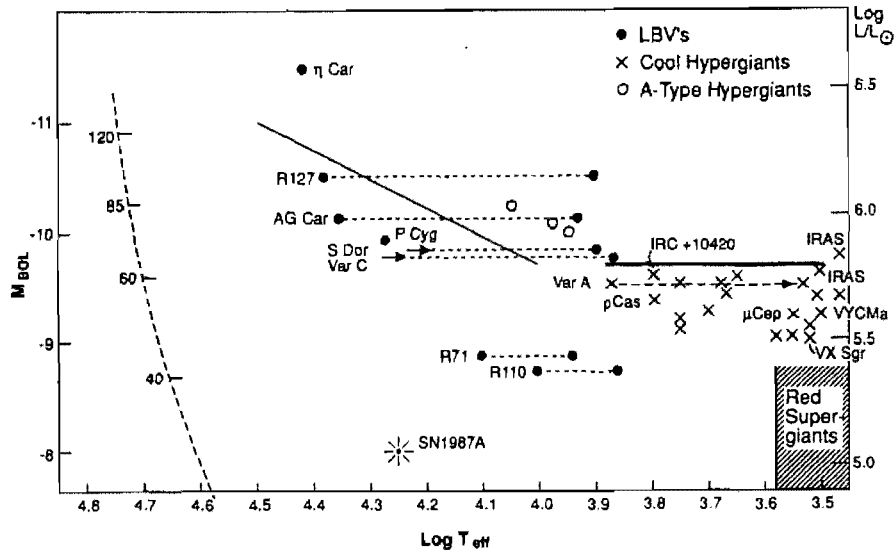


FIG. 2.8 – Quelques LBV importantes et leur position dans le diagramme HR. D'autres types d'étoiles comme les hypergéantes jaunes et les supergéantes rouges sont aussi visibles (Lamers & Fitzpatrick, 1988).

vers des températures plus basses. Le maximum de leur émission se situe, dans cet état, au centre de la bande visible, donc il est évident que leur brillance dans le visible augmente fortement. Les températures des LBV sont variables dans leurs périodes d'acalmie. Durant ces périodes, les LBV se trouvent dans une région appelée la bande d'instabilité S Doradus. Par contre, dans leur état de brillance visuelle maximale, leur température reste presque constante, ce qui n'est pas surprenant, car cette température va caractériser les nébuleuses éjectées, dont la température sera presque indépendante de la taille de LBV.

## Chapitre 3

# Évolution dans la partie supérieure du diagramme HR

### 3.1 Le saut de bistabilité et son rôle possible dans l'évolution

En mesurant les vitesses terminales du vent de 117 étoiles de type spectral O à F, plus précisément le rapport  $v_\infty/v_{esc}$ , Lamers et al. (1995) trouvent une diminution de cette valeur de  $2.58 \pm 0.20$  pour les étoiles O jusqu'à  $0.72 \pm 0.15$  pour le type spectral F. Mais, un résultat plus important est qu'ils trouvent une discontinuité à environ 21,000 K (type spectral B1), où le rapport passe d'une valeur  $v_\infty/v_{esc} \simeq 2.6$  du côté chaud à une valeur  $v_\infty/v_{esc} \simeq 1.3$  du côté froid de cette discontinuité. D'un côté et de l'autre, les vents des étoiles chaudes se trouvent dans des états stables. Ils attribuent l'existence de cette discontinuité au passage des vents optiquement minces dans le continuum de Lyman vers des vents optiquement épais, avec un faible degré d'ionization. Suivant Pauldrach & Puls (1990) (qui trouvent cet effet pour l'étoile P Cygni), qui indiquent que le produit  $\dot{M}v_\infty$  doit rester constant d'une partie à l'autre de la limite, ils ont tenté de montrer qu'il y a une différence entre le taux de perte de masse de ces

étoiles, sans succès, à cause des grandes incertitudes de leur taux de perte de masse estimés.

Vink et al. (1999) ont tenté de fournir la justification théorique pour le saut de bistabilité, dans le contexte des vents entretenus par la radiation. Ils calculent une série de modèles de vents, entre  $T_{eff}=12,500$  K et 40,000 K. Le taux de perte de masse est déterminé par l'accélération dans la partie subsonique du vent, où l'accélération est dominée par la contribution des raies de Fe III. Ils trouvent que, à partir des températures élevées, la fraction d'ionisation du Fe III et, en conséquence l'accélération dans la région subsonique, augmentent abruptement dans l'intervalle  $T_{eff}=27,500$  K à 25,000 K. En conséquence, la position en température du saut, dans cette analyse théorique, serait environ 25,000 K, tandis que les observations donnent plutôt une température de 21,000 K. Il est clair quand même que la température du saut dépendra de l'équilibre d'ionisation dans la région subsonique (donc dépend de la gravité de l'étoile) (Vink et al., 1999). On ne peut pas donc s'attendre à ce que le saut se situe à la même température pour toutes les étoiles et toutes les classes de luminosité.

Leurs résultats montrent une augmentation constante du taux de perte de masse entre  $T_{eff}=27,500$  K et  $T_{eff}=20,000$  K, d'un facteur 5 avec la décroissance de la température. Comme le saut de bistabilité a été mis en évidence pour la première fois pour l'étoile P Cygni, une LBV, une étoile variable, on avait des raisons de croire qu'une telle instabilité pourrait caractériser les LBV seulement. Les résultats théoriques de Vink et al. (1999) sont importants parce qu'ils montrent qu'on doit observer cette instabilité pour n'importe quelle étoile qui, dans le cours de son évolution, passe par la région de températures entre environ 20,000 K et 27,000 K. Pour les WR en particulier, la situation est intéressante, parce que la variation du taux de perte de masse discutée ici est une conséquence d'un changement de l'équilibre d'ionisation du Fe (la valeur de la perte de masse semble être déterminée dans la région subsonique du vent), tandis que les variations importantes pour les ions de N, C et He (qui sont déterminantes pour les



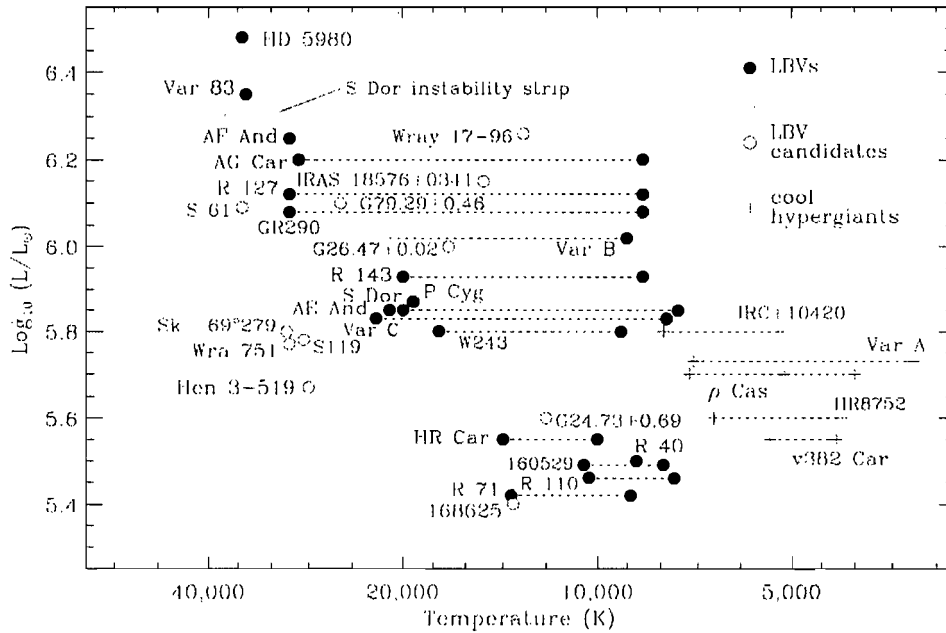


FIG. 3.1 – Les LBV "entourant" P Cygni dans le diagramme sont à des températures qui indiquent qu'elles viennent juste de passer le saut de bistabilité. Par contre, Smith et al. (2004) indiquent que le manque de LBV pour  $\log L/L_{\odot}$  entre 5.8 et 5.6 peut être produit lui aussi par le saut de bistabilité. Figure reproduite de Smith et al. (2004).

étoiles Wolf-Rayet) manifestent leurs effets dans la région supersonique du vent seulement, où toutes les raies d'émission des WR sont formées.

Pour se rendre compte que tout n'est pas compris en ce qui a trait au saut de bistabilité, et parce que les LBV seront rediscutées dans la section suivante sur l'évolution, regardons la Figure 3.1 (Smith et al., 2004), qui indique les positions de quelques LBV connues, de notre Galaxie et d'autres galaxies proches. On y voit une groupe d'étoiles LBV, dans le voisinage de P Cygni (quant aux valeurs de température et luminosité), qui ont toutes des températures proches de 20,000 K (sur la bande d'instabilité S Dor, l'endroit stable des LBV.<sup>1</sup>). Présument, comme d'habitude,

<sup>1</sup>L'appellation "bande d'instabilité" pour l'endroit stable des LBV est un peu déroutant. On peut le comprendre si on pense que l'étoile LBV n'y reste pas pour toujours, mais seulement jusqu'à la prochaine éruption, quand elle se déplace à luminosité bolométrique constante vers des températures plus basses.

que ces LBV ont comme progéniteurs des supergéantes O chaudes, elles sont arrivées à leur position présente après avoir dépassé le saut d'instabilité<sup>2</sup>. D'autre part, ce qui est frappant sur ce diagramme est la région entre  $\log(L/L_{\odot})=5.6$  et 5.8, où on ne trouve aucune étoile LBV. Smith et al. (2004) émettent l'hypothèse que dans cet intervalle de luminosités, les vents des LBV passant le saut d'instabilité deviennent tellement instables qu'ils forment des pseudo-photosphères à des températures suffisamment basses que ces étoiles sautent au-delà de la limite brillante des LBV pour se retrouver dans la région des hypergéantes jaunes. Donc pour le groupe d'étoiles entourant P Cygni, le saut de bistabilité serait le phénomène même qui produirait les LBV, tandis que, à des luminosités légèrement inférieures, au contraire, le saut empêcherait leur formation.

### 3.2 Le statut évolutif des Ofpe/WN9

On a déjà parlé de ces étoiles et surtout de leurs caractéristiques intermédiaires entre des supergéantes Of et les étoiles WR. On va essayer dans ce qui suit de trouver leur place dans le grand schéma évolutif des étoiles massives.

Une inspection du tableau 2.3 révèle quelques observations intéressantes. Les vitesses terminales sont de 300, 375, 400 et 500 km s<sup>-1</sup>, donc assez faibles pour des étoiles Wolf-Rayet. Les températures effectives se situent entre 20,800 K pour Sk-66°40 et 27,700 K pour HDE 269927c. Il est intéressant que cet interval de température couvre presque parfaitement le domaine où le saut d'instabilité doit se manifester. Nous y reviendrons. Les valeurs du taux de perte de masse sont tout à fait compatibles avec celles des WR. Les pourcentages d'hydrogène trouvés se situent, comme on va le voir, entre celles des WN7+abs et des WN8 Galactiques. Les contenus en C et N reflètent la faible métallicité du LMC, où ces étoiles se trouvent.

---

<sup>2</sup>En fait, c'est précisément en rapport avec P Cygni que le saut a été trouvé (Pauldrach & Puls, 1990).

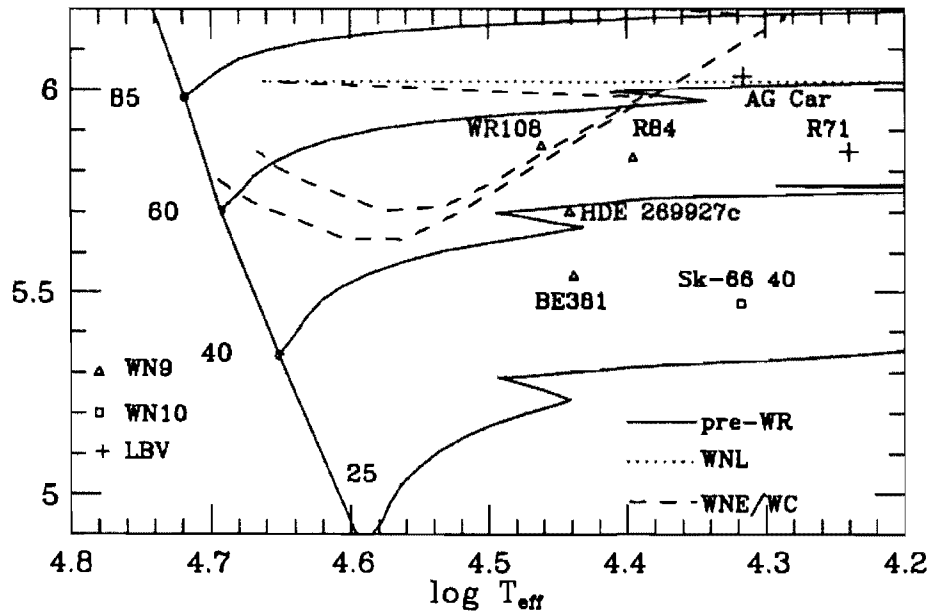


FIG. 3.2 – Les positions dans le diagramme HR des étoiles Ofpe/WN9, avec les tracés évolutifs de Humphreys (1983). La position de ces étoiles coïncide avec l'endroit où le saut de bistabilité fait sentir son effet. Diagramme reproduit de Crowther et al. (1995a).

Un diagramme HR avec la position de ces objets est montré à la Figure 3.2. Les tracés évolutifs sont tirées de Schaerer et al. (1993). Avant tout, il faut observer que, dans les calculs de Schaerer et al. (1993), il faut une étoile de masse initiale de plus de  $60 M_{\odot}$  pour qu'une WR se forme, à la métallicité du LMC. Nos étoiles tombent bien en dessous de ces tracés. Il s'agit d'un problème bien connu pour les étoiles WR. Les points observationnels des WR sur un diagramme HR sont presque toujours à des luminosités inférieures aux tracés évolutifs correspondants. Ce problème de luminosité semble avoir été résolu avec l'inclusion de la rotation dans les modèles.

Les valeurs des températures et des vitesses terminales des vents des étoiles WN 9 et 10 semblent indiquer un rapprochement avec les LBV. En fait, des observations indiquant des caractéristiques similaires des Ofpe/WN9 (maintenant WN 9 et 10) avec les LBV ont déjà été obtenues. L'étoile pro-

prototype Ofpe/WN9, R127, a montré une augmentation de sa brillance, se transformant effectivement en une supergéante B[e] (Stahl et al., 1983) et plus récemment en une supergéante A, pratiquement identique avec S Doradus, une étoile LBV prototype. Une autre étoile Ofpe/WN9 a été classifiée comme LBV par Bohannan (1989). Smith et al. (1994) trouvent AG Car, une LBV bien connue, comme étant, d'un point de vue chimique et spectroscopique, compatible avec le type spectral WN11. R84, une WN9, est caractérisée par une variabilité photométrique de  $\pm 0.1$  mag, (Stahl et al., 1984), comme plusieurs LBV dans leur état stable. La luminosité de R84 est pratiquement identique à celle de la LBV R71. R84 est-elle une LBV dormante?

Les étoiles Ofpe/WN9 sont donc dans un état évolutif proche de celui des LBV. Les données de Crowther et al. (1995a) semblent indiquer la présence d'un point où, pendant une évolution vers des températures plus basses, les étoiles WNL s'approchent de la région où le saut de bistabilité commence à "agir". On mesure une diminution prononcée des vitesses terminales et des taux de perte de masse normales pour les étoiles Wolf-Rayet. Aussi, en comparant ces étoiles avec les LBV, on trouve beaucoup de caractéristiques communes, et on trouve même des exemples où des Ofpe/WN9 se transforment, effectivement, en LBV, et vice-versa. Le contenu en hydrogène des Ofpe/WN9 discutées ici est supérieur à celui de la LBV R71. Ceci semble indiquer qu'on n'a pas eu une phase LBV antérieure à la phase évolutive présente de ces étoiles. Au contraire, elles semblent être des LBV "dormantes", comme si la phase LBV est présentement en train de s'établir, avec une diminution des vitesses terminales et, possiblement, une augmentation du taux de perte de masse, causée par le dépassement du saut d'instabilité.

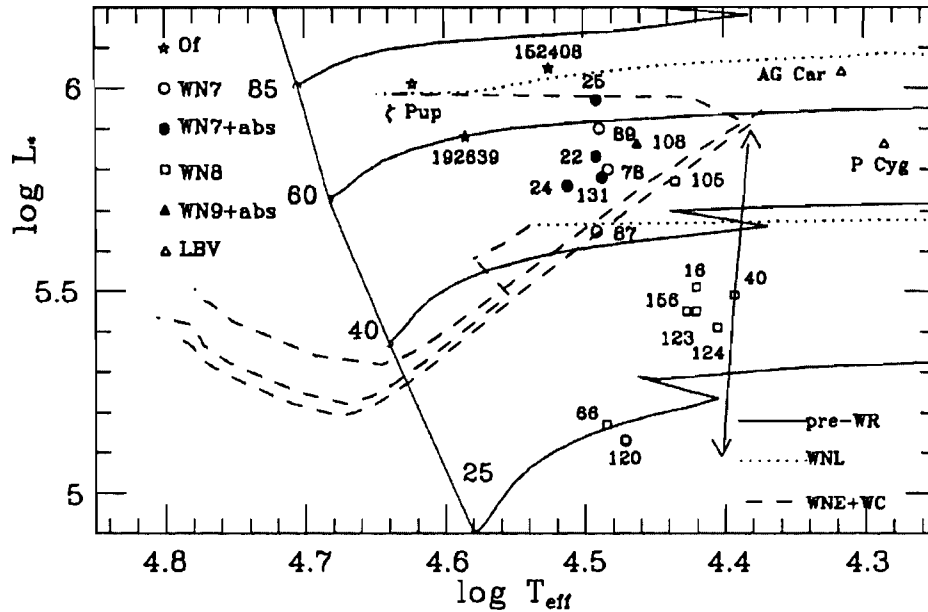


FIG. 3.3 – Les étoiles WNL lumineuses (le groupe d'étoiles à plus grandes luminosités) et les étoiles WN pauvres en hydrogène (le groupe qu'on aperçoit plus bas). Figure reproduite de Crowther et al. (1995c).

### 3.3 Les WNL de notre Galaxie

On va essayer ici de tirer quelques conclusions sur les étoiles WNL (i.e. WN6-11) Galactiques. Le tableau 2.1 (page 19) donne les paramètres de quelques étoiles étudiées par Crowther et al. (1995c), et aussi de 3 supergéantes O et de deux LBV. On y retrouve les plus grandes luminosités pour les étoiles WN7+abs. De plus, pour ces étoiles,  $T_* \simeq T_{eff}$ , ce que signifie que le point sonique est très proche de la photosphère, donc ces étoiles auraient les atmosphères les moines épaisses. Les températures des WN7+abs sont les plus grandes et la différence en  $T_{eff}$  entre les WN7 et les WN8 est assez faible. Les taux de pertes de masse augmentent des supergéantes O vers les WN8, passant par les WN7+abs. La position de ces étoiles dans le diagramme HR est montrée dans la Figure 3.3.

En comparant les luminosités, températures, taux de pertes de masse,

vitesse terminales et, surtout, pourcentages d'hydrogène, les WN7+abs semblent être en lien évolutif direct avec les supergéantes O. Comme argument supplémentaire, notons que les étoiles WN7+abs sont trouvées exclusivement dans les amas galactiques les plus jeunes, contenant un nombre important d'étoiles brillantes et jeunes. Leur masse peut être estimée par différentes méthodes (comparaison avec les tracés évolutifs, étude de leur amas ou estimations des vitesses terminales) et les résultats donnent des valeurs généralement plus grandes que  $50 M_{\odot}$ .

Quant aux WN7, la situation n'est pas claire. Leur masse actuelle ( $\sim 20 M_{\odot}$ ) semble indiquer qu'une autre phase évolutive devrait être présente entre une étoile WN7+abs et une WN7 sans hydrogène. Pourtant, en observant la similitude entre la morphologie de leurs spectres et la continuité de leurs paramètres (mis à part la différence importante dans leur contenu en hydrogène), Crowther et al. (1995c) favorisent une évolution directe entre les types spectraux WN7+abs et WN7. Un autre argument pour cette évolution directe serait le fait que les WN7, comme les WN7+abs, sont exclusivement membres des amas stellaires, plus âgés pour les WN7 que pour les WN7+abs. Un argument contre une phase LBV entre les WN7+abs et les WN7 est l'absence complète de nébulosité autour des étoiles WN7. On pourrait penser que, peut-être, ces nébulosités sont trop petites pour être observables ou qu'elles se sont déjà dissipées au moment où l'étoile est observée comme une WN7. Pourtant, on pense que les WN8 sont dans un stade d'évolution similaire et on observe aisément des nébulosités autour de ces étoiles.

Il convient maintenant de discuter un peu des WN8, groupées dans la Figure 3.3 à des températures  $4.44 \leq \log T_{eff} \leq 4.38$ , et luminosités  $5.3 \leq \log L/L_{\odot} \leq 5.6$ , formant un groupe complètement séparé de celui des WN7 lumineuses. Elles sont rarement trouvées dans les amas stellaires, le pourcentage de binaires parmi elles est très faible et quelques unes sont entourées par des nébulosités. Ces observations pointent vers un scénario évolutif tout à fait différent que celui des WN7.

Le même type d'étude (mais beaucoup plus complet en ce qui a trait au nombre d'étoiles analysées) a été fait par Hamann et al. (2006), cette fois en prenant en considération le phénomène de "line-blanketing" pour les raies du Fe. Cet effet a été modélisé pour la première fois par Hillier & Miller (1998) et l'inclusion dans les modèles atmosphériques des étoiles WR commence avec Gräfener et al. (2002). Hamann et al. (2006) font une analyse spectrale quantitative des étoiles WN Galactiques, utilisant les modèles atmosphériques de Potsdam des étoiles WR (PoWR), qui prennent en considération le "line-blanketing" et le "clumping"<sup>3</sup> dans les vents. En comparaison avec Crowther et al. (1995c), leur étude est presque complète, dans le sens qu'ils incluent toutes les étoiles WN Galactiques connues (sauf quelques unes découvertes dernièrement, surtout en IR, à des endroits ayant un rougissement élevé). Leurs résultats sont bien différents des valeurs de Crowther et al. (1995c). Pour donner un exemple, montrons leur diagramme HR avec les étoiles WN Galactiques (Figure 3.4).

En rouge, on voit les WNL contenant de l'hydrogène, en vert les étoiles sans hydrogène. Le diagramme semble avoir la même allure que celui de la Figure 3.3 tirée de Crowther et al. (1995c), dans le sens qu'on voit une coupure prononcée en luminosité et en températures entre les WN riches et pauvres en hydrogène. Cependant, en regardant de plus près, on voit des différences assez spectaculaires. Les WN8 qu'on décrivait auparavant (Crowther et al., 1995c) comme étant pauvre en hydrogène, ayant de faibles luminosités, sont maintenant des étoiles avec un contenu d'hydrogène détectable, de grandes luminosités, faisant effectivement partie du groupe des WN+abs (on y voit deux WN8, WR107 et WR123 sans hydrogène, mais elles font partie, elles aussi, du même groupe que les WN+abs, avec leurs valeurs de températures et luminosités). Vraisemblablement, on aura maintenant un scénario évolutif commun entre ces WN8 et le reste de WN+abs.

---

<sup>3</sup>L'apparition des grumeaux dans les vents stellaires, causés par des instabilités hydrodynamiques.

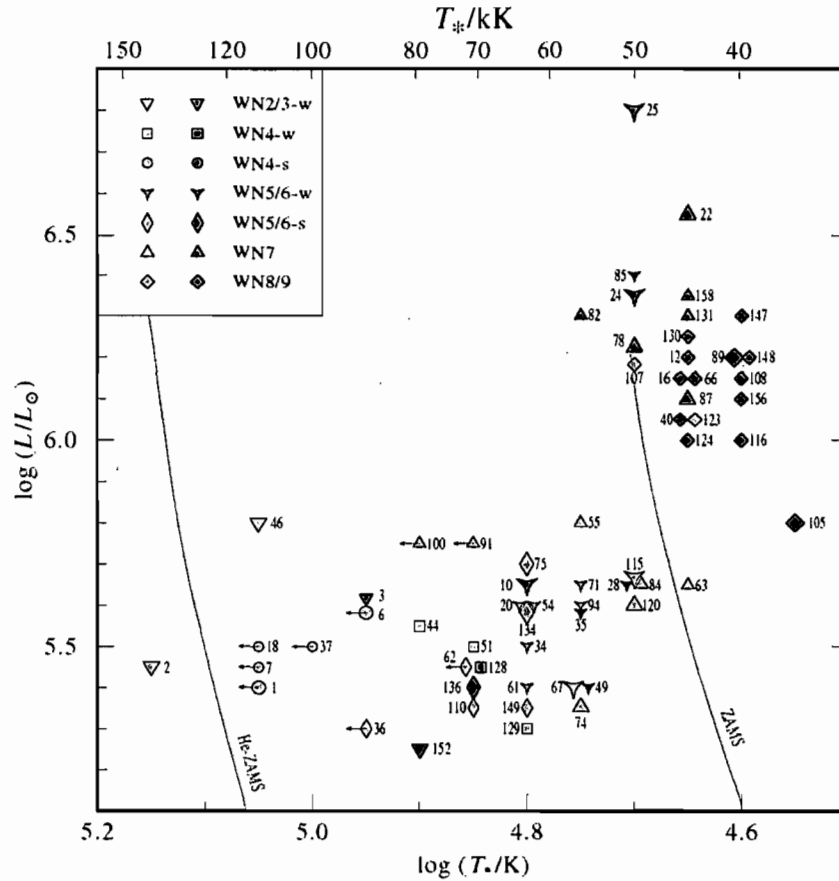


FIG. 3.4 – Les positions des étoiles WN Galactiques dans le diagramme HR. Les WNL, généralement riches en hydrogène, sont montrées en rouge, tandis que les WNE, en général pauvres en hydrogène, sont montrées en vert (Hamann et al., 2006).

Au contraire, on trouve parmi les WNE (i.e. WN2-5, les WN faisant partie de l'autre groupe d'étoiles aisément discernable dans la Figure 3.4) 7 étoiles de type spectral WN7, mais sans hydrogène, avec de faibles masses (entre 15 et 25  $M_{\odot}$ ) et luminosités. L'évolution directe entre les WN7+abs et WN7, proposée par Crowther et al. (1995c), semble maintenant difficile à soutenir.

D'autres arguments contre une transition directe WN7+abs  $\rightarrow$  WN7 sont fournis par Nathan Smith et Peter Conti, qui publient un article (Smith & Conti, 2008) que je trouve très intéressant par les implications



qu'il contient. Je vais en discuter quelques unes.

**A. L'appellation WNH.** Smith & Conti (2008) proposent de regrouper toutes les étoiles WN Galactiques contenant de l'hydrogène sous l'appellation WNH. Jusqu'à maintenant, on utilisait largement des appellations comme WNL et WNE (étoiles WN 'late' et 'early') pour préciser leur contenu en hydrogène. Le problème est qu'il existe des WNL sans hydrogène. De plus, on a trouvé des WNE avec un contenu appréciable d'hydrogène : dans le SMC (Foellmi et al., 2003a; Foellmi, 2004) et dans le LMC (Foellmi et al., 2003b). On a aussi des exemples galactiques d'étoiles WN précoces contenant de l'hydrogène, ce qui rend leur appellation WNE inconséquente.

**B. Les masses des WNH.** En regroupant les masses calculées pour les étoiles WN avec (les WNH) ou sans (les WN) hydrogène, ils obtiennent le diagramme de la Figure 3.5.

Il est impressionnant de constater que l'allure des distributions des WNH et des WN semble complètement différente. La distribution des WNH montre des pics pour des masses de  $\sim 50 M_{\odot}$  pour les masses spectroscopiques et même plus, à environ  $70 M_{\odot}$ , pour les masses mesurées à l'aide de systèmes binaires, tandis que les WN (sans hydrogène) sont centrées, pour les deux catégories, à des valeurs beaucoup plus faibles, d'environ  $20 M_{\odot}$ . La superposition des deux distributions semble négligeable. Avec des contenus élevés en hydrogène, il n'est pas surprenant que les WNH sont plus massives que les WN. Ce qui est encore plus important est le fait que, si les deux distributions d'étoiles sont distinctes, la grande différence des masses peut être produite par des progéniteurs différents, beaucoup moins massifs pour les WN. En conséquence, on cherche pour les deux groupes d'étoiles des tracés évolutifs différents<sup>4</sup>.

**C. Le contenu en hydrogène.** Les auteurs montrent dans la Figure 3.6 la distribution des fractions de masse de l'hydrogène en fonction de la

---

<sup>4</sup>Évidemment, les WNH pourraient évoluer vers les WN de faible masse par perte de masse ; une étape intermédiaire comme une LBV semble alors nécessaire.

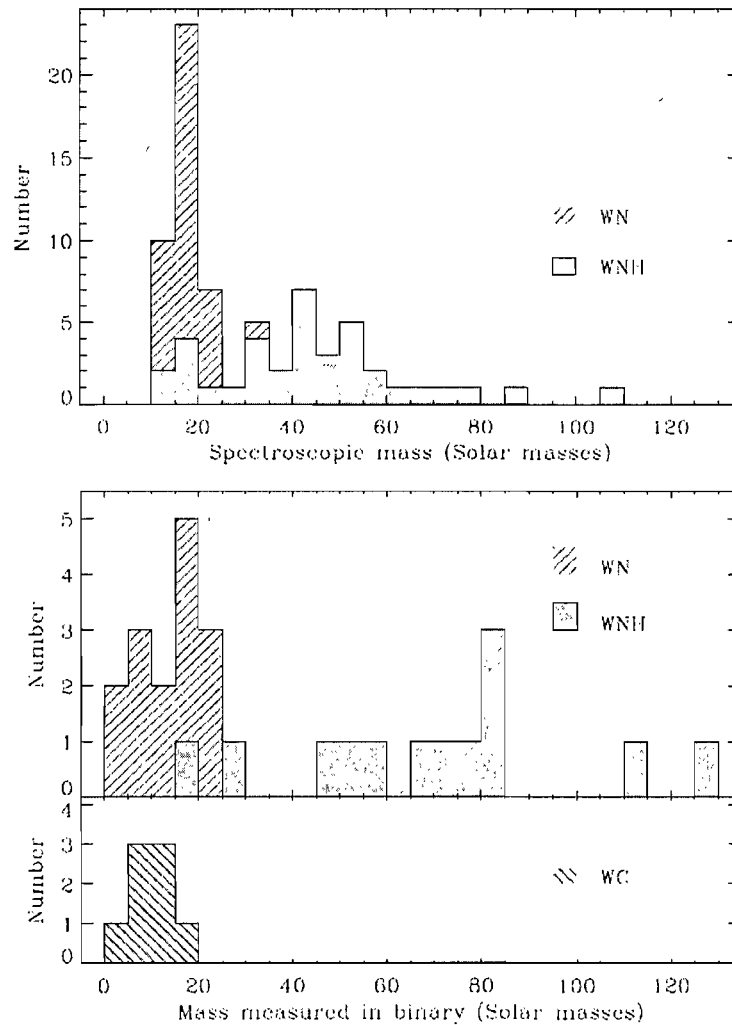


FIG. 3.5 – La distribution de masse pour les étoiles WN riches en H (les WN<sub>H</sub>) versus les WN pauvres en H. En haut sont indiquées les masses spectroscopiques et en bas, les masses obtenues des systèmes binaires (Smith & Conti, 2008).

luminosité, pour deux évaluations des luminosités des WN<sub>H</sub> : Crowther et al. (1995c) et Hamann et al. (2006). Les calculs de Hamann et al. (2006) produisent des luminosités plus élevées parce qu'ils utilisent des températures stellaires plus élevées, dérivées avec la prise en considération du phénomène de "line-blanketing".<sup>5</sup>

<sup>5</sup>Il est peut-être douteux de comparer des luminosités obtenues en tenant compte du phénomène de "line-blanketing" avec d'autres luminosités obtenues sans le prendre

Avec ces données, on peut essayer de trouver une relation évolutive entre les WNH et les LBV, dans le sens que, si un type d'étoile est le progéniteur d'un autre, sa fraction de masse d'hydrogène,  $X_H$ <sup>6</sup> doit être supérieure à  $X_H$  de l'autre type. Considérant les données de Hamann et al. (2006), qui sont plus complètes, à des luminosités inférieures à  $\log L/L_\odot \sim 5.9$ , les LBV seraient les progéniteuses des WNH, tandis que, pour les grandes luminosités, les étoiles LBV apparaissent parmi les WNH et il est difficile d'y distinguer une relation évolutive, à part de dire qu'une étoile LBV pourrait être une étape de courte durée dans la vie d'une étoile WN riche en hydrogène. Il faut dire, quand-même, que les données ne sont pas encore suffisantes pour établir une relation évolutive entre les WNH et les LBV ; on est dans le domaine des suppositions.

**D. Un "feedback" pour augmenter la perte de masse ?** Une idée qui semble attrayante est celle de l'existence d'un feedback qui augmenterait le taux de perte de masse d'une étoile au cours de son évolution. Ainsi, partant avec un certain taux de perte de masse,  $\dot{M}$ , celui-ci diminue la masse de l'étoile ; aussi la luminosité augmente légèrement avec l'évolution sur la série principale des étoiles massives. Ces deux effets font en sorte que  $\Gamma = L/L_{Edd}$ , qui est proportionnel à  $L/M$ , croît, amenant l'étoile plus près de la limite d'Eddington. Ce fait augmente à son tour le taux de perte de masse, ce qui accélère l'augmentation de  $\Gamma$ , etc. Un tel "feedback" n'a jamais été inclus dans les calculs ; on utilisait seulement des taux de perte de masse constants, dont la valeur était ajustée constamment pour que les données observationnelles soient reproduites.

On montre à la Figure 3.7 plusieurs caractéristiques (le taux de perte de masse, la luminosité, la masse totale, le facteur Eddington et la vitesse en considération. Quand-même, il est instructif de voir les améliorations apportés aux résultats par l'inclusion du phénomène de "line-blanketing". De toute façon, les résultats ne sont pas encore finaux, Smith & Conti (2008) trouvent même des raisons pour favoriser les luminosités de Crowther et al. (1995c) !

<sup>6</sup>Définie comme le rapport entre la masse d'hydrogène et la masse totale de l'étoile.

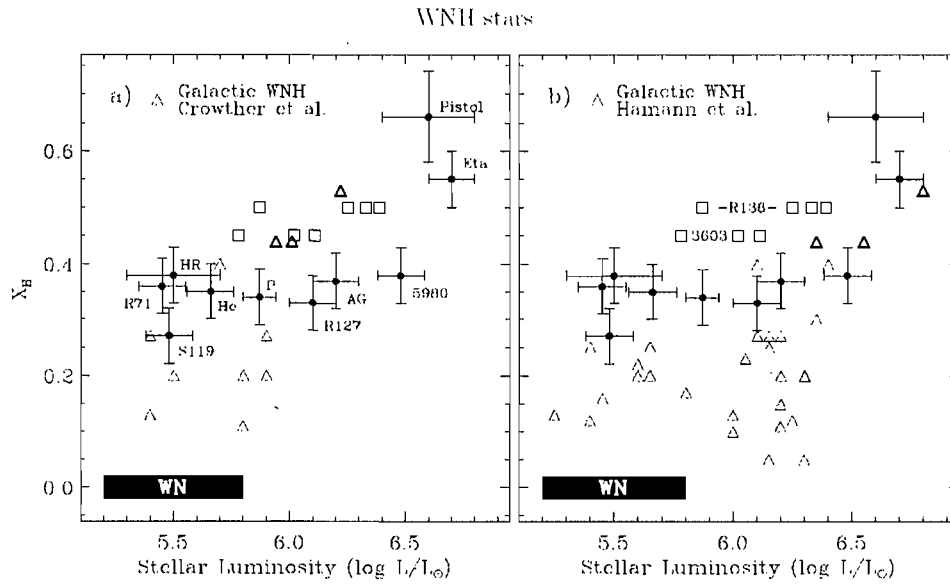


FIG. 3.6 – Contenu en hydrogène en fonction de la luminosité des LBV et WNH, pour deux choix des luminosités : a) celles de Crowther et al. (1995c), à gauche, et b) celles de Hamann et al. (2006), à droite. Les triangles vides représentent les WNH étudiées par Smith & Conti (2008). Les carrés vides représentent les 4 étoiles WNH dans l'amas R136, avec des luminosités de de Koter et al. (1997) et 3 étoiles WNH de NGC 3603 (Drissen et al., 1995). Figure reproduite de Smith & Conti (2008).

d'échappement) décrivant l'évolution des étoiles O vers les étoiles WNH. Le "feedback", décrit par la variation de ces grandeurs avec le temps, a été calculé d'une façon préliminaire par Smith & Conti (2008) ; il est montré en traits pleins pour trois valeurs différentes de masses et luminosités initiales prises de Repolust et al. (2004). Ces valeurs initiales sont calculées avec un facteur d'inhomogénéité de 5, donnant un taux de perte de masse réduit d'un facteur de 5. Partant des valeurs initiales, le "feedback" est calculé tout au long de l'évolution de l'étoile ; on peut voir comment le taux de perte de masse augmente graduellement avec l'évolution. Les courbes à petite inclinaison suivent l'évolution sur la série principale, et on peut voir l'endroit où la phase WNH apparaît, avec un accroissement important du taux de perte de masse. On a tous les motifs de croire que les WNH apparaissent vers la fin de l'évolution des supergéantes O sur la série principale.

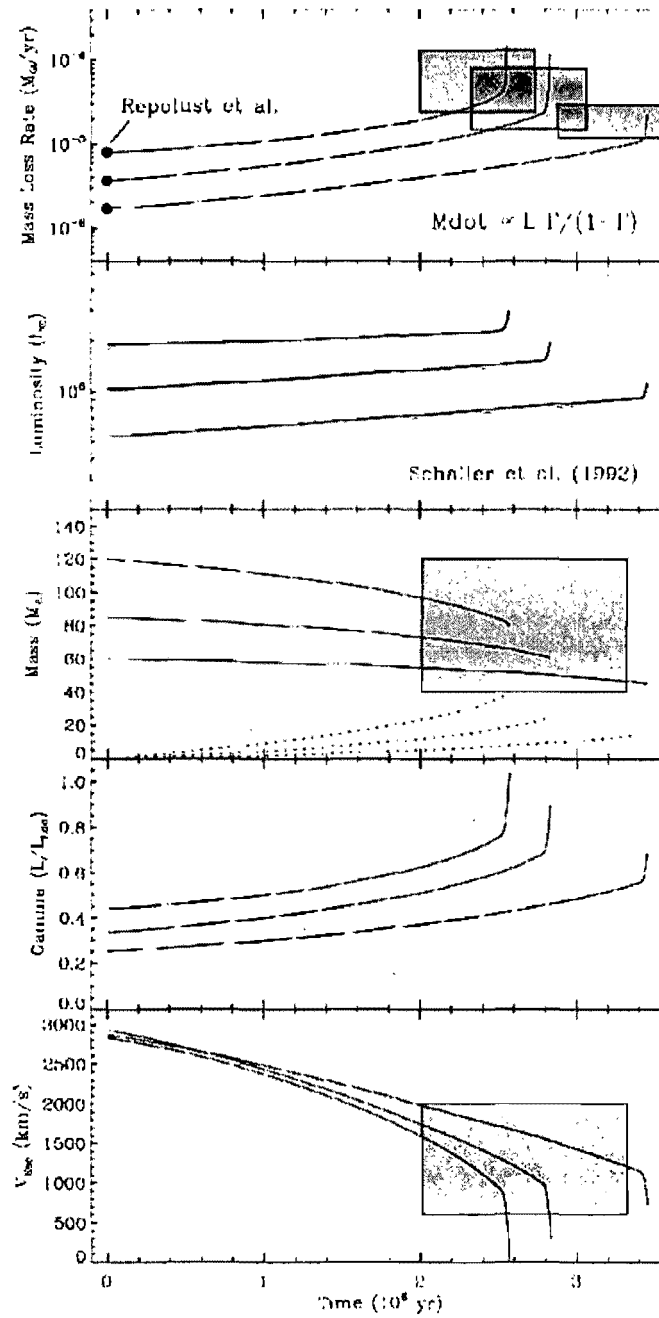


FIG. 3.7 – Le "feedback" augmentant la perte de masse, comme décrit dans le texte. À la droite, les hachures donnent les zones typiques pour les étoiles WNH (Smith & Conti, 2008).

Les masses des WNH sont grandes, dépassant souvent  $100 M_{\odot}$ . Pour que ces masses ne soient pas en contradiction avec une évolution d'environ 2 millions d'années avec perte de masse, il est évident que cette perte de masse ne doit pas être trop grande pour les étoiles O. Les évidences du "clumping" (inhomogénéité dans le vent) pour les étoiles O, apparues en grand nombre ces dernières années, ont fait chuter leur taux de perte de masse. Avec des taux de perte de masse petits et constants, l'évolution directe vers les WNH est difficile. Si, quand-même, ces taux de perte de masse augmentent au cours de l'évolution à cause du "feedback" décrit ci-dessus, les calculs préliminaires de Smith & Conti (2008) semblent montrer qu'on peut arriver aisément aux paramètres observés pour des étoiles WNH.<sup>7</sup>

### 3.4 Remarques finales sur l'évolution vers le stade d'étoile Wolf-Rayet

Une limite importante dans la vie des étoiles massives semble exister à  $\log L/L_{\odot} \approx 5.8$ , correspondant à des étoiles d'environ  $60 M_{\odot}$  sur la série principale. C'est, d'une part, la limite observationnelle de Humphreys-Davidson pour les hypergéantes jaunes et rouges (Fig. 2.8). D'autre part, à  $\log L/L_{\odot}$  entre 5.6 et 5.8, il y a un manque significatif de LBV dans la bande d'instabilité S Doradus (Fig. 3.1). Mais, le fait le plus intéressant, comme on peut le constater en regardant la Figure 3.6, est qu'à cette luminosité il semble y avoir un changement dans la relation évolutive entre les LBVs et les WNHs : si, à des luminosités plus petites, les LBV semblent être les progéniteurs des WNH, à des luminosités plus grandes, les LBV se situent à l'intérieur de la distribution des WNH. Aussi, on voit à la Fig. 3.4 que c'est précisément à cette luminosité que se trouve la discontinuité

---

<sup>7</sup>Les estimations faites pour quantifier cette idée de feedback sont tout à fait préliminaires.

entre les WNL et les WNE. On va donc adopter la masse de  $60 M_{\odot}$  comme une masse limite importante pour les étoiles WR.

Maeder et al. (2005) ajoute, dans la catégorie des étoiles plus massives que  $60 M_{\odot}$ , une autre limite à  $90 M_{\odot}$ , indiquant un manque de LBV pour des masses plus grandes que  $90 M_{\odot}$ . Je préfère ici ne pas le faire.  $\eta$  Car et l'étoile du Pistolet<sup>8</sup> ont des luminosités tellement élevées que des masses de  $100 M_{\odot}$  pour les LBV et même plus semblent possibles. C'est vrai que les exemples de ce genre sont rares, mais, tenant compte des masses tellement élevées et de la courte durée de la phase LBV, il est normal que ces étoiles soient rares. De plus, des étoiles équivalentes à  $\eta$  Car ont été observées dans d'autres galaxies.

**Masses entre  $40 M_{\odot}$  et  $60 M_{\odot}$ .** Dans ce cas, l'étoile LBV serait le progéniteur direct d'une étoile WNH (voir Figure 3.6). Les LBV dans cette catégorie de masse, se confondraient, dans leur état tranquille, avec les WN9, 10, 11 (initialement, les étoiles de transition Ofpe/WN9). Une LBV pourrait évoluer probablement directement vers une WNE, et non seulement vers les WNH. La question de savoir si une LBV éjecte complètement, durant sa vie, les couches d'hydrogène, n'a pas encore de réponse. On pourrait avoir entre les WNE des descendantes des supergéantes rouges, car on ne détecte pas souvent autour des WNE les nébuleuses qui seraient le signe d'un progéniteur LBV.

**Masses plus grandes que  $60 M_{\odot}$ .** Comme les taux de perte de masse augmentent avec la luminosité, on croyait que, pour les étoiles les plus massives, les taux de perte de masse sont tellement grands que l'évolution de ces étoiles peut être décrite sans invoquer l'apparition d'une phase LBV. Quand même, les taux de perte de masse nécessaires pour une évolution directe des supergéantes O vers les étoiles WR sont en contradiction avec les observations. En fait, on attend l'existence d'inhomogénéités importantes dans le vent de ces étoiles, ce qui a comme conséquence une réduction im-

---

<sup>8</sup>Une étoile jeune et massive de type LBV, découverte dans la région du centre galactique.

portante du taux de perte de masse. Dans de telles conditions, il semble impossible d'éviter l'existence d'une phase LBV dans cette région de luminosités, aussi. Smith & Conti (2008) suggèrent une transition graduelle vers l'étoile WNH par l'intermédiaire d'un phénomène de "feedback" (voir la Figure 3.7). La transition vers les LBV aurait lieu quand le "feedback" mène à des valeurs explosives pour le taux de perte de masse et pour le coefficient d'Eddington. On fait alors la transition vers un autre mécanisme de perte de masse, qui mène l'évolution vers les LBV. Des oscillations  $LBV \leftrightarrow Ofpe/WN9$  peuvent se produire, comme pour l'autre intervalle de masse.

Après la transition  $WNH \rightarrow LBV$ , on peut imaginer un scénario où, après avoir perdu d'une façon explosive une grande quantité d'hydrogène, l'étoile LBV se transformerait encore une fois en WNH, effectuant une sorte de "boucle" évolutive (voir la partie b. de la Fig. 3.6). L'étoile LBV serait dans ce cas juste une étape de courte durée dans la vie d'une étoile WNH.

Si le dernier scénario est vrai, alors la présence des étoiles WN8 dans ce groupe serait facilement expliquée (toutes les WN8 Galactiques sont présentes dans le groupe des WNL sur la Figure 3.4, mais avec des quantités d'hydrogène plus petites que celles des autres). La plupart des WN8 sont des étoiles Wolf-Rayet simples avec des variabilités photométriques prononcées, caractérisées par des vitesses spatiales qui, vraisemblablement, indiquent qu'elles ont été éjectées de leur amas de naissance. Ceci est supporté par le fait que l'on ne les retrouve pas dans les agglomérations d'étoiles OB où les autres types de WR apparaissent généralement. Les WN8 pourrait être donc soit des descendantes directes des LBV (leur nébulosité et variabilités photométriques seraient alors des vestiges d'une étoile LBV), soit elles auraient pu être membres de systèmes binaires dans lesquelles la primaire aurait explosé comme supernova (dans ce cas, les WN8 seraient maintenant des WR de deuxième génération, après avoir été influencées par les phénomènes usuels à l'intérieur d'un système binaire et



par l'explosion elle-même).

L'évolution pourrait ensuite se poursuivre vers les étoiles WNE, aux luminosités plus faibles, et, finalement, vers les WCL, WCE et l'explosion supernova finale.

### 3.5 Les étoiles Wolf-Rayet hybrides

L'article qui suit discute des propriétés du système binaire WR145, constitué d'une étoile Wolf-Rayet et d'une étoile O. L'étoile WR de ce système est dite hybride, donc il est important de donner ici quelques renseignements sur ce type d'étoile.

On a vu à la section 2.2.2 que les étoiles Wolf-Rayet peuvent être classées en deux groupes : les étoiles WN, où les raies de He et N dominent le spectre, et les étoiles WC, avec des raies de He(I et II), C et parfois O. Parmi les WN, les WNL montrent souvent la présence d'hydrogène, mais ce dernier est souvent absent des WNE et toujours absent des WC, suggérant fortement une séquence évolutive WNL  $\rightarrow$  WNE  $\rightarrow$  WC. Conti & Massey (1989) mesurent les largeurs équivalentes des raies des étoiles WN et WC pour établir si leurs intensités sont corrélées. En représentant la relation entre  $\log(EW)$  pour CIV  $\lambda 5808$  et  $\log(EW)$  pour HeII  $\lambda 4686$ , ils obtiennent les points représentés dans la Figure 3.8. Comme on peut le voir, il existe une très bonne corrélation entre les largeurs équivalentes de ces raies (les étoiles Wolf-Rayet WN dans cette figure se trouvent dans la Galaxie et le LMC), avec l'exception des étoiles représentées avec un "x", pour lesquelles la raie de CIV est beaucoup plus intense que pour les autres. Comme l'intensité des raies observées pour les WNs correspond aux concentrations attendues du brûlage de l'hydrogène par le cycle CNO, et les raies dans les étoiles WC sont produites par les éléments issus du brûlage de l'He, on peut se poser la question si l'intensité élevée des raies du C dans ces spectres indique des compositions particulières (étoiles WN avec une concentration de C particulièrement élevée), ou tout simplement

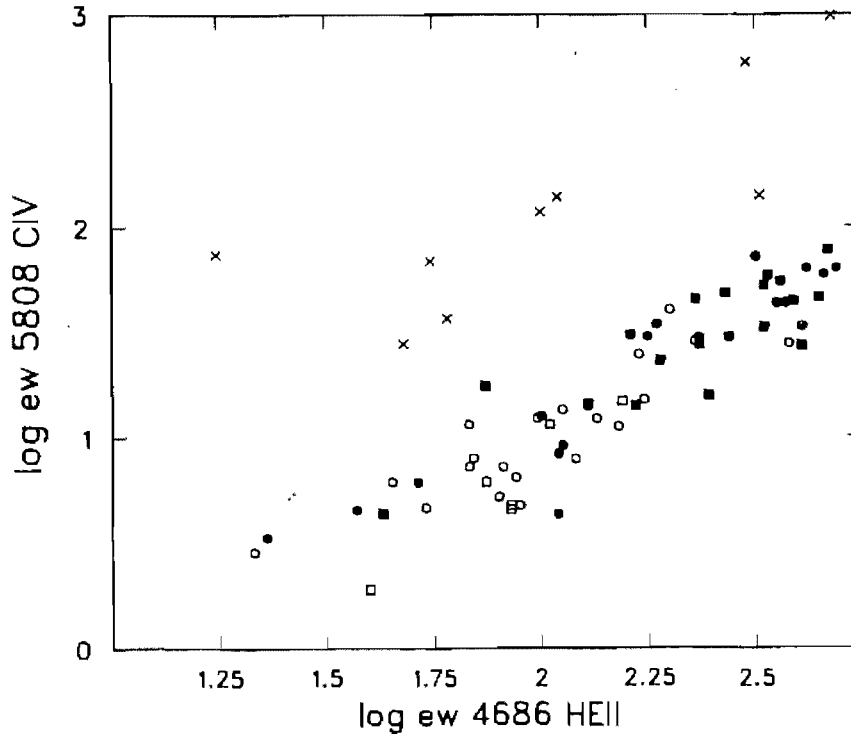


FIG. 3.8 – Les largeurs équivalentes (en log) des raies CIV $\lambda$ 5808 et HeII $\lambda$ 4686 pour les étoiles WR de notre Galaxie (WNE - cercles pleins et WNL - cercles vides) et de LMC (WNE - carrés pleins et WNL - carrés vides). On observe l'intensité particulièrement élevée de la raie de CIV pour les étoiles WR hybrides, représentées par les 'x' (Conti & Massey, 1989).

des systèmes binaires contenant deux étoiles Wolf-Rayet : une WN accompagnée d'une WC.

Conti & Massey (1989) concluent que la forte corrélation entre les intensités de ces deux raies indiquent fortement que ces spectres proviennent d'une seule étoile ; ces étoiles à composition intermédiaire ont été appelées étoiles Wolf-Rayet hybrides.

Un test simple pour vérifier l'existence de ces étoiles WR hybrides est d'étudier parmi eux les systèmes binaires. En obtenant plusieurs spectres tout au long de l'orbite, on devrait observer un déplacement Doppler des raies de N et C dans le même sens, si ces raies sont produites dans le vent

d'une seule étoile, ou en sens opposé, si le système contient deux étoiles Wolf-Rayet. On décrit dans les premières sections de l'article les études qui ont montré que, dans chaque système binaire ou multiple produisant un spectre d'émission de type hybride, ce spectre est produit dans une seule étoile WR. Aussi, pour les cas où on a été incapable de détecter des variations Doppler des raies spectrales, d'autres arguments mènent à une forte probabilité pour l'appartenance du spectre hybride à une seule étoile (construction des spectres synthétiques, corrélation entre les intensités des raies, etc.). On peut conclure avec certitude que l'existence des étoiles Wolf-Rayet hybrides est bien établie.

Comment peut-on comprendre leur existence? Le processus CNO (brûlage d'hydrogène) synthétise l'azote en consommant le carbone, et le processus triple- $\alpha$  produit du carbone mais consomme rapidement l'azote par capture  $\alpha$ . Les simulations d'évolution stellaire montrent une forte discontinuité de composition à la surface du noyau convectif brûlant de l'He, séparant ainsi ce noyau du matériel enrichi en N se trouvant en dessus. Comme, dans une étoile Wolf-Rayet, les couches extérieures sont graduellement éliminées par des vents puissants, on devrait y trouver une surface successivement enrichie en N ou C, mais pas simultanément.

Le fait qu'on trouve effectivement des étoiles Wolf-Rayet avec des surfaces enrichies en N et C à la fois montrent qu'un mélange doit avoir lieu à l'intérieur de ces étoiles entre les produits du brûlage de l'hydrogène et ceux de l'hélium. Les modèles évolutifs de Maeder (1983), incluant la convection décrite par le critère de Schwarzschild montrent que dans la phase de brûlage de l'hélium, le noyau convectif ne diminue pas d'une façon continue. Au contraire, le noyau augmente en fraction de masse, dans la première partie du brûlage de l'hélium, avant de commencer à diminuer. Ce comportement a comme résultat l'apparition soudaine des produits du brûlage triple- $\alpha$  à la surface de l'étoile. Il faut donc trouver un autre processus pour mélanger les couches stellaires au voisinage du noyau convectif. Une première tentative de modéliser les étoiles WR hybrides a été faite par

Langer (1991). Il a construit un modèle avec semiconvection (instabilité dans des régions avec inhomogénéités chimiques, utilisant le critère de Ledoux), basé sur une analyse locale de stabilité linéaire. Les résultats sont surprenants ; il réussit à produire une couche de transition dans un modèle pour une étoile de  $60 M_{\odot}$  qui produirait une signature spectroscopique compatible avec celle observée dans les étoiles WR hybrides.

Un autre approche, plus générale, est de considérer la rotation de l'étoile. De nombreux chercheurs incluent, depuis 2003, la rotation dans les modèles d'évolution stellaire et les résultats sont spectaculaires. Dans un de leurs nombreux articles sur l'évolution stellaire avec rotation, Meynet & Maeder (2003) considèrent les étoiles Wolf-Rayet. Ils trouvent que la rotation a des conséquences importantes sur l'évolution :

- la durée de la phase Wolf-Rayet est augmentée par la rotation ; pour une étoile de  $60 M_{\odot}$ , cette durée a une valeur presque du double par rapport au cas sans rotation.

- l'augmentation la plus importante (en durée) a lieu pour la phase eWNL (des étoiles WN tardives, avec beaucoup d'hydrogène).

- la masse minimale pour qu'une étoile devienne une Wolf-Rayet diminue avec l'inclusion de la rotation. Ils trouvent une masse minimale de  $22 M_{\odot}$ , beaucoup plus petite que la valeur de  $37 M_{\odot}$  acceptée jusqu'ici.

Enfin, le résultat le plus important pour notre discussion, ils trouvent une nouvelle phase entre les eWNE et les WC : une phase caractérisée par la présence en surface des produits du brûlage de l'hydrogène et de l'hélium à la fois. Ce qui est intéressant est que leur modèle est capable de contraindre les intervalles de masse où cette phase peut apparaître : ainsi, pour les plus grandes masses, la perte de masse enlève de façon trop rapide l'enveloppe enrichie en azote ; pour les WR les plus petites, la phase WR est trop courte et l'enveloppe est trop étendue pour permettre aux produits du brûlage de l'hélium d'atteindre la surface. Par conséquent, Meynet & Maeder (2003) trouvent qu'une phase intermédiaire WN/C apparaît dans la vie d'une étoile Wolf-Rayet seulement pour des masses initiales entre 30

et  $60 M_{\odot}$ . Leurs modèles prédisent, pour l'ensemble des étoiles Wolf-Rayet (entre  $20$  et  $120 M_{\odot}$ ), et pour une vitesse de rotation de  $300 \text{ km s}^{-1}$  un pourcentage de 4% d'étoiles WR hybrides parmi le nombre total de ces étoiles.<sup>9</sup> Comme on le verra dans le premier paragraphe de l'article, on a trouvé jusqu'à maintenant 9 étoiles WR hybrides parmi un nombre total de 298 étoiles WR, ce qui donne une fraction de 3%. En tenant compte qu'il y a encore un bon nombre d'étoiles WR dans notre Galaxie à être trouvées et classifiées, les deux fractions sont compatibles.

Quant au système WR145, il est composé d'une étoile Wolf-Rayet hybride de type WN7/WCE (van der Hucht, 2001) et d'une étoile O. Des observations spectroscopiques ont eu lieu pendant l'été 2006 ; un spectre moyen a été obtenu pour chaque nuit d'observation (la période orbitale étant d'environ 22 jours). Plus d'une orbite complète a été couverte. On a obtenue des spectres avec des S/B de 130 - 160, ce qui nous a permis de mettre à jour pour la première fois la signature spectrale du compagnon (l'étoile O). Profitant des déplacements Doppler opposés des raies émises par les deux étoiles (en émission pour l'étoile Wolf-Rayet et en absorption pour l'étoile O), on a réussi à séparer les spectres des deux étoiles, obtenant des spectres moyens pour l'émission et l'absorption, respectivement. Ainsi, on a classifié l'étoile O de ce système comme une O7V((f)), donc une étoile O7 de la série principale, ayant des traces faibles de raies d'émission. Une étude des vitesses radiales a été faite, ce qui nous a permis de construire les orbites des deux étoiles et de trouver les masses minimales :  $13 M_{\odot}$  et  $22 M_{\odot}$ <sup>10</sup>.

Pour trouver l'angle  $i$ , on a étudié la collision de vents des deux étoiles : dans un système binaire WR + O, le vent puissant de la WR entre en

---

<sup>9</sup>Ceci, pour une métallicité solaire. Pour d'autres métallicités les pourcentages diffèrent. Voir leur traitement des étoiles WR à différentes métallicités, Meynet & Maeder (2005).

<sup>10</sup>Les masses minimales pour un système binaire sont les masses incluant le facteur  $\sin^3 i$ , où  $i$  est l'inclinaison du plan orbital du système par rapport à l'observateur.

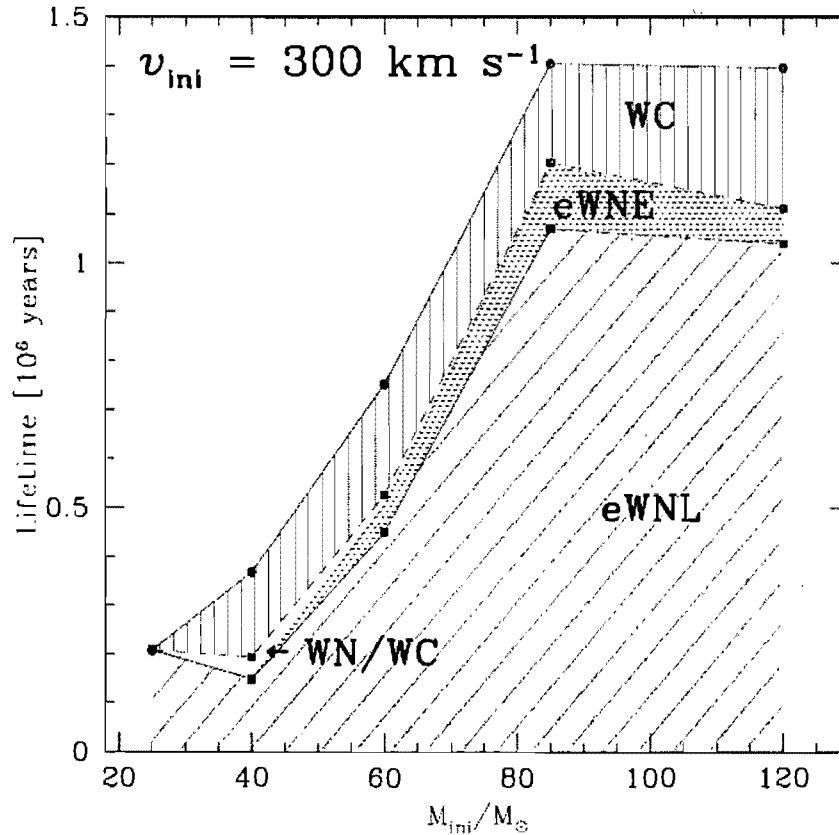


FIG. 3.9 – Les temps de vie pour différentes étapes de vie d'une étoile Wolf-Rayet. On voit l'apparition d'une phase WN/C entre les phases eWNL et eWNE, pour des masses initiales entre environ 30 et 60  $M_{\odot}$  (Meynet & Maeder, 2003).

collision avec le vent de l'étoile O, produisant un choc en forme cône autour de l'étoile ayant le vent le moins dense (l'étoile O, dans ce cas). Ce cône produit un excès d'émission, avec une signature spectrale observable dans certaines raies d'émission de l'étoile WR. Dans notre cas, on a pu utiliser cette signature spectrale du choc pour la raie HeI  $\lambda 5876$ . Le déplacement du cône a été suivi et, en ajustant les données spectroscopiques à un modèle géométrique du cône (toutes les références sont données dans l'article), on a obtenu l'angle d'inclinaison orbitale,  $i=63^{\circ}$ , en même temps que d'autres paramètres géométriques du cône. Avec cet angle, les masses finales de nos étoiles sont de 18  $M_{\odot}$  et 31  $M_{\odot}$  pour l'étoile WR et O, respectivement, ce

qui est compatible avec d'autres estimations pour ces types d'étoiles.

Finalement, on trouve que la radiation de l'étoile O interagit avec le vent de la WR (le phénomène est appelé freinage radiatif), ce qui a comme conséquence d'élargir l'angle d'ouverture du cône : au lieu d'un angle de demi-ouverture de  $22^\circ$ , prévu par l'équilibre des quantités de mouvement des deux vents stellaires, nos données spectroscopiques mènent à un angle de  $59^\circ$ . Ceci est compatible avec la présence du phénomène de freinage radiatif dans ce système stellaire.

# Chapitre 4

## Article

La partie principale de mon mémoire de maîtrise est l'article, 'The Galactic hybrid Wolf-Rayet WN7o/CE + O7V((f)) binary system WR145', écrit avec mon directeur de recherche Tony Moffat et mes collègues Antoine de la Chevrotière et André-Nicolas Chené. Il a été accepté pour publication à la revue *Monthly Notices of the Royal Astronomical Society*.

L'idée à la base de cet article est venue lors des discussions que j'ai eues avec mon directeur de recherche au début de ma maîtrise. Avec étonnement, on a réalisé qu'il n'y avait pas d'études récentes sur ce système et que des paramètres fondamentaux comme le type spectral du compagnon O et, évidemment, les masses des deux étoiles, manquaient. En même temps, on a réalisé qu'une étude spectroscopique assez approfondie était possible avec le télescope du mont Mégantic.

L'article a été écrit par moi-même ; mon directeur de recherche Tony Moffat m'a guidé tout le long de sa rédaction, m'indiquant les techniques et procédures que je devrais utiliser et corrigeant mes erreurs. Avec André-Nicolas Chené je me suis initié à prendre des données spectroscopiques au télescope et Antoine de la Chevrotière m'a appris les techniques de la réduction de données. Tous les deux m'ont aidé à maintes occasions, avec leur expérience et leur savoir faire.



# The Galactic hybrid Wolf-Rayet WN7o/CE + O7V((f)) binary system WR145

V. Muntean,<sup>1</sup> A.F.J. Moffat,<sup>1</sup> A. N. Chené<sup>1,2</sup> and A. de la Chevrotière<sup>1</sup>

<sup>1</sup> *Département de physique and Observatoire du mont Mégantic, C.P. 6128, Succ. C-V, Université de Montréal, Montréal, PQ H3C 3J7, Canada*

<sup>2</sup> *Herzberg Institute of Astrophysics, Victoria, BC, V9E 2E7, Canada*

## ABSTRACT

A spectroscopic study of the binary WR+O system WR145 is performed, in order to determine the radial-velocity orbits of the individual stars, the angle of orbital inclination and the stellar masses. The emission and absorption components are separated from the original spectra, allowing us to confirm the spectral classification WN7o/CE of the hybrid WR component and to derive a spectral classification O7V((f)) for the O star. A study of the wind-collision properties is performed. Fitting the radial velocity and FWHM of the excess emission with Lührs' model results in an inclination angle of  $i = 63^\circ$ , leading to estimates of the stellar masses :  $M_{WR} = 18M_\odot$  and  $M_O = 31M_\odot$ . Both of these masses are compatible with those of other stars of similar types.

**Key words :** binaries : spectroscopic - stars : individual : WR145 - stars : winds - stars : Wolf-Rayet

## 4.1 Introduction

Most population I WR stars represent a late core He-burning evolutionary phase<sup>1</sup> in the lives of all massive stars, whose details depend mainly on their initial metallicity (Crowther, 2007). Their broad emission lines are produced by intense stellar winds (mass-loss rates of  $\sim 10^{-5}M_{\odot}\text{yr}^{-1}$ ), at least an order of magnitude above the mass-loss rates of their progenitor O stars. The WN sequence represents WR stars whose spectra are dominated by emission lines from He and N ions, as a result of core-hydrogen burning through the CNO cycle in their interiors, while the WC/WO sequence reflects the presence of mainly C, O and He ions in their winds, as a result of the triple alpha process. When strong C and N lines are both found in the same spectrum, the natural question is whether they are produced in a single WR star, representing an intermediate composition case in which both carbon and nitrogen are present in the stellar wind, or in a binary system consisting of a WN and a WC star.

Usually, the mixing process taken into account in stellar evolution calculations for massive stars is convection according to the Schwarzschild criterion. In an advanced stage of WR evolution, this produces a composition discontinuity between the C, O enhanced material from the convective core and the N-rich material from the convective mantle. Thus, when mass loss exposes the deeper layers of the star, the transition between the N- and C-enhanced layers will take place abruptly. In this case, no intermediate 'hybrid' WN/C object would exist. If single WN/C stars do exist, they would require the presence of an additional mixing process. Arguments have been raised for two such processes : semiconvection (Langer, 1991) and rotational mixing (Meynet & Maeder, 2003). Recently, preference has been given for the latter, because it is capable of explaining a broad range of problems for massive stars and Wolf-Rayet stars in particular.

---

<sup>1</sup>A subgroup of WN stars, very luminous and relatively rich in hydrogen, the WNLh stars, likely lie on or near the H-burning main sequence above the O stars.

TAB. 4.1 – Parameters of the 9 recognized Galactic hybrid Wolf Rayet stars, taken from van der Hucht (2001) and updated where necessary (see text ; empty spaces mean that data are unavailable).

WR.	HD/name	Spectral type	$v$ (mag)	$v_{\infty}^{WR}$ (km/s)	P(d)	Binary status
7a <sup>a</sup>	PMLC1	WN4/C				
8	HD62910	WN7/CE+ ?	10.48	1590	38.4, 115 ± 13	SB1
26	MS1	WN7/CE	14.61			
58	LSS3162	WN4/CE	13.05	1600		
98	HDE318016	WN8/C7	12.51	1200	47.825 ± 0.005 <sup>b</sup>	SB1
101h <sup>c</sup>	GCIRS 15SW, MES-WR3	WN8/C9				
126	ST2	WC5/N	13.29	2500		
145	V1923Cyg, AS422	WN7/CE+ ?	12.55	1390	22.544 ± 0.01 <sup>d</sup>	SB1
153ab	HD211853	WN6/CE+O6I	9.08	1785	6.6884 + 3.4696	SB2+SB2

<sup>a</sup> discovered by Pereira et al. (1998).

<sup>b</sup> Gamen & Niemela (2002).

<sup>c</sup> designation from van der Hucht (2006) ; formerly 101i in the 7th Catalogue.  $K = 12.0$ , from Paumard et al. (2006).

<sup>d</sup> Massey & Grove (1989).

The success of such theoretical efforts is conditioned by clear statistics and unambiguous classification of Wolf-Rayet stars. The VIIIth catalogue of Galactic WR stars (van der Hucht, 2001) and its annex (van der Hucht, 2006) lists 9 hybrid WN/C stars<sup>2</sup> from a total of 298 WR stars, i.e. 3%. Of course this number could change, as more WR stars are found in the future.<sup>3</sup> Table 4.1 summarizes the basic data on the 9 Galactic hybrid WR stars known to date.

From these hybrid WR stars, four are confirmed binaries (WR.8, WR.98, WR.145 and WR.153a), while the others are probably single WR stars, giving a percentage of WN/C close binaries of 4/9 or 44%, similar to

<sup>2</sup>10 WN/C stars with WR20a included, which is listed in the catalogue as a WN7 :h/C star. However, it was later found to be a binary system with a period of 3.67 days, both components being reclassified as WN6ha type (Rauw et al., 2004).

<sup>3</sup>Even this annex lists 17 new candidate WR stars.

WR stars in general (van der Hucht, 2001). For the single WN/C Wolf-Rayet stars, their hybrid status cannot be checked via radial velocity (RV) variation, unlike in binaries where one can check if the C and N lines move together or not. Conti & Massey (1989) concluded, however, that their spectroscopic data strongly suggest a true hybrid nature of all these stars. For binaries, spectroscopic verification of their hybrid status is a straightforward procedure, as long as the orbital periods are sufficiently short to yield observable RV variation.

The case of WR.8 is unclear. Niemela (1991) give marginal evidence that N and C features move in antiphase, while Willis & Stickland (1990) conclude that WR.8's C and N emission lines are formed in a single wind. Crowther et al. (1995) modeled the spectrum of WR.8 based on the iterative technique of Hillier (1987, 1990). They find that the observed spectrum is fully consistent with formation in a single stellar wind. That would mean that WR.8 is a true hybrid WR star, possibly forming a binary system with a companion that is yet to be found and classified.

For WR.98, Niemela (1991) and Gamen & Niemela (2002) find that carbon and nitrogen lines move in phase, yielding a period of 47.825 days, confirming its hybrid status. They also show evidence of absorption lines moving in antiphase with the emission, pointing to an O-type companion. WR.98 is classified as WN8o/C7 by Smith et al. (1996) in their three dimensional classification scheme, where 'o' means no hydrogen is observed in the spectrum.

WR.153, better known as GP Cep, is a quadruple system consisting of two pairs, WR+O and O+O, with periods of 6.68 and 3.46 days, respectively. Massey & Grove (1989) studied both WR.145 and WR.153 and showed that CIV and NIV lines originate in the same star in both cases. Smith et al. (1996) classify the WR star in WR.153 and Demers et al. (2002) propose new classifications for the three OB members, so the final spectral types for WR.153 are (WN6o/CE + O3-6) + (B0 :I + B1 :V-III).

First spectroscopic observations of WR.145 were made by Pesch, Hiltner

& Brandt (1960), who showed a RV variability of He II  $\lambda 4686$  by several hundred  $\text{km s}^{-1}$  in a period of  $\approx 22$  days. Massey & Grove (1989) showed that WR.145 was a true hybrid WR star, refined the period to 22.544 days and calculated mass constraints for the WR star and the probable O companion, arguing that for this system, the Wolf-Rayet star is probably the less massive component. Crowther et al. (1995) report having found He I, He II and Si IV absorption lines superposed on the emission spectrum, though too weak to allow a determination of the spectral type or RVs of the companion<sup>4</sup>. This paper presents a much more complete spectroscopic study of WR.145.

## 4.2 Observations

We obtained two sets of spectra in June and August 2006, both with the 1.6m telescope of the Observatoire du Mont Mégantic and a  $2048 \times 4096$  pixel CCD. The wavelength coverage was 4350-6650 Å in June and 3950-6250 Å in August. We used the 830.8 grooves/mm grating in second order, (with BG38 filter, to mask the first order in the red) for a  $\Delta\lambda \approx 1.8$  Å (3 pixels) effective resolution. The relatively long  $\approx 22$  day period allowed us to combine the observed spectra into one mean spectrum per night. We took as many WR.145 spectra per night as possible, resulting in mean S/N ratios of 130-160, occasionally reaching 200, depending on the observing conditions. We obtained a total of 5 mean spectra in June and 19 mean spectra in August. Spectral variations during a typical  $\sim 6$ -hour night are negligible compared to those occurring over the 22-day orbit. The Journal of observations is given in Table 4.2, where the phase is defined using the ephemeris of zero phase  $\text{HJD}=2453965.7$  and  $P=22.54977$  days.

Data reduction was done using standard procedures from IRAF<sup>5</sup>. An

---

<sup>4</sup>They propose an O7V type for the O star, on photometric grounds.

<sup>5</sup>IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatories, operated by the Association of the Universities for Research in Astronomy, Inc., under cooperative

TAB. 4.2 – Journal of nightly mean observations for WR145. 16 June means the night 15/16 June, the same for all the rest.

Day (UT)	HJD (nightly mean)	Phase
2006	2,450,000+	
16 June	3902.648	0.207
17 June	3903.657	0.251
19 June	3905.623	0.339
22 June	3908.570	0.469
24 June	3910.705	0.564
6 August	3953.678	0.469
7 August	3954.638	0.513
9 August	3956.651	0.603
10 August	3957.599	0.645
11 August	3958.561	0.686
12 August	3959.609	0.734
13 August	3960.658	0.781
14 August	3961.675	0.826
16 August	3963.583	0.911
17 August	3964.597	0.957
18 August	3965.624	0.998
19 August	3966.636	0.045
22 August	3969.760	0.181
23 August	3970.583	0.219
24 August	3971.592	0.266
25 August	3972.598	0.312
26 August	3973.602	0.355
27 August	3974.613	0.397
30 August	3977.587	0.529

average bias frame was constructed and removed from the spectra, followed by flat-field calibration and wavelength calibration (using a He-Ne lamp). Finally, rectification was done, fitting to unity the regions that were the least influenced by Wolf-Rayet emission-lines and interpolating the rest of the spectrum with low-order spline functions.

## 4.3 Results

### 4.3.1 The mean spectrum

Fig. 4.1 shows our overall mean spectrum of WR145 from the August run without shifting between the individual spectra. (We do not show the mean June spectrum which also contains the HeII  $\lambda 6560$  line but doesn't have complete phase coverage.)

As the WR145 system is located in the CygOB2 association to which the interstellar reddening is very high (for WR145,  $E_{b-v} = 2.03$  mag from Schmutz & Vacca (1991), revised to  $E_{b-v} = 1.69$  mag by Crowther et al., 1995), even more conspicuous absorptions are the interstellar (IS) absorption lines (CaII lines at  $\lambda 3933$  – not shown in Fig. 4.1 – and  $\lambda 3968$ , CH molecular lines at  $\lambda 4232$  and  $\lambda 4300$ , NaI  $\lambda 5889$  and  $\lambda 5895$  lines), and diffuse interstellar bands (DIBs), which could easily be identified comparing our spectrum to the  $\lambda 3800$ - $8680$  survey of DIBs by Jenniskens & Desert (1994). Some strong DIBs can be seen at  $\lambda 4428$ ,  $\lambda 4726$ ,  $\lambda 4762$ ,  $\lambda 5362$ ,  $\lambda 5449$ ,  $\lambda 5487$ ,  $\lambda 5780$ ,  $\lambda 5797$  and many other wavelengths.

### 4.3.2 Radial velocities

In an attempt to split absorption from emission to achieve an accurate spectral classification of the two stars, radial velocities were calculated before and after the splitting, and a comparison of the results was made. We expected to achieve a reliable orbit for the Wolf-Rayet star, as some

---

agreement with the National Science Foundation.

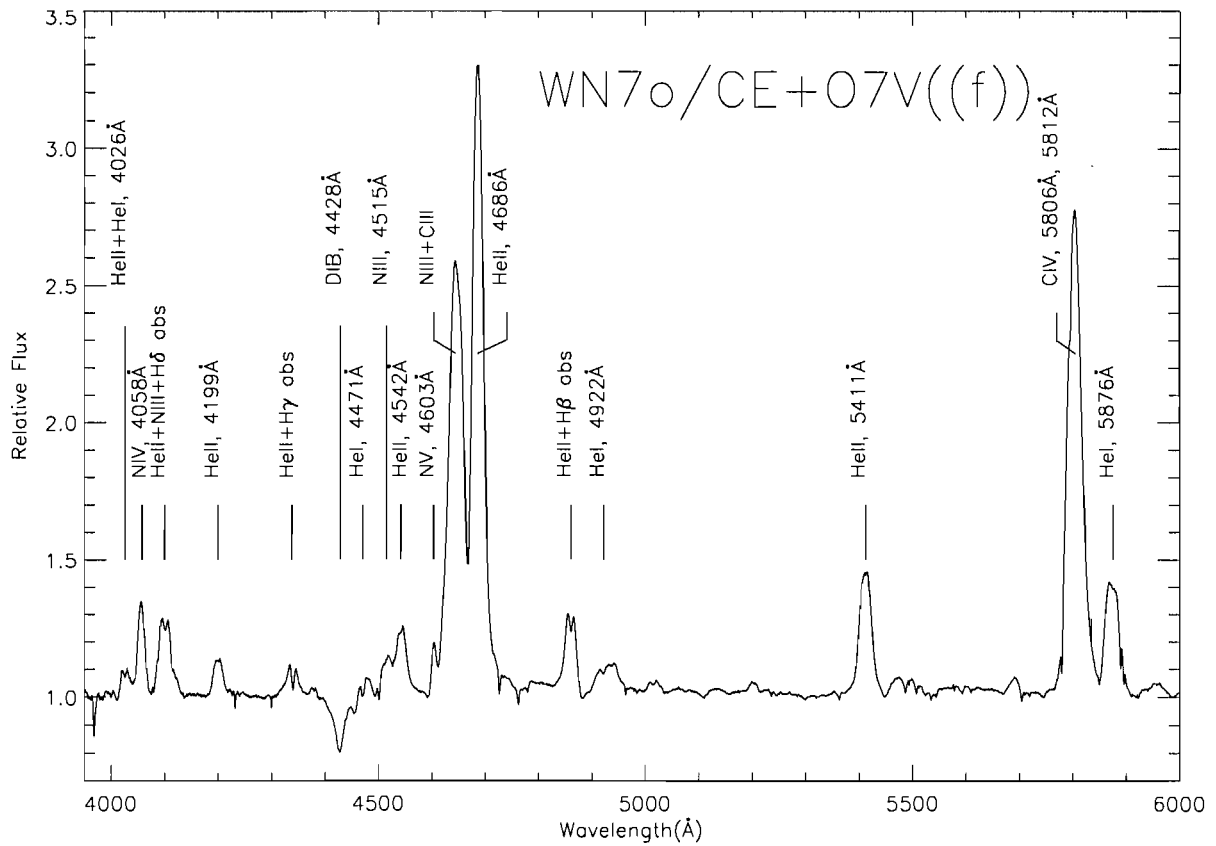


FIG. 4.1 – The mean spectrum of WR145, averaged over all spectra obtained. Note the CIV  $\lambda 5806 \text{ \AA}$  emission feature, much stronger than in normal WN stars. Also, Balmer absorption lines are clearly visible, superposed on the centers of the equivalent emission lines.



emission lines are not strongly affected by superposed absorption or wind collision. As Balmer absorption appears clearly in the spectra, we also calculated radial velocities for the O star before the splitting. Surprisingly, we found that after the splitting was done, we could not improve on the precision of our RVs, so the final orbits that we constructed were based on the RVs calculated before the splitting, for both emission and absorption.

### **Emission lines**

An examination of the mean spectrum of WR.145 reveals many emission lines that are little, if at all, affected by absorption lines, and thus could be used to determine RVs of the WR component directly, such as NIV  $\lambda 4058$ , the complex at  $\lambda 4650$ , HeII  $\lambda 4686$ , HeII  $\lambda 5411$  and CIV  $\lambda 5806$ . Massey & Grove (1989) initially wanted to compare the CIV  $\lambda 5806$  blend (that would come from a presumed WC companion) with a N line from the WN companion. NIV  $\lambda 4058$  was not usable for this purpose, given the high reddening and low sensitivity in the blue part of their spectra. Furthermore, NIII  $\lambda\lambda 4634-41$  was clearly contaminated by CIII  $\lambda\lambda 4647-51$  and HeII  $\lambda 4686$  or HeII  $\lambda 5411$  appear in both WN and WC stars, so they did not have a clean line coming only from a WN star. They had to wait for new spectra to be able to use NIV  $\lambda 7107$ , to conclusively show that N and C lines in the WR.145 system come indeed from one hybrid WR star, which thus forms a binary system with an O companion.

However, the fact that WR.145 is a WN/C+O binary is well established, so we can use whatever emission lines are available and suited for RV calculation. On the other hand, it was important to use the lines studied by Massey & Grove (1989), to improve the orbital period. Thus, we calculated first RVs for HeII  $\lambda 4686$ , NIII/CIII,IV  $\lambda 4650$  and CIV  $\lambda 5806$ , to allow for a direct comparison with their results. Then, RVs were calculated for NIV  $\lambda 4058$ , NV  $\lambda 4603$  and HeII  $\lambda 5411$ . The NIV  $\lambda 4058$  line produced relatively large RV residuals, probably because it was located at the blue end of the

TAB. 4.3 – Orbital solution for the WN7/CE star. Periods and  $K_{WR}^{sin}$  values for  $\lambda 4650$ ,  $\lambda 4686$  and  $\lambda 5806$  are obtained by fitting sinusoidal curves to the data from Massey & Grove (1989) combined with our own observations. The orbital period for  $\lambda 4603$  and  $\lambda 5411$  is from Massey & Grove (1989);  $K_{WR}^{BG}$  values and eccentricities are derived from the code of Bertiau & Grobber (1969). While fitted,  $T_0$  and  $\omega$  are of no consequence in this work.

Parameter	$\lambda 4603$	$\lambda 4650$	$\lambda 4686$	$\lambda 5806$	$\lambda 5411$
P(days)	22.544±0.01	22.54971±0.00032	22.54999±0.00035	22.54987±0.00028	22.544±0.01
$\Gamma$ (km/s)	-64.2	-18.5	46.20	-55.00	-37.9
$K_{WR}^{BG}$ (km/s)	154.4±5.3	154.6±4.0	155.4±2.2	150.4±3.7	176.0 ± 5.9
$K_{WR}^{sin}$ (km/s)		155.2±2.2	154.4±2.2	141.4±2.2	
e	0.054±0.028	0.054±0.029	0.058±0.014	0.075±0.027	0.034 ± 0.033
$\sigma$ (km/s)	15	18	9	14	17

spectrum with poorer S/N and fewer comparison lines. Comparing the residuals of different lines led us to finally use the lines from Massey & Grove (1989) and also NV  $\lambda 4603$  and HeII  $\lambda 5411$  for determining the orbit.

We simultaneously fitted each of the  $\lambda\lambda 4634\text{-}4650$  NIII + CIII complex and HeII  $\lambda 4686$  with two gaussians, while the other lines were fitted with single gaussians. We performed multiple fits to each line to get a sense of the repeatability of the results, obtaining consistent precisions better than 0.1 Å (typically, the error range was 0.02-0.04 Å).

We then used the orbital-fit code of Bertiau & Grobber (1969) to get the RV amplitude K, the systemic velocity and the orbit eccentricity, based on our data. The orbital period from Massey & Grove (1989) was used as a starting value. The eccentricity found was of the order of  $10^{-2}$ , so the subsequent fitting together with Massey’s data was done with a sinusoidal curve.

We encountered a problem with the June data in a region around  $\lambda 5800$ , likely instrumental in nature. The RVs calculated for CIV  $\lambda 5806$  from the June data are significantly larger than those calculated in August,

increasing the dispersion along the fitted curve from  $14 \text{ km s}^{-1}$  (without the June data) to  $38 \text{ km s}^{-1}$  (June data included). Taking advantage of the fact that the August observations overlapped in phase with those from June, we decided not to use the latter for  $\lambda 5806$ . The dispersions about the theoretical RV curve are shown for all lines in Table 4.3.

The combined sinusoidal fits resulted in improved periods and  $K_{WR}$  values (the  $K_{WR}^{sin}$  values in Table 4.3). The orbit parameters initially obtained with the code from Bertiau & Grobber (1969) are also shown in Table 4.3. (Fitting just our own data gives results that are compatible with, but less precise than, the combined solution.)

The adopted period is the mean among periods obtained for  $\lambda 4650$ ,  $\lambda 4686$  and  $\lambda 5806$ , for which the most data are available from our and Massey and Grove's (1989) study. We gave double weight to the periods for the last two wavelengths, judging them more reliable. The resulting period is  $P=22.54977 \pm 0.00032$  days. We calculated a mean semi-amplitude, giving twice the weight for  $\lambda 4686$  (for which the dispersion in RVs is significantly lower than for the others). Using  $K_{WR}^{BG}$  for  $\lambda 4603$  and  $\lambda 5411$ , and  $K_{WR}^{sin}$  for the other three lines, we find an average  $K_{WR}$ -value of  $156 \pm 4 \text{ km s}^{-1}$ .

Differences in orbital parameters derived from different emission lines in WR spectra are common. Systemic  $\Gamma$  velocity differences result mostly from variations in line-formation details (Hillier, 1989). Differences in  $K_{WR}$  can also occur from line to line, probably due mostly to phase-dependent wind-collision excess.

### Absorption lines

A serious problem in WR+O binary systems is that the absorption lines of the O star are often relatively weak and superposed on much stronger WR emission lines. Consequently, it is usually difficult to accurately measure the Doppler shifts of the absorption lines and to calculate an orbit for the O companion. In the case of WR.145, the problem is even worse, due

to the large reddening of this system (Crowther et al., 1995), which makes it difficult to obtain a S/N ratio in the blue good enough to clearly reveal the best absorption features with least contamination among the upper Balmer lines. Indeed, Massey & Grove (1989) did not detect Balmer absorptions in the blue part of their WR.145 spectra. Crowther et al. (1995), while detecting weak absorption features, were not able to use them to determine an accurate spectral type or radial velocities of the companion. Nevertheless, they argued that, since the spectral type of WR.145 is identical to that of WR8 (the main subject of their article), a WR :O light ratio of 2 :3, as for WR8, was reasonable. This, together with the O-star parameters from Howarth & Prinja (1989), led them to revise the interstellar reddening to  $E_{B-V} = 2.05$  ( $E_{b-v} = 1.69$ ). The distance to Cyg OB2 being known, absolute magnitudes of  $M_v = -4.6$  mag for the WN/C component and  $M_v = -5.05$  mag for the O star were derived. This magnitude indicates a spectral type of O7V for the O star (neglecting any error in  $M_v$ ).

To calculate RVs for absorption lines, we used two techniques :

1. We edited the profile to eliminate the visible absorption, in order to construct emission-only gaussians that were fitted and subtracted from the true profiles, leaving only the absorption features.
2. We used multiple profile deblending for one component in emission and the other in absorption.

After testing these measurements on the visible Balmer absorption lines in each daily mean spectrum, the first observation was that, for  $H\gamma$ , the results obtained from these two methods are entirely compatible with each other, allowing us to construct a RV curve that was nicely in antiphase with the curve from the emission radial velocities. Errors were estimated by repeating the measurements on the same spectrum several times, and the results were clearly reproducible, giving us confidence that the absorptions were indeed produced by the companion, and that we were able to

TAB. 4.4 – Orbital solution for the O star. For the period, we adopted the result from the emission spectra, while  $K_O$ ,  $\Gamma$  and the eccentricity are derived from the code of Bertiau & Grobber (1969). Again,  $T_0$  and  $\omega$  are not given.

Parameter	H $\gamma$ (absorption)
P(days)	$22.54977 \pm 0.00032$
$\Gamma$ (km/s)	42.57
$K_O$ (km/s)	$89.3 \pm 3.5$
e	$0.062 \pm 0.038$

construct its orbit.

For the other Balmer lines, the results did not prove useful. The H $\beta$  + HeII  $\lambda$ 4861 emission blend is much stronger than the H $\gamma$  + HeII  $\lambda$ 4341 emission blend. Thus, the H $\beta$  absorption is much less conspicuous and harder to measure, giving errors much larger than for H $\gamma$ . This makes it impossible to construct a useful radial velocity curve from H $\beta$  absorption. The H $\delta$  absorption line is poorly seen in individual spectra over the corresponding HeII + NIII emission line and H $\epsilon$  is drowned in the CaII  $\lambda$ 3968 interstellar line, so for neither of them were RV measurements possible.

Finally, the only absorption that led us to a viable orbit for the companion was H $\gamma$ . As two independent methods were used for calculating the RVs, we took an average between these two sets of numbers. The orbit solution for the O star is presented in Table 4.4.

### Orbital fits

As mentioned above, the eccentricity of the orbit is small and barely larger than twice the error, so we set the eccentricity to 0 and we fitted the points with sinusoidal curves. Figures 4.2, 4.3 and 4.4 show the radial velocities for the Wolf-Rayet star for all the available data. RVs from Massey & Grove (1989) are shown as crosses, while our RVs as triangles. Figure 4.5

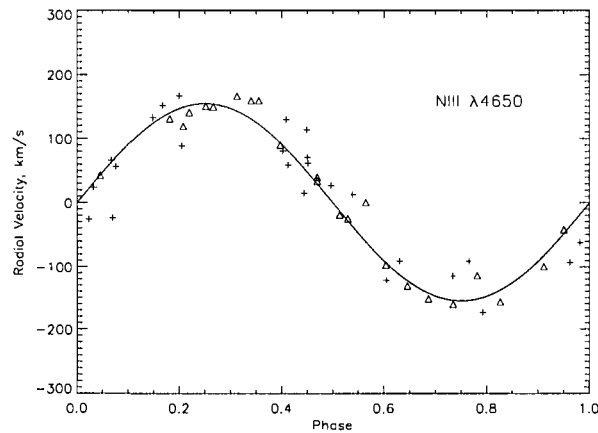


FIG. 4.2 – Radial velocities for the  $\lambda 4650$  line. The crosses represent Massey and Grove’s (1989) data, while the triangles are our observations.

shows the RVs obtained for the O star (averages of two sets of independent measurements). For all the data, the systemic velocity was subtracted, so the sinusoidal curves are all centered around zero.

Finally, with the calculated average  $K$  values,  $K_{WR}=156 \pm 4 \text{ km s}^{-1}$  for the Wolf-Rayet star and  $K_O=89 \pm 4 \text{ km s}^{-1}$  for the O star, the reduced masses of the stars are

$$M_{WR} \sin^3 i = (12.5 \pm 0.7)M_{\odot}, \quad (4.1)$$

$$M_O \sin^3 i = (21.9 \pm 1.0)M_{\odot}. \quad (4.2)$$

### 4.3.3 Splitting the emission and absorption spectra

In order to extract mean spectra for each component separately, we used the shift-and-add technique of Demers et al. (2002). As already mentioned, redetermining the RVs after the splitting did not produce better precision, so we calculated the orbits with our RVs before the splitting.

During each iteration of the Demers et al. (2002) technique, we perform the subtraction from the original WR+O spectra of the mean spectrum

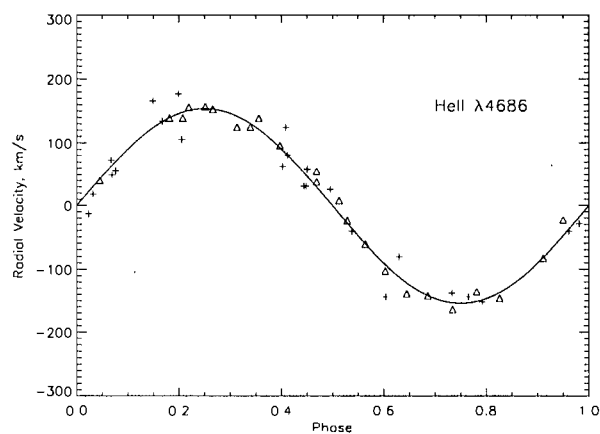


FIG. 4.3 – The same as Figure 4.2; but for the  $\lambda 4686$  line.

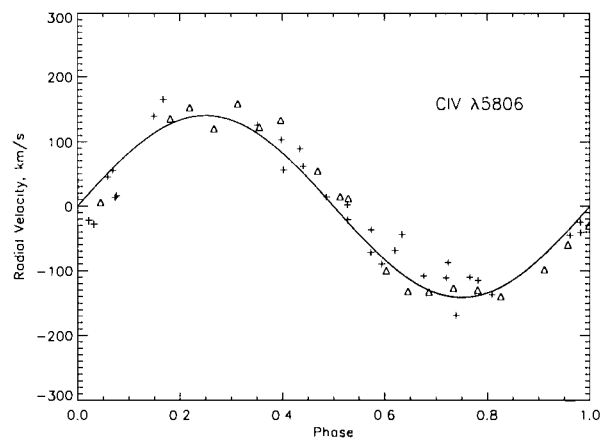


FIG. 4.4 – The same as Figure 4.2, but for the  $\lambda 5806$  line. For this wavelength, the five points obtained in June are omitted.

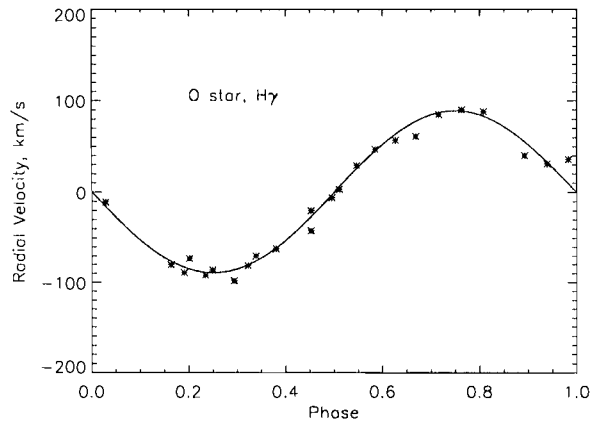


FIG. 4.5 – Radial velocities for the O star, obtained for the  $H\gamma$  absorption line.

from the previous iteration obtained for one star, to obtain the individual spectra in the present iteration for the other star. Each time, we use the known RVs to superpose the spectra in order to obtain a mean. We continued the iteration to the 10th order, although no differences were discernable after the 7th order. This process assumes that each stellar spectrum remains constant, only shifting in RV with the orbit.

When using the actually observed RVs, the mean absorption spectrum presented some anomalies in the form of small emission bumps on the wings of the main absorption lines. These anomalies largely disappeared when we instead used the fitted sinusoidal RVs (Fig. 4.6). We therefore adopt the mean spectra that resulted from the use of fitted velocities (see Fig. 4.7).

#### 4.3.4 Classification

WR145 was classified by Conti & Massey (1989) as WN3/CE, then it was reclassified to WN7o/CE + OB by Smith et al. (1996). As a useful exercise, we checked this result with our data, that has better resolution than what was previously available. Our arguments can be followed on Fig. 4.1 and 4.7. We base our discussion on the three-dimensional classification



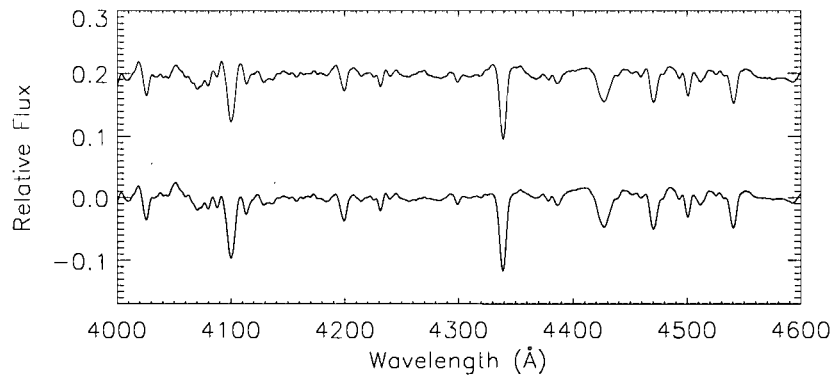


FIG. 4.6 – The difference in the absorption spectrum for a part of the overall spectrum, between using the actually observed points (upper), and using the fitted sinusoidal curve (lower).

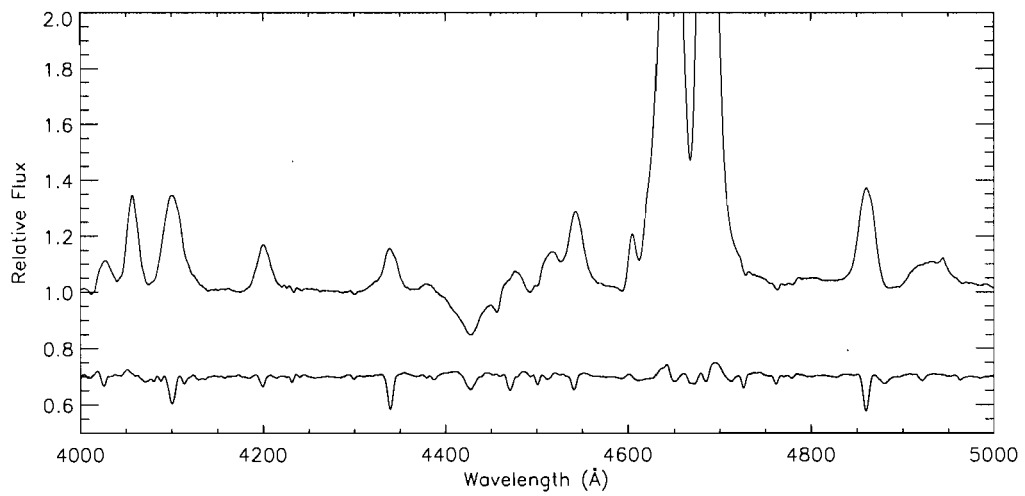


FIG. 4.7 – The separated mean emission and absorption components in the WR145 system.

for WN stars (Smith et al., 1996), which adds hydrogen abundance and line strength / width as second + third dimensions for the classification. Among the four emission line ratios typically useful for WN classification (peak above continuum or EW values), the only ratio that can be used here is  $(\text{HeII } \lambda 5411)/(\text{HeI } \lambda 5875)$ , because of the hybrid WN/C nature of the spectrum. A quick analysis of the final emission mean spectrum reveals the value of this ratio as 1.04 for peak flux ratio and 0.90 for equivalent widths. This neatly confines the nitrogen part of our spectrum as WN7o.

Classification in terms of C lines for normal WC stars is based on the ratios CIII  $\lambda 5696$  / OV  $\lambda 5590$  against CIV  $\lambda 5808$  / CIII  $\lambda 5696$ . In our case, both CIII  $\lambda 5696$  and OV  $\lambda 5590$  are unobservable, revealing anomalous carbon and oxygen abundances compared to normal WC stars. This prevents us from giving a precise classification based on C lines <sup>6</sup>, other than labeling the WC component as being early, as did Smith et al. (1996).

For classification purposes, hydrogen is detected only if the (H + He) lines  $\lambda 4340$  and  $\lambda 4861$  clearly exceed the height of a line drawn between pure HeII lines  $\lambda 4200$  to  $\lambda 4541$  and  $\lambda 4541$  to  $\lambda 5411$ , respectively (Smith et al., 1996). Examination of the mean spectrum reveals that  $\lambda 4340$  and  $\lambda 4861$  are in fact below these lines. Even after absorption is removed, the spectrum is compatible with zero hydrogen content. The final classification for the hybrid WR star in the WR145 system is then WN7o/CE, in agreement with Smith et al. (1996).

Before this work, the only hint towards a spectral classification of the O companion in the WR145 system was given by Crowther et al. (1995), who suggested O7V, based on photometric considerations. Fortunately, our spectra allow us to produce a good-quality isolated mean absorption spectrum and to give a spectral classification with reasonable confidence.

An enlarged absorption spectrum resulting from our splitting procedure

---

<sup>6</sup>The abnormality of the WC spectrum seems to be a characteristic of hybrid WN/C stars. Indeed, from all Galactic WN/C stars, only WR98 is given a subclass number for its /C spectrum (Smith et al., 1996).

is shown in Fig. 4.8. We will base our classification on the digital atlas of OB stars of Walborn & Fitzpatrick (1990). Regarding spectral class (or temperature), the main classification criteria for OB stars is the EW ratio  $\text{HeII } \lambda 4541 / \text{HeI } \lambda 4471$ . In our case,  $\text{HeII } \lambda 4541 = \text{HeI } \lambda 4471$ , which in fact defines spectral class O7. Also, taking at face value the strength of the NIII  $\lambda\lambda 4634\text{-}40\text{-}42$  emission narrows down the spectral class to O7((f)). HeII  $\lambda 4686$  absorption and a weak NIII  $\lambda\lambda 4634\text{-}40\text{-}42$  emission are helpful in describing the luminosity class, but before considering them, we need to discuss the appearance of our absorption spectrum from 4600 Å to 4750 Å. This is the region with two emission lines, the NIII+CIII  $\lambda\lambda 4647\text{-}51$  blend and the HeII emission at  $\lambda 4686$ . When eliminating these lines in order to obtain an absorption-only spectrum, some residuals probably remain, caused by true night-to-night variability in the lines themselves and by wind collision effects (see below). It is difficult to precisely discriminate real O-star features from these residuals. Nevertheless, we think that at least two features in this region are probably real (see Fig. 4.8). First, the NIII  $\lambda\lambda 4634\text{-}40\text{-}42$  emission, whose morphology is normal when compared with that seen for other stars in the atlas, is visible with blending effects between the three components. Secondly, we find an absorption line at  $\lambda 4685$ , which we interpret as HeII  $\lambda 4686$  absorption influenced by the emission bump nearby, which causes the slight shifting of the line center and a decrease in its depth. However, even if this identification is correct, the intensity of these lines is clearly modified by the residuals of the WR and wind-collision emission features. The luminosity effects at O7 spectral class involve a weakening of HeII  $\lambda 4686$  absorption from the main sequence towards luminosity class II and appearing as emission for supergiants (luminosity class I), while NIII  $\lambda\lambda 4634\text{-}40\text{-}42$  emission grows in intensity from the main sequence towards supergiants. As the difference between different luminosity classes at O7 concerns the intensity of these lines, we feel that we cannot confidently propose a luminosity class based on our mean absorption spectrum.

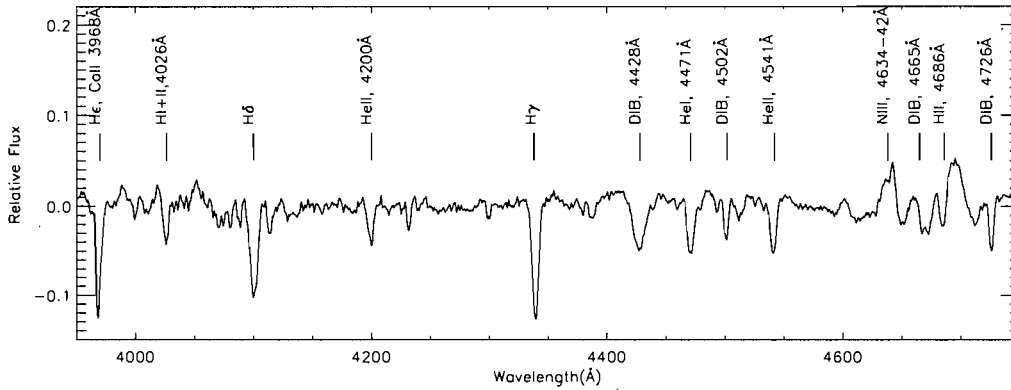


FIG. 4.8 – Mean absorption spectrum of the WR145 system, between 3950 Å and 4750 Å, after subtraction of the continuum level, in continuum units. Interstellar lines and diffuse interstellar bands are indicated.

An indication towards an O star belonging to the main sequence is its mass. We obtain a result of  $31M_{\odot}$  for the O star (see our results for the actual masses of the stars at the end of section 3.5), while the mass estimates of Howarth & Prinja (1989) for O7 spectral class are 36, 40 and  $62M_{\odot}$  for luminosity classes V, III and I, respectively, while Martins et al. (2005) find 26, 30 and  $40 M_{\odot}$  and Conti et al. (2008) find 36(V) and 45(I)  $M_{\odot}$ . This largely supports a luminosity class of  $\sim V$ . We thus concur the presence of a main sequence O7((f)) star in the WR145 system, as proposed by Crowther et al. (1995).

### 4.3.5 Excess emission

In subsection 3.2 we obtained masses for the Wolf-Rayet and O stars in the WR145 system, inflicted with the factor  $\sin^3 i$ . Fortunately, it is possible to find a good estimate of the angle  $i$ , by studying the wind-wind collision of the stars, which introduces specific variable spectral features.

Since the terminal velocities of the winds for WR and O stars are comparable, while the density of a WR wind is an order of magnitude higher, wind collision in WR+O binaries will typically produce a cone-

shaped shock region wrapping around the O star, i.e. the component with the weaker wind. Material in the winds is strongly heated in the shock region near the head, and then cools as it flows downstream along the shock cone, producing excess emission in various emission lines of the visible spectrum. Generally, this excess emission can be seen on the top of some lines from the WR wind, moving back and forth with RVs characterizing the flow of the shocked material, that are  $\sim 90\%$  out of phase with the RV orbit. In order to isolate the spectrum of this excess emission from the underlying WR-wind emission, the natural procedure is to (1) superpose individual spectra in the frame of the WR star, (2) obtain the smoothed minimum profile of the superposition (the pedestal), that should represent the (assumed constant) emission from the WR star itself, then (3) subtract this from the individual spectra, and (4) regard the result as being excess emission produced by the collision phenomenon.

This approach was started by Lührs (1997), who constructed a geometrical model for the wind-wind collision region in binary systems and effectively modeled the shock cone. This allowed him to construct analytical profiles for the double-peaked excess emission from the assumed symmetric shock cone. The analysis of the phenomenon can be done at several levels. First, profile fitting (Hill et al., 2000, 2002) can be applied to the whole profile, including the excess emission and the pedestal. The best results are obtained if isotropic turbulence is added into the code (Hill et al., 2002). Secondly, as an alternative, the fitting can be done for the blue and red peaks that are observed in the excess emission spectra, resulting in values of the various parameters describing the shock cone. But when locating these separate peaks is difficult (as in our case), a third alternative is to measure and fit the mean radial velocity and the FWHM of the excess emission as a function of orbital phase. The corresponding equations are

$$FWHM_{ex} = C_1 + 2v_{str} \sin \theta \sqrt{1 - \sin^2 i \cos^2(\phi - \delta\phi)}, \quad (4.3)$$

$$RV_{ex} = C_2 + v_{str} \cos \theta \sin i \cos(\phi - \delta\phi). \quad (4.4)$$

The parameters are the constants  $C_1$ ,  $C_2$  and the parameters of the cone :  $v_{str}$  (streaming velocity along the walls of the shock cone away from the cone apex),  $\theta$  (the half-opening angle of the cone),  $i$  (the inclination angle of the orbit) and  $\delta\phi$  (the Coriolis - induced deviation of the cone). This approach has been used with reliable results by the authors cited above, as well as by Bartzakos et al. (2001).

We checked different lines susceptible to show excess emission, like HeI  $\lambda 4471/5876$ , HeII  $\lambda 4686$  and CIII  $\lambda 5696$ . We calculated the excess emission for these lines and found that the characteristic morphology of the excess emission is by far most clearly seen in the HeI  $\lambda 5876$  line, so this is the line we used for fitting the parameters of the collision cone.

As the interstellar extinction is very high towards WR 145, NaI interstellar lines  $\lambda 5889$  and  $\lambda 5895$  are very strong and distort the redward wing of this HeI line. Also, the WR P Cygni profile of HeI  $\lambda 5876$  appears very strongly at some phases, completely altering the blueward wing. So, we tried the simplest approach of just obtaining the excess emission and measuring its FWHM and RV and then fit equations (1) and (2) to obtain meaningful parameters for the shock cone. Our main goal is, of course, to obtain the orbital inclination angle  $i$ , that would allow us to measure the actual masses of the stars.

We thus removed the interstellar sodium D1 and D2 lines that contaminate the redward wing, by linear interpolation from the adjacent pseudo-continuum. We also removed a strong peculiar absorption feature that appeared only at phase 0.181, for whose appearance we do not have a viable explanation and that would have degraded the minimum profile. After this removal, the HeI  $\lambda 5876$  line is shown in Fig. 4.9 as a function of orbital phase. It is obvious that the line is heavily distorted at phases  $\sim 0.8 - 1.3$  by these IS sodium lines and at phases 0.734, 0.781 and 0.911 by strong P

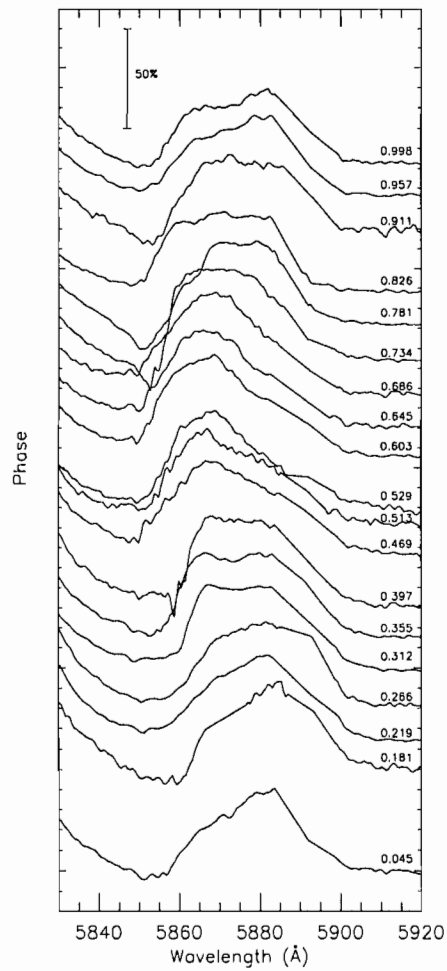


FIG. 4.9 – He I  $\lambda 5876$  profiles as a function of phase. Excess emission is clearly seen moving between the redward and blueward wings of the underlying WR-wind emission.

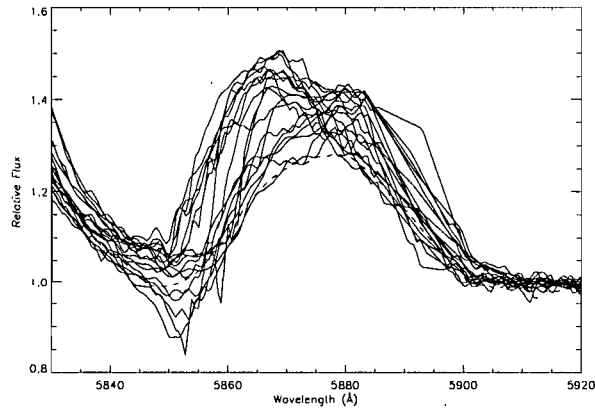


FIG. 4.10 – He I  $\lambda 5876$  profiles superposed in the WR reference frame. The IS D1 and D2 sodium lines have been removed by interpolating over. The dashed line is an estimate of the mean underlying contribution from the WR wind.

Cygni absorption profiles.

In order to obtain a mean reference profile from the WR wind, we superpose the spectra of He I  $\lambda 5876$ , in the frame of the WR star in Fig. 4.10. However, because of the distortions that are present in the blue wings of He I  $\lambda 5876$ , these wings could not be directly used for RV measurements. Next, we had two options : to use the orbit RVs, by averaging RVs for the lines  $\lambda 4650$ ,  $\lambda 4686$  and  $\lambda 5806$ , or to use the radial velocities of CIV  $\lambda 5806$  alone, which is the closest line to He I  $\lambda 5876$ . After working separately with these two alternatives and measuring FWHM and RVs for the excess emission and fitting the observed points, we found that using RVs from the CIV  $\lambda 5806$  line results in a smaller dispersion for the points (see Fig. 4.12 below). Presumably, using the CIV  $\lambda 5806$  line for superposing the He I  $\lambda 5876$  from our spectra minimizes eventual instrumental shifts that could occur<sup>7</sup>. Instead of calculating a true minimum profile in Fig. 4.10, we constructed a more appropriate synthetic minimum, that reduces to the mean continuum level outside the line.

<sup>7</sup>For the June data only, when we found RV values for  $\lambda 5806$  unreliable, we used orbit RVs as a reference for superposing the He I  $\lambda 5876$  profiles.



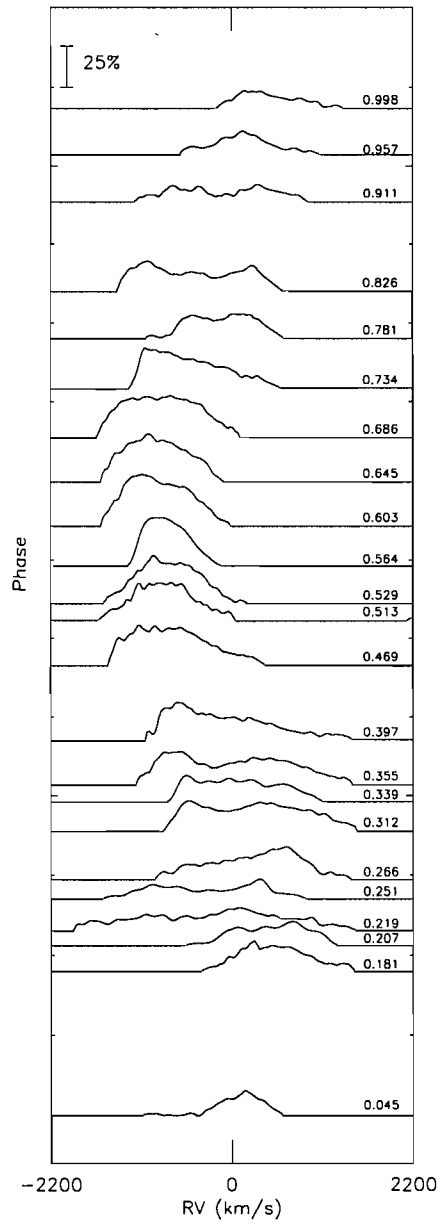


FIG. 4.11 – Excess emission from He I  $\lambda 5876$ . Data outside the excess emission have been truncated to zero, as in Bartzakos et al. (2001).

TAB. 4.5 – Radial velocities for the excess He I  $\lambda 5876$  emission in WR145.

Parameters	Fit
$C_1$	set to 0
$C_2$	$(-84 \pm 34)$ km/s
$v_{str}$	$(1054 \pm 27)$ km/s
$i$	$(63 \pm 3.9)^\circ$
$\theta$	$(59 \pm 2.3)^\circ$
$\delta\phi$	$(30 \pm 2.0)^\circ$

After subtracting the minimum profile, we shifted back the excess profiles to the observer’s frame and truncated to zero the data outside the excess region, obtaining the series of net profiles shown in Fig. 4.11 (as in Hill et al. 2000). From these profiles we first measured flux-averaged RVs. Then we measured FWHM as follows. When two peaks can be distinguished (phases 0.312, 0.355 and 0.826, for example), we took the coordinate of half maximum for each flank and averaged the results; if the peaks were not visible, we simply measured the full width at half maximum of the whole profile. We repeated the measurements several times for each spectrum to be sure of the reliability of the results. The fitting procedure clearly shows that  $C_1$  should be close to 0, so we choose  $C_1 \equiv 0$  (as in Hill et al. 2000) and keep the remaining parameters free. Simultaneous fitting of these two curves was done with a code written in IDL and the results that we obtained are shown in Fig. 4.12 and listed in Table 4.5. Despite the large dispersion of the points about the FWHM curve in Fig. 4.5, the fit is adequate to constrain the orbital inclination.

As shown in Table 4.5, the orbital inclination found is  $i = 63^\circ$ . Consequently, the masses of the stars, estimated from equations (1) and (2), are

$$M_{WR} = (17.7 \pm 2.8)M_\odot, \quad (4.5)$$

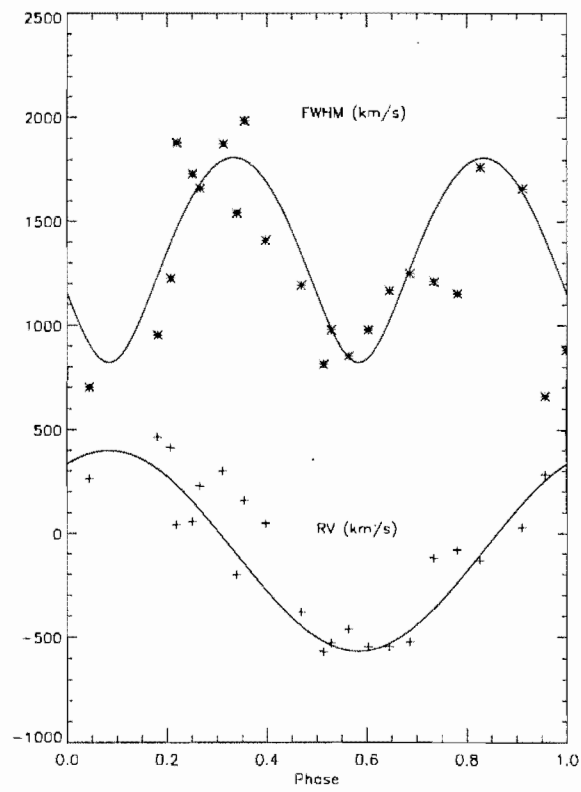


FIG. 4.12 – Radial velocity and FWHM of the excess emission as a function of orbital phase.

$$M_O = (30.9 \pm 4.7)M_\odot. \quad (4.6)$$

How do these values compare with the mass range for other observed WN/C and O7 stars? In an article proposing the "WNH" designation for luminous WN Wolf-Rayet stars, Smith & Conti (2008) collect mass estimates for WN stars from the literature (mostly from Hamann et al. (2006) for spectroscopic masses). The WN stars with no hydrogen display a narrow distribution, peaked at around 15-20  $M_\odot$ , which is exactly where we find the mass for the WR star in WR145. The fact that the WR component in WR145 is in transition from WN to WC does not appear to matter. As for the O star, the estimates range from 25-36  $M_\odot$  for the O7V spectral class. Taken at face value, the masses estimated here are in good agreement with the expected values for these types of stars.

### 4.3.6 Discussion

It is possible to check the value obtained for the half-opening angle of the collision cone using the simple formula of Usov (1995), relating the half-opening angle  $\theta$  to the momentum flux ratio of the winds,  $\eta$  :

$$\theta(deg) = 120 \left(1 - \frac{1}{4}\eta^{2/5}\right)\eta^{1/3}, \quad (4.7)$$

where

$$\eta = \frac{\dot{M}_O v_O}{\dot{M}_{WR} v_{WR}}. \quad (4.8)$$

The following values were used for the parameters in  $\eta$  : for the O star,  $v_O = (2284 \pm 400)$  km s<sup>-1</sup>, the mean terminal velocity for O7V stars considered by Prinja et al. (1990);  $\dot{M}_O = (1.8 \pm 0.3) \times 10^{-7}M_\odot\text{yr}^{-1}$ , the average mass-loss value for O7V stars<sup>8</sup>. For the Wolf-Rayet star of the

---

<sup>8</sup>This is obtained from an average of  $5 \times 10^{-7}M_\odot\text{yr}^{-1}$  from Howarth & Prinja (1989) and Conti et al. (2008), and  $3.5 \times 10^{-7}M_\odot\text{yr}^{-1}$  from Vink et al. (2000), after allowing for a factor 2 - 3 reduction due to clumping.

WR145 system, several evaluations for the terminal velocity and mass loss can be found, and we considered the most recent : a terminal velocity of  $(1390 \pm 200)$  km s<sup>-1</sup> as determined by Howarth & Schmutz (1992) from observations of HeI 1.083  $\mu$ m and a clumping-corrected mass-loss of  $(4.4 \pm 0.5) \times 10^{-5}$  M<sub>⊙</sub>yr<sup>-1</sup>, determined by Nugis et al. (1998). These values for the WR star seem to be quite typical for a hydrogen-less WN7 star, as, if we calculate averages for the Galactic WN7 stars (without hydrogen) from the list of Hamann et al. (2006), we obtain  $v_{\infty} = 1403$  km s<sup>-1</sup> and  $\dot{M} = 4.8 \times 10^{-5}$  M<sub>⊙</sub>yr<sup>-1</sup>, very close to the estimations for WR145.

With these values for the parameters, we find  $\eta = 0.0067 \pm 0.0020$ , and from equation (7) we obtain  $\theta = (22 \pm 2)^{\circ 9}$ , in contrast to the value of  $(59 \pm 2)^{\circ}$  that we obtained with our fitting procedure. Assuming reasonably reliable mass-loss rates and terminal velocities, it is difficult to reconcile these two values. A fit with  $\theta = 22^{\circ}$  fixed is impossible. Our spectroscopic observations strongly indicate a half-opening angle of around  $60^{\circ}$ .

An interesting explanation for an observed  $\theta$  value much greater than that given by Eq. (7) is the occurrence of radiative braking. An assessment of the importance of radiative braking in WR+O binary systems was given by Gayley et al. (1997). If the ratio of the luminosities of the stars is known, as well as other characteristics like mass and wind terminal velocity of the WR star, radius of the O star and some geometrical characteristics of the system, it is possible to qualitatively evaluate if it is likely that the radiative braking phenomenon is present in a significant manner.

Following the prescriptions of Gayley et al. (1997), we calculated the  $\gamma$  coefficient given by their equation (29) ( $\eta$  coefficient in the original article), using their choices for the CAK line-distribution exponent  $\alpha = 0.5$  and the velocity exponent  $\beta = 1$  for all WR stars they study. Using the speed parameter

---

<sup>9</sup>We obtain a similar value,  $\theta = 21.5^{\circ}$ , using Eq.11 of Tuthill et al. (2008).

$$v_* = \sqrt{\frac{2GM_{WR}}{a}}, \quad (4.9)$$

(where  $a$  is the binary separation) from Gayley et al. (1996), equation (29) from Gayley et al. (1997) rewrites to

$$\gamma = \frac{4}{3} \left( \frac{L_O}{L_{WR}} \right)^2 \frac{2GM_{WR}}{v_{WR}^2 R_O}. \quad (4.10)$$

Using  $\text{Log}(L_O/L_\odot) = 5.1$  from Martins et al. (2005) and calculating  $\text{Log}(L_{WR}/L_\odot) = 5.6$  with the formulae from Langer (1989) and Schaerer & Maeder (1992), we finally obtain  $L_O/L_{WR} = 0.32$ , which allows us to find  $\gamma = 0.051$ . The separation between our stars can be computed from the third law of Kepler and the semiamplitudes  $K_{WR}$  and  $K_O$ , determined in the preceding paragraphs : we obtain  $a = 122.7 R_\odot$ . As in the calculations below we will need this separation expressed in O-star radii, we write it as  $d = a/R_O = 13.09$ , with a mean radius of  $9.37 R_\odot$  for an O7V O star, as found in Martins et al. (2005). The importance of radiative braking can be tested by calculating  $\hat{d} = d/d_{rb}$  and  $\hat{P} = (1/\eta)/P_{rb}$ , where  $d_{rb}$  is the solution of the equation

$$d_{rb} = 1 + \left( \frac{d_{rb}}{\gamma} \right)^{(1-\alpha)/(1+\alpha)}, \quad (4.11)$$

and

$$P_{rb} = \frac{4\beta^\beta d_{rb}^2}{(2 + \beta)^{2+\beta}} \quad (4.12)$$

Then, the conditions for a significant presence of radiative braking are  $\hat{d} > 1$  and  $\hat{P} > \hat{d}^2$ . We obtain  $d_{rb} = 5.85$ ,  $\hat{d} = 2.24$ ,  $P_{rb} = 5.07$  and  $\hat{P} = 29.4$ , so the conditions are easily fulfilled in our case, and the WR145 system would be neatly placed inside the radiative braking zone in the homology diagram (Fig. 4.5 from Gayley et al. 1997).

We now examine the value of  $\theta$  allowing for radiative braking. Tuthill et al. (2008) derive the expression

$$\theta \cong 121 \left( \frac{\gamma}{d} \right)^{2/9}. \quad (4.13)$$

Applying this to our system, we obtain a half-opening angle  $\theta \cong 35^\circ$ . More recent work by Gayley et al. (priv com.) for adiabatic shocks with or without mixing yields similar values. This goes in the right direction but still does not match our  $\theta = 59^\circ$ . We cite several possible causes for this discrepancy. First, the fitting procedure is not very sensitive to the value of  $\theta$ . Better observations of the excess emission in this system could result in an improved value for  $\theta$ . Also, Gayley et al. (1996) question the reliability of Eq.14 in terms of quantitative predictions. The value of the velocity exponent considered here for the WR component,  $\beta = 1$ , is not certain; a larger  $\beta$  (Lépine & Moffat, 1999) would produce a larger opening for the shock cone.

#### 4.4 Summary

We have obtained moderate-resolution spectra in an extensive campaign for observing the WR145 system, composed of a hybrid WN/C Wolf-Rayet star and an O-star companion. Taking advantage of the anti-phase Doppler-shift for emission and absorption lines, we separated the absorption and emission parts of the original spectra. This allowed us to check and confirm the spectral classification of the Wolf-Rayet star as a WN7<sub>o</sub>/CE, and to propose the spectral classification O7V((f)) for the O star.

Radial velocities were obtained from the original spectra for both the WR and O star, from which orbits were constructed for each star. Using the data from Massey & Grove (1989), we improved the orbital period to  $22.54977 \pm 0.00032$  d. The O star is clearly the more massive component of this system. To find the true masses of the stars, we attempted to find the inclination angle of the orbit by studying the emission excess arising in the collision zone between the WR wind and the O-star wind. This

collision produces a shock cone that wraps around the component with the less powerful wind (the O star) and thus an excess emission that is visible on the top of certain emission lines. In our case, we found that the morphology of the excess emission is best seen on top of the HeI  $\lambda 5876$  line. By simultaneously fitting the radial velocities and FWHM of the excess emission we found an inclination angle  $i = 63^\circ$ , which gives for the final masses of the stars  $M_{WR} = 17.7 M_\odot$  and  $M_O = 30.9 M_\odot$ , compatible with other estimates for WN/C stars without hydrogen and O7V((f)) stars.

We have obtained a half-opening angle of the collision cone  $\theta = 59^\circ$  as opposed to a value of  $\cong 22^\circ$ , obtained when neglecting the radiation field of the O star. We find compelling evidence for the existence of radiative braking in our system, which would predict a value of the  $\theta$  angle of  $\cong 35^\circ$ , according to preliminary theoretical calculations based on the work of Gayley et al. (1997). While this value is still insufficient to fully explain the discrepancy, it shows that sudden radiative braking probably occurs in this system.

### **Acknowledgments**

A.F.J.M. is grateful for financial aid from NSERC (Canada) and FQRNT (Quebec). We thank the anonymous referee for useful comments.



# Chapitre 5

## Conclusion

Les étoiles Wolf-Rayet sont parmi les objets stellaires les plus intéressants et les plus mal connus. Elles possèdent des vents puissants qui produisent une signature spectrale caractéristique et spectaculaire : des raies spectrales fortes et larges en émission. L'étude observationnelle de ces étoiles permet de faire des progrès spectaculaires dans la théorie de structure et d'évolution stellaire. Les étoiles WR hybrides posent des défis particuliers aux théories de mélange des couches internes de l'étoile. Elles sont donc des cibles de choix pour tester et contraindre les nouvelles théories sur la rotation stellaire.

Dans la première partie du mémoire, nous avons décrit les diverses étapes d'évolution stellaire qui mènent à l'apparition des étoiles Wolf-Rayet. C'est un sujet que j'ai trouvé fascinant, et j'ai tenté d'éclaircir un peu les hypothèses et scénarios qui font naître une étoile Wolf-Rayet à partir de ses progéniteurs.

Dans l'article qui fait partie de ce mémoire de maîtrise, nous avons étudié un système binaire, WR145, comprenant une étoile WR hybride et son compagnon, une étoile O. Les systèmes binaires sont extrêmement utiles car on peut, dans une variété de situations, mesurer les masses des étoiles qui s'y trouvent. Et, on le sait, la connaissance des masses des étoiles est un ingrédient fondamental dans n'importe quelle démarche astrophysique.

Nous avons réussi à obtenir de très bonnes données spectroscopiques, ce qui nous a permis pour la première fois de séparer le spectre d'absorption de l'étoile O du spectre d'émission de l'étoile WR. Cela nous a permis d'attribuer pour la première fois un type spectral à l'étoile O. Mais, le plus important est que nous avons réussi à mesurer les vitesses radiales de l'étoile O et déterminer son orbite. Cependant, il y avait encore un élément essentiel qui manquait, sans lequel les deux masses ne pouvaient être calculées : l'inclinaison de l'orbite du système par rapport à l'observateur. Pour des étoiles classiques, avec des spectres d'absorption, il n'y a pas grande chose à faire dans une pareille situation. Mais, heureusement, pour des étoiles comme les nôtres (une étoile évoluée, la WR, et une autre précoce et chaude, l'étoile O) il y a une solution. En effet, à cause de leurs vents puissants, qui entrent en collision, un choc en forme de cône est produit autour de l'étoile O. Ce cône produit une signature spectrale caractéristique qui varie en fonction de l'inclinaison orbitale. En ajustant nos données spectroscopiques avec un modèle géométrique de ce cône, on a pu déterminer, finalement, la valeur de l'inclinaison orbitale. Avec tous les ingrédients présents, on a réussi à trouver les masses des étoiles dans le système WR145 et les valeurs obtenues sont tout à fait compatibles avec les masses d'autres étoiles du même type, qu'on trouve dans la littérature scientifique.

# Bibliographie

- Abbott, D. C., & Conti, P. S. 1987, ARAA, 25, 113
- Bartzakos, P., Moffat, A.F.J., Niemela, V.S. 2001, MNRAS, 324, 33
- Bertiau, F.C., Grobбен, J. 1969, Ricerche Astronomiche, 8, 1
- Bohannon, B. 1989. In : *Physics of Luminous Blue Variables*, IAU Colloquium 113, eds. K. Davidson, A.F.J. Moffat, & H.J.G.L.M. Lamers, Kluwer, Dordrecht, p.35
- Bohannon, B., & Walborn, N. R. 1989, PASP, 101, 520
- Brocato, E., & Castellani, V. 1993, ApJ, 410, 99
- Brunish, W. M., & Truran, J. W. 1982 ApJS, 49, 447
- Brunish, W. M., Gallagher, J. S., & Truran, J. W. 1986 ApJ, 91, 598
- Chin, C.-W., & Stothers, R. B. 1990, ApJS, 73, 821
- Conti, P.S. 1973. In : *Wolf-Rayet and High-Temperature Stars*, Proc. IAU Symposium 49, eds. M.K.V. Bappu & J. Sahade, p. 96, Reidel, Dordrecht
- Conti, P., & Massey P. 1989, ApJ, 337, 251
- Conti, P. S., Crother, P. A., & Leitherer, C. 2008, *From Luminous Hot Stars to Starburst Galaxies*, Cambridge, Cambridge University Press
- Crowther, P.A. 2007, ARAA, 45, 177
- Crowther, P.A., Hillier, D.J., & Smith, L.J. 1995a, A&A, 293, 172
- Crowther, P. A., Hillier, D. J., & Smith, L. J. 1995b, A&A, 293, 403
- Crowther, P. A., Smith, L. J., Hillier, D. J., & Schmutz, W. 1995c, A&A, 293, 427
- Crowther, P.A., Smith, L.J., & Willis A.J. 1995, A&A, 304, 269

- de Koter, A., Heap, S.R., & Hubeny, I. 1997, *ApJ*, 477, 792
- de Loore, C., De Grève & Lamers, H.J.L.M. 1977, *A&A*, 61, 251
- Demers, H., Moffat, A.F.J. Marchenko, S.V. Gayley, K.G. Morel, T. 2002, *ApJ*, 577, 409
- Drissen, L., Moffat, A.F.J., Walborn, N.R., & Shara, M.M. 1995, *AJ*, 110, 2235
- Foellmi, C. 2004, *A&A*, 416, 291
- Foellmi, C., Moffat, A.F.J., & Guerrero, M. A. 2003a, *MNRAS*, 338, 360
- Foellmi, C., Moffat, A.F.J., & Guerrero, M. A. 2003b, *MNRAS*, 338, 1025
- Gamen, R.C., Niemela, V.S. 2002, *NewAR*, 7, 511
- Garmany, C.D., Conti, P.S., & Massey, P. 1987, *AJ*, 93, 1070
- Gayley, K.G., Owocki, S.P., & Cranmer, S.R. 1997, *ApJ*, 475, 786
- Gayley, K.G., Owocki, S.P., & Cranmer, S.R, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica Conference Series* 1996, 5, 68
- Gräfener, G., Koesterke, L., & Hamann, W.-R. 2002, *A&A*, 387, 244
- Hamann, W.-R., Gräfener, G., & Liermann, A. 2006, *A&A*, 457, 1015
- Hill, G.M., Moffat, A.F.J., St-Louis, N., Bartzakos, P. 2000, *MNRAS*, 318, 402
- Hill, G.M., Moffat, A.F.J., St-Louis, N. 2002, *MNRAS*, 335, 1069
- Hillier, D.J. 1987, *ApJS*, 63, 947
- Hillier, D.J. 1989, *ApJ*, 347, 392
- Hillier, D.J. 1990, *A&A*, 231, 111
- Hillier, D. J., & Miller, D. L. 1998, *ApJ*, 496, 407
- Howarth, I.D., Prinja, R.K. 1989, *ApJS*, 69, 527
- Howarth, I.D., Schmutz, W. 1992, *A&A*, 261, 503
- Humphreys, R.M. 1978, *ApJS*, 38, 309
- Humphreys, R.M. 1987, *PASP*, 99, 5
- Humphreys, R.M. 1983, *ApJ*, 265, 176

- Humphreys, R. M., & Davidson, K. 1979, *ApJ*, 232, 409
- Humphreys, R.M., Davidson, K. 1984, *Science*, 223, 243
- Humphreys, R.M., McElroy, D.B. 1984, *ApJ*, 284, 565
- Jenniskens, P., Desert, F.X. 1994, *A&AS*, 106, 39
- Kurucz, R. L. 1979, *ApJS*, 40, 1
- Lamers, H.J.G.L.M., Fitzpatrick, E.L. 1988, *ApJ*, 324, 279
- Lamers, H. J. G. L. M., Snow, T. P., & Lindholm, D. M., 1995, *ApJ*, 455, 269
- Langer, N. 1989, *A&A*, 210, 93
- Langer, N. 1991, *A&A*, 248, 531
- Langer, N., & Maeder, A. 1995, *A&A*, 295, 685
- Lépine, S., Moffat, A.F.J. 1999, *ApJ*, 514, 909
- Lührs, S. 1997, *PASP*, 109, 504
- Maeder, A. 1981, *A&A*, 102, 401
- Maeder, A. 1983, *A&A*, 120, 113
- Maeder, A., & Meynet, G. 2001, *A&A*, 373, 555
- Maeder, A., Meynet, G., & Hirschi, R. 2005, *The Fate of the Most Massive Stars*, ASP Conference Series, 332, 3
- Martins, F., Schaerer, D., & Hillier, D. J. 2005, *A&A*, 436, 1049
- Massey, P., Grove, K. 1989, *ApJ*, 344, 870
- Massey P., Levesque E. M., Plez B., & Olsen K. A. G. 2008, *IAU Symposium*, 250, 97
- Meynet, G., & Maeder, A. 2003, *A&A*, 404, 975
- Meynet, G., & Maeder, A. 2005, *A&A*, 429, 581
- Niemela, V.S. 1991, *IAU Symposium*, 201
- Nugis, T., Crowther, P.A., & Willis, A.J. 1998, *A&A*, 333, 956
- Pauldrach, A. W. A., & Puls, J. 1990, *AAP*, 237, 409

- Paumard, T., Genzel, R., Martins, F., Nayakshin, S., Beloborodov, A.M., Levin, Y., Trippe, S., Eisenhauer, F., Ott, T., Gillessen, S., Abuter, R., Cuadra, J., Alexander, T., & Sternberg, A. 2006, *ApJ*, 643, 1011
- Pereira, C.B., Machado, M.A.D., Landaberry, S.J.C., da Conceicao, F. 1998, *A&A*, 338, L91
- Pesch, P., Hiltner, W.A., Brandt, J.C. 1960, *ApJ*, 132, 513
- Prinja, R.K., Barlow, M.J. and Howarth, I.D. 1990, *ApJ*, 361, 607
- Rauw G., De Becker M., Nazé, Y., Crowther P. A., Gosset E., Sana H., van der Hucht K.A., Vreux J.M., & Williams P. M. 2004, *A&A*, 420, L9
- Repolust, T., Puls, J. & Herrero, A. 2004, *A&A*, 415, 349
- Schaller, G., Schaerer, D., Meynet, G., & Maeder, A. 1992, *A&A*, 96, 269
- Schaerer, D., Meynet, G., Maeder, A., & Schaller, G. 1993, *A&AS*, 98, 523
- Schaerer D., Maeder A. 1992, *A&A*, 263, 129
- Schmutz, W., & Vacca, W.D. 1991, *A&AS*, 89, 259
- Smith, L. J., Crowther, P. A., & Prinja, R. K. 1994, *A&A*, 281, 833
- Smith, L.F., Shara, M.M., Moffat, A.F.J. 1996, *MNRAS*, 281, 163
- Smith, N., Vink, J. S., & de Koter, A. 2004, *ApJ*, 615, 475
- Smith, N., & Conti, P. S. 2008, *ApJ*, 679, 1467
- Stahl, O., Wolf, B., Klare, G., Cassatella, A., Krautter, J., Persi, P., & Ferrari-Toniolo, M. 1983, *A&A*, 127, 49
- Stahl, O., Wolf, B., Leitherer, C., Zickgraf, F.-J., Krautter, J., & de Groot, M. 1984, *A&A*, 140, 459
- Stothers, R., & Chin, C.-W. 1969, *ApJ*, 158, 1039
- Tuthill, P.G., Monnier, J.D., Lawrance, N., Danchi, W.C., Owocki, S.P. & Gayley, K.G. 2008, *ApJ*, 675, 698
- Usov, V.V.1995, in van der Hucht, K.A., Williams, P.M., eds, *Proc. IAU Symp. 163, Wolf-Rayet Stars : Binaries, Colliding Winds, Evolution*. Kluwer, Dordrecht, p.495
- van der Hucht, K. A., Conti, P. S., Lundstrom, I., & Stenholm, B. 1981, *Space Science Reviews*, 28, 227

- van der Hucht K.A. 2001, *NewAR*, 45, 135
- van der Hucht K.A. 2006, *A&A*, 458, 453
- Vink, J. S., de Koter, A., & Lamers, H. J. G. L. M. 1999, *A&A*, 350, 181
- Vink, J. S., de Koter, A. and Lamers, H. J. G. L. M. 2000, *A&A*, 362, 295
- Vink, J. S., de Koter, A., & Lamers, H. J. G. L. M. 2001, *A&A*, 369, 574
- Walborn, N.R., & Fitzpatrick, E.L. 1990, *PASP*, 102, 379
- Walborn, N.R. 1973, *AJ*, 78, 1067
- Walborn, N.R. 1973, *AJ*, 215, 53
- Walborn, N.R. 1982, *ApJL*, 254, L15
- Walborn, N.R., Howarth, I.D., Lennon, D.J., Massey, P., Oey, M.S., Moffat, A.F.J., Skalkowski, G., Morrell, N.I., Drissen, L. & Parker, J.W. 2002, *AJ*, 123, 2754
- Willis, A.J., Stickland, D.J. 1990, *A&A*, 232, 89
- Willis, A.J., Schild, H., & Smith, L.J. 1992, *A&A*, 261, 419