

Université de Montréal

**Collisions de vents stellaires: une étude spectroscopique du système
binaire WN5o + O9.5V, WR127=HD 186943**

par

**Antoine de la Chevrotière
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**

août, 2005

© Antoine de la Chevrotière, 2005



AVIS

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

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
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé:

**Collisions de vents stellaires: une étude spectroscopique du système
binaire WN5o + O9.5V, WR127=HD 186943**

présenté par:

Antoine de la Chevrotière

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes:

Mme. Nicole St-Louis, **président-rapporteur**
M. Anthony F.J. Moffat, **directeur de recherche**
M. Serge Demers, **membre du jury**

Mémoire accepté le: ...**15/12/05**...

Résumé

Le système binaire massif WR127 (HD 186943) a été examiné spectroscopiquement. La solution orbitale obtenue indique que la masse de l'étoile Wolf-Rayet (WN5) est de $13.6M_{\odot}$ tandis que son compagnon, de type spectral O9.5V, possède une masse de $24.8M_{\odot}$. Le rapport des masses, q , est donc de ~ 0.55 , ce qui est raisonnable pour les binaires de type WN5+O (van der Hucht 2001). De plus, les masses des deux composantes sont en accord avec les résultats obtenus par Massey (1981). Par ailleurs, la séparation orbitale entre la WN5 et la O9.5V est de $63.9R_{\odot}$ ce qui laisse amplement d'espace aux deux étoiles pour qu'il n'y ait pas d'interaction entre elles, à part la collision de leurs vents. D'ailleurs, la zone de collision de vents stellaires a aussi été analysée. Les quantités dérivées sont les suivantes: $v_{strm} = 948$ km/s, $\theta = 49.8^{\circ}$ et $\delta\phi = 6.9^{\circ}$. Ces résultats nous permettent de conclure que le vent de l'étoile Wolf-Rayet n'est pas excessivement plus fort que celui de son compagnon; ce dernier est approximativement 10 fois moins puissant. La période, $P = 9.5550$ jours, et l'inclinaison orbitale, $i = 55.5^{\circ}$ ont été adoptées alors que l'orbite a été confirmée circulaire ($e = 0$). En somme, il s'agit d'un système binaire normal, détaché et non-éclipsant, sauf pour l'éclipse atmosphérique.

MOTS CLÉS: binaire, massive, Wolf-Rayet, vents, collision, interaction

Abstract

The WR+O binary WR127 (HD 186943) has been examined using spectroscopy. The orbit solution indicates that the mass of the WN5 star is $13.6M_{\odot}$ while its companion, a O9.5V star, has a mass of $24.8M_{\odot}$. Thus, the mass ratio, q , is approximately ~ 0.55 , which is reasonable for WN5+O binaries (van der Hucht 2001). Moreover, the stellar masses obtained in the present study are consistent with the results found by Massey (1981). Furthermore, the orbital separation between the two components ($a = 63.9R_{\odot}$) implies that there is no interaction between the two stars, except for the wind-wind collision. Additionally, the zone of wind collision has been analysed and its parameters are $v_{strm} = 948 \text{ km/s}$, $\theta = 49.8^{\circ}$ and $\delta\phi = 6.9^{\circ}$. Those results allow us to conclude that the wind of the Wolf-Rayet star is not excessively stronger than the O star wind; the latter being about 10 times weaker. The period, $P = 9.5550 \text{ d}$, and orbital inclination, $i = 55.5^{\circ}$, were adopted whereas the orbit has been confirmed circular ($e = 0$). Altogether, WR127 is a normal, detached and non-eclipsing binary system, except for the atmospheric “*eclipse*”.

KEYWORDS: binary, massive, Wolf-Rayet, wind, collision, interaction

<i>TABLE DES MATIÈRES</i>	iii
---------------------------	-----

TABLE DES MATIÈRES

Résumé	i
Abstract	ii
TABLE DES MATIÈRES	iii
LISTE DES TABLEAUX	vi
LISTE DES FIGURES	viii
Liste des abréviations	xi
Remerciements	xii
CHAPITRE 1: Les étoiles génératrices de vents	1
1.1 Les étoiles chaudes et massives	2

<i>TABLE DES MATIÈRES</i>	iv
1.1.1 Les étoiles de type OB	4
1.1.2 Les étoiles Wolf-Rayet	5
1.1.3 Les systèmes binaires massifs	9
CHAPITRE 2: Les vents des étoiles massives	13
2.1 L'interaction entre deux vents stellaires	17
CHAPITRE 3: Le projet: pourquoi WR127 ?	21
CHAPITRE 4: La prise de données	26
4.1 Les observations en détails	26
4.1.1 Le spectrographe	27
4.1.2 La configuration	30
4.2 La réduction des données	31
CHAPITRE 5: Les résultats	32
5.1 Le spectre de WR127	32

5.1.1	La classification spectrale de WR127	32
5.1.2	Les raies provenant de l'étoile O	34
5.1.3	Les raies provenant de la Wolf-Rayet	34
5.1.4	L'excès d'émission	35
5.2	Les orbites des étoiles	36
5.3	Analyse de la collision de vents stellaires	45
5.3.1	La raie HeII $\lambda 4686$: miroir de la collision	45
5.3.2	La raie HeI $\lambda 3888$: perturbée par les « <i>clumps</i> »?	54
5.3.3	La raie HeI $\lambda 4471$: voyager à travers le cône	64
 CHAPITRE 6: Conclusion		71
 BIBLIOGRAPHIE		xvii

LISTE DES TABLEAUX

1-1	Propriétés d'une étoile de $25M_{\odot}$ selon ses différentes phases évolutives	3
3-1	Différents systèmes binaires WN+OB de la Galaxie	23
3-2	Paramètres orbitaux déterminés par Hiltner (1945)	24
3-3	Éléments orbitaux et paramètres dérivés par Massey (1981)	25
4-1	Journal de bord des observations de WR127 prises à l'été 2004.	27
5-1	Vitesses radiales de l'étoile WN5 et leurs origines	37
5-2	Vitesses radiales de l'étoile O9.5V et leurs origines	38
5-3	Paramètres orbitaux individuels de WR127	40
5-4	Excentricités calculées à partir de différentes raies	41
5-5	Paramètres orbitaux de WR127	42

5-6	Masses stellaires et séparations orbitales des deux composantes de WR127	44
5-7	Coefficients des équations de Lührs	53
5-8	Quantités dérivées des équations de Lührs	53
5-9	Incertitudes sur les largeurs équivalentes des raies d'absorption	56
5-10	La vitesse relative du plasma provenant de la WR en fonction de β .	70

LISTE DES FIGURES

1-1	Évolution d'une étoile de $35M_{\odot}$ et de $M_{ini} = 60M_{\odot}$ à travers le diagramme HR	8
1-2	Surface équipotentielle du modèle de Roche	11
2-1	Formation d'un profil P-Cygni	16
2-2	Schéma de la collision de vents dans un système WR+O	18
2-3	Diagramme idéalisé d'un cône de choc (model de Lührs)	20
3-1	Image de WR127	21
4-1	Le spectrographe de l'OMM	28
4-2	Configuration optique interne du spectrographe de l'OMM	29
4-3	Courbes de transmission des filtres du spectrographe	30

5-1	Le spectre moyen de WR127	33
5-2	Courbes de vitesses radiales	43
5-3	Superposition de la raie HeII $\lambda 4686$	46
5-4	Montage des profils de l'excès d'émission de la raie HeII $\lambda 4686$	47
5-5	Comparaison des raies HeII $\lambda 4686$ avec le profil de base ($0.0 \leq \phi \leq 0.5$)	48
5-6	Comparaison des raies HeII $\lambda 4686$ avec le profil de base ($0.5 \leq \phi \leq 1.0$)	49
5-7	Illustration du calcul de la largeur à la mi-hauteur	50
5-8	Variations de la largeur à mi-hauteur avec i	51
5-9	Largeurs à mi-hauteur et vitesses radiales de l'excès d'émission	52
5-10	Montage en phase des raies HeI $\lambda 3888$, H8, H9, H10 et H11	55
5-11	Largeurs équivalentes des raies HeI $\lambda 3888$ H8, H9, H10 et H11 selon la phase	57
5-12	Montage des raies de HeI $\lambda 3888$, H8, H9, H10 et H11 selon le cycle orbital	58
5-13	Largeurs équivalentes des raies de HeI $\lambda 3888$ et H8 selon le cycle orbital	59

5-14	Esquisse de la zone de formation de HeI autour de WR127	60
5-15	Allure de la raie HeI $\lambda 3888$ comparée pour trois cycles orbitaux différents	61
5-16	Vitesses radiales de HeI $\lambda 3888$ et H8	63
5-17	Montage en phase de la raie HeI $\lambda 4471$	65
5-18	Évolution des instabilités de la zone de choc	67
5-19	Largeurs équivalentes de l'absorption de HeI $\lambda 4471$	68
5-20	Profils de HeI $\lambda 4471$	69

Liste des abréviations

Å	Angströms
BH	Trou noir
CNO	Carbone, Azote, Oxygène
d	Distance du Soleil
HR	Hertzsprung-Russell
ELPB	Binaire possédant une Période Extrêmement Longue
FW	Largeur à mi-hauteur
HJD	Jour Julien Héliocentrique
LBV	Étoile Lumineuse, Bleue et Variable
M	Masse
M_v	Magnitude visuelle
P	Période Orbitale
RLOF	Flot de matière du Lobe de Roche
RSG	Supergéante rouge
RV	Vitesse Radiale
S/B	Signal sur bruit
SN	Supernova
T_{eff}	Température effective
WR	Étoile Wolf-Rayet
z	Distance du plan galactique
Z	Décalage Spectral

Remerciements

Je tiens à remercier tous ceux et celles qui m'ont généreusement aidé tout au long de cette maîtrise. Sans Tony, Nicole, André-Nicolas, Olivier, Alfredo, Laure, Gwen et Philippe, tout aurait été beaucoup plus long et difficile. Merci aussi à Geneviève et à ma famille qui m'ont constamment épaulé au cours des deux dernières années.

CHAPITRE 1

Les étoiles génératrices de vents

L'étude des vents stellaires et des étoiles qui les produisent, même si relativement jeune à l'échelle de la physique, étend ses racines jusqu'au seizième siècle. En effet, l'astronomie stellaire naquit lorsque Tycho Brahe fit l'observation, en 1572, d'une supernova et ainsi d'un nouveau type d'objets célestes; ceux montrant des variations intéressantes. Jusqu'au commencement du vingtième siècle, les astronomes prirent conscience que les étoiles éjectent de la matière et qu'il était possible de détecter ces éjections à l'aide d'une technique appelée: spectroscopie (Lamers & Cassinelli 1999). C'est d'ailleurs un canadien du nom de Donald C. Morton qui fut le premier, en 1967, à découvrir de façon quantitative que les étoiles chaudes et massives perdent de la masse. Depuis ce jour, notre compréhension des vents stellaires ne cessa de s'améliorer et aujourd'hui, à l'aide d'instruments hautement sophistiqués, la communauté astronomique peut s'attaquer aux phénomènes montrant des variations temporelles, telle la collision des vents.

Les étoiles ne génèrent pas seulement des radiations sous forme de photons, mais elles éjectent aussi des particules. Ce sont ces émissions de matière qui forment les vents stellaires. Une caractéristique primordiale de ces vents est leur continuité qui, en opposition aux phénomènes occasionnels, permet aux astrophysiciens de les sonder plus facilement et ainsi, d'étudier les étoiles ciblées pendant de longs intervalles de

temps.

1.1 Les étoiles chaudes et massives

Même si la catégorisation des objets célestes est souvent subjective, il est juste de considérer les étoiles de la série principale ayant une température de surface entre environ 10 000 K et 50 000 K et une masse initiale au-delà de 8 masses solaires comme étant chaudes et massives. Une fois formée, la densité centrale et la température au coeur de l'étoile augmentent à mesure qu'elle évolue et différentes phases de fusion nucléaire se produisent: de l'hydrogène à l'hélium, de l'hélium au carbone et à l'oxygène. Ensuite, des phases de brûlage de carbone, néon, oxygène et silicium ont aussi lieu. La combustion de chacun des carburants se fait d'abord au centre, puis dans une coquille autour de l'étoile. Le tableau 1-1 affiche les propriétés d'une étoile de $25M_{\odot}$ et de composition solaire au cours de son évolution pré-supernova. La phase de brûlage (colonne 1), la durée du brûlage nucléaire (colonne 2), la luminosité «*neutrinoïque*» (colonne 3), la température et la densité centrales (colonnes 4 et 5, respectivement), le carburant du brûlage (colonne 6) et les principaux produits (colonne 7) sont présentés (Limongi & Chieffi 2003). La durée du brûlage de l'hélium est environ dix fois plus courte que pour le brûlage de l'hydrogène, étant donnée la faible production d'énergie par unité de masse. Au-delà de la combustion de l'hélium au coeur de l'étoile, la perte thermique de neutrinos diminue nettement la durée de chacune des autres étapes de brûlage. En effet, ces pertes, qui augmentent avec la température ($\propto T^9$, approximativement), transportent l'énergie avec les neutrinos au lieu qu'elle soit déposée à la surface stellaire. Puisque les étoiles massives possèdent de fortes luminosités, elles affichent les taux de perte de masse les plus élevés et donc, les vents les plus forts. Au cours de leurs vies, les étoiles massives peuvent perdre plus de la moitié de leur masse initiale par l'entremise de ces vents. Évidemment,

Phase	Durée (années)	L_ν	T_c (K)	ρ_c (g/cm ³)	Carburant	Produits Principaux
H	$\sim 10^7$		$\sim 7 \times 10^7$	~ 10	¹ H	⁴ He
He	$\sim 10^6$		$\sim 2 \times 10^8$	$\sim 2 \times 10^3$	⁴ He	¹² C ¹⁶ O
C	$\sim 10^3$	$\sim L_{ph}$	$\sim 8 \times 10^8$	$\sim 10^6$	¹² C	²⁰ Ne, ²³ Na ²⁴ Mg, ²⁷ Al
Ne	~ 3	$\sim 10^3 L_{ph}$	$\sim 1.6 \times 10^9$	$\sim 10^7$	²⁰ Ne	²⁰ Ne ²⁴ Mg
O	~ 0.3	$\sim 10^5 L_{ph}$	$\sim 1.8 \times 10^9$	$\sim 10^7$	¹⁶ O	²⁸ Si, ³² S ³⁶ Ar, ⁴⁰ Ca
Si	$\sim 1.4 \times 10^{-2}$	$\sim 10^5 L_{ph}$	$\sim 2.5 \times 10^9$	$\sim 10^8$	²⁸ Si ³⁰ Si	⁵⁴ Fe, ⁵⁵ Fe ⁵⁶ Fe

Tableau 1-1: Principales propriétés d'une étoile de $25M_\odot$ à différentes étapes de son évolution, avant l'explosion supernova. L_{ph} est la luminosité de la photosphère. Tiré de Limongi & Chieffi (2003).

de tels phénomènes ne sont pas sans conséquences. Plusieurs auteurs (Chiosi & Maeder 1986; Maeder & Meynet 1989; Langer 1990; Maeder 1990) ont élaboré sur les effets de la perte de masse sur le chemin évolutif de ces astres qui s'en trouve directement affecté. Les répercussions s'y rattachant sont diverses. Par exemple, la perte de masse sous forme de vents fait en sorte que la température centrale augmente moins rapidement et donc, que la masse de la zone convective diminue plus vite avec le temps. Par conséquent, la luminosité d'une étoile possédant un vent stellaire est plus petite qu'une étoile qui évolue avec une masse constante. Ainsi, une plus faible luminosité implique une durée de vie sur la série principale plus longue que les étoiles qui ne sont pas sujettes à une perte de masse. Cependant, le vent stellaire et la diminution de la zone convective impliquent aussi moins de

carburant à brûler par l'étoile. Cet effet tend à raccourcir la durée de vie sur la série principale, mais son impact est moins important que celui de la luminosité (Chiosi & Maeder 1986). En somme, le temps passé sur la série principale augmente quelque peu (<10%). Évidemment, ce genre d'impact change l'allure des isochrones du diagramme H-R puisqu'un âge moins élevé est associé à une différente luminosité. De plus, les lignes de masse constante possèdent des pentes plus raides, ce qui mène à des différences systématiques dans les masses trouvées par les méthodes utilisant les chemins évolutifs. Bien que ces variations soient moins importantes pour les étoiles moins massives et/ou peu évoluées, elles sont sévères pour les étoiles très massives et/ou très évoluées. Par ailleurs, ces dernières tiennent un rôle primordial dans plusieurs domaines de l'astrophysique. Elles sont essentielles dans l'étude des galaxies et de leur évolution parce qu'elles: (1) favorisent la formation stellaire; (2) sont responsables de la production de la plupart des éléments atomiques plus lourds que l'hélium; (3) provoquent le mélange du milieu interstellaire grâce à leurs vents et radiations; (4) créent, à la fin de leurs vies, des objets exotiques comme les étoiles à neutron et les trous noirs. Également, ces astres massifs occupent une fonction importante dans le domaine des hautes énergies puisqu'ils: (1) produisent certains noyaux atomiques émetteurs de rayon- γ ; (2) sont possiblement reliés aux sursauts gamma (GRB). Finalement, les étoiles massives de population III sont sujettes à tenir une position décisive en cosmologie, car elles contribuent à: (1) la ré-ionisation de l'univers à $z > 5$; (2) la création de trous noirs massifs qui sont possiblement les progéniteurs de noyaux galactiques actifs; (3) l'enrichissement métallique d'une époque pré-galactique (Limongi & Chieffi 2003).

1.1.1 Les étoiles de type OB

Les étoiles OB sont les membres les plus bleus de la série principale. Elles sont massives, brillantes et chaudes et sont réparties en sous-classes; les étoiles de la

série principale ainsi que les géantes entrent dans l'intervalle O2 à B3 tandis que les supergéantes sont classées dans le groupe O2 à B9. Puisque le taux de perte de masse est fortement corrélé à la luminosité, $\dot{M} = L^{1.7}$ (Crowther & Willis 1994), les étoiles de ce type spectral génèrent de forts vents, leurs taux de perte de masse se chiffrant entre $10^{-5}M_{\odot}$ et $10^{-8}M_{\odot}$ par année. En guise de comparaison, le soleil perd $10^{-14}M_{\odot}$ par année. Les étoiles OB peuvent donc perdre une fraction considérable de leur masse initiale au cours de leur évolution dont la durée est de l'ordre de 3 à 10 millions d'années.

1.1.2 Les étoiles Wolf-Rayet

Les étoiles Wolf-Rayet (WR) représentent une des dernières étapes de l'évolution stellaire durant laquelle de très forts vents sont observés. Ces étoiles massives, qui initialement possèdent une masse d'au moins environ $25M_{\odot}$ (cette valeur augmente lorsque la métallicité diminue), sont excessivement chaudes; la température de leurs vents, à $\tau = 1$, peut atteindre les 50 000 K alors que la température effective au rayon hydrostatique peut aller jusqu'à 150 000 K (étoile massive à hélium). Très lumineuses (de 10^5 à $10^6 L_{\odot}$), elles sont rares, résultat de leur courte durée de vie. Elles tiennent leur nom de C.J.E. Wolf et de G. Rayet (Wolf & Rayet 1867), deux astronomes qui furent les premiers à observer ce type particulier d'étoile. Avant la phase WR, la perte de masse via les vents expulse la presque totalité de l'enveloppe d'hydrogène entourant l'étoile procurant ainsi à la Wolf-Rayet une composition chimique de surface particulière où l'hélium domine. D'ailleurs, le spectre de ces étoiles massives montre des raies d'émission de différents éléments comme l'azote, le carbone et l'oxygène. Les WR sont les étoiles possédant les plus forts vents stellaires stables. Leurs taux de perte de masse sont plus de dix fois plus grands que ceux retrouvés chez leurs progéniteurs, les étoiles de type O. Les spectres de ces vents montrent, à l'exception des profils P Cygni, des raies d'émission seulement.

Les étoiles WR peuvent être divisées (selon Langer (1990), par exemple) en 2 principales catégories: les WN et les WC/WO. Les vents des étoiles de type WN exposent les produits du brûlage d'hydrogène au coeur par le cycle CNO; les vents provenant des WC/WO révèlent, quant à eux, les restes du brûlage de l'hélium par le processus triple-alpha. Les étoiles WN peuvent à leur tour être séparées en 2 groupes: les WNE et les WNL. La définition des sous-classes de WN n'a pas toujours été satisfaisante et plusieurs étoiles ne trouvaient pas chaussures à leurs pieds. Smith et al. (1996) ont redéfini le système de classification des WN en lui ajoutant une troisième dimension, l'abondance en hydrogène, et en raffinant les 2 autres dimensions existantes. Les WN tardives, nommées WNL (WN6 à WN9), montrent normalement une enveloppe où l'hydrogène brûle par endroits. Elles sont les plus massives, les plus brillantes, les plus froides et les plus jeunes des étoiles WR. Par contre, comme tout système de classification n'est pas parfait, il existe certaines exceptions comme les WNLha (luminosité extrême) que l'on retrouve dans NGC3603 ou dans la nébuleuse de la Carène. Les WNE (WN2 à WN5), étoiles WN précoces ne possèdent pas d'hydrogène dans leurs couches externes. Elles sont plus chaudes et plus âgées que les WNL, mais moins grosses et moins brillantes. Dans les deux types de WN, la combustion d'hélium se produit dans le noyau. D'autre part, les étoiles de type WC montrent une augmentation de la quantité de carbone en surface et tout comme les WN, un excès d'hélium. Elles sont les moins massives et les moins lumineuses, mais les plus évoluées de la séquence WR et aussi, les plus chaudes. Quant à elles, les WO sont une phase avancées des WC dans laquelle le carbone se transforme en oxygène. Cependant, des études plus récentes (Foellmi *et al.* (2003); Drissen *et al.* (1995)) démontrent que la classification des WR n'est pas aussi simple que ce portrait général. Il existe, par exemple, des WNL sans hydrogène tout comme des WNE en possédant.

Les étoiles massives sont des objets célestes qui affectent énormément leurs environnements immédiats et lointains. Comme mentionné ci-dessus, les WR sont des étoiles à la toute fin de leur évolution et qui précèdent l'explosion supernova. Pour bien comprendre leur nature ainsi que leur influence sur le milieu interstellaire, plusieurs astrophysiciens étudient l'évolution des étoiles massives jusqu'à la phase WR et au-delà. Grossièrement, deux parcours évolutifs mènent à la phase WR:

1. $O \rightarrow LBV \rightarrow \text{étoile WR}$ $\frac{M_{\text{ini}}}{M_{\odot}} \geq 40$:
2. $O \rightarrow RSG \rightarrow \text{étoile WR}$ $25 \leq \frac{M_{\text{ini}}}{M_{\odot}} \leq 40$:

Cependant, le chemin exact que prend une étoile depuis la série principale dépend de la masse initiale de celle-ci. À la fin de sa vie, une étoile ayant un coeur de fer qui excède la masse de Chandrasekhar s'effondrera sur elle-même et formera un objet compact suite à l'explosion supernova (SN). Jusqu'à une masse initiale d'environ $25M_{\odot}$, le résultat sera une étoile à neutron. Au-delà de cette limite, l'étoile finira sa vie en trou noir et, lors de rares événements, en sursauts gamma. Les chemins évolutifs ci-dessous sont généralement ceux empruntés par les étoiles massives qui normalement passent par la phase WR (Maeder 1997). Évidemment, il existe certaines exceptions comme η Carina, une LBV extrême, qui possédait une masse initiale d'environ $100M_{\odot}$.

$$M_{\text{ini}} \geq 60M_{\odot}$$

$$O \rightarrow Of \rightarrow WNL+abs. \rightarrow WN7 \rightarrow (WNE) \rightarrow WCL \rightarrow WCE \rightarrow SN$$

$$40M_{\odot} \leq M_{\text{ini}} \leq 60M_{\odot}$$

$$O \rightarrow Of \rightarrow LBV \rightarrow WN8 \rightarrow WNE \rightarrow WCE \rightarrow SN$$

$$25M_{\odot} \leq M_{\text{ini}} \leq 40M_{\odot}$$

$$O \rightarrow (BSG) \rightarrow RSG \rightarrow (BSG) \rightarrow WNE \rightarrow (WCE) \rightarrow SN$$

$$M_{\text{ini}} \simeq 25M_{\odot}$$

$$O \rightarrow (BSG) \rightarrow RSG \rightarrow SN$$

García-Segura et al. (1996) ont publié deux articles portant sur l'évolution des étoiles massives et les conséquences des différents chemin évolutifs. Le premier scénario montre l'évolution d'une étoile de $M_{ini} = 60M_{\odot}$. De façon plus détaillée, cette étoile passe par les phases suivantes avant d'exploser en supernova et de devenir un trou noir:

$O \rightarrow WN \text{ H-riche} \rightarrow LBV \rightarrow WN \text{ H-pauvre} \rightarrow WN \text{ H-sans} \rightarrow WC$.

Le deuxième scénario correspond à un modèle qui utilise une étoile de $M_{ini} = 35M_{\odot}$. Dans ce cas, la phase WR peut être séparée en trois étapes comme ceci:

$O \rightarrow RSG \rightarrow WN \text{ H-pauvre} \rightarrow WN \text{ H-sans} \rightarrow WC$.

Les deux trajets évolutifs sont comparés à la figure 1-1. Les étoiles WR terminent probablement leurs vies en explosion supernova de type Ib (sans H) ou de type Ic (sans H ni He).

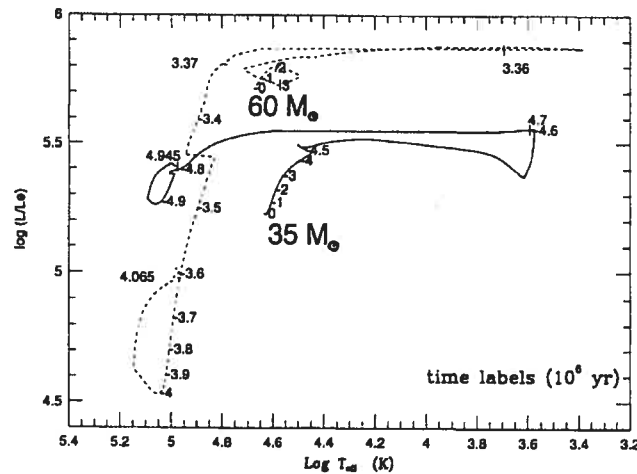


Figure 1-1: Chemin évolutif théorique d'une étoile de $M_{ini} = 35M_{\odot}$ (ligne pleine) et $60M_{\odot}$ (ligne pointillée). Les nombres suivant les trajets sont en millions d'années. Tiré de García-Segura et al. (1996).

1.1.3 Les systèmes binaires massifs

Beaucoup d'étoiles massives, probablement une majorité, font partie d'un système binaire ou multiple (Mason et al. 1998). L'étude de ces systèmes n'est pas sans intérêt puisqu'ignorer la multiplicité des étoiles peut introduire de sérieuses divergences entre la théorie et les observations (Zinnecker 2002). De plus, l'analyse des paramètres orbitaux nous procure de l'information essentielle sur diverses caractéristiques stellaires, dont la masse des étoiles. Comme mentionné précédemment, puisque les étoiles massives génèrent de forts vents, la présence de ces dernières dans un système binaire implique l'apparition d'une zone de collision entre les vents et, par conséquent, l'émergence de nouveaux phénomènes.

La définition d'un système binaire massif est variable. Certains affirment que les deux astres doivent dépasser la masse limite de $8M_{\odot}$, alors que d'autres prétendent que seule une des étoiles doit connaître un effondrement gravitationnel et devenir une étoile à neutron ou un trou noir pour que le système soit qualifié de massif. De façon générale, une binaire est caractérisée par les masses de ses deux composantes, M_1 et M_2 , par une période orbitale, P , et par une excentricité, e . Le demi-grand axe, A , est déterminé par la troisième loi de Kepler:

$$\left(\frac{2\pi}{P}\right)^2 A^3 = G(M_1 + M_2) . \quad (1.1)$$

Généralement, l'étoile qui est initialement la plus massive est considérée comme la primaire, alors que l'autre, est la secondaire. La définition du rapport des masses, q , dépend aussi de l'auteur; il est défini comme la masse de la secondaire divisé par la masse de la primaire (Vanbeveren et al. 1998) ou l'inverse. Dans le cas d'un système WR+O, la WR représente l'étoile primaire puisqu'elle possédait la masse la plus élevée à son entrée sur la série principale. Donc, le rapport des masses est égale, dans ce cas, à:

$$q = \frac{M_{WR}}{M_O} . \quad (1.2)$$

Essentiellement, quatre théories sont proposées pour expliquer la formation de

systèmes à deux étoiles (Zinnecker 2002):

1. La fragmentation de disques massifs autour des étoiles massives
2. L'accrétion Bondi-Hoyle sur une proto-binaire de faible masse
3. La rencontre et la capture par effet de marée de proto-étoile de masse intermédiaire
4. Les interactions à N-corps dans un amas jeune

L'évolution d'une étoile appartenant à un système binaire relativement serré n'est pas la même que celle d'une étoile simple de même masse et de composition chimique similaire. La cause de cette divergence est l'existence, à un certain endroit entre les deux astres, d'une zone où la gravité ressentie par une quelconque particule est faible et même nulle en un certain point (point L_1 de Lagrange). À cet endroit, la matière peut librement circuler d'une étoile à l'autre (Vanbeveren et al. 1998). La figure 1-2 montre l'intersection entre le plan orbital et les surfaces d'équipotentielles gravitationnelles. À l'aide d'un système de coordonnées cartésiennes défini par un origine au centre de masse, un axe-z suivant l'axe de rotation de la binaire et un axe-x joignant les centres des deux étoiles, les surfaces équipotentielles prennent la forme mathématique suivante:

$$\phi = -\frac{GM_1}{\sqrt{(x - \mu A)^2 + y^2 + z^2}} - \frac{GM_2}{\sqrt{(x - (1 - \mu)A)^2 + y^2 + z^2}} - \frac{1}{2}\Omega_B^2(x^2 + y^2) = C \quad (1.3)$$

où C est une constante et

$$\mu = \frac{M_2}{M_1 + M_2} \quad (1.4)$$

$$\Omega_B = \frac{2\pi}{P} \quad (1.5)$$

Ces surfaces sont fixes dans le référentiel tournant avec les deux étoiles en orbite circulaire. La fonction ϕ a cinq points de selle appelés points Lagrangien, L_i , où la

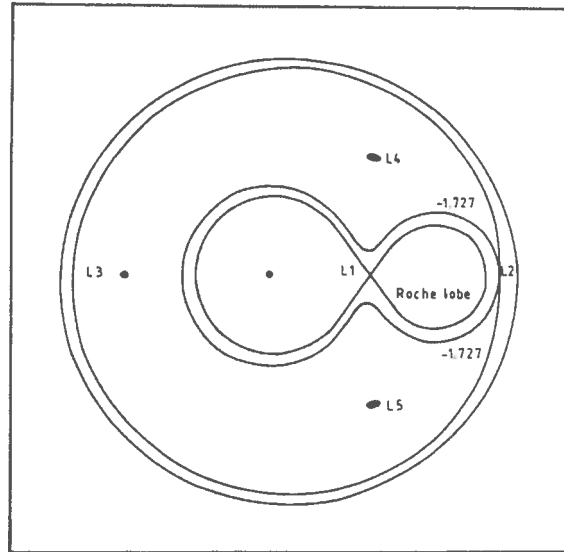


Figure 1-2: Intersection des surfaces équipotentielles avec le plan orbital. Les points Lagrangien, où la somme des forces est nulle, sont indiqués de L_1 à L_5 . Tiré de Vanbeveren et al. (1998).

force centrifuge et la force gravitationnelle sont égales et opposées. Le premier point de Lagrange, dénoté L_1 sur la figure 1-2, est le plus important. À cet endroit les forces gravitationnelles s'annulent. La surface équipotentielle qui croise L_1 est communément appelée «*Lobe de Roche*» et, pour un des deux lobes, est caractérisée par un rayon, R_c . Ce dernier est en réalité le rayon d'une sphère de même volume que le lobe et, selon Eggleton (1983), peut être approximé par une fonction d'interpolation du rapport de masses des deux composantes du système binaire:

$$\frac{R_c}{A} = \frac{0.49q^{2/3}}{0.6q^{2/3} + \ln(1 + q^{1/3})}, \quad 0 < q < \infty. \quad (1.6)$$

Les points L_2 et L_3 sont des minimums de potentiel gravitationnel situés au-delà des deux étoiles sur l'axe connectant leurs centres.

Si l'enveloppe de l'étoile primaire est en rotation synchronisée avec le mouvement orbital de la binaire, un équilibre hydrostatique se crée sous lequel les surfaces de pression et de densité égales de l'étoile coïncident avec les surfaces d'équipotentiels gravitationnelles. Par conséquent, la forme de la composante primaire est délimitée par une surface équipotentielle. À mesure que l'étoile prend de l'expansion, les couches extérieures de son atmosphère s'approchent et peuvent même atteindre le point Lagrangien L_1 . Puisqu'à cet endroit $\nabla\phi = 0$, l'équilibre hydrostatique ne tient plus. Alors, pour maintenir un champ de vitesse qui augmente monotoniquement près et à travers L_1 , la vitesse du plasma v doit être approximativement égale à la vitesse locale du son, c_s . Ceci implique que la matière se concentre, comme si elle passait dans un entonnoir, et coule vers l'autre étoile du système (Vanbeveren et al. 1998). Ce processus est appelé «*Roche Lobe Overflow*» (*RLOF*).

Cependant, le modèle de Roche comporte certaines limites et représente une bonne approximation lorsque les effets de marée qui agissent sur les composantes de la binaire stabilisent l'orbite. Il est possible que l'enveloppe de la primaire ne se synchronise jamais avec l'orbite, mais même dans une telle situation, un point de selle où la gravité effective est nulle peut exister entre les deux astres. Une surface critique à partir de laquelle la perte de masse se produit, comme le «lobe de Roche», peut néanmoins être définie. Par ailleurs, si la binaire possède une orbite excentrique, le même type de point peut aussi exister. Par contre, son emplacement dépend, dans ce cas, de la phase orbitale et donc, la perte de masse ne sera pas continue, mais plutôt, intermittente.

Il est important de ne pas négliger le phénomène de *RLOF*, car celui-ci affecte non seulement les étoiles, mais la binaire dans son ensemble. Effectivement, l'étoile qui perd ou gagne de la masse par ce processus évoluera de manière différente et en plus, la période du système binaire changera.

CHAPITRE 2

Les vents des étoiles massives

Les deux paramètres les plus importants dans l'étude d'un vent stellaire sont le taux de perte de masse, \dot{M} , et la vitesse terminale du vent, v_∞ (Lamers & Cassinelli 1999). Cette dernière correspond à la vitesse du vent à une très grande distance de l'étoile et peut aller jusqu'à 5000 km/s pour les étoiles lumineuses. Ces deux paramètres sont importants pour différentes raisons. Premièrement, le taux de perte de masse nous indique la quantité de matériel qui est perdu par l'étoile, par unité de temps. Parce que l'évolution d'une étoile dépend beaucoup de sa masse, il va sans dire que la perte de masse affecte cette même évolution. En fait, les étoiles ayant un taux de perte de masse élevé évoluent différemment (voir section 1.1) de celles ayant un faible \dot{M} . En second lieu, puisque différents travaux théoriques prédisent différentes valeurs pour \dot{M} et v_∞ , il est nécessaire de quantifier ces paramètres observationnellement de manière à comparer les observations aux théories. Ainsi, il est plus facile de comprendre et d'isoler lequel des mécanismes est responsable pour la perte de masse stellaire. Par ailleurs, étant donné que les vents stellaires transportent de l'énergie cinétique, $\frac{1}{2}\dot{M}v_\infty^2$, et la déposent dans le milieu interstellaire, la valeur de \dot{M} et de v_∞ doit être connue pour étudier l'effet des vents sur leurs environnements. L'intérêt de la recherche sur les collisions de vents est donc multiple. En plus de constituer un moyen de connaître certaines caractéristiques stellaires, elle permet aux chercheurs de contraindre l'orbite d'un système binaire ainsi que d'estimer les divers paramètres de leurs vents et de leur

collision.

Le vent étant composé de particules en mouvement, le taux de perte de masse est relié, de façon générale, à la densité et à la vitesse du vent par l'équation de *continuité de masse*

$$\dot{M} = 4\pi\rho(r)v(r) \quad , \quad (2.1)$$

où r représente la distance à partir du centre de l'étoile, ρ et v , la densité et la vitesse, respectivement. Cette équation est valide pour le modèle simple d'un vent stationnaire et symétriquement sphérique. Le plasma qui s'échappe de l'étoile passe d'une petite vitesse à la photosphère à une vitesse élevée loin de l'étoile, $v_\infty = v(r \rightarrow \infty)$. La *loi de vitesse* qui peut être approximée par la *loi- β* , décrit la distribution de vitesse radialement à partir de l'étoile (Lamers & Cassinelli 1999):

$$v(r) \simeq v_\infty \left(1 - \frac{r_0}{r}\right)^\beta \quad , \quad (2.2)$$

$$r_0 = R_\star \left\{1 - \left(\frac{v_0}{v_\infty}\right)^{\frac{1}{\beta}}\right\} \quad , \quad (2.3)$$

où v_0 est la vitesse du vent à la photosphère de l'étoile ($r = R_\star$). Le paramètre β indique si la pente de la loi est plus ou moins abrupte. Par exemple, la loi $\beta \sim 1$ est associé aux étoiles chaudes de type OB près de la série principale tandis que les étoiles WR peuvent avoir des valeurs de β supérieur à 1. À l'opposé, les vents des étoiles plus froides, comme le soleil, ne sont pas décrit par cette loi.

Les particules qui composent le vent stellaire sont accélérées différemment selon le type d'étoile d'où elles proviennent. Dans les étoiles dites froides, comme le soleil, la couronne stellaire est chauffée jusqu'à des millions de degrés par l'énergie mécanique générée par la convection. Dans ce cas, la pression du gaz en expansion constitue le moteur du vent. En revanche, les étoiles chaudes ne possèdent pas ce mécanisme de convection et donc, la pression du gaz n'est pas assez importante pour générer le vent. Par contre, ces étoiles possèdent des flux radiatifs élevés décrit par la loi de Stefan-Boltzmann, $F = \sigma T_{eff}^4$. Il s'agit donc de la pression de

radiation qui accélère les particules et crée l'expansion du vent. Les photons transfèrent leur quantité de mouvement et leur énergie aux différentes particules par collision et absorption.

Plusieurs études ont démontré que le vent des étoiles chaudes n'est pas toujours lisse, particulièrement les WR. En effet, il existe bon nombre d'évidences observationnelles qui montrent des vents stellaires d'étoiles WR structurés globalement et localement. Les inhomogénéités de ces vents, appelés «*clumps*» ou «*blobs*», sont le reflet de fluctuations en densité causées par la turbulence à l'intérieur du vent et seraient présents chez toutes les étoiles chaudes et massives. De telles structures auraient comme répercussion de diminuer d'un facteur ~ 3 les estimations de taux de perte masse en comparaison aux étoiles possédant des vents homogènes (Moffat & Robert 1994). De plus, ces «*blobs*» ont des conséquences non-négligeables lors de la collision de deux vents stellaires inhomogènes. En fait, le comportement de la collision dépend du «*facteur de remplissage*» qui décrit la concentration de «*blobs*» dans un vent (Lépine 1995). Si ce facteur est grand, les collisions de structures sont fréquentes puisque l'espace entre les «*blobs*» est restreint et la zone de choc ressemble à celle en présence de vents homogènes. Par contre, cette zone est moins stable parce que la densité des structures qui la produisent varie selon de courtes échelles de temps. À l'opposé, un petit facteur de remplissage implique que l'espace entre les «*blobs*» est plus grand et donc, que les collisions sont moins fréquentes. Une structure assez dense pourrait même traverser la zone de choc et atteindre la photosphère de l'autre étoile, causant du même coup un réchauffement local de la zone d'impact (Marchenko 2000). Les «*clumps*» sont identifiables et mesurables par la variabilité et le mouvement d'étroits profils d'émission superposés aux raies d'émission de l'étoile WR. Il est possible d'en tirer plusieurs informations comme par exemple, le taux auquel le vent stellaire accélère ainsi que l'étendue des régions où se forment les raies spectrales.

Le très dense vent des étoiles chaudes implique que le matériel en expansion est optiquement épais pour plusieurs transitions atomiques. Lorsque la densité de colonne des ions absorbants est suffisamment élevée, soit plus que $\sim 10^{15}$ ions/cm², les raies spectrales vont prendre l'allure d'un profil nommé «P Cygni» (figure 2-1). Ce profil est le résultat de l'expansion d'une couche (coquille) de matière autour de l'étoile. La partie en émission d'une raie P Cygni est due aux régions A, B, C et D de la coquille. Quant à elle, la portion absorption du profil est causée par la matière confinée dans une colonne devant l'étoile et qui s'approche plus ou moins parallèlement de l'observateur. Cette section de la coquille est la section ombragée (A) illustrée à la figure 2-1. Les profils P Cygni rencontrés dans le spectre d'une

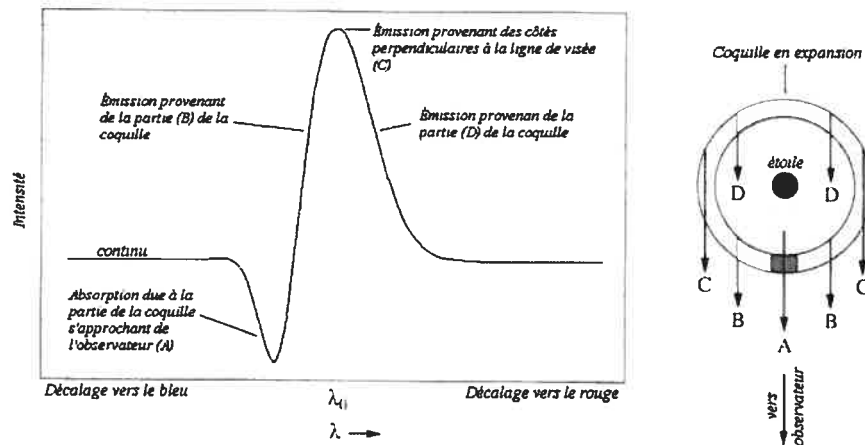


Figure 2-1: Raie spectrale de longueur d'onde central λ_0 montrant un profil P-Cygni (gauche). Ce profil est produit par une coquille de matière en expansion autour d'une étoile (droite). Tiré de ?

certaine étoile sont une indication que celle-ci subit une perte de masse significative causée, dans le cas des étoiles massives, par leurs puissants vents stellaires. En fait, le taux de perte de masse d'une étoile peut être calculé à partir de profils P-Cygni non-saturés bien que ce calcul soit sensible aux différentes quantités d'ions adoptées et parfois, mal connues. Pour ce faire, les profils observés sont comparés aux profils théoriques pour différentes distributions de densité d'ions. Lorsqu'observations et

théories s'accordent, les distributions des divers ions à l'intérieur du vent sont connues et de celles-ci, la densité du vent, puis le taux de perte de masse peuvent être calculés (Lamers & Cassinelli 1999). En plus, les vitesses terminales et la loi de vitesse peuvent être dérivées des profils P Cygni.

2.1 L'interaction entre deux vents stellaires

Usov (1992) a avancé une théorie analytique de la collision de vents stellaires pour le cas particulier d'un système binaire WR+O (voir figure 2-2). Le paramètre le plus important est le flux de la quantité de mouvement de chaque vent:

$$\rho v^2 = (\dot{M}v)/(4\pi r^2) \quad , \quad (2.4)$$

où r est la distance du centre de l'étoile. Approximativement, la surface de contact se trouve là où la composante normale du flux de la quantité de mouvement à la surface de la zone de choc est égale pour les deux vents. Il est donc possible de déduire une équation différentielle pour la surface de contact qui, physiquement, s'avère être un cône au sommet arrondi. De chaque côté de la surface de contact, il existe un front de choc pour chaque étoile. L'épaisseur de ce front dépend du taux de refroidissement du gas tout au long des parois du cône. L'épaisseur sera maximale si le flot est adiabatique et minimale, mais turbulent, s'il est isotherme. Juste avant la collision, si les deux vents stellaires atteignent la même valeur de $\dot{M}v_\infty$, alors la surface de contact sera un plan situé à mi-chemin entre les deux étoiles. En réalité, dans un système WR+O, l'étoile WR possède un taux de perte de masse qui est, typiquement, au moins 10 fois plus grand que celui de l'étoile O. La surface de contour prend l'allure d'un cône qui enveloppe cette dernière. Le demi angle d'ouverture de ce cône est approximé par la formule analytique

$$\Theta = 120^\circ \left(1 - \frac{\eta^{\frac{2}{5}}}{4}\right) \eta^{\frac{1}{3}} \quad , \quad (2.5)$$

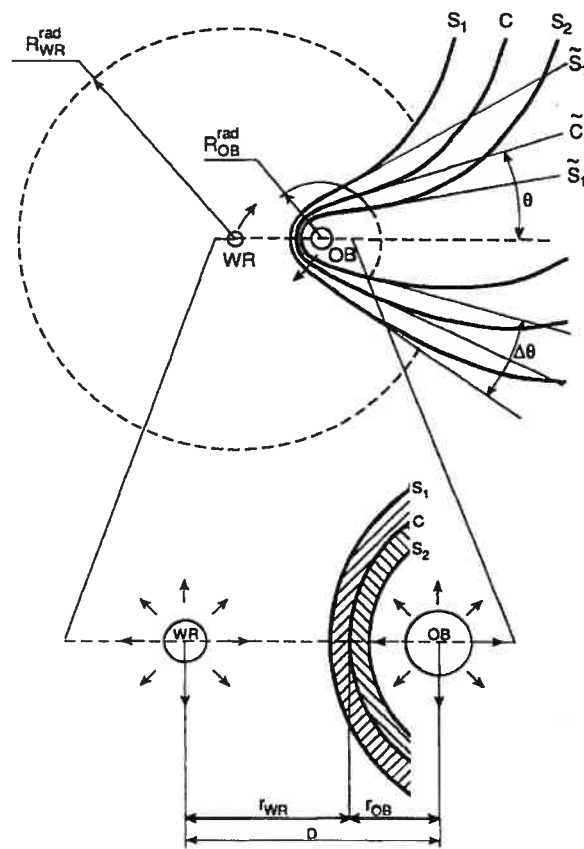


Figure 2-2: Représentation schématique du cône de choc créé par la collision de vents pour un système binaire WR + O. Les lettres C, S_1 et S_2 représente la surface de contact et les deux fronts de choc, pour l'étoile primaire et secondaire respectivement. Les trajectoires courbes reflètent l'effet du mouvement orbital. Tiré de Eichler & Usov (1993)

où

$$\eta \equiv (\dot{M}v)_2 / (\dot{M}v)_1 \quad (2.6)$$

Le lien mathématique entre Θ et η n'est pas physique, mais provient d'une interpolation qui fonctionne bien à l'intérieur de certaines limites. Dans l'intervalle $10^{-4} \leq \eta \leq 1$, cette fonction est précise à environ 1% (Eichler & Usov 1993). La tête de ce cône de choc est nommé point de stagnation et représente l'endroit où les vents entre en collision «*face-à-face*». Ceci survient à une distance

$$r_1 = D / (1 + \eta^{\frac{1}{2}}) \quad (2.7)$$

du centre de l'étoile possédant le plus fort vent ou bien, à un distance

$$r_2 = D\eta^{\frac{1}{2}} / (1 + \eta^{\frac{1}{2}}) \quad (2.8)$$

de l'étoile ayant le vent le plus faible. La quantité D équivaut à la somme de r_1 et r_2 et représente la séparation totale entre les centres des étoiles. Puisqu'à la tête du cône, la compression du gas est maximale, la température dans cette région est très élevée et peut atteindre, dans le cas d'un système binaire WR+O, $T \sim 10^7 K$ (Eichler & Usov 1993). Cette température correspond au domaine des rayons X et l'émission de ce type de radiation est observée, dans certains cas, à cet endroit du choc. Par ailleurs, la collision stellaire donne aussi naissance à de l'émission radio non-thermique. En tenant compte des pertes d'énergie thermique qui ont lieu à la tête du choc, il est possible de vérifier que la température, à cet endroit, est dans le domaine prédit par Eichler & Usov (1993). En effet, en considérant un scénario simplifié et une vitesse terminale typique pour ce type de binaire de $v_\infty \simeq 2000$ km/s, la température peut être estimée par l'équation suivante:

$$\frac{1}{2}m_{He}v^2 \simeq kT \quad , \quad (2.9)$$

où k est la constante de Boltzmann et $0.8 \lesssim \frac{v}{v_\infty} \lesssim 0.95$, selon la valeur de β utilisée. Pour le reste, la pression gazeuse élevée fait en sorte que l'expansion se fait rapidement le long des côtés du choc et à mesure que le gaz se refroidit, des raies d'émission se forment par processus de recombinaison.

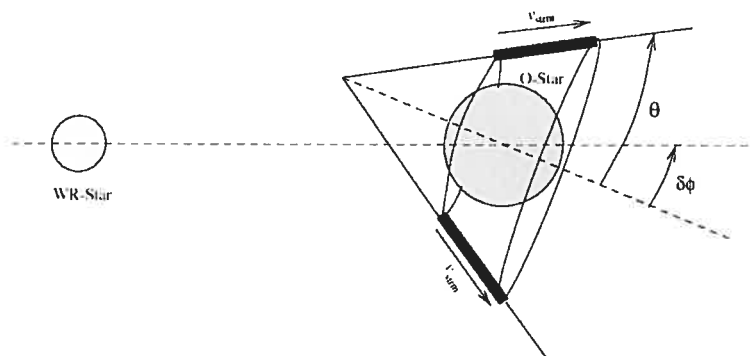


Figure 2-3: Modèle idéalisé de Lührs (1997) du cône d'émission formé par la collision de vents. Tiré de Bartzakos et al. (2001).

Lührs (1991, 1997) a élaboré un modèle simple et purement géométrique de la collision de vents stellaires. Ce dernier, illustré à la figure 2-3, constitue une bonne approximation pour les régions loin du point de stagnation. Lührs suppose que le plasma «coule» uniformément le long et autour du cône avec une vitesse constante, v_{strm} . De plus, le cône est incliné dans le plan orbital d'un angle $\delta\phi$, résultat des aberrations près de la tête du choc ainsi que de la courbure créée par la révolution des étoiles. Celle-ci n'est pas indiquée à la figure 2-3, mais elle est semblable à celle représentée à la figure 2-2. Par ailleurs, le modèle suppose que les diverses émissions proviennent de zones précises et restreintes. Pour mieux refléter la réalité, le modèle a été amélioré en supposant un cône avec des bras non pas infinitésimalement mince, mais plutôt d'une certaine épaisseur. De cette façon, les faces intérieure et extérieure ont des angles respectifs de θ_1 et θ_2 avec la bissectrice du cône et l'émission varie selon θ suivant l'expression $(\cos \theta_1 - \cos \theta)(\cos \theta - \cos \theta_2)$. Cette relation n'est pas physique de source, mais l'expression mathématique représente convenablement le phénomène. Hill et al. (2002) ont appliqué, avec succès, le modèle de Lührs d'une façon encore plus sophistiquée. Leur technique a permis de bien décrire la zone de collision de vents du système massif triple Θ Muscae.

CHAPITRE 3

Le projet: pourquoi WR127 ?

Depuis environ quinze ans, plusieurs systèmes binaires du ciel de l'hémisphère nord ont été étudiés spectroscopiquement à partir de l'Observatoire du Mont Mégantic (OMM). Hors, WR127, apparaissant au centre de la figure 3-1, demeure un des systèmes intéressants qui n'avait pas encore été examiné dans le contexte de la collision de vents. Ce système est composé de deux étoiles, une WR de type

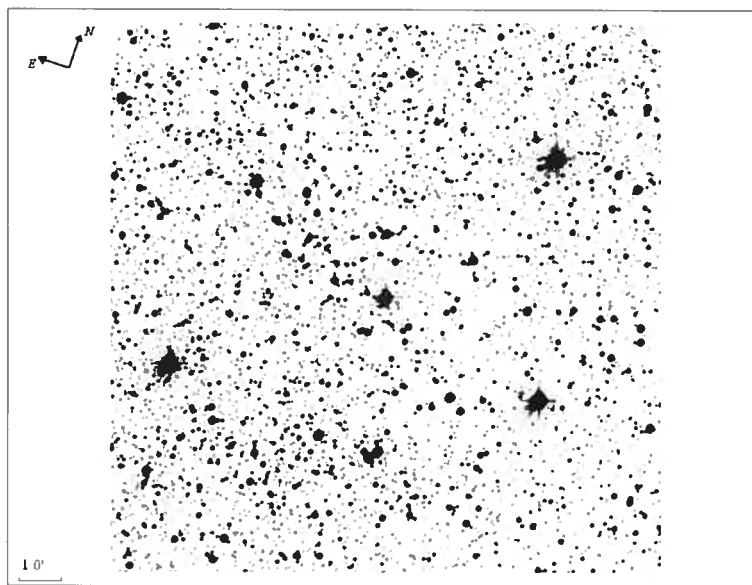


Figure 3-1: Image digitale du système binaire WR127, au centre, générée à partir de «*The Aladin Sky Atlas*»¹

¹<http://aladin.u-strasbg.fr/aladin.gml>

WN5 et une étoile O9.5V (Massey 1981). Sa période orbitale de 9.5550 jours nous permettait de le suivre convenablement pendant 3 à 4 cycles et ainsi, obtenir un bon échantillonnage en phase. Plusieurs études précédentes ont été faites sur des systèmes comprenant une WR de type WC, car ces étoiles montrent, dans leurs spectres, une raie d'émission de CIII «flat-top» facilement utilisable pour analyser le système et en déduire ses caractéristiques. L'absence d'une telle raie dans le spectre de WR127 rend l'analyse de la binaire plus complexe et par conséquent, représente un défi plus important. Le tableau 3-1 fait la comparaison entre WR127 et d'autres systèmes binaires WN+O galactiques. La quantité Δm affichée à la colonne 7 représente la différence des magnitudes visuelles de l'étoile O et de l'étoile WR: $\Delta m = M_v^O - M_v^{WR}$ (van der Hucht 2001). Les systèmes WR22, WR139, WR141, WR148, WR151, WR153ab et WR155 ont déjà été étudiés dans le contexte de la collision de vents stellaire. WR3 a été omis du tableau 3-1 puisqu'une étude récente, Marchenko et al. (2004), a démontré que les raies d'absorption, décalées vers le bleu, sont intrinsèques à la WR et que, par conséquent, il ne s'agit pas d'un système binaire. La même caractéristique s'observe chez WR25. Plusieurs autres systèmes sont des candidats potentiels de systèmes binaires, mais ils n'ont pas été inclus puisque la nature du compagnon de l'étoile WR n'est pas établie.

Ce n'est pas la première fois que WR127 est examiné spectroscopiquement. Il y a 60 ans, Hiltner (1945) fit une analyse du système binaire à partir de l'observatoire McDonald, au Texas. À cette époque, il croyait que WR127 était composé d'une étoile de type spectral WN5 avec un compagnon de type B. Les raies de la série de Balmer furent mesurées à l'aide d'un spectrographe Cassegrain, tout comme les raies d'émission HeII $\lambda 4686$, NV $\lambda 4603$ et NV $\lambda 4619$. Le tableau 3-2 résume les éléments dérivés lors de cet étude. Les paramètres trouvés sont la vitesse radiale du centre de masse, γ , la demi-amplitude des courbes de vitesses radiales, K et la période, P . Trente-six ans plus tard, Massey (1981) publia lui aussi les résultats

WR	nom/HD	type spectral	Période (jours)	v (mag)	M_V^{WR} (mag)	Δm (mag)	d (kpc)	z (pc)
12	Ve 5-5	WN8h+?	23.923	10.99	-5.48		5.04	-173
21	HD90657	WN5+O4-6	8.2546	9.76	-4.05	-1.09	3.88	-61
22	HD92740	WN7h+O9III-V	80.336	6.44	-6.69	+2.8	3.24	-48
29	MS 3	WN7h+O	3.16415	12.65	-5.41	-1.31	17.17	-303
31	HD94546	WN4+O 8	4.8306	10.69	-3.52	-0.57	4.05	1
43a	HD97950	WN6ha+?	3.7720	11.90	-7.30		10.1	-92
47	HD311884	WN6+O5V	6.2393	11.08	-4.16	-1.34	3.80	-15
97	HD320102	WN5+O7	12.595	11.14	-4.05	-1.89	4.52	-88
127	HD186943	WN5+O9.5V	9.5550	10.33	-3.99	+0.45	4.41	133
133	HD190918	WN5+O9I	112.4	6.70	-4.03	-2.05	2.14	77
138	HD193077	WN5+B?	1538	8.10	-3.88	-0.39	1.26	24
139	HD190918	WN5+O6III-V	4.212435	8.10	-5.24	-0.24	1.90	47
141	HD193928	WN5+O5V-III	21.6895	10.14	-3.86	+0.3	1.26	2
147	AS 431	WN8(h)+B0.5V	ELPB +2880	14.89	-5.48	+1.27	0.65	-4
148	HD197406	WN8h+B3IV/BH	4.317364	10.46	-5.48	-0.81	8.28	933
151	CX Cep	WN4+O5V	2.12687	12.37	-3.52	-1.40	5.70	138
153ab	GP Cep	WN6o+O3-6 (+B0I+B1V-III)	6.6884	9.08	-3.96	-1.1	2.75	-31
155	CQ Cep	WN6+O9II-Ib	1.6412436	8.75	-2.80	-2.79	2.75	-62

Tableau 3-1: Différents systèmes binaires WN+OB de la galaxie. Tiré des tableaux 18 et 28 de van der Hucht (2001)

Paramètres Orbitaux	B	WN5
γ (km/s)	10	115
K (km/s)	65	235
$M \sin^3 i$ (M_{\odot})	21.0	5.8
e	0.0 (adoptée)	
P (jours)	9.550	

Tableau 3-2: Paramètres orbitaux de WR127 obtenus spectroscopiquement par Hiltner (1945).

d'une analyse spectroscopique sur WR127. Selon l'auteur, WR127 était formée d'une WN4 et d'un compagnon de type O9V. Les observations furent menées au KPNO à l'aide d'un télescope coudé de 0.9 mètres et il examina les même raies que Hiltner (1945). Les éléments orbitaux ainsi que les paramètres dérivés de WR127 lors de l'étude sont présentés en détails au tableau 3-3.

Il était donc intéressant, étant donné l'instrumentation utilisée dans le passé, de reproduire le même type d'analyse avec de l'équipement plus perfectionné. De plus, Hiltner (1945) et Massey (1981) n'ont pas étudié la collision de vent dans WR127. Ceci représentait donc une motivation supplémentaire pour faire de la spectroscopie sur ce système binaire.

Éléments	O9V	WN4		
	Absorption	NV $\lambda 4603$	NV $\lambda 4619$	NV $\lambda 4945$
γ (km/s)	12 ± 3	57 ± 5	64 ± 8	146 ± 2
K (km/s)	99 ± 3	178 ± 7	200 ± 10	239 ± 3
T_0 (HJD)	2443789.24 ± 0.06	2443789.66 ± 0.06	2443789.44 ± 0.08	2443788.57 ± 0.02
$a \sin i$ (R_\odot)	18.6 ± 0.7	34 ± 1	38 ± 2	45 ± 1
σ (km/s)	32	38	53	19
$r_{WR}^L \sin i$ (R_\odot)	...	17	19	19
$r_O^L \sin i$ (R_\odot)	...	22	24	29
$M_{WR} \sin^3 i$ (M_\odot)	...	8	9	11
$M_O \sin^3 i$ (M_\odot)	...	14	18	27
P (jours)	9.5550 ± 0.0002			
e	0.0 (adoptée)			

Tableau 3-3: Paramètres orbitaux de WR127 obtenus à partir de différentes raies. Tiré de Massey (1981).

CHAPITRE 4

La prise de données

L'Observatoire du Mont Mégantic permet aux scientifiques et membres du centre de recherche de prendre des données dans le visible et le proche infrarouge. Le télescope est de type Ritchey-Chrétien et il est équipé d'un miroir de 1.6 mètres de diamètre. De plus, plusieurs instruments scientifiques peuvent y être ajoutés et utilisés à différentes fins. De ce fait, il est possible de faire de la polarimétrie, de l'imagerie et de la spectroscopie dans le visible; cette dernière technique étant celle utilisée pour ce projet de maîtrise.

4.1 Les observations en détails

Les missions d'observations ont eut lieu au cours de l'été 2004. Au total, 36 nuits ont été allouées au projet, mais malheureusement la météo ne s'est pas montrée très clémente. Ainsi, 23 spectres ont été obtenus pendant la période d'observation au télescope. Le tableau 4-1 les résume. La phase zéro est définie comme la conjonction inférieure de l'étoile Wolf-Rayet; i.e. lorsque celle-ci se trouve entre l'étoile O et l'observateur, à une distance minimale de ce dernier.

Dates (EDT)	HJD (2 450 000 +)	ϕ	Dates (EDT)	HJD (2 450 000 +)	ϕ
17/18 juin	3174.67	0.248	4/5 juillet	3191.64	0.030
21/22 juin	3178.62	0.669	6/7 juillet	3193.60	0.239
21/22 juin	3178.71	0.669	6/7 juillet	3194.58	0.344
23/24 juin	3180.60	0.878	24/25 juillet	3211.60	0.123
23/24 juin	3180.81	0.878	24/25 juillet	3211.72	0.123
24/25 juin	3181.65	0.983	25/26 juillet	3212.58	0.228
27/28 juin	3184.81	0.297	25/26 juillet	3212.83	0.228
28/29 juin	3185.62	0.402	26/27 juillet	3213.58	0.332
30 juin/1 juillet	3187.61	0.611	26/27 juillet	3213.77	0.332
30 juin/1 juillet	3187.79	0.611	29/30 juillet	3216.59	0.646
3/4 juillet	3190.61	0.925	29/30 juillet	3216.84	0.646
3/4 juillet	3190.78	0.925			

Tableau 4-1: Journal de bord des observations de WR127 prises à l'été 2004.

4.1.1 Le spectrographe

Le spectrographe f/8 de l'Observatoire du Mont Mégantic (OMM) a été conçu par Perkin-Elmer Corp., Applied Optics Division. Une série d'améliorations techniques lui ont été apportées en 2004; toutes les composantes ont été motorisées et encodées facilitant ainsi son l'utilisation. La figure 4-1 montre les deux faces de l'appareil ainsi que ses composantes. Le spectrographe est installé sous la bonnette du télescope. Il est possible d'obtenir une image de la lumière réfléchiée par les deux lames de la fente par laquelle elle entre à l'aide de la caméra d'acquisition de champ fabriquée par l'Institut Nationale d'Optique. Par la suite, la lumière traverse un filtre (facultatif) qui sert à éliminer les ordres spectraux non-désirés par les

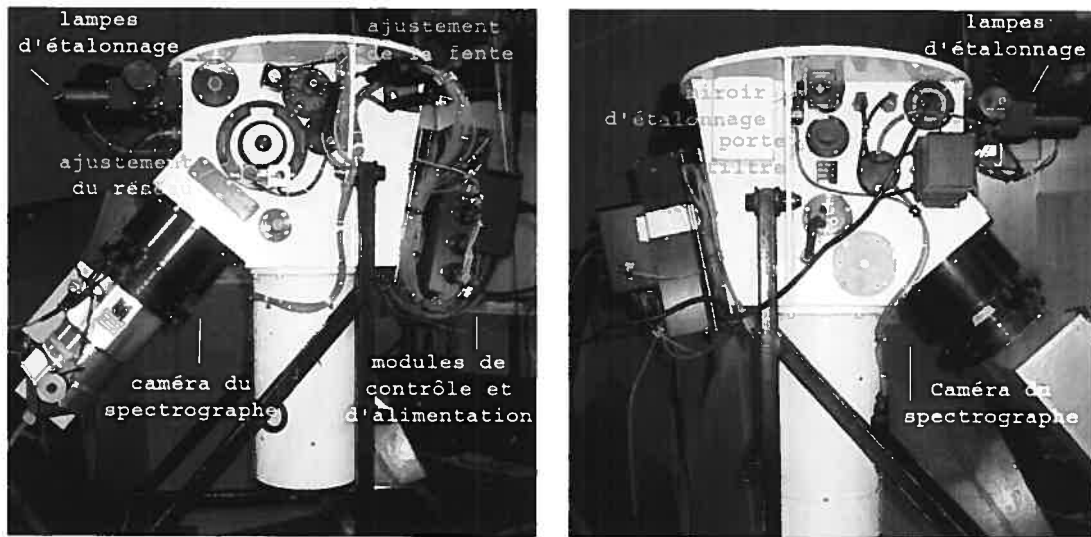


Figure 4-1: Configuration mécanique externe du spectrographe de l'Observatoire du Mont-Mégantic.

observateurs. Puisque le temps de pose est déterminé par le contrôleur du CCD et par l'obturateur du cryostat, l'obturateur du spectrographe demeure toujours ouvert. La lumière frappe ensuite un miroir parabolique appelé collimatrice. Ce miroir hors-axe est aluminisé et possède une longueur focale de 720 millimètres. Cette collimatrice projette alors un faisceau parallèle de 90 millimètres de diamètre vers le réseau, qui lui, disperse la lumière. Ce dernier est interchangeable. La caméra du spectrographe crée ensuite une image, réduite d'un facteur ~ 5 , de la fente sur le détecteur CCD. Trois lampes de calibration sont disponibles pour étalonner les spectres. Il s'agit des lampes de Cuivre-Argon, de Hélium-Argon et de Néon. Une représentation du design interne du spectrographe est illustrée à la figure 4-2. Le détecteur de lumière utilisé est un CCD EEV de 2048 X 4024 pixels. Brièvement, un CCD (Charge-Coupled Device) sert à convertir la lumière en signal électrique. Donc, les photons captés par les multiples cellules du CCD sont convertis en électrons; plus une cellule capte de lumière, plus le signal électrique qu'elle produit est intense. L'efficacité de cette conversion est malheureusement

inférieure à 100% et dépend aussi de la longueur d'onde. De cette façon, l'image est digitalisée et il est alors plus facile et efficace de l'analyser. Cependant, l'énergie thermique emmagasinée dans le détecteur crée un courant artificiel et additionnel appelé «*Dark Current*». Avec le temps, des électrons sont créés, indépendamment de la lumière reçue par le CCD. Ces électrons sont alors considérés comme un signal et, par conséquent, dénaturent les résultats. De plus, cette augmentation du signal engendre aussi des fluctuations statistiques nommées «*Dark Current Noise*». Pour réduire cet effet et pour obtenir de meilleurs résultats; refroidir le CCD est essentiel. C'est pour cette raison que le détecteur est monté dans un cryostat permettant de maintenir sa température à -105°C à l'aide d'azote liquide.

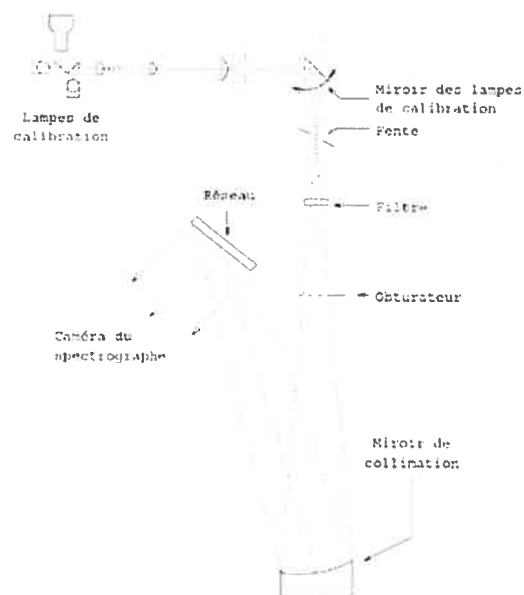


Figure 4-2: Trajet que suit la lumière à l'intérieur du spectrographe.

4.1.2 La configuration

Le télescope et le spectrographe offrent aux observateurs la possibilité de configurer le chemin optique de façon à obtenir des résultats bien précis. Ainsi, l'objectif de la mission à l'OMM était d'obtenir des spectres atteignant un rapport S/B d'au moins 100 par pixel (ce qui correspond à une incertitude en intensité de $\pm 1\%$) dans un intervalle de 4000 à 5000 Å. Pour ce faire, nous avons effectué des séries de trois poses consécutives d'environ dix minutes d'exposition chacune, au lieu d'une seule de trente minutes, afin de pouvoir éliminer, par filtrage médian, les rayons cosmiques. Nous avons aussi utilisé le réseau 830-2 traits par millimètre (voir figure 4-3) et le filtre Bg38. Avec cette configuration, il nous a été possible de couvrir une plage en longueur d'onde de ~ 3680 à ~ 6050 Å en jouissant d'une dispersion de 0.58Å par pixel et d'une résolution effective d'environ 1.8 pixels. Cette résolution est donnée par la moyenne de la largeur à demi-hauteur des raies de la lampe d'étalonnage; elle est mesurée en ajustant la fente du spectrographe à sa largeur optimale. La largeur est optimisée en comparant la projection de celle-ci sur le détecteur avec la résolution du CCD, i.e. la taille des pixels (13.5 mm). La largeur de fente optimale est celle qui permet de couvrir 2 pixels. Le réseau 830-2 traits par millimètre est, quant à lui, optimisé dans le bleu.

4.2 La réduction des données

La réduction et l'extraction des données spectrales ont été faites selon la procédure standard (soustraction du bias, correction par les «*flat-field*», extraction de 2D à 1D, calibration en longueur d'onde, redressement, etc.) en utilisant le logiciel d'analyse IRAF. Comme une observation consiste en trois poses de dix minutes, chaque pose a été réduite et extraite indépendamment. Puis, elles ont été

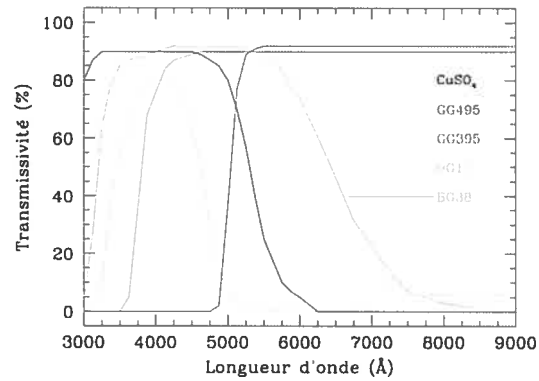


Figure 4-3: Transmissivité du filtre Bg38 selon la longueur d'onde.

combinées juste avant l'étape consistant à redresser le spectre afin d'atteindre les S/B recherché. La calibration de pixels aux longueurs d'onde fût effectuée à partir de la lampe de comparaison Helium-Argon. Une fois le spectre redressé, l'analyse spectrale débuta et ses détails et résultats sont décrits plus bas au chapitre 5.

CHAPITRE 5

Les résultats

5.1 Le spectre de WR127

La figure 5-1 montre le spectre moyen de WR127. Ce dernier, très représentatif des spectres typiques de WR, montre plusieurs raies d'émission, la plus intense étant HeII $\lambda 4686$. À l'extrémité bleue du spectre se trouve les raies en absorption de la série de Balmer ainsi que deux raies de HeI. Bien que cette portion du spectre soit la plus bruitée en raison de l'instrumentation utilisée, certaines des raies de la série conviennent à l'analyse du système. Évidemment, les raies qui apparaissent dans un spectre, en absorption comme en émission, sont le reflet des différentes sources de radiation présentes à l'intérieur du système. Par conséquent, l'analyse de la binaire se fait à partir de ces raies, chacune d'entre elles donnant une information spécifique. Ainsi, il est possible d'isoler l'orbite de l'étoile O et de la WR en plus de sonder l'excès d'émission provenant de la collision des vents stellaires.

5.1.1 La classification spectrale de WR127

Bien que la classification spectrale du système binaire WR127 apparaît dans différentes publications antérieures (Hiltner (1945), Massey (1981), Lamontagne

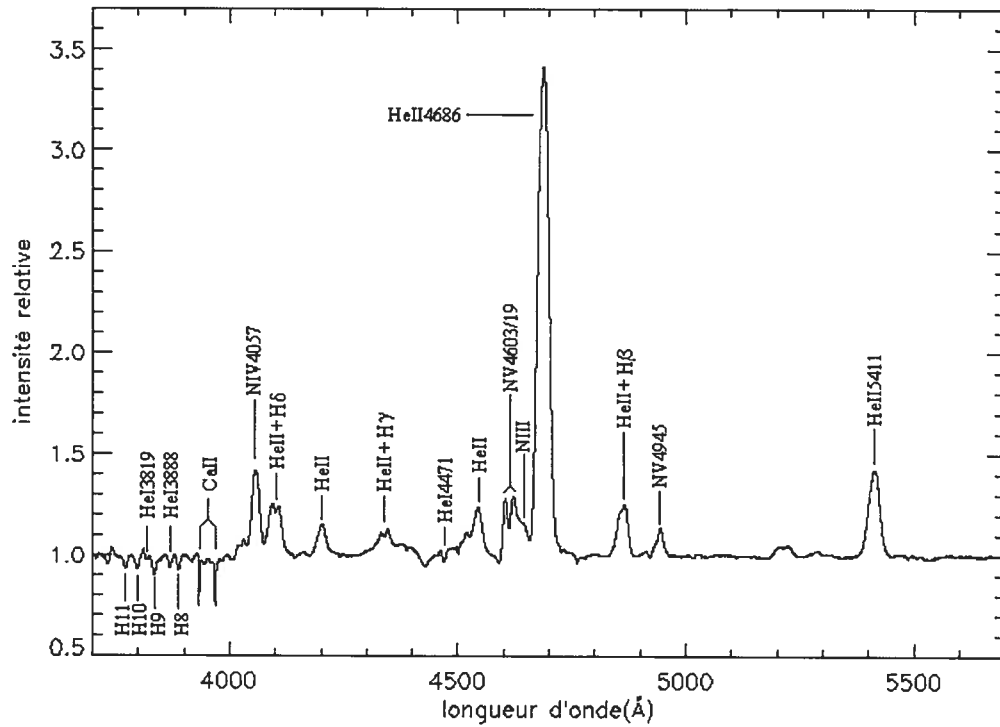


Figure 5-1: Le spectre moyen du système binaire WR127. Les raies utilisées dans l'analyse sont mises en évidence. La raie He I $\lambda 3888$ est la composante en absorption d'un profil P Cygni provenant de la WR. Les autres raies d'absorption He I $\lambda 3819$ et He I $\lambda 4471$ viennent de la photosphère de l'étoile O.

et al. (1996), van der Hucht (2001)), il ne semble pas y avoir consensus sur le type spectral de la WR en présence. En effet, certains la classent comme WN3 ou WN4, alors que d'autres la considèrent comme WN5. En utilisant les techniques de Smith et al. (1996) et les spectres pris à l'OMM, tout indique que le type spectral de l'étoile WR est WN5₀, sans hydrogène. L'autre étoile, quant à elle, est de type O9.5V (Hiltner 1945; Massey 1981; van der Hucht 2001). Les raies qui ont été utilisées pour effectuer la classification de la WR sont les raies d'azote NIV $\lambda 4057$, NV $\lambda 4603$ et NIII $\lambda 4640$.

5.1.2 Les raies provenant de l'étoile O

Comme il est possible de voir sur la figure 5-1, plusieurs raies peuplent le spectre de WR127. Cependant, toutes ne proviennent pas de la même étoile, comme mentionné précédemment. Les raies d'absorption H8, H9, H10 et H11 de la série de Balmer proviennent de l'étoile O et elles ont été utilisées (à l'exception de H8 qui est relativement serré avec HeI $\lambda 3888$, voir section la 5.3.2) pour déterminer l'orbite de cette dernière. Les autres raies formant la série de Balmer, de H δ à H β , sont superposées à de fortes raies d'émission provenant de la WR et donc, sont trop perturbées pour en déduire l'orbite de l'étoile de la série principale. De plus, la raie H ϵ est superposée à la raie IS de CaII-H et ne sera pas prise en considération.

5.1.3 Les raies provenant de la Wolf-Rayet

Les raies d'émission présentes dans le spectre viennent de la Wolf-Rayet et l'existence de ces raies représentent une particularité de ce type d'étoile. Les raies d'azote NV $\lambda 4945$, NV $\lambda 4603$ et NV $\lambda 4619$ ont été choisies pour calculer l'orbite de

l'étoile WN5. Ces raies sont assez nettes et intenses pour qu'il soit facile d'y mesurer les vitesses radiales et, contrairement à la raie HeII $\lambda 4686$, elles ne présentent pas d'évidence concernant l'excès d'émission. L'émission de l'ion NIV $\lambda 4058$, bien qu'intense et non-affectée par la collision de vents, n'a pas été utilisée, car la dispersion des données provenant de cette raie est approximativement le double de celles des trois raies de NV nommées ci-dessus. Ceci est une conséquence de l'instrumentation utilisée. Effectivement, plus la longueur d'onde est petite, plus le spectre est bruité et donc, puisque la raie NIV $\lambda 4058$ se situe à une longueur d'onde plus courte que les raies de NV, la dispersion des vitesses radiales extraites de celle-ci est plus grande que pour les 3 autres raies, situées plus vers le «rouge». Par ailleurs, Massey (1981) et Hiltner (1945) ont tous deux analysé WR127 en se servant de ces mêmes trois raies de NV. De toute évidence, les techniques d'observations se sont depuis améliorées, mais il n'en demeure pas moins que leurs résultats peuvent être comparés à ceux obtenus dans l'étude présente. Pour ce qui est des autres raies d'émission en présence, leurs profils sont, pour la plupart, juxtaposés à des profils d'absorption et/ou à d'autres profils d'émission, ce qui rend leur analyse plus difficile et influence négativement les résultats et leurs interprétations.

5.1.4 L'excès d'émission

Dans un système binaire massif comme WR127, la collision des vents stellaires crée une troisième source d'émission absente chez les étoiles simples. C'est pourquoi ce phénomène est considéré comme un excès d'émission. Cet excès est d'ailleurs visible dans le spectre des WR superposé à certaines raies. Dans le cas présent, l'excès est surtout visible au sommet de la raie HeII $\lambda 4686$ et apparaît comme une bosse se déplaçant d'une aile à l'autre de la raie. Cette raie d'hélium est de loin la plus intense de tout le spectre et l'absorption du compagnon O9.5V est faible à

cette longueur d'onde. Ceci est dû au fait que l'étoile O, de type tardif, contient surtout de l'hélium sous la forme de HeI. Par conséquent, HeII $\lambda 4686$ représente la raie la moins affectée et puisqu'elle est la plus forte, ceci met en évidence l'excès d'émission. En théorie, d'autres raies peuvent montrer le même phénomène sauf que celles-ci sont nettement plus faibles et, parfois, plus affectées par l'absorption. Face à une telle situation, le mouvement de l'excès est plus difficile à suivre et à analyser. De plus, différentes études spectroscopiques sur d'autres systèmes WR+O montre que les raies hautement ionisées comme NV $\lambda 4603/19$, $\lambda 4945$ et NIV $\lambda 4058$ ne sont pas perturbées par l'excès d'émission.

5.2 Les orbites des étoiles

Comme mentionné à la section 3, la période orbitale de la binaire est de 9.5550 jours et cette dernière fût adoptée de publications précédentes; notamment de Massey (1981) qui lui même utilisa les résultats de différentes études pour calculer cette valeur. Les paramètres orbitaux du système binaire sont trouvés à partir des courbes de vitesses radiales tracées pour les deux étoiles. Ces vitesses sont calculées en utilisant les raies mentionnées aux sections 5.1.2 et 5.1.3. Les vitesses radiales de la WR et de l'étoile O ont été obtenues en superposant un profil gaussien à chacune des raies d'émission (WR) et d'absorption (O). Cette superposition a été effectuée à l'aide d'un code programmé dans le langage informatique IDL. La longueur d'onde centrale de chaque raie qui découla de cette superposition et son incertitude furent analysées selon la méthode «*Dopplérienne*» et ainsi, une vitesse radiale et l'erreur sur cette vitesse furent calculées pour chacune des raies dans chacun des spectres. Il fût possible d'utiliser le profil gaussien puisque les raies d'émission sont bien définies, de forme quasi-gaussienne et ne sont pas «*noyées*» dans le bruit. Cependant, en ce qui concerne les raies d'absorption de la série de Balmer, la

ϕ	Vitesses Radiales (km/s)		
	NV λ 4603	NV λ 4619	NV λ 4945
0.248	189.3±7.9	258.0±11.3	113.0±20.9
0.669	-181.2±3.8	-105.1±9.5	-195.4±7.6
0.669	-174.7±3.9	-75.6±10.0	-157.6±7.6
0.878	-121.5±2.7	-75.3±8.6	-156.8±5.7
0.878	-98.4±3.7	-77.4±7.1	-120.9±7.4
0.983	-39.8±6.0	-28.8±7.5	-59.5±6.2
0.297	197.5±6.9	228.1±6.4	133.0±7.5
0.402	105.3±7.1	162.2±6.5	68.7±8.3
0.611	-150.5±2.7	-56.6±11.0	-152.7±7.3
0.611	-166.7±2.7	-72.3±8.1	-174.9±5.7
0.925	-73.5±2.0	-31.2±10.0	-174.9±5.7
0.925	-54.7±2.8	-8.7±9.8	-97.2±6.9
0.030	36.0±1.9	101.0±6.9	-100.8±7.1
0.239	162.3±2.8	211.3±3.9	9.8±6.5
0.344	126.8±4.6	196.6±6.6	144.7±7.5
0.123	136.9±3.7	180.5±2.0	110.7±10.7
0.123	146.6±2.4	179.2±3.0	133.7±5.0
0.228	197.3±2.5	231.3±4.8	93.3±7.3
0.228	182.0±3.1	222.4±5.0	163.3±7.3
0.332	175.3±2.8	215.8±4.5	157.7±6.8
0.332	136.7±3.0	218.9±8.6	138.2±9.0
0.646	-144.4±2.9	-63.6±9.5	-142.3±5.1
0.646	-158.9±3.4	-74.0±8.1	-148.8±5.5

Tableau 5-1: Les vitesses radiales de la WR en fonction des raies utilisées pour les calculer. La phase est calculée comme au tableau 4-1, i.e. lors de la conjonction inférieure.

ϕ	Vitesses Radiales (km/s)		
	H9	H10	H11
0.248	-28.3±14.1	-88.9±16.4	-23.0±18.1
0.669	81.0±11.6	116.3±18.3	200.6±14.8
0.669	74.4±15.8	112.65±19.4	212.5±16.6
0.878	135.5±10.0	89.9±13.9	177.2±11.8
0.878	68.9±13.1	18.0±11.7	173.9±11.2
0.983	-11.3±16.0	2.5±15.5	117.8±14.7
0.297	-29.1±48.8	30.4±20.2	34.9±20.1
0.402	-79.0±17.8	106.0±36.2	184.7±38.9
0.611	-12.1±20.5	101.8±27.8	193.3±19.8
0.611	41.3±22.5	99.2±17.2	168.9±17.7
0.925	22.5±18.0	144.9±17.0	172.7±16.9
0.925	28.7±12.0	88.0±20.1	152.5±16.2
0.030	-37.6±16.1	139.7±21.9	148.6±20.6
0.239	-138.5±13.8	-20.0±28.2	91.2±25.9
0.344	-119.7±18.8	44.9±48.7	48.0±32.5
0.123	-66.4±9.4	-101.1±12.3	60.2±17.8
0.123	-52.7±12.0	-99.8±11.7	71.0±21.4
0.228	-66.1±9.3	-156.9±12.6	31.8±21.7
0.228	-116.8±6.8	-139.9±19.5	63.5±19.7
0.332	-64.3±8.1	-144.1±18.6	51.2±26.8
0.332	-86.8±11.8	-124.3±18.7	48.9±26.9
0.646	39.3±18.9	21.1±32.3	89.8±31.1
0.646	200.3±27.6	215.6±35.9	128.1±49.4

Tableau 5-2: Les vitesses radiales de l'étoile O en fonction des raies utilisées pour les calculer.

La phase est calculée comme au tableau 4-1, i.e. lors de la conjonction inférieure.

situation est quelque peu différente. Ces raies, d'une plus faible intensité, se retrouvent à l'extrémité bleue du spectre et sont parfois plus «bruitées» d'un spectre à l'autre. Quoiqu'il en soit, des profils gaussiens ont tout de même été superposés aux raies puisque l'autre technique utilisée (la corrélation croisée) engendrait des incertitudes sur les vitesses radiales beaucoup trop grandes pour être réelles. Les vitesses radiales obtenues suite à ces calculs sont affichées aux tableaux 5-1 et 5-2. Les raies d'absorption H9 ($\lambda_0 = 3835.386$), H10 ($\lambda_0 = 3797.900$), H11 ($\lambda_0 = 33770.632$) de la série de Balmer furent utilisées pour l'étoile O9.5V, alors que les raies d'émission NV $\lambda 4603$ ($\lambda_0 = 4603.20$), NV $\lambda 4619$ ($\lambda_0 = 4619.40$), NV $\lambda 4945$ ($\lambda_0 = 4944.46$) furent sélectionnées pour l'étoile WN5. De ces vitesses, les paramètres orbitaux furent calculés individuellement pour chaque raie à l'aide du code écrit par Bertiau & Grobber (1969). Les courbes théoriques reliant les vitesses aux paramètres orbitaux sont décrites par les expressions suivantes:

$$RV_{WR} = \gamma_{WR} + K_{WR}(\cos(\omega + v) + e \cos(\omega)) \quad (5.1)$$

$$RV_O = \gamma_O - K_O(\cos(\omega + v) + e \cos(\omega)) \quad (5.2)$$

La phase zéro survient à la conjonction inférieure et ceci se produit lorsque $\omega + v = \pi/2$ dans les équations ci-dessus. Celles-ci varient en fonction de la vitesse radiale du centre de masse, γ_i , de la demi-amplitude des courbes de chaque composante, K_i , de la distance angulaire entre le noeud ascendant et le périastre, ω , de l'excentricité, e et de l'anomalie vraie, v . Une fois ces paramètres calculés individuellement pour chaque raies, les vitesses radiales ont été soustraites par leurs vitesses γ respectives. Ceci a été fait afin de «centrer» chaque ensemble de vitesses à 0 km/s pour pouvoir convenablement effectuer la moyenne des trois raies de Balmer et des trois raies de NV. La variabilité des γ d'une raie à l'autre ne peut pas s'expliquer simplement. D'abord, les raies formées dans le plasma chaud et en expansion autour d'une étoile WR seront presque toujours décalées vers le rouge puisque les ions (dans le vent) «voient» la source de radiation s'éloigner d'eux. De plus, le profil d'une raie peut être affecté par le fait que l'étoile elle-même cache une

partie du vent, soit physiquement, soit par des effets d'opacité (surtout pour les parties de l'autre côté de l'étoile). Par ailleurs, il y a aussi une possibilité qu'une diffusion se produise le long de la ligne de visée engendrant la création d'une absorption P Cygni. En d'autres occasions, c'est la superposition de plusieurs raies sur un continu incliné ou sur une autre raie qui rend l'analyse difficile. Tous ces effets influencent l'allure du profil et aussi la détermination de la longueur d'onde centrale. Malgré tout, c'est la variation des vitesses radiales selon l'orbite qui est primordiale et non la valeur de γ . Cette dernière quantité peut prendre des valeurs différentes dépendamment de la technique utilisée et/ou du profil adopté, mais comme les vitesses radiales sont toutes calculées en utilisant une seule et unique méthode, les différences entre les γ ne sont pas physiquement importantes. Donc, en centrant tous les ensembles de données à 0 km/s et en effectuant la moyenne comme expliquée plus haut, deux nouveaux ensembles de données sont créés, un pour l'étoile O9.5V et un pour l'étoile WN5. Ces derniers ont été individuellement fournis au code et les paramètres qui furent déterminés sont présentés au tableau 5-3. Ici, T_0 est le temps de passage au périastre.

Paramètres Orbitaux	O9.5V	WN5
	raies Balmer H9, H10, H11	raies NV $\lambda 4603, \lambda 4619, \lambda 4945$
γ (km/s)	0.21 ± 5.19	0.05 ± 2.05
K (km/s)	90.91 ± 6.83	176.81 ± 3.12
T_0 (HJD)	2453213.64 ± 0.31	2453212.97 ± 0.03
e	0.20 ± 0.08	0.04 ± 0.02
ω ($^\circ$)	161.97 ± 24.25	13.49 ± 25.36
P (jours)	9.5550 ± 0.0002 (adoptée)	

Tableau 5-3: Paramètres orbitaux de WR127 obtenus à partir de la moyenne des raies de Balmer(H9, H10, H11) et de la moyenne des raies d'émission NV ($\lambda 4603, \lambda 4619, \lambda 4945$) .

Le code de Bertiau & Grobben offre la possibilité de calculer les paramètres orbitaux simultanément à partir des vitesses radiales de l'étoile O et de la WR dans le but d'obtenir un seul ensemble de paramètres décrivant la binaire. Pour ce faire, les deux ensembles de données furent conjointement fournis au code de Bertiau & Grobben. Il est à noter que dans diverses publications antérieures portant sur WR127, une orbite circulaire a été adoptée. Pour justifier ce choix, l'excentricité fût laissée libre lors de la première utilisation de l'algorithme et les valeurs obtenues pour e sont affichés au tableau 5-4. Les valeurs trouvées par l'algorithme à partir

Raies Utilisées	H9	H10	H11	NV λ 4603	NV λ 4619	NV λ 4945
e	0.48 ± 0.21	0.50 ± 0.20	0.56 ± 0.08	0.06 ± 0.03	0.01 ± 0.02	0.05 ± 0.04

Tableau 5-4: Les excentricités calculées par le code de Bertiau & Grobben à partir de différentes raies.

des raies d'émission de la WR sont toutes, à l'intérieur de leurs incertitudes, plus petites que 0.05 et très près de zéro. Les excentricités déterminées à partir des vitesses radiales de l'étoile O sont beaucoup plus grandes et peuvent s'expliquer par la moins bonne qualité des données. Comme mentionné plus haut, la région du spectre où se trouvent les raies de Balmer est plus bruitée et donc la superposition des profils gaussiens se fait parfois de façon équivoque. Par conséquent, la dispersion des vitesses radiales autour de la «*ligne*» théorique est plus prononcée dans le cas de l'étoile O. Face à cette situation, le code de Bertiau & Grobben arrive à ajuster une courbe de plus grande excentricité aux données puisqu'une plus grande dispersion le lui permet. De plus, il a fallu diminuer, dans le cas des raies H9 et H10, la précision recherchée par l'algorithme, sans quoi, ce dernier ne convergerait pas. Par ailleurs, les vitesses provenant de la raie NIV λ 4057 impliquent une excentricité nulle puisque l'incertitude sur celle-ci est supérieure à sa propre valeur ($e = 0.049 \pm 0.054$), tout comme pour la raie NV λ 4619. Pour cette raison et parce que les données provenant des raies d'émission de la WR sont plus fiables, il est donc raisonnable de supposer que l'excentricité du système

binaire est très petite et ainsi d'adopter $e = 0.0$ pour simplifier le traitement des données. Ainsi, les paramètres finaux trouvés par l'algorithme, présentés au tableau 5-5, ont été employés dans les équations 5.1 et 5.2 pour tracer une courbe théorique à travers chaque ensemble de données et ainsi obtenir l'orbite définitive de chacune des composantes. E_0 représente le temps de la conjonction inférieure, i.e. là où la WR passe devant l'étoile O par rapport à la ligne de visée de l'observateur. La

Paramètres Orbitaux de WR127	
γ (km/s)	0.0 (adopté)
K (km/s)	99 ± 4 (O9.5V) 177 ± 5 (WN5)
E_0 (HJD)	2453220.1 ± 0.1
e	0.0 (adoptée)
ω ($^\circ$)	270 (adopté)
P (jours)	9.5550 ± 0.0002 (adoptée)

Tableau 5-5: Paramètres orbitaux de WR127 calculés à partir de la moyenne des raies de la WN5, des raies de la série de Balmer de l'étoile O9.5V et de $e \equiv 0$.

figure 5-2 présente les courbes de vitesses radiales des deux composantes, centrées à 0 km/s et tracées à partir des paramètres orbitaux apparaissant au tableau 5-5. À titre de comparaison, des courbes en pointillés ont été tracées en fonction de l'excentricité trouvée à partir des raies de Balmer (moyenne des vitesses individuelles). À première vue, il est évident que cette excentricité ne peut s'appliquer à WR127, car les vitesses radiales de la WN5 ne peuvent être décrites par une orbite si excentrique. De plus, comme l'indiquent les barres d'erreurs, ces données sont de meilleure qualité. Ceci vient donc confirmer l'adoption d'une excentricité nulle pour ce système binaire. Les paramètres affichés au tableau 5-5 permettent aussi de calculer d'autres caractéristiques du système. Même si certaines quantités sont encore inconnues, les équations 5.3, 5.4 et 5.5 aident à déterminer les masses et les séparations des deux composantes en fonction de l'inclinaison orbitale

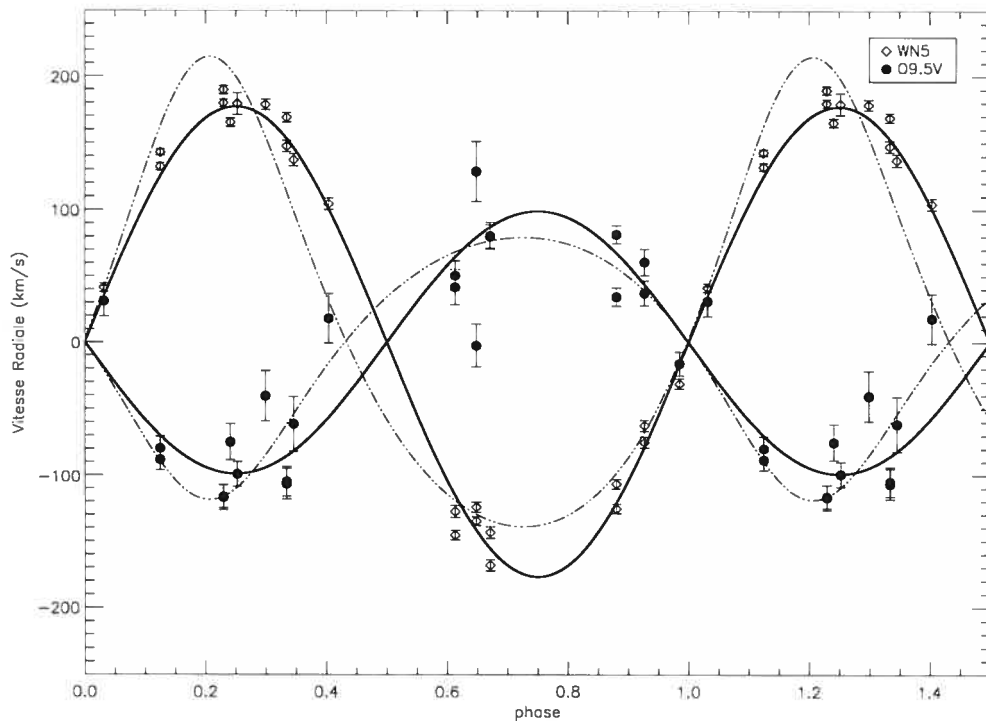


Figure 5-2: Courbes de vitesses radiales calculées à partir des raies de Balmer (H9, H10 et H11) pour l'étoile O et des raies NV $\lambda 4603$, NV $\lambda 4619$ et NV $\lambda 4945$ pour la WR. Les courbes en pointillées ont été tracées à partir de l'excentricité déterminée à l'aide des raies de Balmer ($e = 0.20 \pm 0.08$).

(tableau 5-6); cette dernière sera discutée dans les sections suivantes.

$$(M_{WR} + M_O) \sin^3 i = \frac{(K_{WR} + K_O)^3 P}{2\pi G} , \quad (5.3)$$

$$\frac{M_{WR}}{M_O} = \frac{K_O}{K_{WR}} , \quad (5.4)$$

$$a_* \sin i = \frac{K_* P}{2\pi} . \quad (5.5)$$

Caractéristiques de WR127	
$M_{WR} \sin^3 i (M_\odot)$	7.5 ± 0.6
$M_O \sin^3 i (M_\odot)$	13.4 ± 1.0
$a_{WR} \sin i (R_\odot)$	33.4 ± 1.0
$a_O \sin i (R_\odot)$	18.7 ± 0.8

Tableau 5-6: Les masses des étoiles ainsi que leurs séparations orbitales respectives calculées à partir des paramètres orbitaux.

Les résultats présentés au tableau 5-6 sont très près de ceux trouvés par Hiltner (1945) et Massey (1981) (voir le chapitre 3). Par contre, il existe un plus grand écart avec l'étude de Hiltner, mais ceci peut s'expliquer par l'amélioration des techniques d'observation depuis 1945.

5.3 Analyse de la collision de vents stellaires

5.3.1 La raie HeII $\lambda 4686$: miroir de la collision

La collision des vents stellaires de WR127 constitue une source de radiation absente chez les étoiles simples. Cet excès d'émission est apparent sur quelques raies du spectre, mais, dans le cas présent, il est particulièrement visible sur la raie HeII $\lambda 4686$ ($\lambda_0 = 4685.682 \text{ \AA}$). Cette dernière est la plus intense de tout le spectre et la moins perturbée par la faible absorption de l'étoile O (voir la section 5.1.4). C'est pour cette raison qu'il est plus facile d'y sonder le mouvement de l'excès selon la phase orbitale. Pour isoler cette radiation additionnelle, un profil de base de la raie HeII $\lambda 4686$ fût établi, puis soustrait de chaque spectre. Cette méthode consiste à amener chacun des spectres dans le référentiel de l'étoile Wolf-Rayet à partir des vitesses radiales interpolées de la courbe orbitale. Une fois cette étape complétée, les spectres sont superposés et un profil de base de la raie peut y être déterminé. La détermination de ce profil, surtout pour la raie HeII $\lambda 4686$, n'est pas synonyme de simplicité ou même, d'unicité. Il a été choisi de manière à faire ressortir, le plus fidèlement possible, l'allure attendue de l'excès d'émission (voir Lührs (1997)). Par surcroît, il est probablement peu affecté par les éclipses atmosphériques, car $i \ll 90^\circ$. L'inclinaison orbitale sera abordée plus bas. Évidemment, connaître la forme de la raie non-perturbée serait idéal, mais puisque celle-ci est inconnue, il est nécessaire de choisir un profil de base qui introduit le moins de structures artificielles lors de la soustraction plutôt que de faire un choix totalement arbitraire. Les figures 5-3 et 5-4 montrent le choix du profil de base et le résultat de la soustraction de ce dernier. Le choix de ce profil implique qu'il n'existe que des excès d'émission sur le dessus de la raie et aucune absorption. Les figures 5-5 et 5-6 démontrent que ceci est bel et bien le cas pour HeII $\lambda 4686$. Suite à cette étape, la largeur à mi-hauteur (FW_{ex}) et la vitesse radiale (RV_{ex}) de chaque excès ont

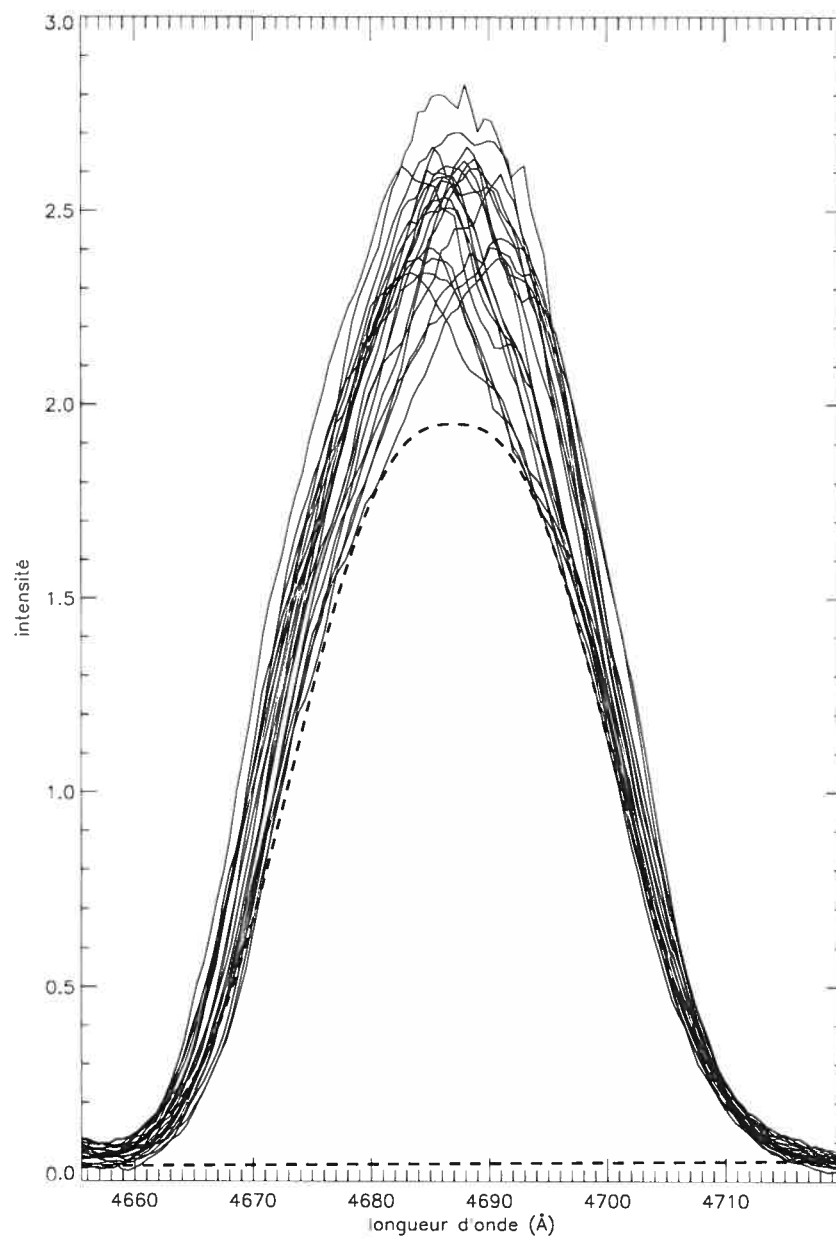


Figure 5-3: La superposition de la raie HeII $\lambda 4686$ pour les 22 spectres se trouvant dans le référentiel de la WR. Le trait pointillé représente le profil de base choisi.

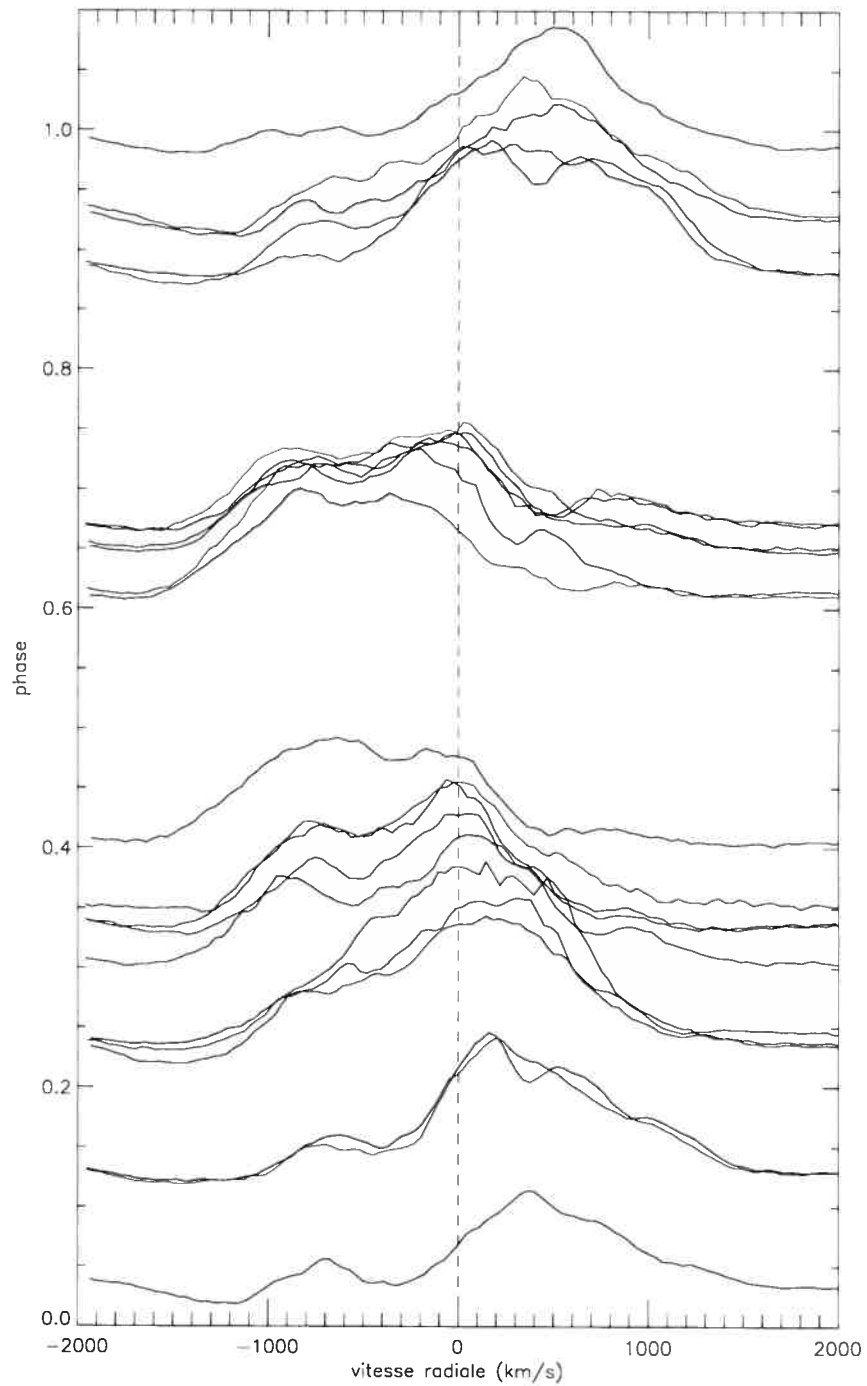


Figure 5-4: Montage des profils d'excès d'émission (selon la phase orbitale) trouvés par la soustraction d'un profil de base de la raie HeII $\lambda 4686 \text{ \AA}$ dans le référentiel de la WR.

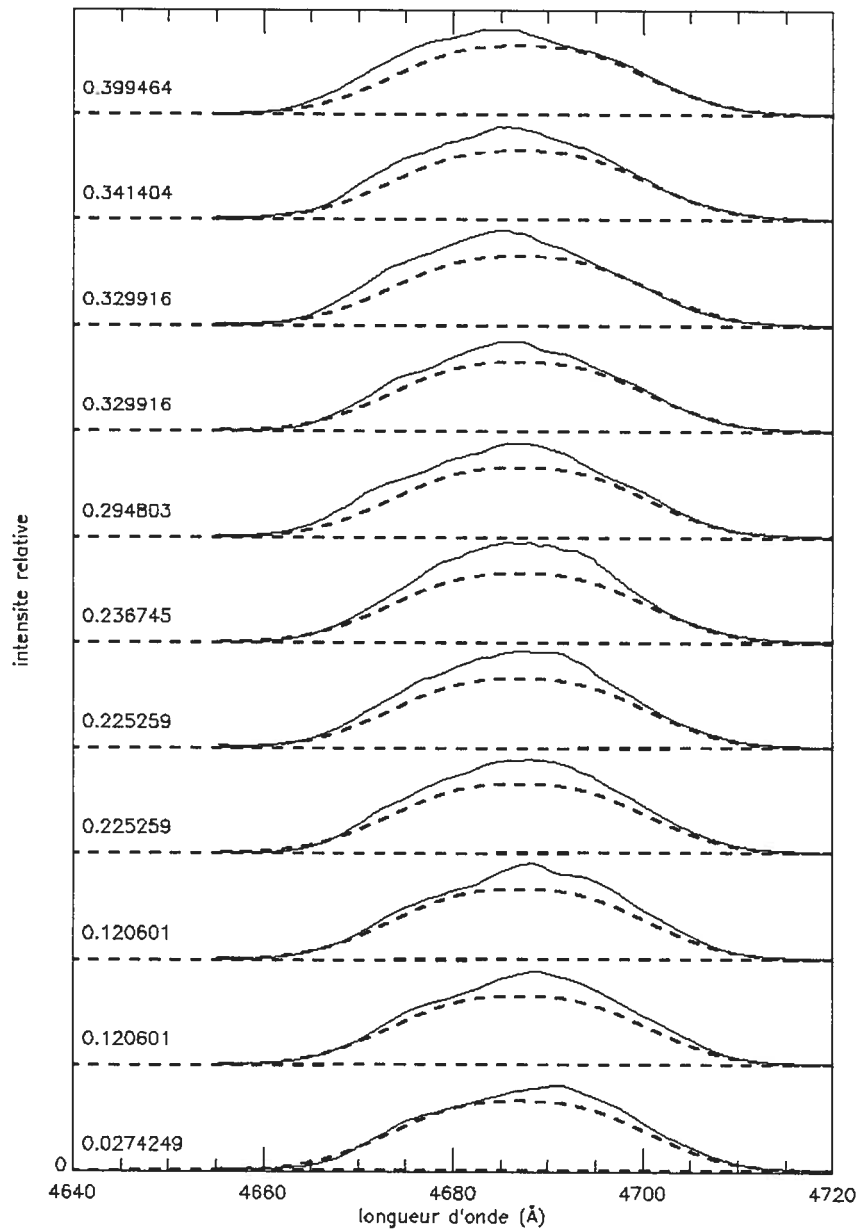


Figure 5-5: Chacune des raies HeII $\lambda 4686$ est comparée au profil de base choisi dans l'intervalle $0.0 \leq \phi \leq 0.5$. La phase orbitale associée à chaque spectre apparaît à la gauche de la raie.

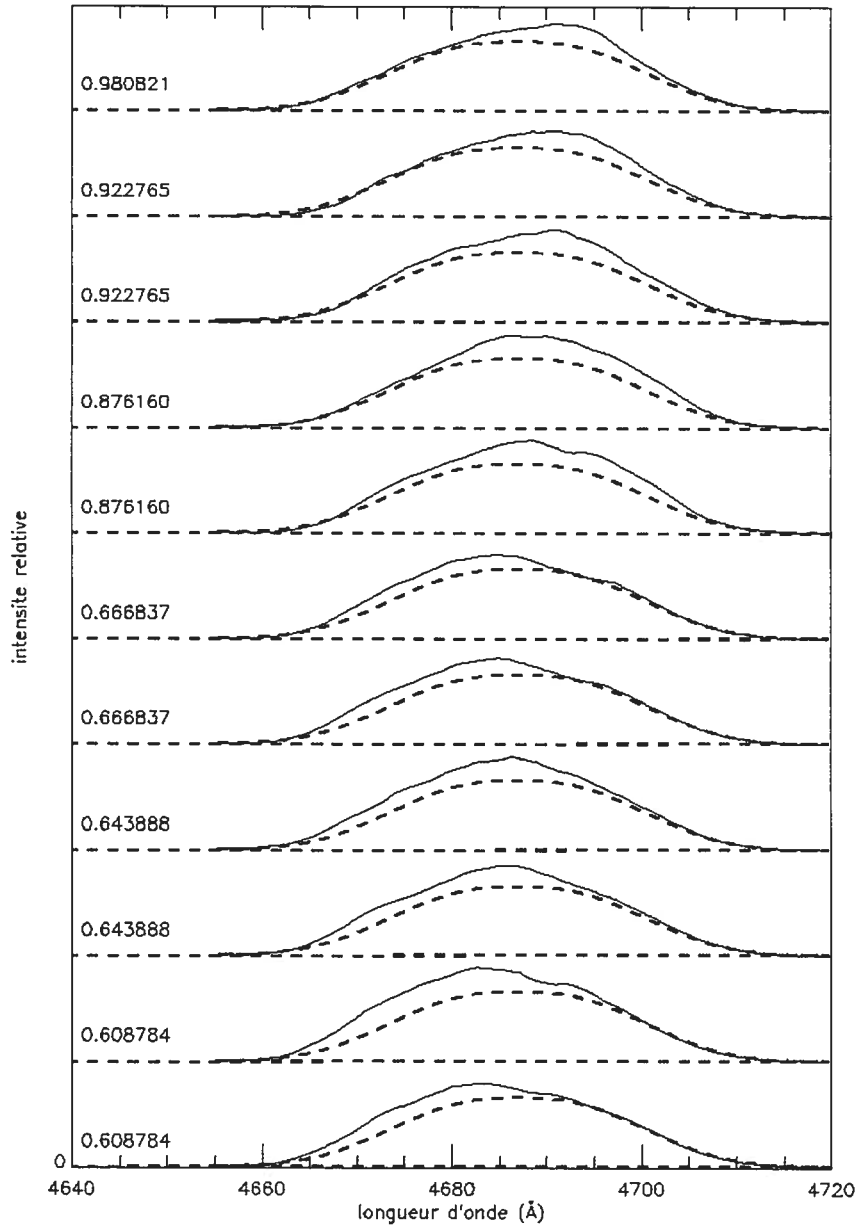


Figure 5-6: Comparaison entre chacune des raies HeII $\lambda 4686$ et le profil de base choisi dans l'intervalle $0.5 \leq \phi \leq 1.0$. La phase orbitale associée à chaque spectre apparaît à la gauche de la raie.

d'abord été calculées. La première quantité est évaluée différemment selon l'allure de l'excès. Si ce dernier est double, i.e. s'il possède deux sommets, la mesure de FW_{ex} se fait comme illustrée à la figure 5-7. Autrement, la largeur à mi-hauteur

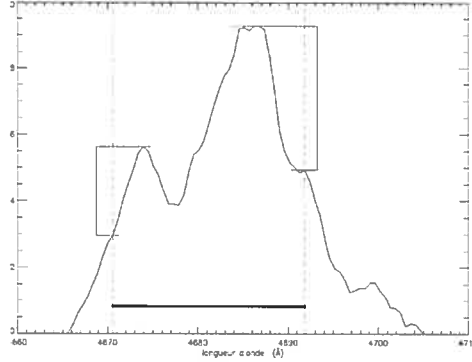


Figure 5-7: Méthode utilisée pour faire le calcul de la largeur à la mi-hauteur lorsque le profil d'excès d'émission est double. Le trait gras représente la FW_{ex} .

s'obtient de la façon conventionnelle, comme son nom l'indique. Quoiqu'il en soit, dans les deux cas, la FW_{ex} n'est pas calculée comme Lührs (1997), mais plutôt comme Hill et al. (2000) le suggère. Le centre de l'excès est trouvé selon l'équation 5.6 et sa vitesse radiale en est déduite par la suite.

$$\lambda_{central} = \frac{\int \lambda I_{\lambda} d\lambda}{\int I_{\lambda} d\lambda} . \quad (5.6)$$

Les équations 5.7 et 5.8 développées par Lührs et élaborées par Hill et al. (2000) nous porte à croire que ces quantités varient selon

$$FW_{ex} = C_1 + 2v_{strm} \sin \theta \sqrt{1 - \sin^2 i \cos^2(\phi - \delta\phi)} , \quad (5.7)$$

$$RV_{ex} = C_2 + v_{strm} \cos \theta \sin i \cos(\phi - \delta\phi) , \quad (5.8)$$

où v_{strm} est la vitesse de flot du matériel le long de la zone de choc, θ est le demi angle d'ouverture du cône, i est l'inclinaison orbitale et $\delta\phi$ est la déviation axiale du cône due aux forces de Coriolis. La signification de ces paramètres est illustrée à la figure 2-3.

Les équations de Lührs ont été ajustées simultanément aux données par la méthode de Levenberg-Marquardt (Press et al. 2001) en laissant libre tous les paramètres sauf l'inclinaison orbitale adoptée de Lamontagne et al. (1996). Ces derniers ont déterminé l'inclinaison par photométrie et polarimétrie et ont trouvé des valeurs consistantes de 55.3° et 55.7° , respectivement. La moyenne de ces deux résultats a été adoptée. De plus, comme Bartzakos et al. (2001) le mentionnent, l'ajustement n'est pas très sensible à i . L'équation 5.7 est illustrée à la figure 5-8 entre les phases 0 et 0.25. Les courbes sont toutes normalisées à la même amplitude et la variation

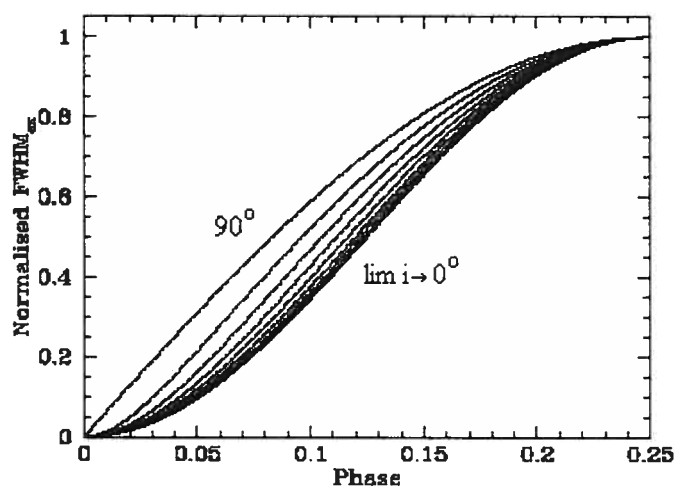


Figure 5-8: Variations du profil normalisé de FW_{ex} avec l'inclinaison orbitale i . Les valeurs extrêmes que peut prendre i sont affichées et une différence de 10° existe entre deux courbes adjacentes. Tiré de Bartzakos et al. (2001)

de l'inclinaison n'apporte que peu de changement à la solution de FW_{ex} , sauf peut-être à proximité de $i = 90^\circ$. Par ailleurs, un essai d'ajuster i selon les équations 5.7 et 5.8 donne une valeur avec une grande incertitude, mais consistante avec celles trouvées par polarimétrie et photométrie. Par conséquent, fixer l'inclinaison orbitale à 55.5° est raisonnable. Après avoir trouvé que les constantes C_1 et C_2 étaient nulles à l'intérieur de leurs incertitudes, les courbes ont été réajustées aux données une seconde fois avec $C_1 \equiv C_2 \equiv 0$. Les résultats de ces ajustements sont présentés à la figure 5-9 et au tableau 5-7. Suite à l'adoption

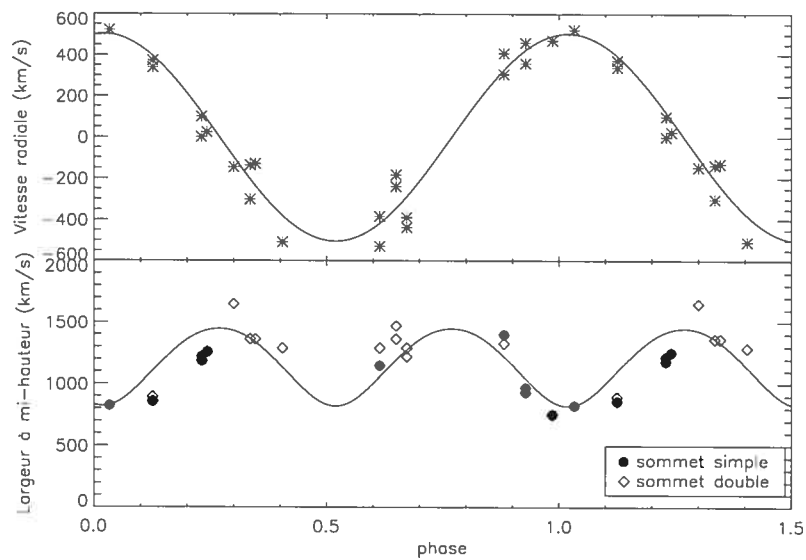


Figure 5-9: Vitesses radiales (haut) et largeurs à mi-hauteur (bas) de l'excès d'émission selon la phase. Les traits pleins représentent les équations 5.7 et 5.8 de Lührs optimisées simultanément pour ces données. Les différents symboles utilisés pour afficher les largeurs à mi-hauteur reflètent l'allure de l'excès d'émission et, par conséquent, la technique utilisée pour effectuer le calcul (voir figure 5-7).

Paramètres de la zone de collision	
v_{strm}	948 ± 40 (km/s)
θ	$49.8^\circ \pm 2.8$
i	$55.5^\circ \pm 4.7$ (adopté)
$\delta\phi$	$6.9^\circ \pm 2.9$
C_1	0.0 (adopté)
C_2	0.0 (adopté)

Tableau 5-7: Paramètres obtenus suite à l'ajustement des équations de Lührs aux données de l'excès d'émission de WR127.

d'une inclinaison orbitale de 55.5° , les masses et les séparations des étoiles du système binaire furent calculées. Le tableau 5-8 les résume. Ces quantités sont

Caractéristiques de WR127	
$M_{WR} (M_\odot)$	13.4 ± 2.5
$M_O (M_\odot)$	23.9 ± 4.4
$a_{WR} (R_\odot)$	40.5 ± 2.6
$a_O (R_\odot)$	22.7 ± 1.6
$R_{WR}^L (R_\odot)$	20.85 ± 0.02
$R_O^L (R_\odot)$	25.49 ± 0.02

Tableau 5-8: Les masses des étoiles, leurs séparations orbitales et leur lobes de Roche respectifs calculées à partir de $i = 55.5^\circ$, adopté suite au résultat de l'ajustement.

consistantes avec celles trouvées par Massey (1981) et Lamontagne et al. (1996). Par ailleurs, ces paramètres sont aussi cohérents avec ceux attendus pour des étoiles de même type spectral. En effet, des 19 binaires spectroscopiques doubles (SB2), 13 étoiles WN possèdent des masses dans l'intervalle $2.3-55M_\odot$ avec une moyenne de $22 \pm 17M_\odot$ (van der Hucht 2001). De façon générale, puisque les WNL

(WN6-9) sont les étoiles WR les moins évoluées, elles sont aussi les plus massives ($\sim 30 - 60M_{\odot}$) tandis que les WNE (WN2-5) possèdent des masses plus faibles ($\sim 2 - 30M_{\odot}$). Aussi, Martins et al. (2005) trouve que les étoiles Galactiques de type O9.5V devraient avoir une masse autour de $\sim 20M_{\odot}$. Par contre, les auteurs précisent que l'incertitude sur cette valeur peut s'élever jusqu'à 35 à 50%. Donc, bien que la masse de l'étoile O déterminée dans l'étude présente soit supérieure, elle n'est pas incohérente. Par ailleurs, le rapport des masses pour ce type de binaire s'étend normalement de $q = 0.2$ à $q = 3$ et plus précisément autour de $q \sim 0.5$ pour les WN5 (van der Hucht 2001). Une fois de plus, les quantités trouvées ici, lesquelles impliquent un rapport de masse de $q = 0.56 \pm 0.15$, sont en accord avec ces chiffres. Dans un autre ordre d'idée, les rayons critiques des lobes de Roche, R_{WR}^L et R_O^L , calculés à partir de l'équation 1.6 et présentés au tableau 5-8, nous indiquent que les membres de cette binaire sont loins de remplir leurs lobes respectifs. Effectivement, les rayons des étoiles O9.5V sont approximativement $\sim 7.3R_{\odot}$ (Martins et al. 2005) tandis que les WN5 possèdent, en général, un rayon d'environ $2R_{\odot}$ (Hamann et al. 1995). Il n'y a donc aucun échange de matière entre les membres de WR127 présentement par les 4 points de Lagrange.

5.3.2 La raie HeI $\lambda 3888$: perturbée par les «*clumps*» ?

La raie HeI $\lambda 3888$ ($\lambda_0 = 3888.646 \text{ \AA}$) est un profil P Cygni formé par la lumière de la WR passant à travers la coquille de matériel éjecté en direction de l'observateur. La figure 5-10 montre seulement sa partie en absorption (centrée à environ 3870 \AA) puisqu'une raie d'absorption de la série de Balmer, H8 ($\lambda_0 = 3889.051 \text{ \AA}$), se superpose à la partie en émission ($\lambda_0 = 3888.646 \text{ \AA}$) de ce profil P Cygni. Ce recouvrement affecte la raie H8 et explique pourquoi celle-ci n'a pas été utilisée pour calculer l'orbite de l'étoile O. Cette raie de Balmer, ainsi que les autres formant la série, provient de la photosphère de l'étoile O et c'est pour

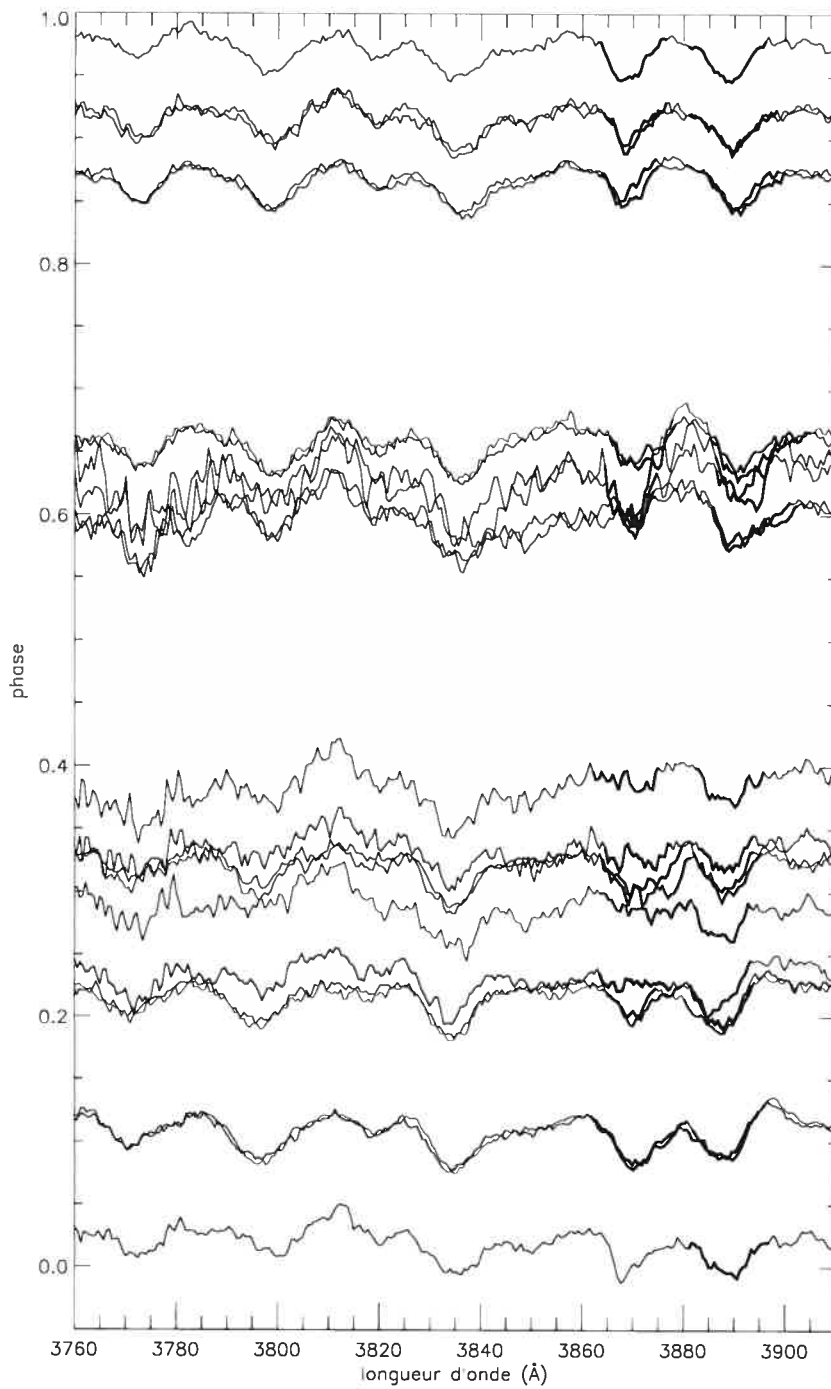


Figure 5-10: Montage des 5 raies d'absorption selon la phase. Elles sont, de gauche à droite, H11, H10, H9, HeI $\lambda 3888$ et H8. Les 2 raies en trait gras sont HeI $\lambda 3888$ (gauche) et H8 (droite).

cette raison que des largeurs équivalentes constantes sont attendues. Cependant, comme les raie H8 et HeI $\lambda 3888$ se perturbent mutuellement, il est possible d'envisager un comportement différent de leurs largeurs équivalentes. Pour en faire la vérification, la figure 5-11 présente les largeurs équivalentes des raies HeI $\lambda 3888$, H8, H9, H10 et H11. Les barres d'erreurs appliquées aux données des raies H9, H10 et H11 représentent respectivement la déviation standard de chaque ensemble de données. Pour les raies HeI $\lambda 3888$ et H8, leurs incertitudes ont été déterminées empiriquement à partir des incertitudes des raies H9, H10 et H11 selon la formule suivante:

$$\sigma = \frac{1}{3} \sqrt{(\sigma_{H8}^2 + \sigma_{H9}^2 + \sigma_{H10}^2)} \quad (5.9)$$

Il fut possible de les calculées ainsi puisque les 5 raies d'absorption sont situées dans la même région spectrale et car elles possèdent toutes une intensité similaire (voir la figure 5-10). Le tableau 5-9 énumère précisément les déviations standards des largeurs équivalentes des 5 ensembles de données. Les largeurs équivalentes de

raie	H9	H10	H11	H8	HeI $\lambda 3888$
σ (Å)	0.14	0.16	0.18	0.11	0.23

Tableau 5-9: Les incertitudes sur les largeurs équivalentes des raies HeI $\lambda 3888$, H8, H9, H10 et H11. Elles représentent respectivement la déviation standard à la moyenne de chaque ensemble de données. Par contre, les barres d'erreurs sur les largeurs équivalentes des raies H8 et HeI $\lambda 3888$ sont calculées selon l'équation 5.9.

HeI $\lambda 3888$ sont considérablement plus variables que pour les raies de la série de Balmer. À l'exception de la raie H11, il est possible d'affirmer, avec un niveau de confiance de 95%, que les largeurs de HeI $\lambda 3888$ sont plus variables que les trois autres raies de Balmer. De plus, la largeur équivalente de la raie H8 ne semble pas être affectée par HeI $\lambda 3888$ comme soupçonné. Tout comme les autres raies de la série de Balmer, elle possède des largeurs équivalentes constantes selon la phase. Les figures 5-12 et 5-13 montrent clairement que l'allure de HeI $\lambda 3888$ change d'un

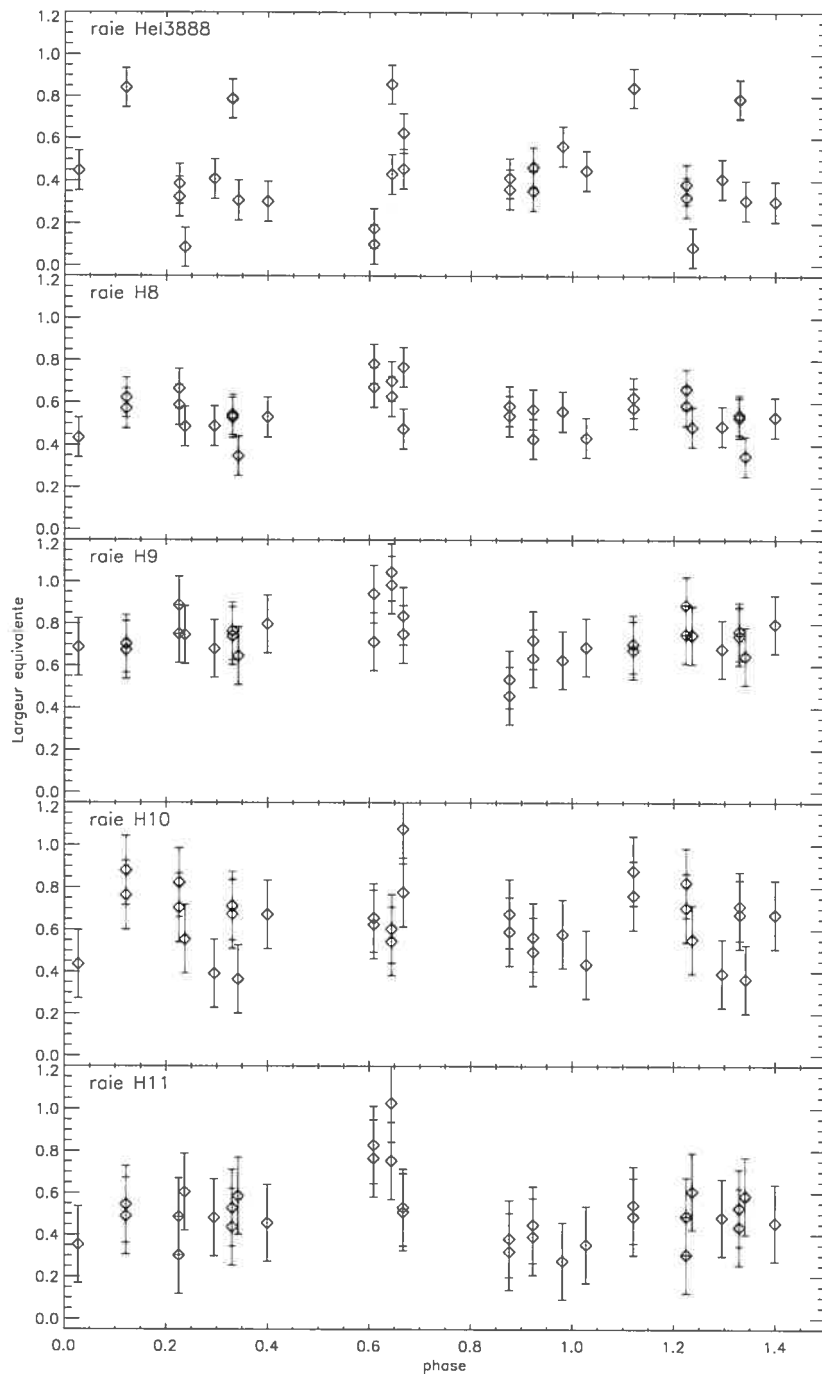


Figure 5-11: Comparaison des largeurs équivalentes de la raie HeI $\lambda 3888$ (absorption P Cygni de l'étoile WR) et de 4 raies de la série de Balmer, H8, H9, H10 et H11 (absorption photosphérique de l'étoile O).

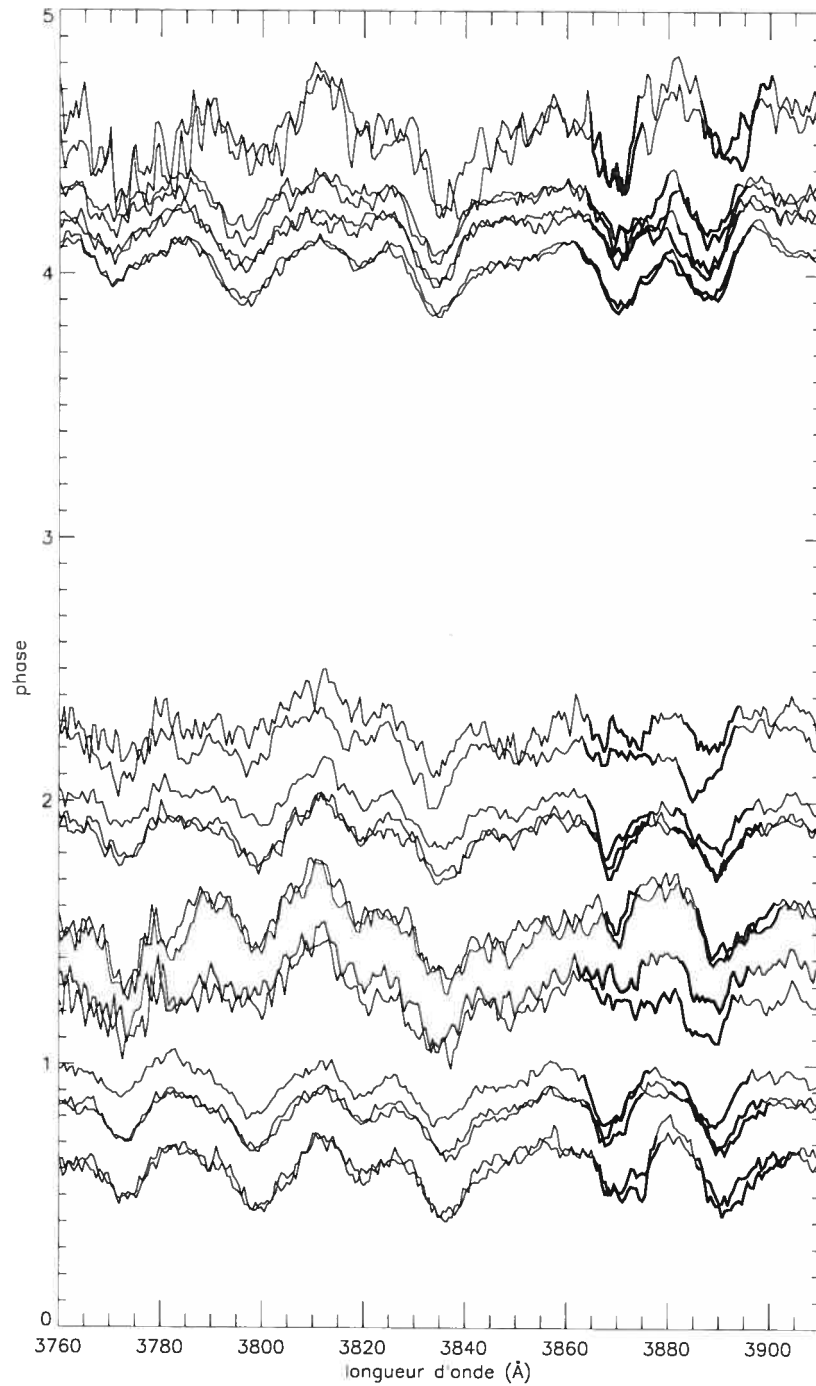


Figure 5-12: Variations des raies d'absorption selon le cycle orbital. Elles sont, de gauche à droite, H11, H10, H9, HeI $\lambda 3888$ (gras) et H8 (gras).

cycle orbital à l'autre. Hiltner (1945) soutient que ce changement de forme et donc, la variation d'intensité de la raie doit être interprété comme un changement de population des différents niveaux atomiques. HeI $\lambda 3888$ est une raie semi-interdite et métastable. Une telle raie peut être affectée par des effets d'abondance hors-équilibre. Lorsque le gaz absorbant la radiation forme une coquille à une certaine distance de la surface de l'étoile, les atomes font face à un champ de radiation dilué, car cette radiation ne provient pas de toutes les directions. En effet, dans le référentiel d'un des atomes, la radiation provient seulement du cône rempli par la surface de l'étoile. Par conséquent, les radiations ne rencontreront pas

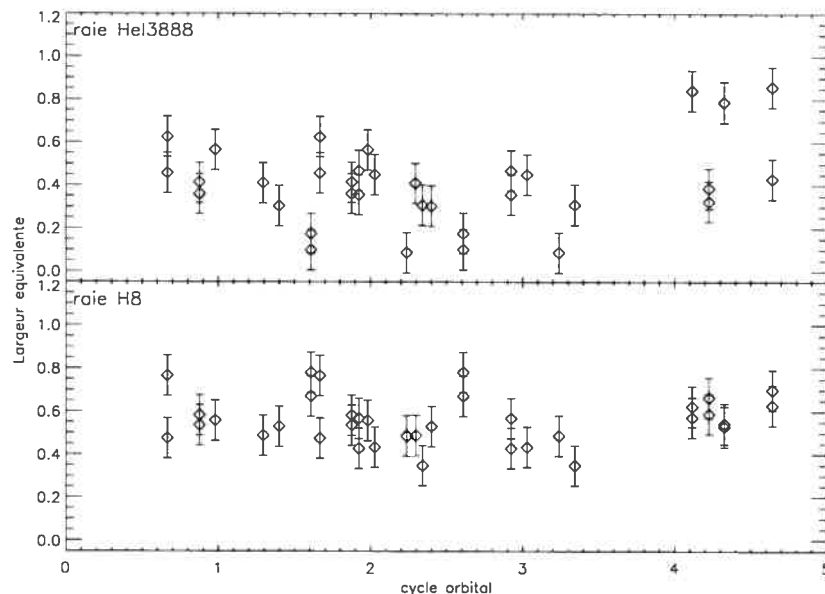


Figure 5-13: Comparaison des largeurs équivalentes de la raie HeI $\lambda 3888$ et de la raie H8 selon le cycle orbital.

les atomes du gaz de toutes les directions. Le schéma illustré à la figure 5-14 représente cette situation. Dans ce cas, la distribution d'atomes ne sera pas en équilibre thermodynamique, mais plutôt en équilibre statistique. Ceci signifie qu'en moyenne, le nombre d'atomes qui entrent dans un niveau d'énergie est égale au nombre d'atomes qui en sortent. Struve & Wurm (1938) affirment que plus le

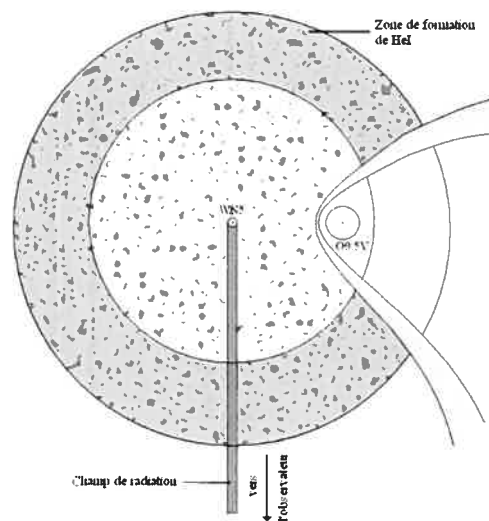


Figure 5-14: Schéma illustrant la zone de formation de HeI à travers laquelle voyagent les «blobs» (gris foncé) possiblement présents dans le vent stellaire de l'étoile WN5. Cette zone de formation (anneau gris pâle) s'étend au moins jusqu'à un rayon de $30R_{WR}$ (Marchenko et al. 1994).

champ de radiation est dilué, plus les atomes s'accumulent aux niveaux métastables. Dans le cas de WR127, ceci implique que la distance entre la couche de gaz responsable de l'absorption HeI $\lambda 3888$ et l'étoile WN5 varie aléatoirement d'une phase à l'autre, ce qui est très peu probable. D'autre part, des «*blobs*» possiblement présents dans le vent de la WR pourraient intercepter une partie de la radiation atteignant la coquille de HeI $\lambda 3888$ et ainsi faire varier l'intensité de la raie. En ce sens, la figure 5-15 montre trois spectres différents pris sensiblement à la même phase ($\phi \simeq 0.64 \pm 0.03$), mais à des cycles orbitaux différents. Alors que la

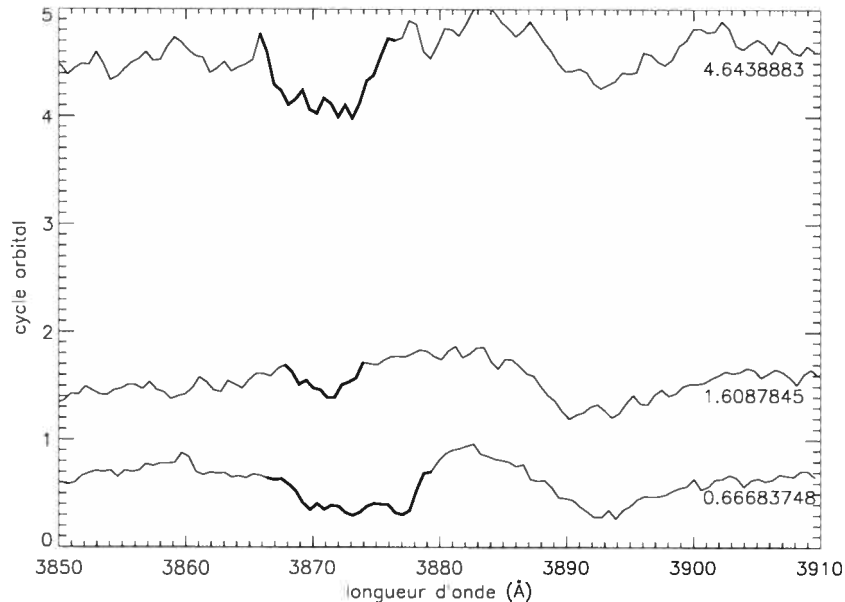


Figure 5-15: Comparaison de trois raies de HeI $\lambda 3888$ (gras) survenant à des cycles orbitaux différents, mais à des phases similaires ($\phi \simeq 0.67$, $\phi \simeq 0.61$ et $\phi \simeq 0.64$). Les spectres se trouvent dans le référentiel de l'étoile Wolf-Rayet et les nombres apparaissant à leurs gauche indiquent le cycle (entier) et la phase (décimale) orbitale.

largeur équivalente de la raie devrait être similaire, il en est autrement. Les spectres pris après ~ 0.67 , ~ 1.61 et ~ 4.64 cycles orbitaux sont respectivement caractérisés par des largeurs équivalentes de $EW \simeq 0.61 \text{ \AA}$, $EW \simeq 0.22 \text{ \AA}$ et $EW \simeq 1.0 \text{ \AA}$. Outre ces quantités, l'allure de la raie est visiblement différente d'un

cycle à l'autre. Puisque l'absorption dépend de la densité, un ou plusieurs «*blobs*» passant à travers ce cône de radiation auraient pour effet de perturber la raie par rapport à son profil «*normal*». La figure 5-14 illustre WR127 et la zone de formation de HeI $\lambda 3888$. Cette zone, selon Marchenko et al. (1994), s'étend jusqu'à au moins $30R_{WR}$ pour les étoiles de type WN5. Si le vent de la Wolf-Rayet contient des «*clumps*», il serait très probable que ces structures à haute densité interceptent le champ de radiation de l'étoile WN5. Cependant, aucune évidence directe de la présence de «*clumps*» n'est identifiée dans les raies d'émission étant donné la trop basse résolution spectrale des observations ainsi que la dilution attendue en émission du vent globale et cette hypothèse ne peut donc pas être confirmée. Par ailleurs, comme le montre la figure 5-12, certains spectres possèdent une extrémité spectrale bleue plus bruitée que d'autres, suite à différents problèmes d'instrumentation et aussi, aux conditions climatiques en vigueur lors des observations. En effet, il existe des facteurs communs pouvant expliquer ce bruit dans les spectres montrant des profils de HeI $\lambda 3888$ bizarres; par exemple, la lune, presque pleine et/ou la présence de nuages. Évidemment, de telles conditions diminuent la qualité des spectres. Il est donc difficile de conclure sur les données obtenues à partir de la raie HeI $\lambda 3888$, car cette dernière semble être clairement perturbée. Par contre, la figure 5-13 montre que sa largeur équivalente semble augmentée après le quatrième cycle orbital, mais le manque de données fait en sorte qu'il n'est pas possible d'affirmer s'il s'agit d'une tendance réelle ou non.

Les vitesses radiales de l'absorption de HeI $\lambda 3888$ et H8 ont aussi été calculées et sont présentées à la figure 5-16. Les courbes de vitesses radiales précédemment montrées à la figure 5-2 sont superposées aux données. Suite à l'analyse des largeurs équivalentes, il était soupçonné que les vitesses radiales de la raie H8 suivent l'orbite de l'étoile O, puisque cette raie d'absorption semble peu affectée par le chevauchement de HeI $\lambda 3888$. La figure 5-16 montre qu'il en est ainsi même si

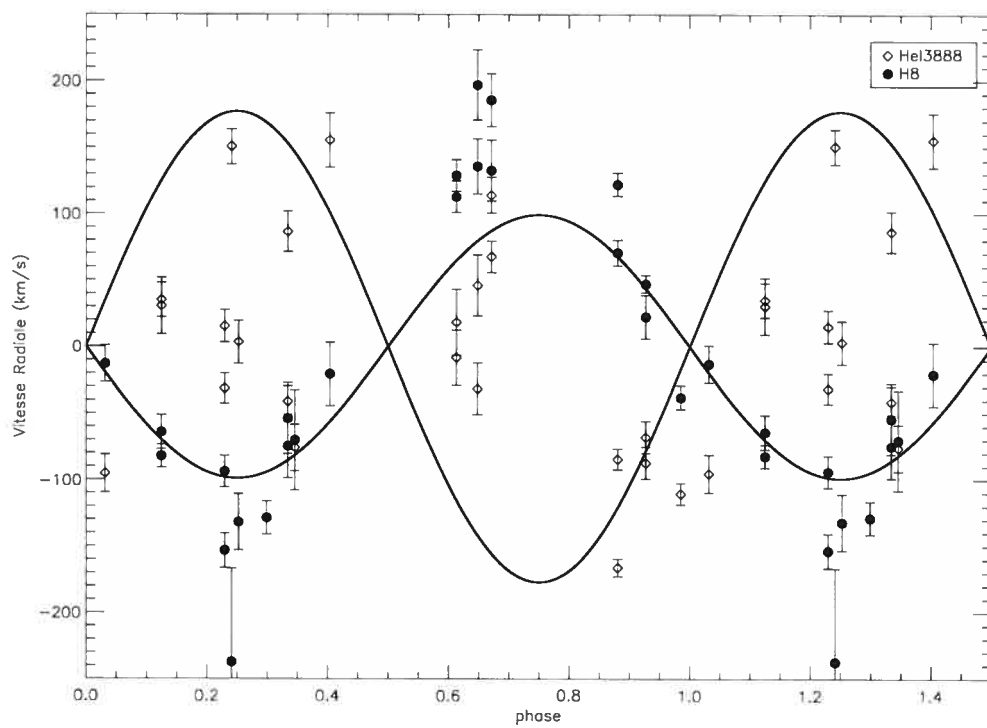


Figure 5-16: Les vitesses radiales de HeI λ 3888 et H8 sont superposées aux courbes orbitales obtenues à la section 5.2.

certain points dévient plus que d'autres de la courbe orbitale. Ces points déviants confirment le choix de ne pas utiliser la raie H8 pour calculer l'orbite de l'étoile O. Par ailleurs, il est évident que la raie HeI $\lambda 3888$ ne suit pas l'orbite de la WR. Puisqu'il s'agit de la partie absorption d'un profil P Cygni, les processus de diffusion sur la ligne de visée peuvent expliquer ces vitesses radiales. En plus, il est clair que la dispersion des vitesses est aussi liée aux profils de raie perturbés à certaines phases. L'hypothèse de la présence de «*blobs*» pourrait expliquer ces perturbations, mais elle n'est toujours pas prouvée, malheureusement.

5.3.3 La raie HeI $\lambda 4471$: voyager à travers le cône

La raie d'hélium HeI $\lambda 4471$ ($\lambda_0 = 4471.682 \text{ \AA}$) est une absorption créée par l'étoile O. Une structure particulière apparaît d'ailleurs à gauche de celle-ci sur le spectre (voir la figure 5-17) possédant une origine bien différente. Effectivement, cette absorption P Cygni provient des parties les plus denses des bras du cône de choc (processus de recombinaison) et serait causée par le refroidissement rapide du vent de la WR en collision, selon Marchenko et al. (1997). Ce profil d'absorption apparaît pour la première fois à la phase $\phi \sim 0.30$ pour ensuite gagner en intensité autour de $\phi \sim 0.35$. Ceci correspond au bras primaire du cône; i.e. le premier à croiser la ligne de visée. Par ailleurs, il est à noter que l'absorption change soudainement de vitesse. La cause de ce changement ne constitue pas une erreur de calibration puisque les autres raies d'absorption dans la même région du spectre ne montrent pas de déplacement vers le rouge. Par contre, comme Stevens et al. (1992) et Walder & Folini (2000) le mentionnent, la collision de vents stellaires représente une situation dynamiquement très instable, surtout à petite échelle. La structure intérieure de la zone de choc est loin d'être homogène. Elle est caractérisée par des filaments et des noeuds à haute densité, de larges cellules vides ainsi qu'une grande dispersion de vitesses. Stevens et al. (1992) ont effectué des

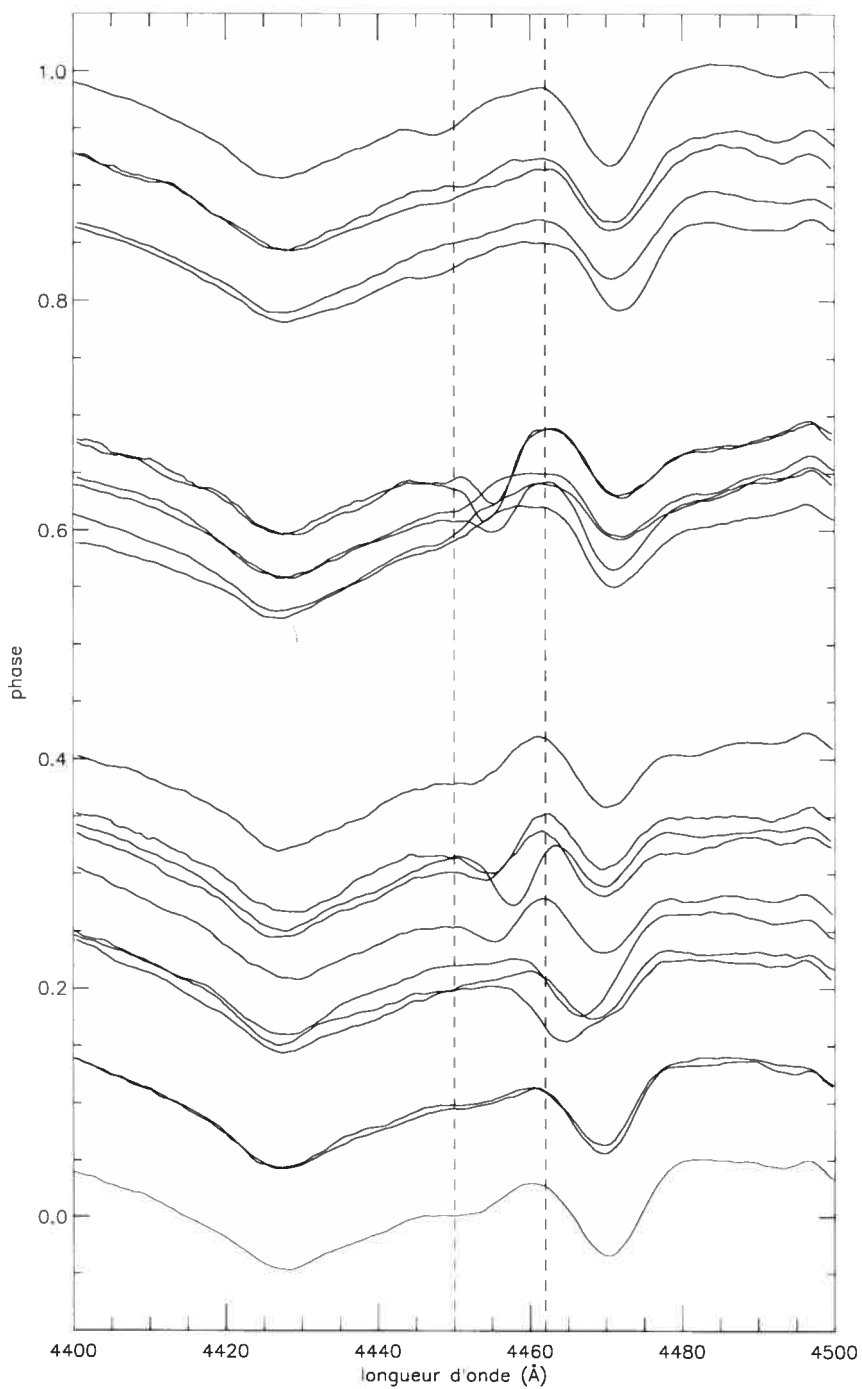


Figure 5-17: Montage montrant les variations de la raie HeI4471 selon la phase orbitale. Les deux lignes verticales (pointillées) délimitent l'endroit où l'absorption supplémentaire apparaît.

simulations sur la zone de collision de V444 Cyg, un système qui montre aussi une absorption P Cygni de la raie HeI $\lambda 4471$ à certaines phases. La figure 5-18 montre trois étapes dans l'évolution de la zone de choc. Alors qu'à grande échelle le choc est relativement stable, la structure interne est très différente d'un cadre à l'autre. Les trois graphiques sont séparés par une période d'une heure. Il est donc possible de croire que le bras primaire de WR127 est changé suffisamment pour montrer un comportement spectral tel qu'observé. Il se peut que la ligne de visée croise, à un moment, une instabilité évoluant rapidement à l'intérieur du bras primaire et que, peu de temps après, cette instabilité soit complètement différente ou même disparue. Effectivement, selon Walder & Folini (2000), le champ de vitesses à l'intérieur de la zone de collision peut être très anisotrope; des secteurs de vitesses supersoniques côtoient des secteurs de vitesses subsoniques. Cette hypothèse est plausible et pourrait expliquer les changements rapides de vitesse de l'absorption P Cygni de HeI $\lambda 4471$ et aussi les variations de sa largeur équivalente.

Subséquentement, l'intensité de la raie diminue et elle devient presque absente dans les environs de $\phi \sim 0.40$. Puis, elle réapparaît soudainement à la phase $\phi = 0.66 \pm 0.02$. Les variations de la largeur équivalente de l'absorption sont d'ailleurs mises en évidence à la figure 5-19. Cette deuxième augmentation en intensité peut être expliquée qualitativement par le bras secondaire du cône qui croise subitement la ligne de visée à $\phi_2 = 0.66 \pm 0.02$. Par surcroît, la courte durée de cet événement implique que ce bras est probablement mince étant donné la croissance rapide de l'intensité. Ceci révèle de plus une compression gazeuse substantielle et un refroidissement radiatif rapide (Marchenko et al. 1997).

Cependant, le manque d'observations nous permet de contraindre un seul côté du bras secondaire, à l'opposé du primaire. Ce croisement brusque du bras secondaire avec la ligne de visée permet donc de restreindre le demi-angle d'ouverture du cône à la façon de Usov (Marchenko et al. 1997) selon l'équation 5.10 et de le comparer au résultat obtenu par l'ajustement des équations de Lührs présenté au tableau 5-7.

$$\theta = (\phi_2 - \phi_{axe}) \times 360^\circ \quad (5.10)$$

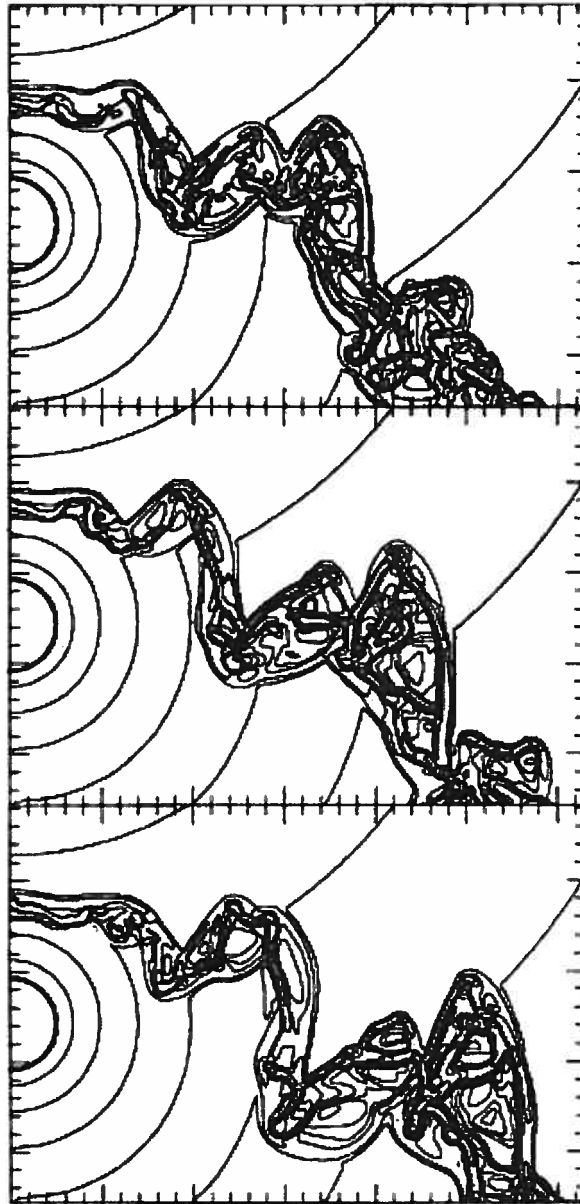


Figure 5-18: Simulations fait par Stevens et al. (1992) montrant l'évolution des instabilités à l'intérieur de la zone de collision de V444 Cyg. Une période d'une heure sépare chacun des cadres.

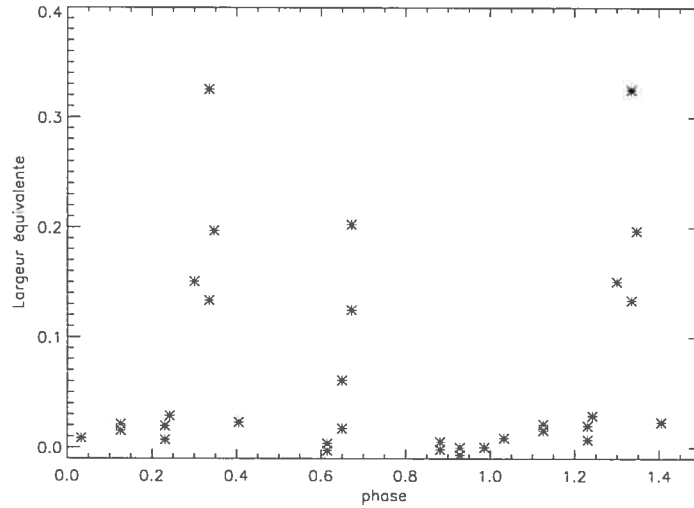


Figure 5-19: Les largeurs équivalentes du profil P-Cygni de HeI $\lambda 4471$ en fonction de la phase orbitale. Les deux augmentations correspondent au croisement de chaque bras du cône avec la ligne de visée.

Ici, ϕ_{axe} représente la phase où l'axe projeté du choc croise la ligne de visée, i.e. $\phi_{axe} = 0.52 \pm 0.01$. Donc, selon cet approche, $\theta = 50.40^\circ \pm 11.38$, ce qui est cohérent avec le résultat trouvé précédemment à la section 5.3.1. De plus, le même calcul peut-être fait à partir du bras primaire. Dans ce cas, $\phi_1 = 0.36 \pm 0.02$ et l'équation 5.10 doit être remplacée par $\theta = (\phi_{axe} - \phi_1) \times 360^\circ$. Le résultat, $\theta = 57.60^\circ \pm 8.05$, est tout aussi consistant. La comparaison du profil d'absorption à celui de la phase $\phi = 0.03$ mène à la conclusion que la majeure partie du gaz voyage à une vitesse de $v \sim -1042$ km/s, alors qu'une petite quantité atteint $v = -1235$ km/s (voir la figure 5-20).

Les valeurs trouvées de θ impliquent, selon l'équation 2.5, que $\eta \sim 0.1$. En adoptant $\dot{M}_{WR} = 1.4 \pm 0.4 \times 10^{-5} M_\odot/\text{yr}$ et $v_\infty^{WR} = 1950 \pm 885$ km/s de Lamontagne et al. (1996) et Niedzielski & Skórzyński (2002) respectivement, et en supposant que la vitesse terminale de l'étoile O9.5V est approximativement de

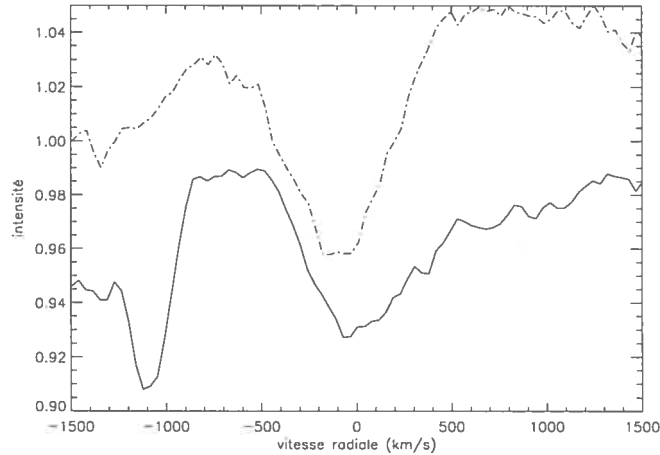


Figure 5-20: Profils de la raie HeI4471. Le profil en trait plein représente la phase $\phi = 0.66 \pm 0.02$ (moyenne de 3 spectres) et tandis que l'autre profil affiche la phase $\phi = 0.03$. Les deux spectres ont été décalé pour faciliter l'analyse.

$v_{\infty}^O \sim 1000 \text{ km/s}$, le taux de perte de masse de l'étoile O peut être estimé. Selon l'équation 2.6, celui-ci est de $\dot{M}_O \sim 3 \times 10^{-6} M_{\odot}/\text{yr}$; ceci est tout à fait normal pour une étoile de ce type spectral (Crowther & Willis 1994). Par ailleurs, le taux de perte de masse de l'étoile WR fut déterminé photométriquement et sa vitesse terminale a été calculée à partir des vitesses v_{black} des profils P Cygni de raies de raionnance dans le régime UV. D'un autre côté, les équations 2.7 et 2.8 nous permettent de calculer la distance entre le centre de chacune des étoiles et le point de stagnation (voir la figure 2-2). En utilisant la valeur $\eta \sim 0.1$, ces distances sont $r_{WR} \simeq 48.5 R_{\odot}$ et $r_O \simeq 15.4 R_{\odot}$. De plus, à l'aide de la loi de vitesse (équation 2.2) et de $R_{WR} \simeq 3 R_{\odot}$ (St-Louis et al. 1988), la vitesse relative du plasma peut être estimée en fonction de β . Le tableau 5-10 nous indique alors, qu'au point de stagnation, le plasma provenant de l'étoile WR n'a pas atteint sa vitesse terminale. La température et la compression gazeuse sont donc moins élevées au point de stagnation.

β	1	2	3	4	5
$\frac{v}{v_\infty}$	~ 0.94	~ 0.88	~ 0.83	~ 0.77	~ 0.73

Tableau 5-10: La vitesse du plasma (WR) calculée selon la loi de vitesse pour différentes valeurs de β . Les quantités $\eta \sim 0.1$, $r_{WR} \simeq 48.5R_\odot$ et $R_{WR} \simeq 3R_\odot$ furent utilisées dans le calcul.

CHAPITRE 6

Conclusion

À la suite de cette étude, il est possible de conclure que WR127 est un système binaire normal qui a comme composante primaire une étoile Wolf-Rayet classique, sans hydrogène détectable, de type WN5o et comme composante secondaire, une étoile de la série principale de type spectral O9.5V. La classe spectrale estimée de la WR a varié depuis 20 ans étant classifiée WN5 par Hiltner (1945), WN4 par Massey (1981), WN3b par Smith et al. (1996) et WN3 par van der Hucht (2001). D'ailleurs Smith et al. (1996) mentionnent que le spectre des WN3 comporte des raies de NIV quasi-absentes et que celui des WN4 contient une raie NV $\lambda 4603$ dont l'intensité est plus de deux fois celle de la raie NIII $\lambda 4640$. Ces deux caractéristiques spectrales ne sont pas apparentes dans les spectres de WR127 pris à l'OMM. De plus, toujours selon Smith et al. (1996), les WN5 devraient montrer des raies de NV $\lambda 4603$ et de NIII $\lambda 4640$ de même intensité, à un facteur 2 près, ce qui est le cas pour WR127. Alors, puisqu'il est peu probable que le type spectral de la WR est changé au cours des 20 dernières années, les erreurs de classification sont probablement dûes à la qualité variable des spectres.

Les masses des deux composantes, $M_{WR} = 13.4M_{\odot}$ et $M_O = 23.9M_{\odot}$, sont cohérentes avec les études précédentes portant sur WR127 ainsi qu'avec les valeurs attendues pour ces types spectraux. La détermination des rayons critiques des deux

lobes de Roche nous indiquent aussi qu'il n'y a pas d'échange de matière (par le point L_1 de Lagrange) présentement en cours entre les étoiles et que, par conséquent, la binaire est totalement «*détachée*», à l'exception de la collision de vents.

L'analyse spectrale de la zone de collision de vents nous indiquent que le vent de la WR n'est pas excessivement plus fort que celui de l'étoile O étant donné le demi-angle d'ouverture ($\theta = 49.8^\circ$) expliquant du même coup la vitesse d'écoulement relativement modeste de la matière dans les bras du cône de choc. D'autre part, la loi- β nous indique que le plasma de la WR n'atteint pas sa vitesse terminale au point de stagnation. Les perturbations observées, à différentes phases, sur le profil de la raie HeI $\lambda 3888$ nous porte à supposer la présence de «*blobs*» dans le vent de l'étoile WN5. Par contre, le manque d'évidences directes nous empêche de confirmer cet hypothèse.

En somme, le système WR127 est une binaire WR+O conventionnelle qui n'a pas ou très peu changé depuis les premières recherches entreprises à son sujet. L'étude actuelle a, cependant, l'avantage d'être plus précise, puisqu'elle se base sur de l'information digitale.

BIBLIOGRAPHIE

- Bartzakos, P., Moffat, A. F. J., & Niemela, V. S. 2001, Mon. Not. R. Astron. Soc., 324, 33
- Bertiau, F. C. S. J. & Grobben, J. 1969, A Programme for the Determination of the Orbital Elements for Spectroscopic Binaries, Specola Vaticana: Ricerche Astronomiche
- Chiosi, C. & Maeder, A. 1986, Ann. Rev. Astron. Astrophys., 24, 329
- Crowther, P. A. & Willis, A. J. 1994, Space Science Reviews, 66
- Eggleton, P. P. 1983, The Astrophysical Journal, 268, 368
- Eichler, D. & Usov, V. V. 1993, The Astrophysical Journal, 402, 271
- García-Segura, G., Mac Low, M., & Langer, N. 1996, Astronomy and Astrophysics, 316, 133
- Hamann, W. R., Koesterke, L., & Wessolowski, U. 1995, Astronomy & Astrophysics, 299, 151
- Hill, G. M., Moffat, A. F. J., & St-Louis, N. 2002, Mon. Not. R. Astron. Soc., 335, 1069
- Hill, G. M., Moffat, A. F. J., St-Louis, N., & Bartzakos, P. 2000, Mon. Not. R. Astron. Soc., 318, 402
- Hiltner, W. A. 1945, Astrophysical Journal, 108, 356

- Lamers, H. J. G. L. M. & Cassinelli, J. P. 1999, Introduction to stellar winds (The Press Syndicate of the University of Cambridge, Cambridge University Press)
- Lamontagne, R., Moffat, A. F. J., Drissen, L., Robert, C., & Matthews, J. M. 1996, *The Astronomical Journal*, 112, 2227
- Langer, N. 1990, Properties of hot luminous stars; Proceedings of the first Boulder-Munich Workshop, 328
- Lépine, S. 1995, in *Wolf-rayet stars: Binaries, Colliding Winds, Evolution*, ed. P. M. van der Hucht, K. A. et Williams, IAU Symposium, 411–415
- Limongi, M. & Chieffi, A. 2003, *Mem. S.A.It. Suppl.*, 3
- Lührs, S. 1997, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 109, 504
- Maeder, A. 1997, in *Fundamental Stellar Properties: The Interaction between Observation and Theory*, ed. T. R. e. Bedding, IAU Symposium, 313–322
- Marchenko, S. V. 2000, in *ASP Conference Series, Vol. 204, Thermal and Ionization Aspects of Flows from Hot Stars: Observations and Theory*, 287–294
- Marchenko, S. V., Moffat, A. F. J., Crowther, P. A., Chené, A.-N., De Serres, M., Eenens, P. R. J., Hill, G. M., Moran, J., & Morel, T. 2004, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 353, 153
- Marchenko, S. V., Moffat, A. F. J., Eenens, P. R. J., Cardona, O., Echevarria, J., & Hervieux, Y. 1997, *The Astrophysical Journal*, 485, 826
- Marchenko, S. V., Moffat, A. F. J., & Koenigsberger, G. 1994, *The Astrophysical Journal*, 422, 810
- Martins, F., Schaerer, D., & Hillier, D. J. 2005, *Astronomy & Astrophysics*, 436, 1049

- Mason, B. D., Gies, D. R., Hartkopf, W. I., Bagnuolo, W. G., Brummelaar, T. T., & McAlister, H. A. 1998, *The Astronomical Journal*, 115, 821
- Massey, P. 1981, *The Astrophysical Journal*, 244, 157
- Moffat, A. F. J. & Robert, C. 1994, *The Astrophysical Journal*, 421, 310
- Niedzielski, A. & Skórzyński, W. 2002, *ACTA ASTRONOMICA*, 52, 81
- Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. P. *Fortran Numerical Recipes*, Vol. 1, *Numerical Recipes in Fortran 77: The Art of Scientific Computing* (Press Syndicate of the Cambridge University), 678–683
- Smith, L. F., Shara, M. M., & Moffat, A. F. J. 1996, *Mon. Not. R. Astron. Soc.*, 281, 163
- St-Louis, N., Moffat, A. F. J., Drissen, L., Bastien, P., & Robert, C. 1988, *The Astrophysical Journal*, 330, 286
- Stevens, I. R., Blondin, J. M., & Pollock, A. M. T. 1992, *The Astrophysical Journal*, 386, 265
- Struve, O. & Wurm, K. 1938, *The Astrophysical Journal*, 88, 84
- Usov, V. V. 1992, *Astrophysical Journal*, 389, 635
- van der Hucht, K. A. 2001, *New Astronomy Reviews*, 45, 135
- Vanbeveren, D., van Rensbergen, W., & de Loore, C. 1998, *Astrophysics And Space Science Library*, Vol. 232, *The Brightest Binaries* (Kluwer Academic Publishers)
- Walder, R. & Folini, D. 2000, *Astrophysics and Space Science*, 274, 343
- Wolf, C. J. E. & Rayet, G. 1867, *Comptes Rendus*, 65, 292

Zinnecker, H. 2002, in IAU Symposium, Vol. 212, A massive Star Odyssey, from Main Sequence to Supernova, ed. K. A. van der Hucht, A. Herrero, & C. Esteban

