

2m 11. 3018. 8

Université de Montréal

Étude de l'hétérogénéité et de la cinématique du puissant vent stellaire de trois
étoiles Wolf-Rayet très chaudes de la séquence d'azote

par

André-Nicolas Chené

Département de physique

Faculté des arts et des sciences

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

Septembre, 2002

© André-Nicolas Chené, 2002

Direction des bibliothèques

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:

Étude de l'hétérogénéité et de la cinématique du puissant vent stellaire de trois
étoiles Wolf-Rayet très chaudes de la séquence d'azote

présenté par:

André-Nicolas Chené

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes:

Daniel Nadeau,	président-rapporteur
M. Anthony F.J. Moffat,	directeur de recherche
Pierre Bergeron,	membre du jury



Mémoire accepté le:

RÉSUMÉ

Les étoiles Wolf-Rayet (WR) sont des étoiles massives dont le vent est si dense qu'il en cache entièrement la surface. La seule façon de connaître les conditions à la surface d'une WR, c'est en cherchant à connaître la structure détaillée du vent. Un des caractères du vent des WR que nous cherchons à mieux connaître, c'est son hétérogénéité, qui a été démontrée dans plusieurs études sur la théorie des vents engendrés par la pression sur les raies spectrales ("Line Driven"). Pour vérifier ce caractère, nous avons recours à la spectroscopie à haute résolution. Dans ce cas, des surdensités dans le vent, que l'on appelle aussi hétérogénéités, se manifestent sous la forme de sous-pics qui se déplacent sur les larges raies d'émission du spectre. De plus, si les hétérogénéités suivent le vent parfaitement, il est possible de caractériser l'accélération de ce dernier à l'aide des déplacements des sous-pics et de déterminer une loi de vitesse (v_r). Cette loi de vitesse mène, par l'entremise de l'équation de la conservation de la masse, à une expression du profil de densité, qui est nécessaire à l'élaboration de modèles auto-cohérents.

Dans ce projet, nous étudions spectroscopiquement trois étoiles de soustype WNE, soit WR2, WR3 et WR152. Cette étude permet de mieux connaître le comportement du vent stellaire des WR dans des régions proches de la surface de l'étoile. Il s'agit de régions encore peu observées, car rarement atteignables chez la grande majorité des étoiles WR dont le vent est optiquement trop épais. À partir d'une douzaine de nuits d'observation à l'Observatoire du mont Mégantic, nous avons eu la possibilité de suivre les sous-pics sur la raie HeII $\lambda 4686$ du spectre des étoiles WR3 et WR152. Nous démontrons ainsi le caractère hétérogène et chaotique du vent de ces étoiles à des rayons près de la surface et pouvons déjà obtenir une forme préliminaire de la loi de vitesse. Il nous a été toutefois impossible de suivre quelque sous-pic que ce soit dans les spectres de WR2. Cela s'explique probablement par la grande opacité du vent du WR2 dans les régions observées, ce qui rend plus difficile la détection de sous-pics.

Pour obtenir la loi de vitesse à partir de nos observations, nous supposons que les hétérogénéités vont à la même vitesse que le vent ambiant de nos étoiles. Ainsi, nous pouvons considérer que le mouvement des sous-pics que nous avons détectés sur les raies des spectres de WR3 et WR152 nous permet de suivre exactement l'accélération de leur vent. Nous supposons aussi que le vent a un profil de vitesse qui a la forme d'une loi de type β , soit $v_r = v_\infty \left(1 - \frac{R_*}{r}\right)^\beta$ (où v_∞ est la vitesse du vent à un rayon infini et R_* , le rayon hydrostatique de l'étoile correspond à la surface de l'étoile). De cette équation, il n'est possible de déterminer à l'aide d'observations que la valeur du produit des deux paramètres β et R_* , car ces derniers sont dégénérés. Donc, en comparant les trajectoires des sous-pics avec celles obtenues à partir de cette équation à l'aide de deux méthodes d'analyse indépendantes, nous avons été en mesure de trouver une valeur de βR_* pour les étoiles WR3 et WR152.

La première méthode d'analyse est basée sur une dérivation simple de la loi de vitesse de type β . Toutefois, nous devons supposer que les trajectoires de sous-pics observées sont linéaires, ce qui n'est pas nécessairement le cas. La deuxième nous permet de comparer directement les trajectoires observées avec celles obtenues à partir de la loi- β , à l'aide d'un ajustement non-linéaire. Mais cela exige un développement périlleux de la loi de vitesse β , ainsi que l'utilisation d'outils mathématiques complexes. Comme notre tentative pour faire l'ajustement par un programme de minimisation du χ^2 à échouée, nous nous sommes contentés d'un ajustement à l'œil.

À la suite de nos récents efforts, nous sommes en mesure de dire que les βR_* des deux étoiles que nous avons pu étudier dans le cadre de cette étude sont entre 3 et $\sim 8 R_\odot$ pour WR3 et entre 7.1 et $\sim 14 R_\odot$ pour WR152, ce qui est plusieurs fois inférieur à ce qui a déjà été trouvé pour d'autres étoiles déjà étudiées dans Lépine & Moffat (1999). Pour pousser plus loin la précision de nos résultats, nous devons nous pencher sur l'analyse de plusieurs raies des spectres pour une meilleure détermination de la loi- β avec des images dont le signal-sur-bruit est bien meilleur que ce que nous avons obtenu.

Mots clefs: étoiles Wolf-Rayet, vent stellaire, hétérogénéité, spectroscopie

ABSTRACT

Wolf-Rayet (WR) stars are massive stars whose wind is so dense that their surface is entirely hidden. Thus, the only way to probe the conditions on the surface of a WR star is to study the wind structure in detail. One of the characteristics of the wind we try to understand better here is its heterogeneity, which has been revealed in several previous studies of line-driven winds. In order to verify this property we use high-resolution, time-resolved spectroscopy. In this way, overdense regions of the heterogeneous wind manifest themselves as moving sub-peaks superimposed on emission-lines. Furthermore, if these heterogeneities perfectly follow the wind, it is possible to characterize the acceleration of the wind and the velocity law (v_r) from the time-dependent shifts of the subpeaks. With the equation of continuity, this velocity law leads to the density profile of the wind, required for self-consistent models of the stellar atmosphere.

In this project, we study spectroscopically three stars of subtype WNE, namely WR2, WR3, and WR152. This study enables us to better understand than any previous study the behaviour of the WR wind in regions close to the surface. In the majority of WR stars, these regions are rarely observable because of the optical thickness of the winds. During a dozen nights at the Observatoire du mont Mégantic, we followed several sub-peaks superimposed on the HeII $\lambda 4686$ emission line in the spectra of both WR3 and WR152. We show that the nature of the wind of these stars is inhomogeneous and chaotic at radii close to the surface of the respective stars. We can also derive a preliminary form of the velocity law from these data. The apparent lack of sub-peaks in WR2 can probably be explained by the optical thickness of the wind in the observed regions, making their detection more difficult.

In order to derive a velocity law from our observations, we assume that the inhomogeneities have the same velocity-radius dependence as the ambient wind. Then we can consider that the

motion (and hence acceleration) of the sub-peaks reflects the motion of the wind. We also assume that the wind's velocity law follows a beta law, i.e. $v_r = v_\infty \left(1 - \frac{R_*}{r}\right)^\beta$ (where v_∞ is the velocity of the wind at an infinite radius and R_* , the hydrostatic radius of the star). From this, it is however possible to derive only the product of β and R_* , since these parameters are mutually degenerate. Hence, by comparing the measured trajectories of the sub-peaks with those obtained using the β -law and two independent methods, we found a best value of βR_* for both WR3 and WR152.

The first method of analysis is based on a simple derivation from the beta-type velocity law. However, we have to assume that the trajectories of the subpeaks are linear in time, which is not strictly the case. The second method allows us to compare directly the observed trajectories with those obtained by use of the β -law by non-linear fitting. This required a difficult development of the velocity law and the use of complex mathematical tools. Our attempt to use a χ^2 minimisation program to fit the curves failed. Therefore, we had to rely on visual fits.

Our final results yield values of βR_* that are between 3 and $\sim 8 R_\odot$ for WR3 and between 7 and $\sim 14 R_\odot$ for WR152, i.e. many times lower than βR_* found for other (mainly cooler) WR stars in Lépine & Moffat (1999). To obtain more accurate results, we will have to include work of several spectral lines for a better determination of the β -law, along with better signal-to-noise ratio than obtained in this study.

Key words: Wolf-Rayet stars, stellar wind, heterogeneity, spectroscopy

REMERCIEMENTS

Je remercie tout d'abord mon directeur de recherche, Anthony F.J. Moffat, non seulement parce qu'il se doit de le faire, mais surtout pour ce qu'il m'a donné d'intuition scientifique et d'opportunités. J'ai trouvé en lui quelqu'un de très humain et de très simple, qui a gardé l'émerveillement facile. Il m'a permis d'accomplir plusieurs projets fascinants qui m'ont donné le goût de la recherche.

Je peux le remercier aussi de s'être entouré de personnes sans qui ce mémoire n'aurait jamais pu se faire. Il y a Olivier Schnurr qui a su toujours me supporter et m'aider à garder les idées claires face à ce que je faisais. Je le remercie grandement pour toutes ces heures riches en discussions cruciales pour la compréhension du contexte de mon travail et pour toute cette motivation, dont il a été, dans plusieurs moments difficiles, le seul à pouvoir me communiquer. J'espère pouvoir encore partager avec lui plusieurs autres moments précieux autour d'un délicieux Shish Taouk de chez Sindibad.

Il y a aussi Sergey Marchenko, qui, avec beaucoup de générosité, a partagé avec moi, comme avec nous tous, son expérience en recherche. Il m'a sauvé plusieurs semaines d'efforts dans le traitement et l'analyse des spectres, et m'a appris comment il était possible de tirer le maximum d'information d'une image astronomique. Je lui dois, en grande partie, la réussite de ce projet. Et il y a tout ceux que j'ai vu passer dans le Club des étoiles massives : Cédric, avec qui j'ai passé plusieurs soirées mémorables, Gwen, dont la compagnie est aussi enrichissante qu'agréable, Geneviève, dont il est impossible d'oublier le sourire, Nathalie, l'intruse théoricienne qui m'a fait un peu mieux comprendre l'hydrodynamique des vents de Wolf-Rayet, Laure, la meilleure des cuisinières, Greg, Alfredo, Jean-Phillipe, Olivier Chesneau et Anita.

Je n'ai, bien sûr, pas oublié Nicole St-Louis, que j'ai gardée pour le dessert, avec qui j'aurai l'honneur d'accomplir un projet de doctorat qui me motive au plus haut point. C'est quelqu'un

en qui j'ai pleinement confiance et avec qui j'ai énormément de plaisir à travailler.

Je remercie Richard Leonelli, Pierre Bergeron, Paul Crowther, Luc Dessart et Stanley Owocki, qui ont pris le temps nécessaire pour m'aider dans certaines étapes du mémoire. Je remercie Louise Lafortune, Louise Grégoire et Johanne Parker du secrétariat du département de physique, ainsi que Louis Lemay, pour leur disponibilité et leur accueil, même en-dehors des heures normales de service... Je remercie aussi tout ceux du groupe d'astro qui m'ont accueilli et que j'ai tellement de plaisir à côtoyer. Je remercie tout particulièrement Loïc, Étienne, Frédérick et Christian qui contribuent énormément à l'ambiance si agréable du groupe et qui font que j'ai envie de me rendre chaque semaine à l'Université. Je remercie aussi Stéphanie et Anne, que je vois trop peu souvent, et que j'ai toujours hâte de retrouver lorsque Montréal et Québec se réunissent pour faire la fête.

Pendant ces deux années (et un peu plus...), j'ai eu énormément d'appuis de ma famille. Je serais bien un fils indigne de ne pas remercier ma précieuse mère pour toute l'énergie qu'elle m'a transmise, via tous ses "mabrouk" et ses m... "mot de Cambronne". Je suis heureux de pouvoir transformer en fierté tous les soucis d'une mère pour son fils, et je ne la remercierai jamais assez, autant pour toutes ces relectures du mémoire que pour la force qu'elle m'a donnée tout au long de cette épreuve. Je remercie aussi mes frères Frédéric, Bruce et François-Olivier, tant pour toute l'admiration qu'ils m'inspirent que pour leur présence constante. J'ai toujours pu compter sur eux, et j'ai eu, de la part de Bruce, une aide inestimable dans plusieurs moments qu'il a su rendre magiques. Je remercie aussi mes sœurs Adèle et Louise, à qui j'ai peut-être moins souvent l'occasion de signifier leur importance pour moi, mais dont je garde un souvenir heureux de chaque moment que j'ai partagé avec elles. Merci à Mélanie, pour toutes les délicieuses invitations de la dernière année, et un grand merci à sa sœur, Julie, qui a su, depuis maintenant plus d'un an, être celle qui me complète, m'apaise, me reconforte, me comble et m'habite. Sa présence donne une nouvelle dimension à tout ce que je fais et à tout ce que je suis.

Je remercie mes colocos et amis, Marie-Michèle, Michaël et Melinda, qui ne m'ont jamais déçu et à qui je tiens beaucoup, ainsi que tous ceux du 11^e est des Résidences de l'Université

de Montréal. Merci à Charles, Jean-Serge, Simon C.-L., David, Binh An et Marie-Hélène, que la physique m'a permis de rencontrer et que je compte parmi mes amis les plus proches. Merci aussi à mes amis de longue date François-Pierre, Simon L., Marianne, Karine, Cynthia et Héloïse qui m'ont rejoint pour me sortir de mon trou et raviver notre précieuse amitié.

Merci surtout à Bernard Malenfant, Ghislain Turcotte et Kamel Foughali avec qui j'ai accompli la partie la plus vitale de ce projet à l'Observatoire du mont Mégantic. C'est en complète confiance que j'ai pu me fier à leur expertise et j'apprécie leur complète dévotion dans leur quête de la meilleure image possible. Ils ont fait de mes nuits à l'Observatoire des moments uniques que j'espère encore nombreux. Et il serait ingrat d'oublier Diane et Bernard B., qui, alors, s'occupaient de mes jours pour mon confort le plus total et le plus apprécié!

Je remercie les membres du jury qui ont pris le temps de corriger cet ouvrage pour qu'il soit parfait pour la publication. Merci à l'Aide Financière aux Études du Québec pour son financement, au Conseil National de Recherche pour son financement pour le voyage au télescope Canada-France-Hawaï et à Anthony Moffat pour son cadeau de 3000\$ pendant la maîtrise. Merci finalement à moi-même, qui a su tenir le coup, malgré les nombreux obstacles, parfois très difficiles à surmonter. Je me remercie pour mon obstination et ma persévérance qui m'ont permis d'atteindre un objectif dont je peux être fier.

TABLE DES MATIÈRES

RÉSUMÉ	i
ABSTRACT	iii
REMERCIEMENTS	v
TABLE DES MATIÈRES	viii
LISTE DES TABLEAUX	xii
LISTE DES FIGURES	xiii
CHAPITRE 1: Introduction	1
1.1 Caractéristiques des étoiles Wolf-Rayet	2
1.1.1 Description générale	2
1.1.2 Classification	3

1.1.3 Cycle évolutif 4

1.2 Les vents stellaires chauds 5

1.2.1 Les vents engendrés par la pression de radiation sur les raies spectrales
(Line-driven winds) 5

1.2.2 Formation de raies dans un vent stellaire chaud en expansion 6

1.2.3 Paramètres observables du vent stellaire 9

1.2.4 L'équation de la conservation de la masse et le profil de vitesse ($v(r)$) . . . 10

1.3 Modèles de l'atmosphère des Wolf-Rayet 11

1.3.1 Le modèle standard 12

1.3.2 La diffusion multiple et l'effet de masque (blanketing) 13

1.3.3 L'hétérogénéité du vent des WR 14

CHAPITRE 2: But de l'étude, choix des étoiles et observations 16

2.1 But de l'étude et choix des étoiles 16

2.2 Observations spectroscopiques 19

CHAPITRE 3: Traitement des images	23
3.1 Réduction primaire	24
3.2 Extraction du spectre	25
3.3 Obtention des résultats	27
CHAPITRE 4: Détection des sous-pics	29
4.1 Bases de la méthode de détection	29
4.1.1 La procédure	31
4.1.2 La subjectivité de la méthode	32
4.1.3 Détection de trajectoires de sous-pics simulés	34
CHAPITRE 5: Analyse des variations	38
5.1 Trouver βR_* à partir de $a_{moy}(v_{moy})$	38
5.1.1 Le modèle	39
5.1.2 L'ajustement du modèle aux observations	42
5.1.3 Les résultats	43

<i>TABLE DES MATIÈRES</i>	xi
5.1.4 Les incertitudes et les difficultés	48
5.2 Trouver βR_* à partir de $v(t)$	49
5.2.1 Critique des résultats de Koesterke et al.	50
5.2.2 Le modèle	51
5.2.3 La procédure	52
5.2.4 Les raisons de l'échec de la méthode	54
5.2.5 L'ajustement à l'œil	56
CHAPITRE 6: Conclusion	60
BIBLIOGRAPHIE	xvii
APPENDICE A: Affichage des observations	xix

LISTE DES TABLEAUX

2-1	Caractéristiques des étoiles observées	22
5-1	Rayons hydrostatiques et vitesses terminales de nos étoiles dans la littérature . . .	40

LISTE DES FIGURES

1-1	Schéma de la formation des raies dans un vent stellaire chaud en expansion	7
1-2	Comparaison des raies HeII $\lambda 4686$ de WR3 et CIII $\lambda 5696$ de WR5	8
1-3	La loi- β	11
1-4	Profils de densité et de vitesse turbulents	14
2-1	Résultats de Lépine (1998)	17
2-2	Spectre moyen des trois étoiles	18
2-3	Profil de l'émissivité en fonction de la vitesse radiale	18
2-4	Profil de l'émissivité en fonction du rayon	19
2-5	Schéma du fonctionnement du spectrographe de Mégantic	20
3-1	Image brute de spectre original	23

4-1	Exemples typiques de spectres dynamiques des trois étoiles WNE	30
4-2	Image du programme de détection	33
4-3	Simulation d'un montage de spectres de différence	36
5-1	Modèle de vent en expansion radiale	41
5-2	Mauvais ajustement du modèle de $a_{moy}(v_{moy})$ sur des données simulées	44
5-3	Ajustement acceptable du modèle de $a_{moy}(v_{moy})$ sur des données simulées	44
5-4	Ajustement du modèle de $a_{moy}(v_{moy})$ sur les données de l'étoile WR3	46
5-5	Ajustement du modèle de $a_{moy}(v_{moy})$ sur les données de l'étoile WR152	47
5-6	Extrait de la grille de modèle de $V(t)$ pour l'étoile WR3	53
5-7	Trois tentatives d'ajustement à l'œil d'une trajectoire de sous-pics d'une nuit simulée	57
5-8	Ajustements à l'œil de certaines trajectoires de sous-pics de WR3	59
5-9	Ajustements à l'œil de certaines trajectoires de sous-pics de WR152	59
A-1	Résultat pour l'étoile WR152 de la nuit du 8 juin 2001	xx
A-2	Résultat pour l'étoile WR152 de la nuit du 9 juin 2001	xxi

A-3 Résultat pour l'étoile WR152 de la nuit du 9 août 2001 xxii

A-4 Résultat pour l'étoile WR152 de la nuit du 10 août 2001 xxiii

A-5 Résultat pour l'étoile WR152 de la nuit du 11 août 2001 xxiv

A-6 Résultat pour l'étoile WR152 de la nuit du 14 août 2001 xxv

A-7 Résultat pour l'étoile WR2 de la nuit du 12 août 2001 xxvi

A-8 Résultat pour l'étoile WR2 de la nuit du 30 octobre 2001 xxvii

A-9 Résultat pour l'étoile WR2 de la nuit du 31 octobre 2001 xxviii

A-10 Résultat pour l'étoile WR3 de la nuit du 7 juin 2001 xxix

A-11 Résultat pour l'étoile WR3 de la nuit du 8 juin 2001 xxx

A-12 Résultat pour l'étoile WR3 de la nuit du 13 août 2001 xxxi

A-13 Résultat pour l'étoile WR3 de la nuit du 13 août 2001 xxxii

A-14 Résultat pour l'étoile WR3 de la nuit du 16 août 2001 xxxiii

A-15 Résultat pour l'étoile WR3 de la nuit du 23 octobre 2001 xxxiv

A-16 Résultat pour l'étoile WR3 de la nuit du 29 octobre 2001 xxxv

À mon feu père qui
continue toujours de m'éclairer.

CHAPITRE 1

Introduction

Toutes les étoiles perdent de la masse sous forme d'un flux continu de matière, nommé vent stellaire. Ce vent est donc constitué de particules qui, poussées par une force radiale au-delà de la surface, s'échappent de l'attraction gravitationnelle de l'étoile. Les étoiles froides, comme celles de type spectral M, K et G qui ne sont pas supergéantes, ont un vent plutôt faible propulsé par des pulsations, des ondes sonores, des ondes d'Alfvén ou, encore, la pression de radiation sur la poussière (Lamers & Cassinelli 1998) et dont la vitesse radiale est de l'ordre de 10 km s^{-1} . Les étoiles massives et chaudes, elles, ont un vent qui entraîne une intense perte de masse et qui joue un rôle déterminant dans leur cycle évolutif. Ce vent est principalement engendré par la pression de radiation sur les électrons liés (il y a aussi la pression de radiation sur les électrons libres qui est beaucoup moins efficace) que ce vent expulse plus que la moitié de la masse originale de l'étoile dans le milieu interstellaire à des vitesses de l'ordre de 10^2 à 10^3 km s^{-1} , avant qu'elle n'explose en supernova. Dans cette étude-ci, nous nous intéressons au vent chaud d'étoiles de type Wolf-Rayet.

Suivra donc dans ce chapitre une présentation des caractéristiques des étoiles Wolf-Rayet, de la physique des vents stellaires chauds et des modèles d'atmosphères des Wolf-Rayet.

1.1 Caractéristiques des étoiles Wolf-Rayet

1.1.1 Description générale

C'est à l'Observatoire de Paris, en 1867, que Charles Joseph Etienne Wolf et Georges Antoine Pons Rayet ont découvert les trois premières étoiles dites Wolf-Rayet (WR) dans la constellation du Cygne. Ce sont des étoiles massives et chaudes (masse plus grande que $5 M_{\odot}$ et température de surface entre 25 et 100 kK) dont le spectre est dominé par de fortes raies d'émission larges de He, N, C et O. Ce spectre provient d'un vent stellaire très chaud dont la vitesse terminale peut atteindre $v_{\infty} \cong 400\text{-}5000 \text{ km s}^{-1}$ et dont le taux de perte de masse est de l'ordre de $10^{-5} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$ (van der Hucht 2001) et jusqu'à $10^{-4} M_{\odot} \text{ an}^{-1}$! L'émission libre-libre (bremsstrahlung thermique) du continu, qui, lui aussi, provient du vent, permet de déterminer le taux de perte de masse et d'estimer l'ionisation, le taux d'hétérogénéité et même la distance à l'étoile WR.

Les étoiles massives en général ($M_i \sim 25 - 100 M_{\odot}$) ont un temps de vie très court sur la Séquence Principale (entre 10^6 et 10^7 années; Maeder & Meynet (1994)), et encore plus court pour les autres étapes de fusion nucléaire. Le stade de WR lui-même, où le cœur de l'étoile brûle de l'hélium (sauf exceptions probables de quelques WN dont le cœur brûlerait de l'hydrogène), ne représente que quelques centaines de milliers d'années avant que l'étoile n'explose probablement en supernova de type Ib/Ic. De plus, comme la fonction de masse initiale (FMI, ou IMF en anglais) favorise la formation d'étoiles de faible masse, les étoiles WR sont plutôt rares. En fait, nous connaissons aujourd'hui 227 étoiles WR dans notre galaxie (van der Hucht 2001) et le nombre total attendu se situe entre 1000 et 2000 (Shara et al. 1999). S'il est difficile d'observer ces étoiles, c'est parce qu'elles se situent surtout dans le centre galactique et que la plupart subissent une grande extinction interstellaire. La recherche de WR extragalactiques nous a aussi permis d'en observer plusieurs autres dans le Groupe Local (Massey 2002).

Malgré leur rareté, les étoiles WR injectent dans le milieu interstellaire des galaxies une

quantité importante d'énergie mécanique et d'éléments plus lourds que l'He (appelés métaux), et ainsi déterminent l'évolution des galaxies qu'elles sculptent. Et si elles sont rares aujourd'hui, elles dominaient la formation stellaire au début de l'Univers! (Abel et al. 2002). Il est donc important de comprendre la nature et la dynamique de ce type d'étoile pour connaître mieux l'histoire et le destin de notre Univers.

La recherche d'une meilleure compréhension des WR est aussi motivée par leur haute température qui fait d'elles d' uniques laboratoires de physique et par leur grande luminosité qui nous permet de s'en servir autant comme traceurs de bras de galaxies spirales que comme étalons standards pour mesurer les distances à d'énormes *redshifts* dans l'Univers.

1.1.2 Classification

La comparaison des spectres des étoiles WR permet de les subdiviser en trois classes, soit les WN, les WC et les WO. Le spectre des WN est dominé par les raies d'émission d'hélium et d'azote, mais il peut y en avoir d'autres de carbone, de silicium et d'hydrogène. Dans le spectre des WC, il y a surtout les raies de carbone, d'hélium et d'oxygène, et les raies d'hydrogène et d'azote sont complètement absentes. Le type beaucoup plus rare WO est semblable au type WC. Toutefois, les raies d'oxygène y sont plus nombreuses et plusieurs autres raies proviennent d'espèces atomiques dont le niveau d'ionisation est supérieur. Ces trois classes sont encore subdivisées en sous-classes selon l'abondance des différents ions. Les sous-types de WN vont de WN2 à WN5 pour les étoiles dites WNE, ou "early" (précoces), et de WN6 à WN11 pour les étoiles WNL, ou "late" (tardives). Les sous-types de WC vont de WC4 à WC6 pour les WCE et de WC7 à WC9 pour les WCL. Dans les deux cas, plus le chiffre est élevé, plus le niveau d'ionisation des éléments, d'où proviennent les raies du spectre, est faible et plus le vent de l'étoile est "froid".

1.1.3 Cycle évolutif

Les WR sont les descendantes des étoiles O dont la masse sur la Séquence Principale est supérieure à $25 M_{\odot}$ quand la métallicité est de type solaire. Nous présentons ici trois scénarii de cycle évolutif d'étoiles O qui ne font pas partie de systèmes binaires, tirés de Crowther et al. (1995). Chaque scénario dépend de la masse initiale de l'étoile O sur la Séquence Principale.

Si la masse sur la séquence principale $M_{SP} \gtrsim 60 M_{\odot}$:

O \rightarrow Of \rightarrow OIafpe/WNha \rightarrow WN5-7ha \rightarrow WN7 \rightarrow (WNE) \rightarrow WC/WO \rightarrow Supernova

Si $40 \lesssim M_{SP} \lesssim 60 M_{\odot}$:

O \rightarrow Of \rightarrow LBV \rightarrow WN9-11h \rightarrow WN8 \rightarrow WNL \rightarrow WNE \rightarrow WC/WO \rightarrow Supernova

Si $25 \lesssim M_{SP} \lesssim 40 M_{\odot}$:

O \rightarrow Of \rightarrow SGJ \rightarrow WN9-11h \rightarrow WN8/WN8h \rightarrow WNL \rightarrow WNE \rightarrow WC/WO \rightarrow Supernova

Tous ces scénarii, commencent avec une phase de brûlage d'H dans le cœur. Dans les deux cas où $M_{SP} \lesssim 60 M_{\odot}$, l'étoile passe d'abord par une phase de brûlage central d'He et de brûlage d'H en couche avant de se rendre au stade WR, soit le stade LBV (Variable Lumineuse et Bleue) pour l'un et le stade SGJ (Supergéante Jaune) pour l'autre. Les LBV sont des étoiles chaudes hypergéantes extrêmement lumineuses qui montrent différentes variabilités photométriques, allant de petites variations sur une échelle de quelques jours à de grandes variations sur une échelle de la décennie. Les SGJ, elles, sont semblables aux Supergéantes Rouges classiques provenant des étoiles un peu moins massives, mais qui ne se refroidissent pas suffisamment pour devenir rouges, i.e. suffisamment froides. Dans le cas où $M_{SP} \gtrsim 60 M_{\odot}$, l'étoile passe du stade Supergéante Bleue à un stade soupçonné être aussi de brûlage central d'H, soit la phase WN5-7ha, avant de devenir WN7. D'autres séquences sont aussi proposées dans d'autres articles qui incluent aussi la rotation ou la binarité. En fait, le chemin évolutif des WR n'est toujours pas bien compris.

Évidemment, un paramètre déterminant dans la compréhension de ces cycles évolutifs est la perte de masse sous forme de vent stellaire. Voyons maintenant ce qui pousse ce vent et comment on peut le modéliser et l'observer.

1.2 Les vents stellaires chauds

1.2.1 Les vents engendrés par la pression de radiation sur les raies spectrales (Line-driven winds)

La majeure partie de la radiation émise par le vent des étoiles chaudes et lumineuses est radiale et sous la forme de photons UV et UV lointain (FUV) très énergétiques. Comme l'opacité du vent dans les raies peut être beaucoup plus grande que dans le continu (e.g. un facteur 10^6 pour la raie de résonance CIV $\lambda 1550$), c'est principalement l'absorption de la radiation par les ions qui engendre le vent. Ce type de vent se nomme en anglais "line-driven winds". Voici comment fonctionne le mécanisme de propulsion.

La radiation qui vient de la photosphère va d'abord être absorbée ou diffusée par les atomes dans les couches de l'atmosphère proches de la surface. Si le vent avait une vitesse constante à tous les rayons (gradient de vitesse nulle), les couches lointaines de l'atmosphère ne recevraient aucune radiation directe aux longueurs d'ondes correspondant aux différentes raies et la poussée dans ces régions serait grandement atténuée. Mais, en réalité, il y a un gradient de vitesse dans le vent qui fait en sorte que les atomes des couches lointaines de l'atmosphère s'éloignent de l'étoile et voient, par décalage Doppler, la radiation de la photosphère rougie. Ainsi, des photons qui, à de petits rayons, ne sont pas absorbés, car leur longueur d'onde ne correspondait à aucune raie, peuvent l'être une fois rendus à de grands rayons grâce à ce décalage. Les atomes des régions éloignées peuvent donc absorber des photons qui ne sont pas altérés par les couches précédentes. et c'est cela qui rend efficace l'accélération radiative due aux raies spectrales dans l'atmosphère en expansion des étoiles massives.

1.2.2 Formation de raies dans un vent stellaire chaud en expansion

Les vents stellaires chauds en expansion sont stratifiés en niveau d'ionisation et les régions de formation des différentes raies sont limitées de manière plus ou moins floues par deux rayons. Il est facile de reconnaître les raies d'émission qui proviennent de ces vents et de les distinguer des raies photosphériques par leur profil large. Pour comprendre la forme de ces raies, commençons par ne considérer, dans un vent homogène, de symétrie sphérique et optiquement mince, qu'une seule coquille à une distance entre r et $r+\Delta r$ (voir figure 1-1). La raie formée dans cette région, dont la vitesse d'expansion se situe entre v et $v+\Delta v$, est rectangulaire et ses ailes sont situées à $\lambda_o + \lambda$ et $\lambda_o - \lambda$, où $\lambda = \lambda_o(1-(v+\Delta v)/c)$. La hauteur de cette raie dépend de la densité du vent à la distance r (Dessart & Owocki 2002), et la densité qui croît quand r diminue (i.e. lorsque l'on s'approche de l'étoile). Une raie formée dans une région d'émission définie, qui peut avoir une épaisseur de plusieurs fois le rayon hydrostatique de l'étoile, est une co-addition de plusieurs rectangles dont la hauteur décroît et dont la largeur augmente avec le rayon. Si la région d'émission est éloignée de la photosphère, les rectangles additionnés auront tous une largeur et une hauteur plutôt semblables, car, à de grands rayons, l'accélération est faible et la densité varie peu. La raie totale résultante garde une allure plutôt rectangulaire, comme la raie de CIII $\lambda 5696$ des WCE. Toutefois, si la région est proche de l'étoile, l'accélération est grande, tout comme la variation de densité en fonction du rayon. Les rectangles additionnés sont alors très différents, c'est-à-dire que des coquilles de vent les plus proches de l'étoile proviennent des rectangles hauts et étroits, alors que dans les coquilles de plus en plus éloignées se forment des rectangles de plus en plus larges et de moins en moins hauts. La raie totale résultante a alors une forme plutôt triangulaire. Il existe aussi le cas intermédiaire où la raie a une forme gaussienne (voir figure 1-2).

Dans le cas où le vent est optiquement mince, il y a moyen de déduire l'épaisseur dans l'espace des vitesses de la région de formation à partir du profil de la raie. En calculant l'émissivité de la raie en fonction de v_r , nous obtenons une fonction qui peut s'approcher d'une gaussienne et dont la pleine largeur à mi-hauteur donne le régime de vitesse de formation. L'émissivité est

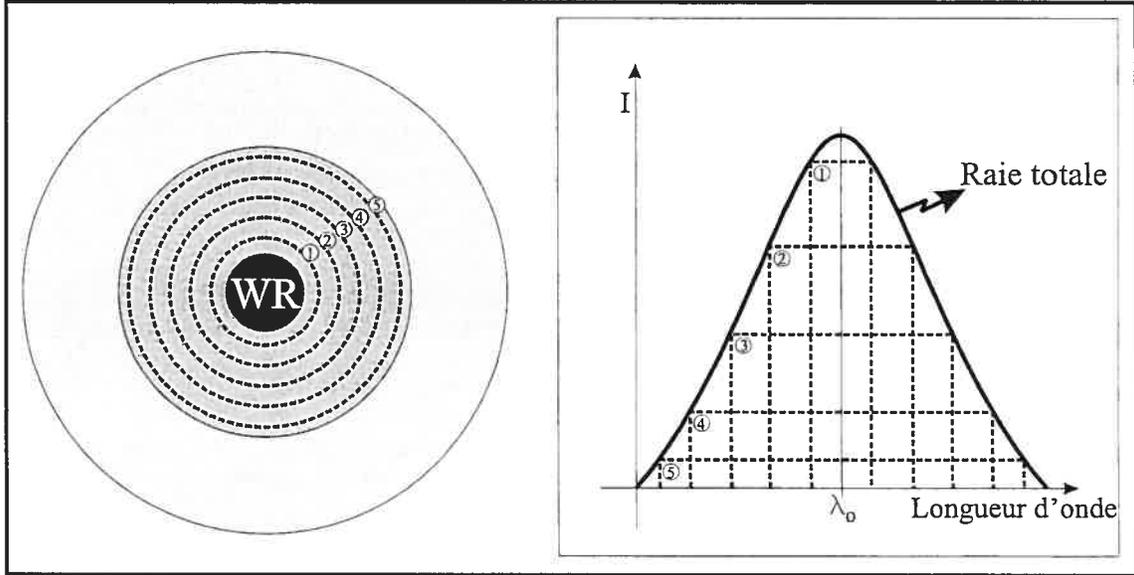


Figure 1-1: Schéma de la formation des raies optiquement minces dans un vent stellaire chaud en expansion. À gauche: Représentations de l'étoile WR (en noir) entourée du vent (les régions grises). Le vent est séparé en deux tons de gris pour distinguer deux régions d'émission de raies différentes. À droite: La raie qui provient de la région du vent présentée en gris plus foncé. Chaque "boîte" provient d'une coquille de vent illustrée dans le dessin de l'étoile par des cercles en traits pointillés. La raie totale est dessinée en trait plein.

donnée par :

$$\xi(v_r) = -v_r \left[\frac{d}{dv_r} S(v_r) \right] \quad (1.1)$$

(Lépine et al. 2000).

Toutefois, si la région de formation d'une raie est optiquement épaisse, le processus présenté précédemment ne suffit pas à expliquer sa forme plus arrondie que dans le cas optiquement mince. Dans ce cas, c'est le gradient de vitesse qui joue un rôle important. Si nous considérons un vent isotrope et monotone, où les raies ne se chevauchent pas, les raies ne seront pas arrondies si le gradient de vitesse est suffisamment élevé, car un photon émis par un ion ne tombera plus dans la transition des ions de son environnement trop rouge. Mais plus le gradient de vitesse est faible, moins les photons ont de "chances" de sortir des régions d'émission. Le gradient de vitesse s'écrit $\nabla v_r = \mu^2 \frac{dv_r}{dr} + (1 - \mu^2) \frac{v_r}{r}$ (cf. communications privées avec Luc Dessart), où μ est le cosinus de

l'angle entre le mouvement et la ligne de visée. Supposons un gradient de vitesse selon la ligne de visée nul (par exemple, lorsque le vent atteint presque sa vitesse terminale). Dans ce cas, les régions dont $\mu \sim 1$ ou -1 ne contribuent pas au profil de la raie, car alors ∇v_r est quasi nul. Ce sont les régions dont le mouvement est perpendiculaire à la ligne de visée qui contribuent le plus au profil, car même si $\frac{dv_r}{dr}$ est nul, $\mu \sim 0$ et $\frac{v_r}{r}$ est grand. Ce gradient résiduel fait en sorte que les régions dont le mouvement est perpendiculaire à la ligne de visée contribuent plus au profil de la raie que les régions où $\mu \sim 1$ ou -1 , car elles sont bien moins obscurcies. Le profil arrondi provient donc d'un déficit relatif de photons dans les ailes de la raie et d'un excès relatif de photons au centre. Dans ce cas, il est impossible d'utiliser la fonction d'émissivité pour en déduire les paramètres de la région de formation de la raie.

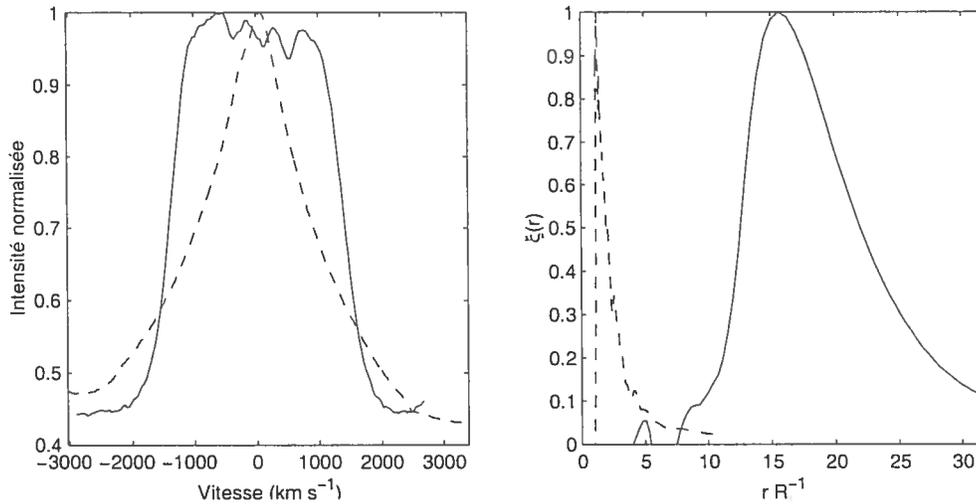


Figure 1-2: Comparaison des raies HeII $\lambda 4686$ de WR3 (trait pointillé) et CIII $\lambda 5696$ de WR5 (trait plein). À gauche: Comparaison des profils de raies. À droite: Comparaison des profils observés de l'émissivité des deux raies en fonction du rayon, obtenus à partir de l'aile bleue de la raie. Pour passer d'une expression de l'émissivité en fonction de la vitesse à celle de l'émissivité en fonction du rayon, nous avons utilisé la loi- β exposée dans la section 1.2.4. Nous avons utilisé $\beta=1$ pour WR3 (pour correspondre au résultat attendu avant les analyses des spectres) et $\beta=10$ pour WR5 (pour correspondre aux résultats déjà obtenus pour cette même raie chez d'autres WC6 dans Robert (1992)).

1.2.3 Paramètres observables du vent stellaire

Les deux plus importants paramètres des vents stellaires qu'il est possible d'obtenir par l'observation sont le taux de perte de masse (\dot{M}) et la vitesse terminale (v_∞). Le taux de perte de masse est, par convention, toujours positif et représente la quantité de matière perdue par l'étoile par unité de temps, ce que l'on exprime le plus souvent en unité de masse solaire par année ($M_\odot \text{ an}^{-1}$). La vitesse terminale est la vitesse qu'atteint le vent à de grandes distances de l'étoile. (Lamers & Cassinelli 1998)

Pour trouver le taux de perte de masse, Abbott et al. (1986) utilisent la relation entre \dot{M} et l'excès en émission radio, en supposant que celui-ci provienne entièrement de l'émission du continu de type libre-libre (bremsstrahlung thermique). Alors:

$$\dot{M} = C v_\infty S_\nu^{3/4} D^{3/2} \quad M_\odot \text{ an}^{-1} \quad (1.2)$$

où D est la distance à l'étoile en kpc, S_ν , le flux radio en mJy et C , une constante qui dépend de la composition chimique (Z), du niveau d'ionisation (γ) et de la température du vent. Le facteur C à 4,9 GHz s'écrit:

$$C_s = \frac{1,36 \times 10^{-6} \mu}{Z(\gamma g_{ff})^{1/2}} \quad (1.3)$$

et la distance D s'estime à partir des associations certaines ou probables des étoiles WR à des amas ou à des galaxies. Il y a aussi Hamann et al. (1995) qui dérivent \dot{M} à partir de raies d'émission et qui utilisent la relation:

$$\dot{M} v_\infty \propto L_*/c, \quad (1.4)$$

en supposant qu'il n'y ait qu'une seule diffusion des photons avant qu'ils ne s'échappent de l'étoile.

La vitesse terminale v_∞ peut, elle, être déduite de l'extension vers le bleu de la composante en absorption du profil dit P Cygni présent dans les raies du domaine UV. Ce profil est dû à l'absorption du continu provenant de l'étoile par la partie du vent sur la ligne de visée, du point de vue de l'observateur (Lamers & Cassinelli 1998).

1.2.4 L'équation de la conservation de la masse et le profil de vitesse ($v(r)$)

Pour une étoile dont le vent est stationnaire et de symétrie sphérique, on peut écrire l'équation de la conservation de la masse:

$$\dot{M} = 4\pi r^2 \rho(r) v(r) \quad (1.5)$$

où ρ est la densité, v , la vitesse et r , la distance à partir du centre de l'étoile. Cette équation indique donc qu'il n'y a pas de matière qui se crée, ni même qui se forme au sein du vent, et que le flux de matière à travers une sphère à n'importe quel rayon est constant. Dans cette expression, nous l'avons vu, on peut trouver \dot{M} par l'observation de l'excès radio ou des raies d'émission. Grâce à cela, il est possible, en supposant une expression pour le profil de vitesse $v(r)$, de déterminer la distribution de densité $\rho(r)$ qui nous permet ensuite de construire des modèles de vents auto-cohérents qui reproduisent les spectres observés des étoiles WR.

Pour trouver $v(r)$, nous utilisons une expression empirique (Lamers & Cassinelli 1998) appelée loi- β , dont le fondement théorique peut se comprendre à partir du cas simplifié suivant: supposons un vent stellaire fait de particules distinctes, qui quittent la surface de l'étoile, poussées par une force purement radiale. L'équation générale du mouvement prend alors la forme:

$$\frac{dv}{dt} = v \frac{dv}{dr} = -\frac{1}{\rho} \frac{dp}{dr} - \frac{GM_*}{r^2} + f(r) \quad (1.6)$$

Les trois termes de la partie droite de l'équation représentent les forces exercées par le gradient de pression, la gravité et la pression de radiation sur les raies atomiques et sur les électrons libres. Ici, c'est la pression de radiation sur les raies atomiques qui domine la poussée radiale du vent. Le dernier terme de l'équation 1.6 peut s'écrire sous la forme $f(r) = A(r)r^{-2}$, où le facteur correctif $A(r)$ est une constante qui sert à définir le rayon d'action de la force de rayonnement (Lépine 1998). La solution de l'équation de mouvement peut s'écrire:

$$v(r) = v_\infty \left(1 - \frac{R_*}{r}\right)^{\frac{1}{2}} \quad (1.7)$$

Cependant, le champ de vitesse peut dévier de cette dernière équation en fonction de la composition du milieu, du détail des modèles atomiques, de l'opacité du vent, etc... Il existe alors une

forme plus générale, qui, de plus, corrobore les observations, soit la loi- β qui s'écrit:

$$v(r) = v_{\infty} \left(1 - \frac{R_{*}}{r}\right)^{\beta} \quad (1.8)$$

Dans la figure 1-3, nous montrons la loi de vitesse de type β pour différentes valeurs de β . La courbe où $\beta=0,5$ est une limite inférieure pour les valeurs de β possibles avec le type de force qui agit sur le vent. On voit que plus β augmente, plus l'accélération du vent s'effectue sur une grande région. Les courbes où les β sont petits atteignent ainsi l'asymptote de v_{∞} à des rayons plus petits que les courbes où β est plus grand.

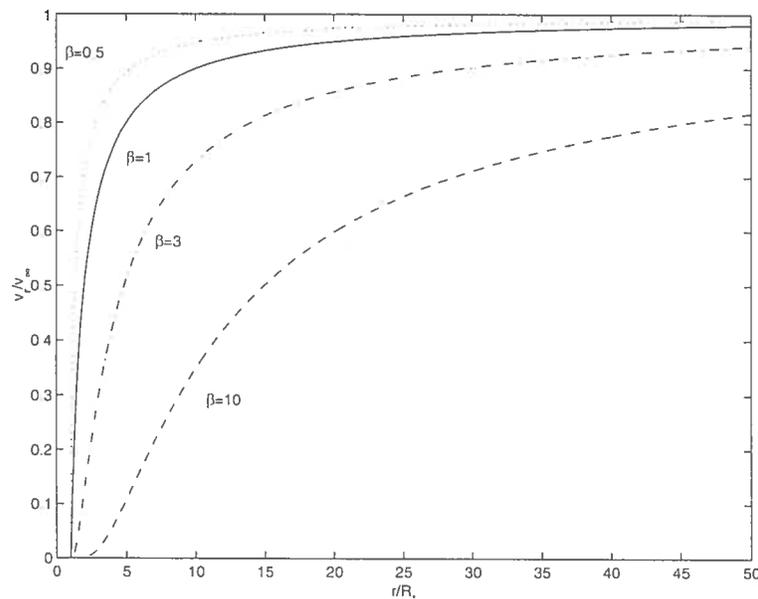


Figure 1-3: La loi de vitesse de type β pour différentes valeurs de β .

1.3 Modèles de l'atmosphère des Wolf-Rayet

Dans les modèles d'atmosphère des étoiles WR, le vent joue un rôle crucial et ne peut être négligé. Voici donc brièvement les façons dont on a traité le sujet depuis le modèle standard jusqu'aux dernières considérations.

1.3.1 Le modèle standard

Les modèles photosphériques des étoiles normales ne s'appliquent pas aux WR à cause de leur enveloppe dense en expansion. L'atmosphère est étendue et les effets de courbure sont importants. La température à la surface, T_{eff} , ne se trouve pas avec les modèles d'évolution et la gravité à la surface, g_{eff} , n'a pas d'effet sur le spectre, puisque le vent domine tout. L'abondance n'est pas solaire et doit être déterminée par analyse spectrale.

Pour étudier le vent des étoiles massives de la séquence principale, nous utilisons le modèle cœur-halo. On regarde alors les conditions à la surface de l'étoile qui influencent le vent, puis comment le vent change les conditions à la surface. Mais dans le cas des WR, le vent est trop dense, et il est impossible d'observer directement la surface. La seule façon de connaître quelque chose de la surface d'une WR, c'est par l'étude détaillée du vent.

En tenant compte de tout cela, le modèle standard, discuté dans Hillier (1991), permet, lui, grâce à plusieurs hypothèses simplificatrices, de déduire les propriétés de l'étoile. C'est un modèle hors-ETL qui considère que les raies en émission du spectre des étoiles WR se forment dans un vent stellaire dense ionisé par un cœur chaud. Voici en quelques mots les hypothèses sur lesquelles se base ce modèle. Il y a d'abord la symétrie sphérique qui permet de réduire le problème à une seule dimension, car toutes les équations ne sont alors exprimées qu'à partir de la distance au centre de l'étoile, r . Il y a aussi l'état stationnaire du vent qui lève toute dépendance du temps et l'homogénéité qui permet de supposer que les profils de vitesse et de densité sont continus et monotoniques. On y suppose aussi l'équilibre radiatif, et ainsi, on peut résoudre l'équation de transfert radiatif et les équations d'équilibre statique de façon auto-cohérente. Comme le vent n'est pas assez dense (de 10^8 à 10^{14} $\text{é}/\text{cm}^3$) pour que les processus de collision puissent être plus importants que les processus radiatifs, on ne peut faire l'approximation de l'équilibre thermodynamique local pour le spectre des WR. On doit donc résoudre les équations de l'équilibre statique à chaque profondeur. On suppose l'équilibre entre les processus qui peuplent et qui dépeuplent les niveaux atomiques. Le champ de radiation doit être résolu en même temps

que les populations des niveaux atomiques.

Aujourd'hui, plusieurs études montrent de nombreux désaccords avec les prédictions du modèle standard, probablement à cause des hypothèses trop simplificatrices à la base. Les principaux phénomènes maintenant pris en compte dans les modèles actuels sont l'**effet de masque** (*blanketing*) et l'**hétérogénéité** du vent. Dans cette étude-ci, nous nous concentrerons sur l'hétérogénéité du vent, mais jetons quand même un coup d'œil sur le phénomène d'effet de masque.

1.3.2 La diffusion multiple et l'effet de masque (blanketing)

Dans la section 1.2.1, il est question du moyen de propulsion des vents stellaires chauds, c'est-à-dire, l'absorption des photons de la photosphère par les raies spectrales. Nous ne considérons alors que la possibilité d'une seule diffusion du photon dans sa trajectoire dans le vent. En fait, quand un photon est absorbé par un ion, le temps que cela prend pour qu'il soit réémis est si court qu'il semble être diffusé. Si la radiation est à l'origine radiale, dès la première diffusion, toutes les directions de réémission ont la même probabilité et la trajectoire du photon devient non-radiale. La supposition de la diffusion simple est raisonnable s'il n'y a pas beaucoup de transitions atomiques qui produisent une accélération radiative ou si les différentes raies spectrales des transitions sont très espacées. Quand un photon est absorbé et réémis (diffusé) par une raie spectrale à un certain rayon, son énergie change et, à cause de l'expansion du vent, il ne peut plus être diffusé par la même raie à un autre rayon dans le vent. Mais, dans le cas des WR, nous croyons que les photons vont être diffusés plusieurs fois par différentes espèces d'ions avant de quitter le vent de l'étoile, phénomène que nous appelons la *diffusion multiple*.

La diffusion multiple accroît le taux de perte de masse, le moment du vent et, surtout, elle change la structure de la photosphère par l'effet de masque (Lamers & Cassinelli 1998). En effet, si plus que 10% de la radiation de la photosphère retourne d'où elle vient, la structure en

température des couches supérieures de la photosphère va changer radicalement, ce qui transforme toute la distribution en énergie.

1.3.3 L'hétérogénéité du vent des WR

Quant à l'hétérogénéité des vents chauds, elle a été démontrée lors des 15 dernières années dans plusieurs études sur la théorie des vents poussés par la pression de radiation sur les raies spectrales qui montrent que les vents stellaires chauds sont instables. Owocki et al. (1988) indiquent que de petites perturbations, de moins de 1% de l'amplitude du champ de vitesse, introduites à la base du vent vont s'accroître de façon non-linéaire pour dégénérer en onde de choc dans le vent. Les vents stellaires chauds sont donc **hétérogènes et chaotiques**. La figure 1-4 montre comment les perturbations dans le vent le rendent turbulent. Pour vérifier ce caractère, on a eu recours à plusieurs méthodes d'observation, dont la photométrie, la polarimétrie, les rayons X et la spectroscopie.

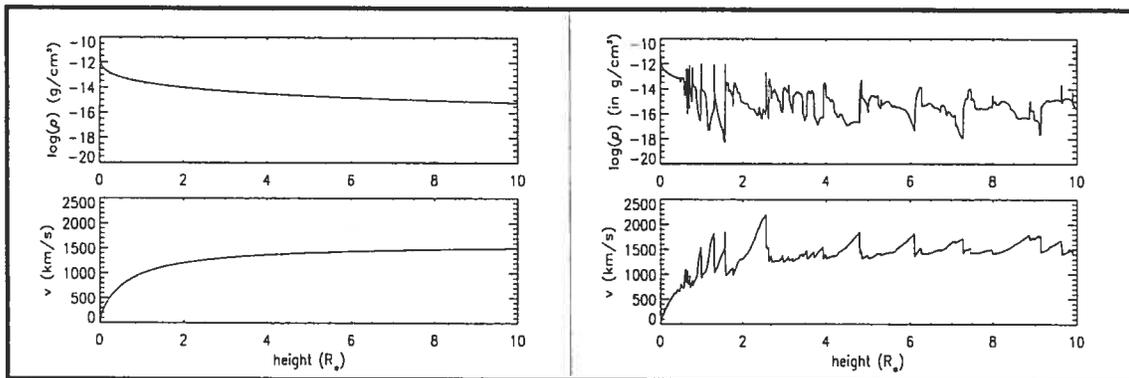


Figure 1-4: Les deux profils de densité et de vitesse perturbés (à droite) et non perturbé (à gauche). La figure est tirée de Dessart & Owocki (2002).

Moffat & Shara (1986) ont d'abord cherché des variations photométriques stochastiques, signature du caractère hétérogène du vent. Avec un échantillon important de WR, ils ont eu la possibilité de détecter de telles variations sur des échelles de temps de quelques heures à quelques jours. Par la suite, Drissen et al. (1987) ont trouvé des variations stochastiques dans

la polarisation des étoiles WR. Cela est dû à l'excès de surdensité locale d'un côté du vent à un instant donné qui défait instantanément la symétrie sphérique de façon tout à fait aléatoire. Dans les domaines infra-rouge et radio, on observe un excès plus grand que celui prédit dans les modèles d'émission libre-libre. Cela s'explique par la dépendance de ce rayonnement sur le carré de la densité locale du milieu. La présence de surdensité va donc augmenter la radiation bremsstrahlung thermique. Et, encore une fois, comme la création de surdensité est aléatoire, il y a des variations dans le continu de l'ordre de 20%. Quant aux observations dans les rayons X, elles montrent un excès d'émission dû à des chocs dans le vent.

Dans l'étude que nous présentons, nous utilisons la spectroscopie à haute résolution pour étudier le caractère hétérogène du vent des WR. Dans ce cas, les surdensités dans le vent (que nous nommerons hétérogénéités et que l'on retrouve sous le nom de *blob* ou *clump* dans la littérature astronomique anglaise) se manifestent sous la forme de sous-pics qui se déplacent sur les raies d'émission du centre, ou près du centre, allant vers les bords. Depuis une dizaine d'années, plusieurs études spectroscopiques de différentes étoiles (Robert 1992; Lépine 1998) montrent des apparitions aléatoires de sous-pics qui durent plusieurs heures. De plus, si les hétérogénéités suivent le vent, il est possible de caractériser l'accélération de ce dernier à l'aide des déplacements des sous-pics, à partir de l'équation 1.8. Et puis, comme chaque raie est formée dans une région plus ou moins bien définie dans le vent, l'étude de plusieurs raies permet de suivre la cinématique du vent à différentes profondeurs.

Dans le chapitre 2, nous présenterons le but de notre étude, le choix de notre échantillonnage d'étoiles et les paramètres que nous avons choisis lors de nos missions d'observation spectroscopique. Suivront ensuite, le chapitre 3 qui traite de la réduction des spectres, le chapitre 4 où il est question de la méthode utilisée pour trouver les trajectoires de sous-pics dans les spectres dynamiques des nuits d'observation et le chapitre 5 qui expose les deux méthodes d'analyse des variations détectées. La conclusion énumère les efforts déjà entamés pour aller plus loin encore dans la caractérisation du vent de nos trois WNE.

CHAPITRE 2

But de l'étude, choix des étoiles et observations

2.1 But de l'étude et choix des étoiles

L'étude de l'hétérogénéité par la spectroscopie des étoiles WR40, WR103, WR111, WR134, WR135, WR136, WR137, WR138 et WR140 a déjà été faite par Robert (1992) et par Lépine (1998). Dans cet échantillon, il y a des WC et les seules WR de la séquence d'azote sont des WNL. La figure 2-1 montre les valeurs de βR_* trouvées pour ces étoiles. Comme aucune étude ne s'est encore penchée sur des étoiles WNE, plus chaudes et avec un vent moins dense, nous avons choisi parmi celles-ci les trois plus brillantes du ciel de l'Hémisphère Nord, soit WR2 (WN2), WR3 (WN3) et WR152 (WN3), pour trouver leurs variations spectroscopiques. La figure 2-2 montre les spectres de ces trois étoiles.

L'étude spectroscopique de ces trois étoiles ne fait pas qu'agrandir l'échantillon d'étoiles observées, mais permet surtout de mieux connaître le comportement des vents stellaires de WR dans des régions encore peu observées. En effet, selon la théorie de la formation des raies dans un vent en expansion (voir section 1.2.2), si le vent de WR3 est optiquement mince, le profil triangulaire des raies de son spectre nous indique que ces dernières sont formées dans des régions proches du rayon hydrostatique de l'étoile (début du vent) (voir le panneau du centre des figures 2-3 et 2-4). Si tel est bien le cas, l'observation et l'analyse de ces raies permettent en effet de sonder des régions de vents rarement atteignables chez la grande majorité des étoiles Wolf-Rayet dont le vent est optiquement trop épais à de petits rayons pour nous permettre d'y pénétrer aussi

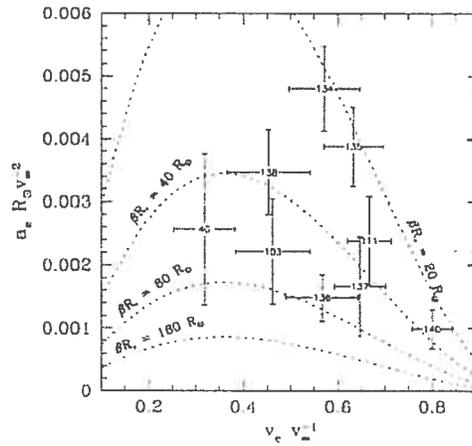


Figure 2-1: Valeurs de βR_* présentées par Lépine (1998) pour les étoiles WR40, WR103, WR111, WR134, WR135, WR136, WR137, WR138 et WR140.

profondément. Nous avons donc choisi d'analyser la variation des raies du spectre de l'étoile WR3 pour vérifier d'abord si les régions du vent proches de la surface de l'étoile sont turbulentes ou lisses. Si nous trouvons de la turbulence, cela nous permet de mesurer l'accélération à de petits rayons dans le vent grâce au déplacement des sous-pics (voir section 1.3.3), et, avec l'observation de différentes raies du spectre, nous pourrions peut-être obtenir une loi de vitesse complète pour tout le vent. Cela mènerait, rappelons-le, à une expression empirique du profil de densité avec l'aide de l'équation de la conservation de la masse (voir section 1.2.4).

Quant aux raies de WR152, elles sont un peu moins abruptes que celles de WR3, alors que celles de WR2 sont arrondies. Il est donc très intéressant de pouvoir comparer ces trois étoiles, car si nous détectons de la turbulence dans leur vent (de la variation sur les raies), nous pouvons peut-être vérifier si l'accélération du vent change selon la forme et l'intensité de la raie dans des spectres d'étoiles où les propriétés physiques (température, composition chimique, ...) sont semblables, donc s'il s'agit de différentes régions du vent d'une étoile à l'autre. Il faut toutefois faire attention, car si le vent est optiquement épais dans la région de formation d'une raie, celle-ci va être arrondie et l'estimation du rayon de la région de formation faussée (voir section 1.2.2).

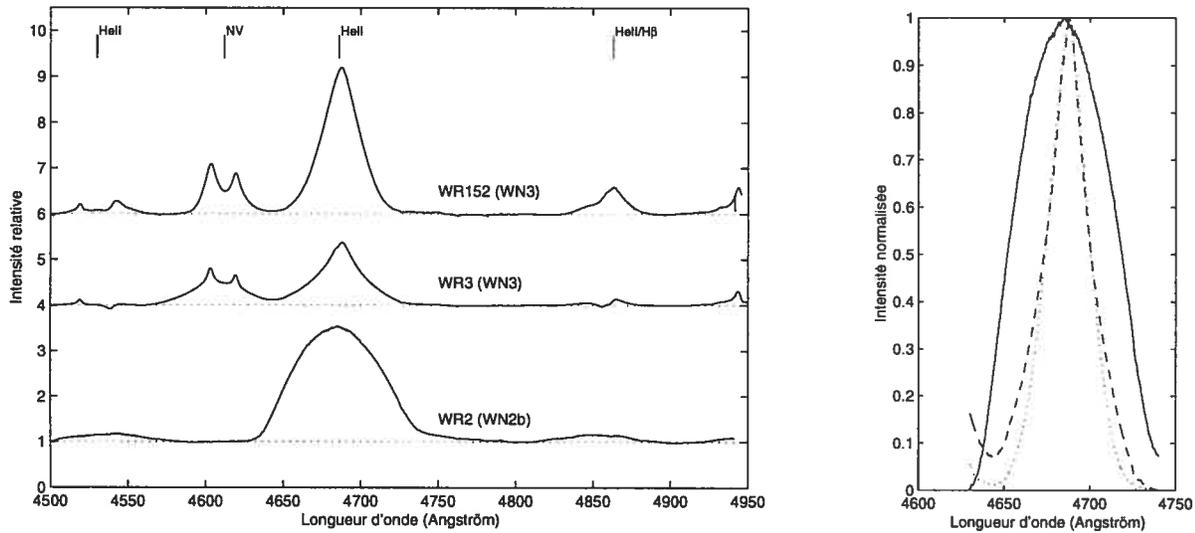


Figure 2-2: À gauche: Montage des trois spectres moyens obtenus des étoiles WR2, WR3 et WR152. À droite: Comparaison de la raie HeII $\lambda 4686$ des étoiles WR2 (trait plein), WR3 (trait discontinué) et WR152 (trait pointillé). L'intensité est normalisée au pic pour permettre de bien voir la différence de forme de la raie dans le spectre des différentes étoiles.

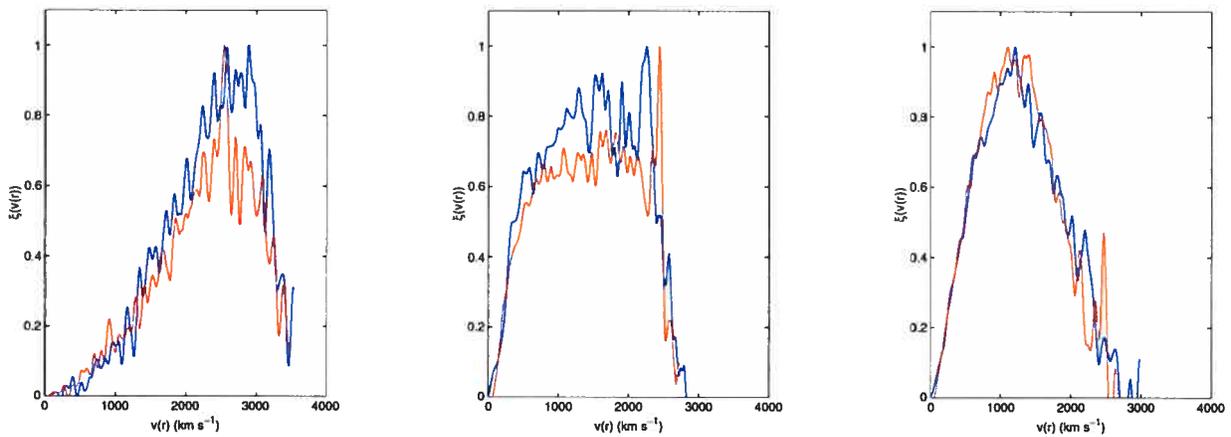


Figure 2-3: Profils de l'émissivité en fonction de la vitesse radiale de la raie HeII $\lambda 4686$ pour les trois étoiles WR2 (à gauche), WR3 (au centre) et WR152 (à droite) obtenus à l'aide de l'équation 1.1. La courbe rouge représente l'émissivité obtenue à partir de l'aile rouge de la raie et la courbe bleue, l'émissivité obtenue à partir de l'aile bleue.

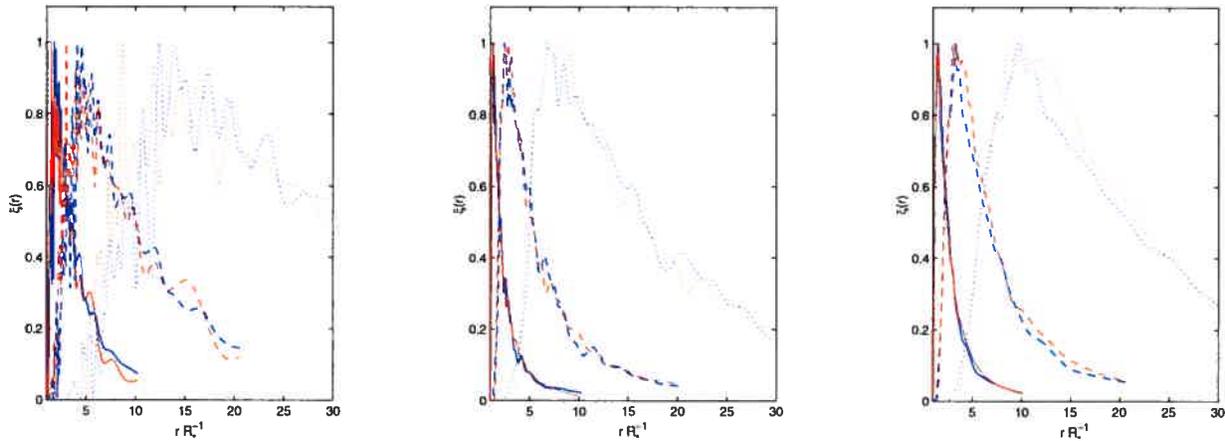


Figure 2-4: Profils de l'émissivité en fonction du rayon de la raie HeII $\lambda 4686$ pour les trois étoiles WR2 (à gauche), WR3 (au centre) et WR152 (à droite) obtenus en convertissant la vitesse radiale dans les profils de la figure 2-3 en rayon avec l'aide de la loi-beta en supposant une valeur de $\beta=1$ (trait plein), $\beta=3$ (trait discontinué) ou $\beta=10$ (trait pointillé).

2.2 Observations spectroscopiques

La récolte de tous les spectres s'est faite lors de six missions de novembre 2000 à octobre 2001 à l'Observatoire du mont Mégantic. Le télescope de 1,6m était en configuration f/8 pour correspondre à l'optique du spectrographe de Mégantic. Le fonctionnement du spectrographe est décrit dans le schéma suivant:

La lumière qui provient du télescope est focalisée sur la fente du spectrographe. La fente sélectionne une partie de la lumière de l'étoile cible pour que la résolution spectrale soit déterminée par la largeur de cette fente, et non pas par les variations atmosphériques. La fente est recouverte d'aluminium et inclinée de 11° pour réfléchir toute la lumière qui n'entre pas dans le spectrographe vers une caméra d'acquisition qui aide au guidage. Si nous devons utiliser un filtre, nous le plaçons entre la fente et la collimatrice. La collimatrice est un miroir parabolique hors-axe qui sert à rendre parallèles tous les rayons dirigés ensuite sur le réseau. Le réseau est un miroir, parcouru de plusieurs traits par millimètre, qui disperse la lumière en ses différentes longueurs d'onde. C'est la caméra du spectrographe qui, ensuite, focalise le spectre sur le détecteur CCD.

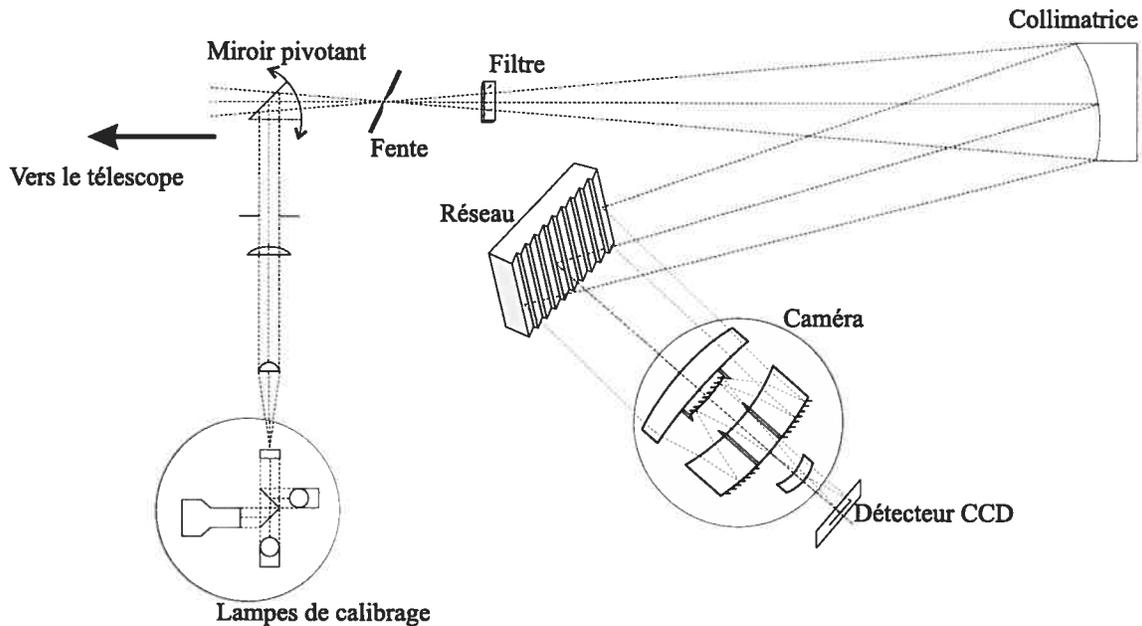


Figure 2-5: Schéma du fonctionnement du spectrographe de Mégantic tiré du manuel des utilisateurs de l'OMM

Les lampes de calibrage sont nécessaires pour calibrer en longueur d'onde les spectres (voir la section 3.2). Pour prendre un spectre de ces lampes, nous coupons le chemin optique qui mène au télescope et nous ouvrons celui qui va des lampes vers l'optique de spectrographe avec le miroir pivotant.

Dans ce projet, comme les raies d'émission qui nous intéressent sont principalement dans le bleu, nous avons attaché au spectrographe la caméra CCD EEV1 4096×2048, dont le gain est de 0,83 é/ADU et le bruit de lecture de 2,8 é/pixel. Nous avons utilisé un réseau de 830,8 traits/mm, orienté avec un angle de 25° 30', pour obtenir le deuxième ordre du spectre. Pour distinguer la partie bleue du 2^e ordre du spectre qui chevauche la partie rouge du 1^{er} ordre, nous avons utilisé le filtre bleu BG38. La largeur de la fente du spectrographe était fixée à 100 μm, soit 2" au foyer du télescope. Pour trouver la largeur de la fente projetée sur le détecteur, nous utilisons l'équation (Manuel des Utilisateurs de l'OMM):

$$l = r \frac{f_{cam}}{f_{coll}} L \quad (2.1)$$

où le rapport $\frac{f_{cam}}{f_{coll}}$, qui est le rapport des longueurs focales de la caméra et de la collimatrice,

vaut dans ce cas-ci $0,419''/\text{pixel}$ (car chaque pixel du EEV1 mesure $13\mu\text{m} \times 13\mu\text{m}$). L est la véritable largeur de la fente et r est donné par:

$$r = \frac{\cos(i + \phi/2)}{\cos(i - \phi/2)} \quad (2.2)$$

où i est l'angle d'incidence du faisceau sur le réseau et ϕ , l'angle d'illumination (blaze), fixé à 50° . La largeur l obtenue est $26,6 \mu\text{m}$, ce qui correspond à 2,05 pixels. Comme cette configuration nous donne une dispersion de $0,28 \text{ \AA}/\text{pixel}$, nous avons donc $0,57 \text{ \AA}/(\text{el. de résolution})$ sur un intervalle d'environ 550 \AA . Nous avons choisi de centrer le spectre sur la raie HeII $\lambda 4686$, car c'est une raie forte et propice à la détection des sous-pics recherchés. C'est d'ailleurs la seule raie que nous ayons pu analyser, car les autres sont trop faibles pour notre S/B, ou sinon, il s'agit de doublets d'où il est beaucoup plus difficile d'isoler les sous-pics.

Pour obtenir la meilleure qualité d'image possible, nous devons, au début de la nuit d'observation, faire quelques réglages sur l'instrument. Tout d'abord, il faut prendre plusieurs images de spectre des lampes de calibration en déplaçant la collimatrice jusqu'à ce que l'on obtienne une largeur de raie qui corresponde au mieux à la largeur de la fente projetée sur le détecteur (ici, 2,05 pixels). Cette étape permet d'ajuster le foyer du spectrographe, ce qui optimise la résolution spectrale. Dans la plupart des cas, les meilleurs résultats étaient d'environ 3,5 pixels, ce qui ramène notre dispersion à $0,98 \text{ \AA}/(\text{élément de résolution})$. La différence entre la largeur de la fente sur le détecteur attendue et celle obtenue peut être attribuée à la dégradation de la caméra due à son âge. Ensuite, nous faisons le foyer du télescope dans le plan de la fente en le pointant sur une étoile brillante. Il s'agit d'obtenir l'image de l'étoile la plus pointue pour que le maximum de lumière entre dans le spectrographe. Ce sont des opérations que l'on peut répéter plusieurs fois dans une nuit s'il survient un changement de température assez grand pour modifier l'éirement thermique du télescope et du spectrographe.

Lors des premières missions, le spectre sur le détecteur était divisé en deux avec une séparation d'une vingtaine de pixels, même si nous avons optimisé les foyers du spectrographe et du télescope. Avec l'aide indispensable du technicien au télescope, M. Bernard Malenfant, nous avons pu trouver la solution au problème qui durait déjà depuis plusieurs années. Nous avons

WR	HD	RA	DEC	EPOCH	v	b-v
2	6327	01:05:23,0	60:25:18,9	2000	11,33	+0,13
3	9974	01:38:55,6	58:09:22,7	2000	10,70	-0,06
152	211564	22:16:24,0	55:37:37,2	2000	11,67	+0,17

Tableau 2-1: Caractéristiques des étoiles observées (van der Hucht 2001)

déjà constaté que le problème était beaucoup moins prononcé lorsque nous utilisons le CCD Loral plutôt que le EEV1. En vérifiant la distance qui sépare la lentille de champ de la caméra du spectrographe et la fenêtre des deux cryostats, nous avons aussi trouvé qu'elle était plus petite dans le cas du Loral que dans le cas du EEV1. Les observateurs précédents s'étaient toujours contentés de compenser cette différence par une position beaucoup plus basse imposée à la collimatrice lorsqu'ils changeaient de la caméra CCD Loral à EEV1. Mais, les rayons réfléchis sur la collimatrice ne deviennent parallèles qu'à une certaine distance de celle-ci. Alors, si la collimatrice est trop proche ou trop éloignée du réseau, l'angle d'incidence des rayons change selon leur position sur le réseau, ce qui introduit de l'astigmatisme. Notre solution a donc été de fixer à l'avenir le foyer de la lentille de champ de la caméra pour correspondre au détecteur EEV1 et de n'accepter des valeurs de position de la collimatrice qu'entre 10 à 11 pouces.

L'efficacité du spectrographe est cruciale pour ce projet, car ce genre de détection délicate sur des spectres d'étoiles dont les magnitudes visuelles sont plutôt faibles (voir tableau 2-1) est à la limite de la faisabilité au télescope de l'Observatoire du mont Mégantic. Pour la détection des sous-pics recherchés ici, il faut idéalement atteindre un rapport signal-sur-bruit d'au moins 100 par pixel dans le continu par spectre. Lors de notre mission du mois de novembre-décembre 2000, nous prenions des poses de 30 minutes (+10 minutes pour l'image utile au calibrage en longueur d'onde...) par spectre pour un S/B d'environ 140. Toutefois, comme les variations de WR3 sont très rapides et qu'il n'est possible de les détecter que pendant seulement trois heures au maximum, nous étions incapables de suivre la moindre trajectoire. Il a donc fallu diminuer le temps de pose à 10 minutes. Le S/B réduit alors à environ 85 en moyenne dans le continu nous permet malgré tout de bien suivre les trajectoires des sous-pics.

CHAPITRE 3

Traitement des images

Les images prises au télescope sont originalement en deux dimensions, c'est-à-dire que l'information est présentée sous la forme d'une surface où l'intensité est en fonction des pixels de ligne et des pixels de colonne (voir figure 3-1). Dans notre cas, l'axe de dispersion correspond aux lignes du détecteur qui ont une longueur de 2048 pixels. Dans le sens des colonnes, nous avons coupé le détecteur à une longueur de 200 pixels. Le spectre a typiquement une largeur de 5 à 7 pixels qui varie selon la qualité du ciel (*seeing*) et le foyer du télescope. Le spectre final est une image en une dimension, où l'intensité relative est en fonction de la longueur d'onde.

Le traitement des spectres bruts s'est fait à l'aide des programmes de IRAF ("Image Reduction and Analysis Facility"). L'obtention des spectres est en deux parties. La première est la **Réduction primaire** où nous soustrayons le signal de base du détecteur (*biais*) et divisons l'image par une image d'uniformisation (*flat*). La deuxième est l'**Extraction du spectre** où nous soustrayons le ciel, redressons la trace du spectre, réduisons l'image à une dimension, calibrons le spectre en longueur d'onde, nettoyons les rayons cosmiques et les mauvaises colonnes et redressons le continu.



Figure 3-1: Image brute de spectre original.

3.1 Réduction primaire

Lors de l'intégration des images, un nombre de comptes qui proviennent du signal de base du détecteur s'ajoute à chaque pixel. L'image résultante est en plus de cela dérangée par la signature du détecteur qui provient de la variation de sensibilité de pixel à pixel.

Le signal de base (biais) est un signal électronique additionné au spectre pour éviter les valeurs négatives dans l'image. Comme le bruit associé à ce signal est indépendant du temps de pose, il s'isole en prenant une pose dont le temps d'exposition est nul. Pour chaque nuit, donc, nous soustrayons à nos images la moyenne de dix pauses de biais (ainsi, le biais domine le bruit de lecture), avec la routine CCDPROC, pour faire une mise à niveau. Cependant, cela ne suffit pas, car ce piédestal peut changer d'une image à l'autre avec la température dans la coupole. C'est pourquoi, lors de la mission au télescope, nous gardions à la droite de chaque image les 29 dernières colonnes à l'abri de toute lumière. En ajustant cette plage, appelée *overscan*, avec un polynôme de Legendre de 2^e ordre, la routine CCDPROC nous donne l'information sur la variation du biais dans le temps.

Après cette mise à niveau de nos images, nous pouvons maintenant enlever l'effet de la non-uniformité de la sensibilité des pixels sur le détecteur. En effet, deux pixels du CCD qui reçoivent le même nombre de photons ne donneront pas nécessairement le même nombre de comptes (électrons). Afin d'avoir une image qui nous donne cette variation de sensibilité, nous prenons la moyenne de cinq images hors foyer d'un panneau blanc éclairé par six lampes dont le spectre est continu pour que tous les pixels reçoivent à peu près le même nombre de photons. Dans notre cas, pour atteindre un niveau élevé, mais juste en dessous de la limite de saturation dans toutes les images, il fallait prendre des poses de cinq minutes. Comme l'image d'uniformisation (moyenne des cinq images) contient encore des structures à grande échelle dues à la couleur spécifique des lampes, à la sensibilité spectroscopique du CCD et à la vignette du spectrographe (transmission des lentilles de la caméra et de la fenêtre du CCD), nous l'ajustons avec des polynômes de Legendre d'ordre 40 à 46 dans l'axe de dispersion et d'ordre 39 à 41 dans l'axe

spatial. Cette étape est nécessaire afin d'obtenir une image d'uniformisation normalisée, c'est-à-dire plate avec une intensité moyenne de 1 avec des oscillations à grande échelle dont l'amplitude ne doit pas dépasser 1%. En divisant nos spectres et nos calibrations par cette plage normalisée, nous annulons l'effet de la différence de sensibilité de pixel à pixel.

3.2 Extraction du spectre

En plus des bruits systématiques du détecteur, il faut aussi enlever le niveau du ciel, soit un nombre de comptes provenant de photons émis ou réfléchis par l'atmosphère. Nous supposons d'abord que le ciel émet de façon continue. Pour connaître le niveau du ciel, nous ajustons les 100 pixels de part et d'autre de la trace du spectre sur le détecteur avec un polynôme de Legendre d'ordre 2 au sein de la routine APALL. En soustrayant ce niveau à l'image, nous éliminons la contribution du ciel dans le spectre.

Maintenant qu'il n'y a plus de signal ajouté à celui de l'étoile, nous pouvons extraire le spectre de nos images. Tout d'abord, il faut redresser la trace du spectre qui n'est pas nécessairement droite sur l'axe de dispersion. En effet, sur nos images, la dérive du côté rouge du spectre par rapport au côté bleu peut atteindre 10 pixels lors de certaines nuits. C'est l'option TRACE dans la routine APALL qui identifie le pic d'intensité de chaque colonne et qui ajuste avec un polynôme d'ordre 3 la trace du spectre. Cette étape est cruciale pour la prochaine procédure.

Nous l'avons vu, le spectre a une certaine largeur sur l'axe spatial (en colonne), qui est due à la turbulence atmosphérique et au foyer du télescope. Notre spectre se répète donc sur plusieurs lignes avec différentes intensités. Toujours avec la routine APALL, nous combinons ces lignes, pondérées selon leur intensité, pour obtenir un spectre en une dimension qui n'est toujours pas calibré en longueur d'onde.

Pour calibrer nos spectres en longueur d'onde, nous avons pris lors de la mission des images

du spectre d'une lampe de cuivre-argon (CuAr) (spectre de comparaison) à chaque trente minutes. Donc, après avoir pris trois spectres de 10 minutes de l'étoile, nous prenons un spectre de calibrage. Le spectre de comparaison nous donne une équivalence entre la longueur d'onde et les colonnes du CCD, puisque nous connaissons la longueur d'onde des différentes raies de la lampe. Dans notre cas, parmi toutes les lampes disponibles, nous avons choisi celle de CuAr, puisqu'elle montrait suffisamment de raies dans notre domaine de longueur d'onde pour avoir une solution de calibrage satisfaisante. Si nous prenons si fréquemment de ces spectres, c'est pour tenir compte d'éventuels décalages des longueurs d'onde dus à des flexions variables entre le spectrographe et le détecteur selon la position du télescope. Nous réduisons les spectres de comparaison avec APSUM, sans soustraire de ciel. Nous combinons ensuite deux à deux les spectres de comparaison. Chaque spectre moyen résultant sert au calibrage des spectres de l'étoile pris entre les deux spectres de calibrage dont on a fait la moyenne. Avec la routine IDENTIFY, nous trouvons la solution de dispersion des spectres de comparaison en ajustant la courbe donnée par la longueur d'onde en fonction des pixels avec un polynôme de Legendre d'ordre 3 et cette solution est automatiquement écrite dans un fichier particulier qu'utilise la routine DISPCOR pour linéariser les spectres et les calibrer en longueur d'onde.

Nos spectres, alors presque prêts à être analysés, doivent encore être redressés. Souvenons-nous que le détecteur a une sensibilité variable en fonction de la longueur d'onde et que le spectre est affecté par la vignette du spectrographe et la sensibilité du CCD (ce que nous avons déjà traité dans l'obtention du flat) et par l'atmosphère terrestre, ce qui tord le spectre du bleu au rouge. Comme nous avons accès à des atlas qui contiennent les spectres de nos étoiles, nous sommes en mesure de trouver les différentes plages de quasi-continuum (aucune région dans un spectre ne contient **absolument** aucune raie) et, avec la routine CONTINUUM, d'ajuster une fonction qui passe par ces régions et qui représente la réponse du CCD en fonction de la longueur d'onde. CONTINUUM normalise le spectre par cette réponse pour donner un spectre redressé. L'ajustement s'effectue avec une fonction Legendre d'ordre 4 ou 5. Nous gardons de bas ordres, car les régions du continu sont rares dans la plage de longueurs d'onde de nos spectres et que de trop grands ordres oscillent dans les espaces qui correspondent aux larges raies, ce qui affecte leur forme.

3.3 Obtention des résultats

Dans ce projet de recherche, nous cherchons de petites variations rapides sur le profil de la raie HeII $\lambda 4686$. Pour isoler ces variations, nous calculons d'abord le spectre moyen pondéré par le S/B de chaque spectre utilisé (Robert 1992). Ensuite, nous le soustrayons à tous les spectres individuels, parce qu'il est nettoyé des variations des raies et parce que son S/B est élevé (jusqu'à 500 pour celui de WR3), ce qui diminue le bruit dans les résidus, que nous appellerons spectres de différence.

Nous devons toutefois, avant d'obtenir ce spectre moyen, porter une attention toute particulière au décalage systématique qu'il peut y avoir entre chaque spectre d'une même étoile introduit par le mouvement propre de la Terre autour du Soleil et par des erreurs dans le calibrage. En effet, il est possible que nous élargissions le profil des raies du spectre moyen de façon artificielle si nous faisons la moyenne des spectres qui ne sont pas préalablement bien alignés. De plus, si nous soustrayons le spectre moyen à un spectre individuel qui n'est pas aligné avec les autres, le spectre de différence n'est plus dominé par les sous-pics recherchés, mais par un profil en "S", c'est-à-dire un profil dont la moitié est positive et l'autre négative.

Comme les spectres ont été pris à des périodes différentes de l'année, nous pouvons corriger le décalage des spectres dus à la vitesse héliocentrique de la Terre déduite à partir de la coordonnée de l'étoile, de l'heure et de la date de l'observation. Une fois cette correction effectuée, on peut a priori s'attendre à ce que les spectres soient bien alignés. Mais pour s'en assurer, nous utilisons la corrélation croisée pour mesurer les décalages entre les spectres avant d'en faire une moyenne. Dans IRAF, la fonction FXCOR donne le décalage en vitesse radiale, ainsi que l'incertitude en km s^{-1} . Nous commençons par comparer les spectres d'une nuit à la fois. Nous choisissons le spectre de la nuit qui a le meilleur rapport signal-sur-bruit comme gabarit et nous faisons la corrélation croisée entre ce spectre et tous les autres spectres de la même nuit. Les décalages que nous trouvons alors peuvent provenir des flexions du spectrographe qui ont mal été corrigées ou d'erreurs lors du calibrage. Nous considérons que tout décalage plus grand que 3σ doit être corrigé. Il faut faire attention, car certains décalages peuvent aussi provenir de la variabilité même

que nous cherchons sur la raie. C'est en vérifiant à l'oeil la superposition des spectres et du spectre de référence que nous estimons l'importance de l'influence des sous-pics sur le décalage mesuré pour décider s'il faut faire la correction ou non. Il faut vérifier aussi que les spectres de la nuit ne soient pas tous décalés par rapport au gabarit. Si c'est le cas, nous changeons de gabarit en prenant cette fois le deuxième meilleur spectre de la nuit.

Une fois que nous avons fait le premier réalignement, nous faisons un spectre moyen pour la nuit. Chaque spectre de la moyenne est pondéré par son rapport signal-sur-bruit (estimé à partir de la mesure de $1/\sigma^2$ dans deux régions du continu de part et d'autre du spectre). Cette moyenne devient le nouveau gabarit de la nuit pour faire une correction moins biaisée des décalages. On fait ensuite la corrélation croisée entre les spectres moyens de toutes les nuits pour faire un spectre moyen de l'étoile sur toutes les nuits.

L'opération ultime pour l'obtention des résultats est la soustraction du spectre moyen de l'étoile sur toutes les nuits de chaque spectre individuel, après qu'il soit corrigé de tous les décalages artificiels. Le résultat alors constitue en une courbe autour de 1, parcourue par plusieurs sous-pics cette fois, complètement isolés.

CHAPITRE 4

Détection des sous-pics

Dans le chapitre précédent, nous avons vu comment nous avons obtenu tous les spectres de différence de toutes les nuits. Nous pouvons donc ensuite faire des montages en échelle de couleur (spectres dynamiques) pour faire ressortir le mouvement des sous-pics dans le temps. Ces spectres dynamiques montrent que les sous-pics visibles dans un spectre pris à un moment donné se retrouvent dans le spectre suivant, avec un décalage vers le rouge pour les sous-pics situés dans le côté rouge de la raie et un décalage vers le bleu pour ceux situés dans le côté bleu, jusqu'à ce qu'ils disparaissent ou, sinon, jusqu'à la fin de la nuit (voir figure 4-1). Lors d'une nuit, les sous-pics tracent donc des trajectoires continues qui ont une certaine longueur et une certaine pente. Tous les spectres dynamiques sont présentés à l'Annexe A. Il est à noter qu'aucune trajectoire de sous-pics n'est visible lors des trois nuits (ou partie de nuit) consacrées à l'étoile WR2 (cf. figure 4-1). Dans ce chapitre, nous mettrons donc cette étoile de côté.

4.1 Bases de la méthode de détection

Voyons en premier comment il nous a été possible de mesurer la vitesse des sous-pics dans chaque spectre de différence pour en suivre la trajectoire. La méthode utilisée dans cette étude nécessite la corrélation croisée et se base sur trois suppositions.

Tout d'abord, nous supposons que les trajectoires de sous-pics sont, pour la majorité, visibles à l'œil. En effet, si le rapport signal-sur-bruit de nos images ne permet pas de circonscrire des

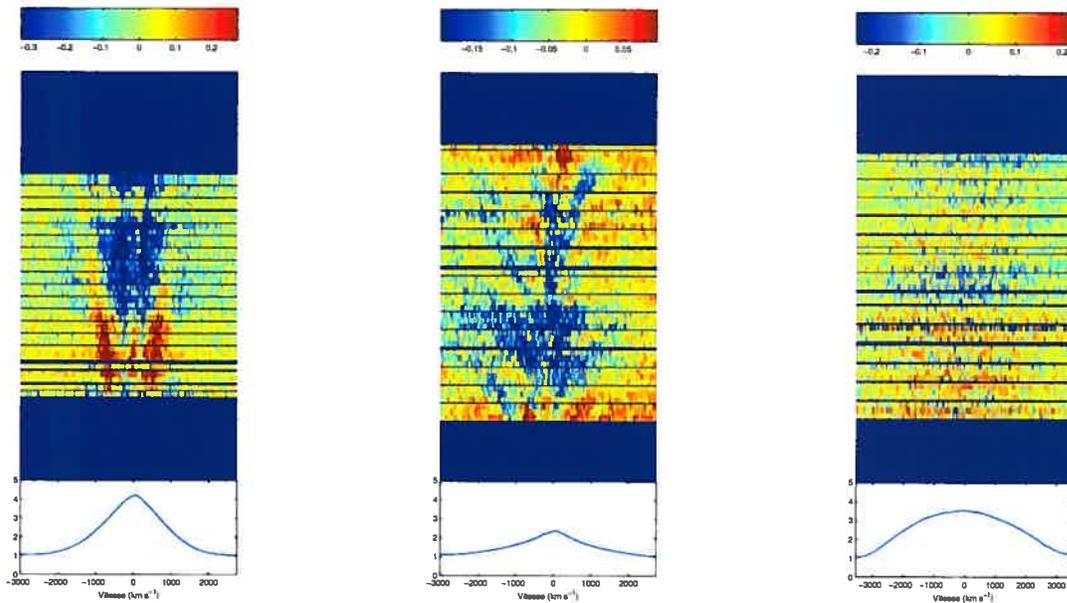


Figure 4-1: Exemples typiques de spectres dynamiques. À gauche: nuit du 9 juin 2001 de l'étoile WR152. Au centre: nuit du 16 août 2001 de l'étoile WR3. À droite: nuit du 12 août 2001 de l'étoile WR2. Dans le spectre dynamique, dans les trois cas, le temps augmente vers le haut et la durée totale est de 13 heures (parties bleues foncées incluses). La partie du bas montre le profil moyen de la raie HeII4686.

critères suffisants pour discerner un sous-pic isolé d'un artefact provenant de l'obtention des résultats sur un spectre de différence, il est, en revanche, très facile de suivre la trajectoire des sous-pics sur les spectres dynamiques. C'est donc manuellement que nous détectons les sous-pics, trajectoire par trajectoire. Il faut alors faire très attention, car les difficultés que nous avons eues à redresser les spectres à cause de la rareté de régions de continu, ainsi que les difficultés à aligner les spectres avant l'obtention des spectres de différences peuvent introduire de fausses détections de faible intensité dans les spectres dynamiques.

Ensuite, nous supposons aussi que ces trajectoires de sous-pics sont, en première approximation, des droites. En effet, dans la section 5.2, nous pourrions voir que la fonction $v(t)$ est quasi-linéaire dans de grands intervalles de temps. Et puis si la trajectoire est légèrement courbée malgré tout, on s'attend à ce que la méthode de détection utilisée ici soit en mesure de corriger l'approximation linéaire. Finalement, nous supposons que les sous-pics ont une forme très proche d'une gaussienne dans l'espace de vitesse Doppler (voir le panneau de droite de la figure 4-2).

Donc, en résumé, pour mesurer la vitesse des sous-pics à différents moments de leur trajectoire,

nous utilisons la corrélation croisée des spectres de différence avec un profil gaussien autour de droites tracées à l'oeil qui suivent les trajectoires. Voici les étapes de la détection décrites en détail, une à une.

4.1.1 La procédure

Pour commencer, nous traçons une droite à l'œil qui va du début à la fin de la trajectoire à tracer. Cette droite permet de délimiter l'endroit où nous cherchons la trajectoire d'un sous-pic et suggère déjà une première solution. La suite du programme consistera à trouver quel est le décalage entre les sous-pics à chaque instant de la trajectoire avec la droite de départ. C'est là qu'entrera en jeu la corrélation croisée.

Pour trouver les caractéristiques du profil gaussien (amplitude (A), vitesse (μ), largeur (σ)) qui représentent au mieux le sous-pic tout le long de la trajectoire détectée et qui servira à la corrélation croisée, nous calculons d'abord la moyenne de la forme du sous-pic sur toute sa trajectoire. Ensuite, c'est en ajustant une gaussienne dans ce "sous-pic moyen" que nous pouvons trouver les caractéristiques nécessaires. Cet ajustement de gaussienne est effectué avec le programme `fitgauss.m` (disponible à la page web <http://wise-obs.tau.ac.il/~eran/matlab.html> sur internet). Dans Robert (1992), il est montré que les sous-pics changent de forme le long de leur trajectoire, et qu'ils sont plus étroits et plus intenses quand ils sont plus proches du centre de la raie que lorsqu'ils se retrouvent dans les ailes. Toutefois, cela n'influence pas notre détection, car ce changement de forme ne se fait pas de façon radicale, mais bien lentement, de telle sorte qu'un sous-pic va garder une forme très proche de celle du sous-pic moyen. De plus, dans la détermination du centroïde du sous-pic par la corrélation croisée, cette évolution de la forme n'a aucun effet. C'est plutôt notre faible rapport signal-sur-bruit qui va donner la plus grande incertitude.

Il ne reste alors que l'étape la plus importante. Pour chaque instant de la trajectoire, nous sélectionnons une région du spectre de différence correspondant à 300 km s^{-1} de part et d'autre de l'endroit où il intersecte la droite de départ (intervalle suffisant pour contenir les sous-pics qui ont, en moyenne, une largeur à la base de 400 km s^{-1}). Et c'est sur cet intervalle que nous

faisons la corrélation avec le profil gaussien trouvé à partir du sous-pic moyen. Ainsi, pour chaque sous-pic de la trajectoire, nous obtenons un profil de corrélation dont le sommet correspond au décalage en vitesse entre la véritable position du centre du sous-pic et l'intersection entre le spectre de différence et la droite de départ. Pour trouver le sommet du profil de corrélation, nous ajustons à la moitié supérieure une parabole avec le programme `polyajus.m`¹.

L'incertitude sur la vitesse mesurée d'un sous-pic est la racine carrée de la somme des carrés des incertitudes sur l'ajustement de la parabole et sur la corrélation croisée (donnée par la fonction `crosscorr.m`). Toute l'analyse pour la détection de sous-pic s'est faite à partir du programme Matlab. La figure 4-2 montre une fenêtre du programme de détection pendant que s'effectue le traçage d'une trajectoire. On y voit la droite de départ superposée aux véritables détections sur le spectre dynamique. À gauche du spectre dynamique, on voit le profil de corrélation obtenu par la corrélation du spectre de différence pointé par la flèche et le profil gaussien ajusté au sous-pic moyen qui, lui, est dessiné dans la partie supérieure du côté gauche.

Dans les échelles de couleur on aperçoit facilement plusieurs excès (en rouge) et des déficits (en bleu) (voir annexe A). Les excès d'émission (sous-pics positifs) peuvent être interprétés comme la signature de la présence d'une région plus dense dans le vent entraîné par l'expansion. Les déficits (sous-pics négatifs), eux, peuvent venir de régions où la densité était moins grande et qui bougent aussi avec le vent, ou encore représenter une région entre deux pics. Il s'agit donc aussi de traceurs de vent qui peuvent servir à en mesurer la vitesse d'expansion. C'est pourquoi nous avons choisi de suivre les trajectoires des excès en émission, comme celle des déficits.

4.1.2 La subjectivité de la méthode

Notre méthode de détection de sous-pics n'échappe pas à la subjectivité. Si la corrélation croisée est une excellente façon de détecter un signal dans du bruit, il reste que les choix inévitables que nous prenons lors de l'exécution de notre méthode de détection peuvent influencer les résul-

¹`polyajus.m` est un programme en langage Matlab qui nous a été gracieusement prêté par M. Richard Léonelli

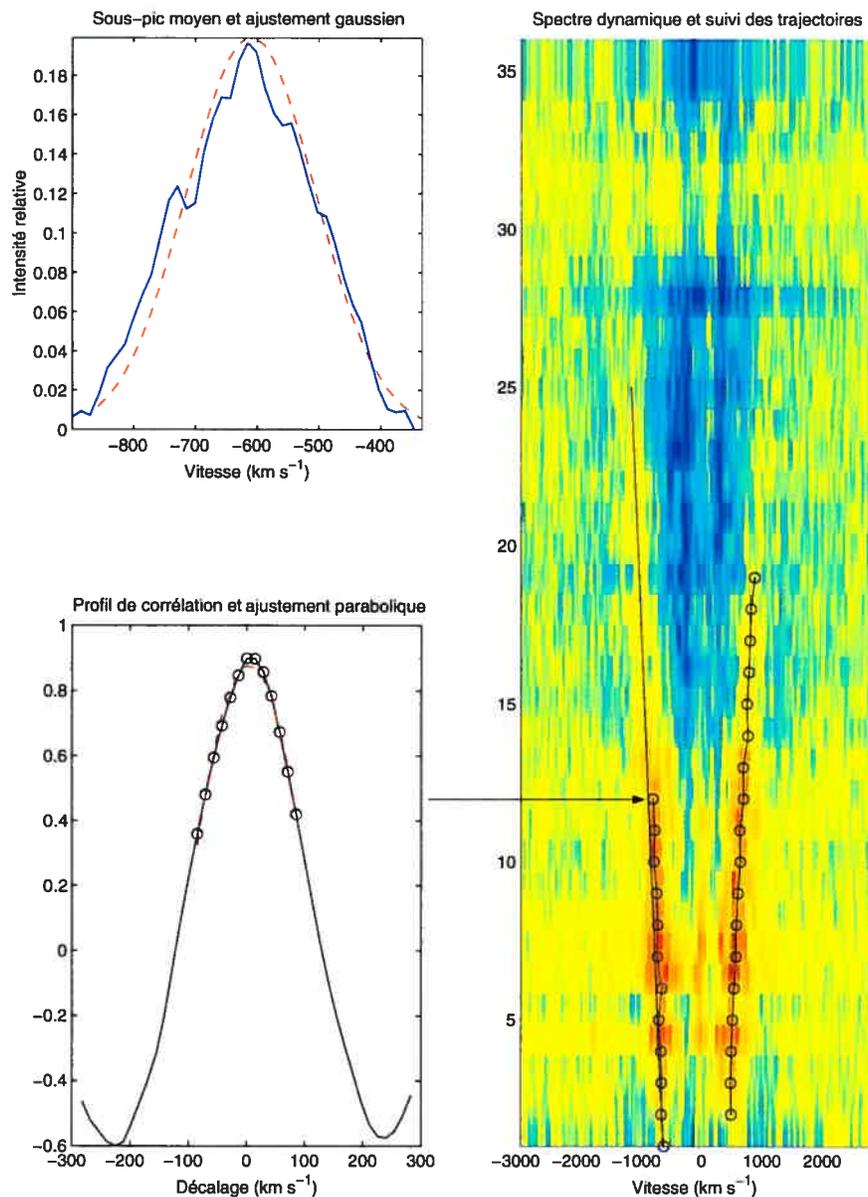


Figure 4-2: Exemple d’une fenêtre du programme de détection de sous-pics. À droite: le spectre dynamique de la raie HeII $\lambda 4686$ obtenu à partir des observations de la nuit du 9 juin 2001 dédiée à WR152 (le temps augmente vers le haut). On y retrouve une trajectoire déjà détectée, ainsi qu’une autre en traitement. Sur la trajectoire en traitement, on peut voir les sous-pics déjà trouvés et la droite tracée au début de la procédure pour diriger la détection. À gauche: la partie supérieure montre, en trait plein, le sous-pic moyen et, en ligne rouge discontinuée, l’ajustement de la gaussienne sur le sous-pic moyen. La partie inférieure montre le profil de corrélation obtenu lors de la détection du 12^e sous-pic de la trajectoire (en noir), ainsi que l’ajustement parabolique (en rouge) pour trouver le décalage en vitesse du sous-pic avec la droite de départ.

tats. Par exemple, la droite tracée au début de la procédure de détection suggère une pente à la trajectoire mesurée. Cela n'est pas un problème s'il s'agit d'une trajectoire bien définie, car l'algorithme est alors en mesure de trouver la véritable pente de la trajectoire si elle est quasi-linéaire ou d'en suivre la courbure si elle ne l'est pas. Mais plusieurs trajectoires semblent se confondre et d'autres sont composées de sous-pics plutôt larges (jusqu'à 300 km s^{-1} de largeur à mi-hauteur). S'il y a plusieurs trajectoires confondues, la pente que l'on donne à la droite de départ permet ou ne permet pas de les distinguer. Si le sous-pic est large, différentes pentes peuvent donner des résultats légèrement différents. De plus, c'est à l'œil que nous devons déterminer le début et la fin de la trajectoire. Donc, non seulement nous pouvons allonger ou raccourcir artificiellement les trajectoires, mais nous pouvons aussi, par erreur, séparer une trajectoire d'un seul sous-pic en deux et suivre deux fois le même sous-pic à des moments différents. Ce choix du début et de la fin de la trajectoire peut aussi avoir une influence sur le sous-pic moyen utilisé dans la corrélation croisée, car selon que l'on prenne des trajectoires plus ou moins longues, cela détermine le nombre de sous-pics impliqués dans la moyenne qui change de forme en conséquence. Mais, cet effet semble mineur, car les sous-pics qui dominent la moyenne sont visibles facilement et font toujours partie des trajectoires.

C'est donc intuitivement que nous devons distinguer les différentes trajectoires avant que l'algorithme mesure la vitesse des sous-pics et il n'y a que notre jugement qui nous permette de déterminer la qualité du tracé d'une trajectoire détectée.

4.1.3 Détection de trajectoires de sous-pics simulés

Pour mettre à l'épreuve notre méthode de détection, nous avons simulé quatre nuits d'observation d'environ 8 heures avec des poses de 10 minutes. Pour calculer la position des sous-pics, qui prennent une forme gaussienne, dans les spectres de différence, nous avons utilisé la loi- β . Pour obtenir des spectres de différence semblables à ceux de WR3, nous avons imposé une valeur de $\beta=1$, de rayon hydrostatique $R_*=3,8 R_{\odot}$ et vitesse terminale $v_{\infty}=2500 \text{ km s}^{-1}$. Nous avons

simulé les variations sur la raie HeII $\lambda 4686$ en supposant que la région d'émission a un rayon de $r=1$ à $4R_*$ (valeur obtenue dans la section 5.1). La hauteur d'un sous-pic est toujours 1% de l'intensité de la raie à sa position en vitesse Doppler. Sa largeur (σ_ξ) change selon l'équation $\sigma_\xi = \sqrt{\mu^2\sigma_{v_r}^2 + (1 - \mu^2)\sigma_{v_\theta}^2}$, où ξ est la vitesse radiale projetée sur la ligne de visée, σ_{v_θ} la dispersion de vitesse azimuthal, σ_{v_r} ($=4\sigma_{v_\theta}$), la dispersion de vitesse radiale et μ , le cosinus de l'angle entre la trajectoire de l'hétérogénéité et la ligne de visée (Lépine & Moffat 1999). Nous avons posé $\sigma_{v_r} = 300 \text{ km s}^{-1}$. Ce sont des choix imposés à la simulation pour imiter le comportement des sous-pics décrit dans Robert (1992). Nous n'incluons aucun autre effet que le déplacement des sous-pics, en supposant qu'ils suivent la loi- β du vent stellaire et nous ne considérons aucune rotation de l'étoile, aucun effet de turbulence sur le mouvement des hétérogénéités ou aucun autre effet qui pourrait modifier l'allure des trajectoires des sous-pics, ce qui nous paraît justifié, car aucun effet de ce genre ne semble se manifester de façon évidente dans les spectres dynamiques des nuits d'observation. La figure 4-3 montre le montage obtenu pour une des nuits simulées avec (au centre) et sans bruit gaussien (à gauche) de 50 spectres de différence qui permettent de suivre 23 sous-pics au total qui apparaissent au hasard dans la nuit et dont les trajectoires ont des angles aléatoires avec la ligne de visée. Le bruit gaussien ajouté aux spectres simulés est calculé de la façon suivante. Si y est le spectre de différence (de grandeur n), le bruit que nous lui additionnons est:

$$\sqrt{\frac{K}{(S/B)}} \times A \quad (4.1)$$

où S/B est le rapport signal-sur-bruit, A , une suite de grandeur n qui contient des nombres aléatoires entre -0,5 et 0,5, et

$$K = \frac{\sum_{i=1}^n y^2}{\sum_{i=1}^n m^2}. \quad (4.2)$$

Le panneau de droite de la figure 4-3 montre la comparaison entre les véritables trajectoires calculées de sous-pics (traits continus noirs) et les trajectoires détectées avec notre méthode (cercles bleus).

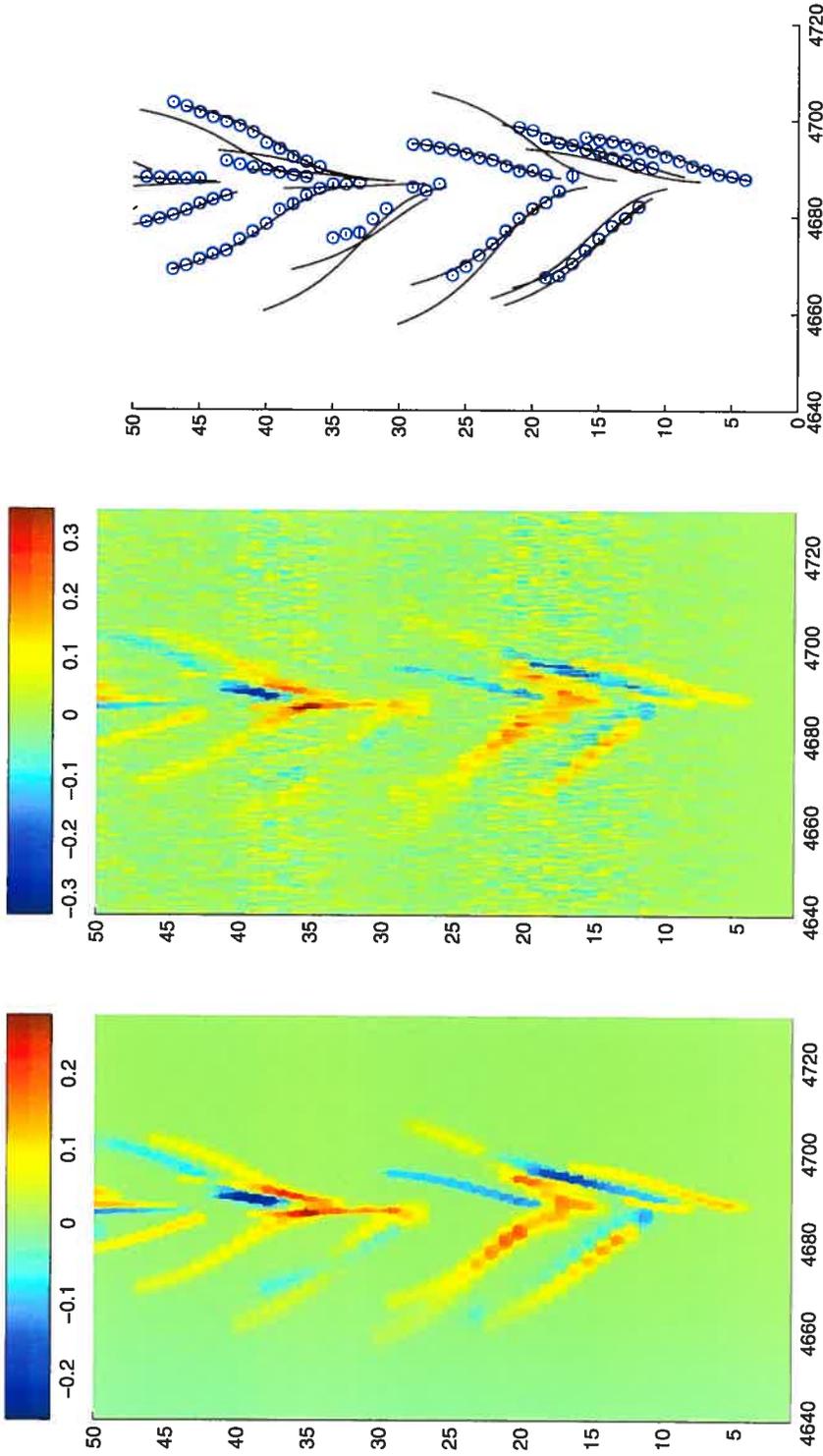


Figure 4-3: À gauche: échelle de couleur de 50 résidus obtenus avec une simulation d'une nuit d'observation basée sur la loi-beta. Il y a au total 23 trajectoires dont l'apparition et l'angle par rapport à la ligne-de-visée sont déterminés aléatoirement. Au centre: même montage que dans le panneau de gauche, mais après y avoir ajouté du bruit. Le rapport signal-sur-bruit atteint 40 pour imiter le rapport signal-sur-bruit des observations au télescope. À droite: véritables trajectoires telles qu'illustré dans les panneaux de gauche et du centre comparées avec les trajectoires mesurées à l'aide de la corrélation croisée avec un profil gaussien. Ici, $R_* = 3,8 R_\odot$, $\beta = 1$, $v_\infty = 2500 \text{ km s}^{-1}$ et $R_{max} = 4 R_*$.

Dans l'image de droite, on voit très bien que les trajectoires isolées et bien définies sont plutôt bien suivies, du début jusqu'à presque la toute fin. Mais dès que deux trajectoires sont juxtaposées, il y a confusion. Par exemple, on voit que dans le côté rouge, il y a, entre autres, deux trajectoires non parallèles qui ne commencent pas au même endroit, mais qui se croisent. La détection effectuée dans les environs de ces deux trajectoires nous a permis de n'en trouver qu'une seule qui commence sur une des trajectoires et qui se termine sur l'autre. Il y a aussi d'autres trajectoires trop faibles ou trop courtes qui n'ont même pas été détectées du tout. Néanmoins, la majorité des trajectoires mesurées correspondent à une ou quelques véritables trajectoires dont elles ont des comportements très similaires. Sur les onze trajectoires détectées, une seule est faussée de telle sorte qu'elle correspond mal au comportement des autres trajectoires.

Il faut encore noter que cette simulation ne tient toutefois pas compte d'autres facteurs présents dans les spectres observés qui peuvent introduire non seulement, comme ce qui est discuté dans la section 4.1, des structures à petites échelles dans les spectres de différences qui peuvent être pris pour des sous-pics, mais aussi des structures à grandes échelles qui dérangent la détection des trajectoires. Par exemple, avant d'obtenir les spectres de différence, nous devons redresser le continu des spectres. Comme cette étape n'est pas parfaitement uniforme pour tous les spectres (changement de seeing, de plages de continuum utilisé, possible présence de rayons cosmiques...), il peut rester des variations à grande échelle qui polluent les résultats, surtout sur les larges raies, et rendent plus difficile la détection.

Dans la thèse de Robert (1992), les sous-pics sont détectés par l'analyse multi-gaussienne. Dans celle de Lépine (1998), ils sont détectés par l'analyse d'ondelette, en prenant la dérivée seconde de la gaussienne (chapeau mexicain) comme fonction d'ondelette. Dans le courant de cette maîtrise, nous avons tenté d'utiliser ces mêmes outils, mais aucun résultat concluant dans les délais du mémoire n'a pu être obtenu, probablement à cause du rapport signal-sur-bruit plutôt à la limite du minimum exigé par les programmes.

CHAPITRE 5

Analyse des variations

Maintenant que nous avons détecté plusieurs trajectoires de sous-pics, nous pouvons tenter d'obtenir un profil de vitesse v_* qui y corresponde. Pour ce faire, nous avons utilisé deux méthodes d'analyses différentes. Une d'entre elles est basée sur une dérivation simple de la loi de vitesse de type β , mais exige une manipulation des observations et quelques suppositions. L'autre nous permet de travailler directement à partir des trajectoires observées, mais exige un développement périlleux de la loi de vitesse β , ainsi que des outils mathématiques complexes. Dans les deux méthodes, nous cherchons à caractériser de façon indépendante le vent des étoiles WR observées en trouvant les paramètres β et R_* propres à l'étoile, contenus dans l'équation 1.8, c'est à dire l'expression de la vitesse en fonction du rayon qui sert de point de départ dans cette étude. Voici donc ces deux méthodes.

5.1 Trouver βR_* à partir de $a_{moy}(v_{moy})$

La première des méthodes d'analyse que nous avons utilisées a d'abord été développée dans la thèse de Robert (1992). Il s'agit de comparer l'accélération moyenne et la vitesse moyenne des hétérogénéités dans le vent de l'étoile avec une expression de $a_{moy}(v_{moy})$ dérivée à partir de la loi- β (équation 1.8). On suppose alors que les trajectoires de sous-pics sont linéaires. Cela implique que l'accélération moyenne d'une hétérogénéité est donnée par la pente de la trajectoire de sous-pics correspondante et que sa vitesse moyenne est simplement la moyenne des vitesses

des sous-pics contenus dans la trajectoire. Suivent dans cette section la dérivation sur laquelle se base l'analyse, la procédure pour comparer la théorie aux observations et la présentation des résultats.

5.1.1 Le modèle

À partir de la loi- β , nous pouvons dériver la dépendance entre l'accélération radiale a_r et la vitesse radiale v_r . Donc, commençons avec la projection de v_r sur la ligne de visée:

$$v_r = \frac{dr}{dt} = v_\infty \left(1 - \frac{R_*}{r}\right)^\beta \mu \quad (5.1)$$

où $\mu = \cos(\theta)$ est le cosinus de l'angle entre la trajectoire d'une hétérogénéité et la ligne de visée.

Pour trouver l'accélération, prenons $a_r = \frac{dv_r}{dr} v_r$, ce qui donne:

$$a_r(v_r) = \frac{\beta v_r^2}{\mu R_*} \left[\left(\frac{v_r}{\mu v_\infty} \right)^{\frac{-1}{\beta}} - \left(\frac{v_r}{\mu v_\infty} \right)^{\frac{1}{\beta}} \right]^2 \quad (5.2)$$

(Lépine & Moffat 1999)

L'équation 5.2 peut ensuite être bien approchée par:

$$a_r(v_r) = \frac{\left[v_r \ln \left(\frac{v_r}{\mu v_\infty} \right) \right]^2}{(\mu \beta R_*)} \quad (5.3)$$

si $\beta > 1$. (Lépine & Moffat 1999)

Notons que cette dernière expression contient la multiplication βR_* . Cela montre une dégénérescence entre les paramètres β et R_* pour des valeurs de $\beta > 1$. Cette dégénérescence nous empêche donc de trouver les deux paramètres recherchés séparément et nous force donc à ne plus considérer que le produit βR_* lors de la caractérisation du vent, ce que nous ferons pour la suite des analyses des variations.

Étoile	R_* (R_\odot)	v_∞ (kms^{-1})	Auteurs
WR2	0,5	3100	Hamann & Koesterke (1998)
		3200	van der Hucht (2001)
WR3	2,5	2500	Hamann & Koesterke (1998)
		3,8	Crowther (communications privées)
WR152	2,7	1800	Hamann & Koesterke (1998)
			Crowther (communications privées)
		1800	Harries et al. (1998)
		2000	van der Hucht (2001)

Tableau 5-1: Rayons hydrostatiques et vitesses terminales de nos étoiles dans la littérature.

Puisque nous supposons que les trajectoires de sous-pics sont linéaires, nous pouvons obtenir $a_{moy}(v_{moy})$ en substituant v_{moy} à v_r dans l'équation 5.3. La figure 5-1 nous montre plusieurs courbes de $a_{moy}(v_{moy})$ avec différents μ pour tenir compte des différents angles avec la ligne de visée que peuvent avoir les trajectoires des hétérogénéités dans le vent. La partie continue de ces courbes représente la partie du mouvement des hétérogénéités effectuée à une distance inférieure à R_{max} , soit le rayon qui représente la fin de la région de formation de la raie et au-delà duquel aucune hétérogénéité ne peut être détectée. Le reste de la courbe où $r \geq R_{max}$ est en trait pointillé. R_{max} est calculé à partir du βR_* trouvé et du rayon hydrostatique publié dans la littérature (voir tableau 5-1). Nous aurions pu aussi indiquer un R_{min} , mais nous verrons plus loin que nous pouvons supposer que la région de formation de la raie est très proche du rayon hydrostatique de l'étoile ($r = 1R_*$) dans le cas des étoiles étudiées ici.

Nous pouvons constater à partir de cette figure qu'aucun point observé ne devrait se retrouver dans les deuxième et quatrième quadrants. En effet, si le vent est en expansion radiale, les sous-pics vont bouger de régions proches du centre vers les ailes de la raie. Cela indique que les hétérogénéités qui ont une vitesse négative ne peuvent avoir qu'une accélération négative et que celles qui ont une vitesse positive ne peuvent avoir qu'une accélération positive.

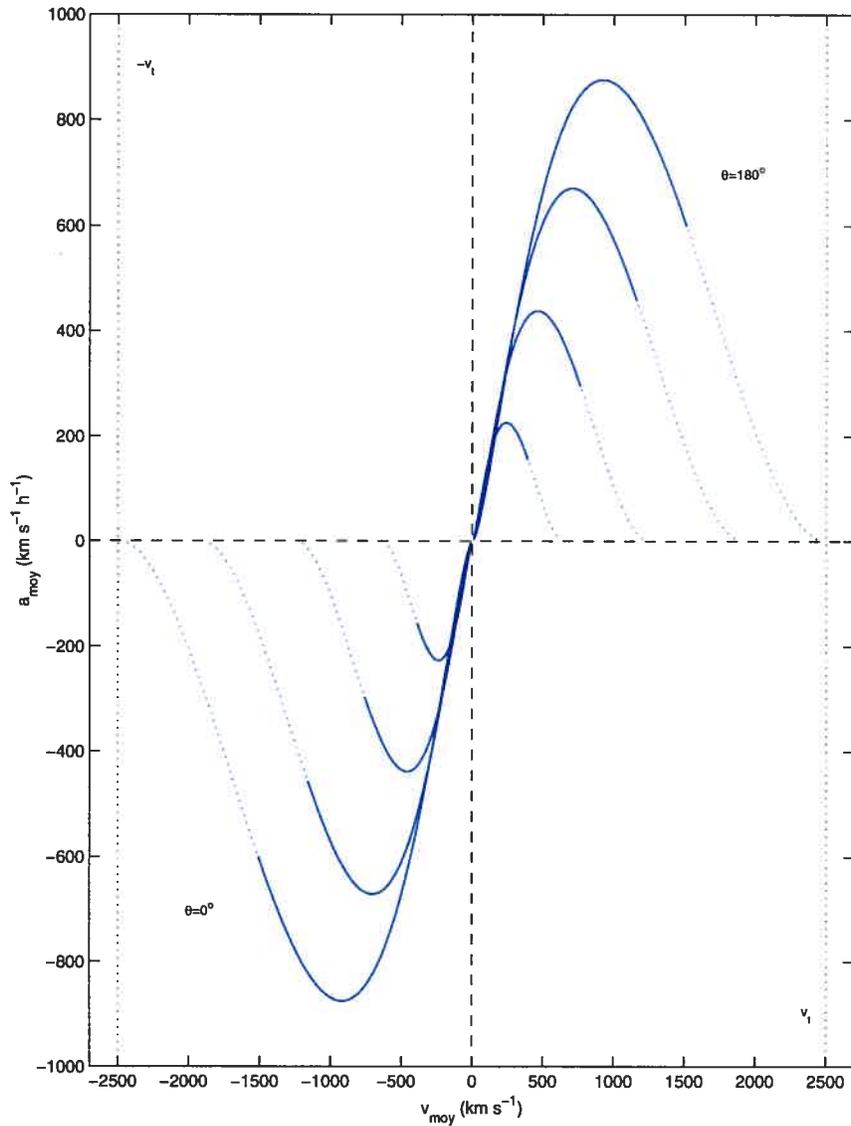


Figure 5-1: Cette figure montre les courbes a_{moy} en fonction de v_{moy} obtenues à partir de la loi de vitesse: $v_r = v_\infty \left(1 - \frac{R_*}{r}\right)^\beta \mu$. Les paramètres utilisés sont $v_\infty = 2500 km s^{-1}$ et $\beta R_* = 3R_\odot$. Les différentes courbes sont calculées pour différents angles avec la ligne de visée, soit 0° , 40° , 60° , 75° , 105° , 120° , 140° et 180° . La partie des courbes en trait plein est la partie où la distance est inférieure à $R_{max} = 3R_*$, si $R_* = 3,8 R_\odot$. Le reste de la courbe où $r \geq R_{max}$ est en trait pointillé. Les droites verticales pointillées délimitent la vitesse terminale du vent (ici $2500 km s^{-1}$), donc la limite du graphique. Les lignes discontinuées séparent les quatre quadrants de la figure.

5.1.2 L'ajustement du modèle aux observations

Pour trouver la valeur de βR_* , nous plaçons dans le graphique des points dont la position en ordonnée représente l'accélération moyenne (a_{moy}) des hétérogénéités et dont la position en abscisse, elle, représente leur vitesse moyenne (v_{moy}). Nous ajustons ensuite à ces points les courbes de a_{moy} en fonction de v_{moy} présentées dans la figure 5-1.

Si nous voulions ajuster les données en trouvant les courbes qui se superposent bien aux observations pour trouver βR_* , il n'y aurait pas moyen de trouver une solution unique (Robert 1992). Non seulement le nombre limité de sous-pics détectés nous laisse trop de degrés de liberté pour un ajustement, mais en plus il y a plusieurs façons d'afficher différentes courbes qui représentent différents μ pour que cela corresponde aux points tracés. Pour trouver βR_* , nous considérons plutôt que la meilleure solution est celle qui fait correspondre les deux courbes où $\theta=0^\circ$ et 180° à l'enveloppe définie par l'ensemble des points observés et qui donne la distribution la plus uniforme des points dans le plan (a_{moy}, v_{moy}).

Pour illustrer cela à l'aide d'un exemple, nous présentons dans les figures 5-2 et 5-3 différentes courbes de $a_{moy}(v_{moy})$ pour différents angles avec la ligne de visée (i.e. différents μ) que nous avons tenté de faire correspondre aux points provenant des trajectoires des quatre nuits simulées présentées dans la section 4.1.2. Rappelons-nous que pour ces simulations, nous avons fixé $\beta=1$ et $R_*=3,8 R_\odot$, ce qui signifie que l'on devrait s'attendre à un résultat de $\beta R_*=3,8$ lors de cette analyse. Notons aussi que, pour imiter les résultats obtenus pour l'étoile WR3, nous avons empêché toute création d'hétérogénéité dont la trajectoire fait un angle plus grand que 120° avec la ligne de visée.

Dans le panneau de gauche de la figure 5-2, la valeur de βR_* est égale à $5 R_\odot$ ($> 3,8 R_\odot$). Cette solution n'est assurément pas la bonne solution, car l'enveloppe définie par l'ensemble des points observés est en dehors des courbes théoriques. Dans le panneau de droite de la même figure, la valeur de βR_* est de $2 R_\odot$ ($< 3,8 R_\odot$). Dans ce cas-ci, il est difficile d'expliquer qu'il n'y

ait aucune détection, ni pour les petites, ni pour les grandes valeurs de μ . Le résultat présenté dans la figure 5-3 correspond, quant à lui, au βR_* imposé lors des simulations. Certes, le nombre de points est plutôt faible, une quarantaine, tout au plus; ce qui sera également le cas lorsque nous présenterons les résultats obtenus à partir des observations. Mais c'est tout de même suffisant pour apprécier la façon dont les courbes théoriques enveloppent bien les points simulés. Voyons maintenant les résultats obtenus lorsque nous appliquons cette méthode d'analyse sur les trajectoires observées lors des nuits consacrées aux étoiles WR3 et WR152.

5.1.3 Les résultats

Les résultats pour les étoiles WR3 et WR152 sont présentés dans les figures 5-4 et 5-5. Dans les deux cas, le nombre de trajectoires de sous-pics détectés n'est pas assez grand pour bien déterminer les paramètres du vent, mais suffisant pour donner une idée de l'ordre de grandeur. Pour l'ajustement du paramètre βR_* , nous traçons deux graphiques pour chaque étoile. On obtient le premier lorsque le modèle est calculé avec le βR_* le plus petit pour qu'une des courbes à $\theta=0^\circ$ ou à $\theta=180^\circ$ touche l'extrémité de la barre d'incertitude du point le plus éloigné, et le second, lorsque le modèle est calculé avec le βR_* le plus grand pour n'exclure aucun point. Dans ces figures, nous avons distingué les points qui proviennent des trajectoires en "absorption" (carrés) et ceux qui proviennent des trajectoires en émission (cercles).

a. WR3

La figure 5-4 montre l'ajustement du paramètre βR_* par l'analyse $a_{moy}(v_{moy})$ pour WR3. La plus petite valeur de βR_* trouvée pour que la courbe où $\theta=0^\circ$ touche l'extrémité de la barre d'erreur du point le plus éloigné est $2,8 R_\odot$. La plus grande valeur de βR_* qui permet de n'exclure aucun point est de $3,2 R_\odot$. Le R_{max} trouvé est de $4 R_*$. Le nombre de trajectoires en déficit d'émission est à peine plus grand que le nombre de trajectoires en excès d'émission. Les points sont distribués

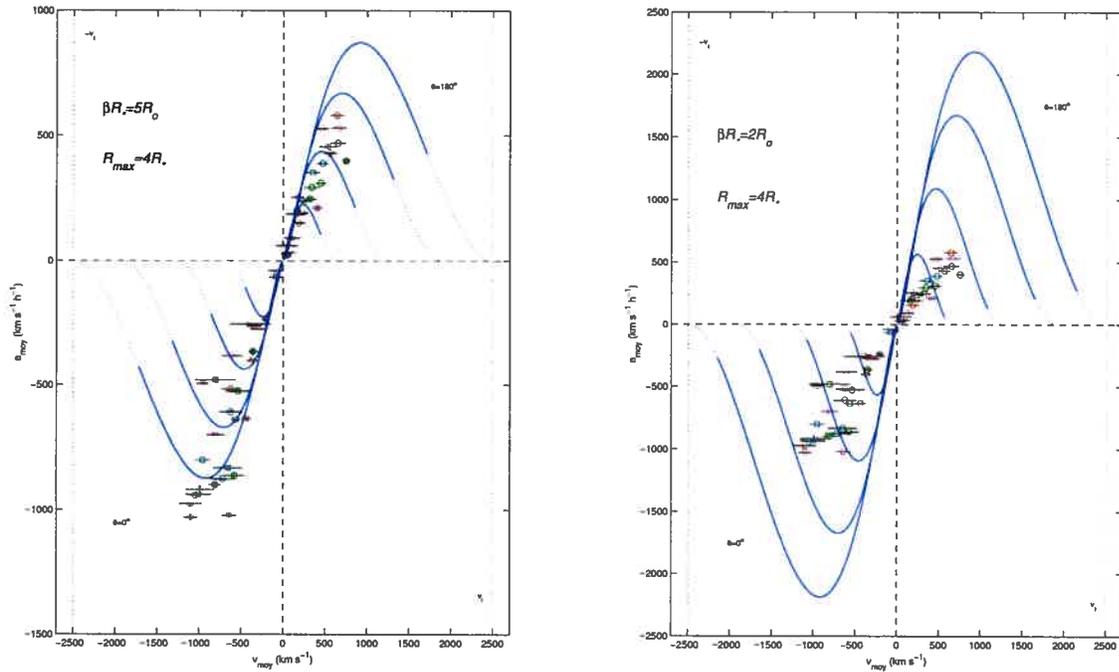


Figure 5-2: Ajustement du modèle de $a_{moy}(v_{moy})$ effectué sur les résidus simulés à partir de la loi- β (voir section 4.1.2). Dans le panneau de gauche, nous avons surestimé la valeur de βR_* , alors que dans le panneau de droite, nous l'avons sous-estimé. Nous avons distingué les trajectoires en excès d'émission (cercles) et ceux en déficit d'émission (carrés) et les quatre nuits simulées par les différentes couleurs.

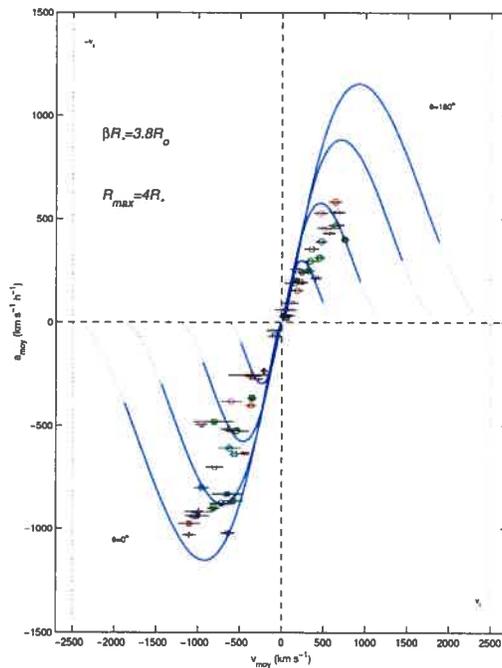


Figure 5-3: Même chose que dans la figure 5-2. Cette fois-ci, nous avons utilisé la valeur de βR_* fixée pour l'obtention des spectres de différence simulés.

de façon plutôt homogène dans tout le graphique, sauf au-delà de la courbe $\theta=120^\circ$ où les points se font plus rares. Possiblement que, comme plusieurs indices nous portent à le croire, la raie HeII $\lambda 4686$ est formée dans une région proche de l'étoile et qu'il y ait une partie du vent qui soit cachée par l'étoile elle-même et cela nous empêcherait de voir la majorité des photons provenant des hétérogénéités au-delà d'un certain angle avec la ligne de visée.

b. WR152

Dans le cas de WR152, la plus petite valeur trouvée de βR_* est $7,1 R_\odot$ et la plus grande $10,2 R_\odot$ (figure 5-5). Les points sont distribués de façon homogène et il ne semble pas y avoir le même déficit de points aux grands angles par rapport à la ligne de visée que pour WR3, ce qui pourrait être cohérent avec la grande valeur de R_{max} mesurée, soit entre 8,9 et 10,5 R_* , selon le βR_* trouvé, si β est petit. En effet, si la limite de la région de formation de la raie HeII $\lambda 4686$ est beaucoup plus grande pour WR152 que pour WR3, l'obscurcissement fait par l'étoile est moins important. On peut toutefois voir que les points sont placés de telle sorte qu'il semble n'y en avoir aucun au-delà d'un rayon maximum plus petit que R_{max} dans le côté rouge et en-deçà d'un rayon minimum dans le côté bleu. Mais comme nous ne disposons que de quatre nuits et de 29 points, cela est peut-être la conséquence d'un trop petit nombre de mesures.

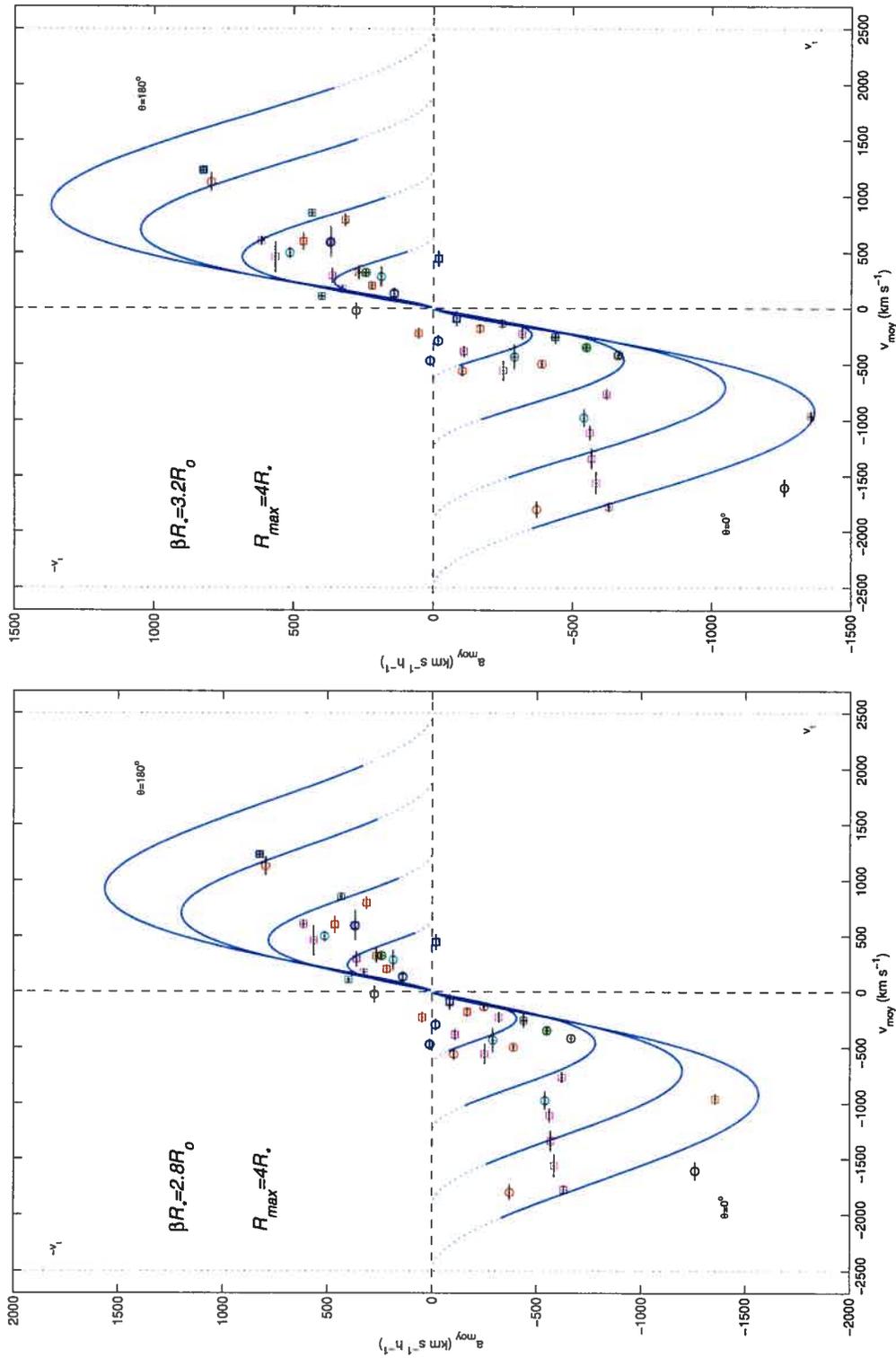


Figure 5-4: Ajustement du modèle de $a_{moy}(v_{moy})$ sur les observations faites de WR3. À gauche: nous trouvons la valeur minimum de βR_* . À droite: nous trouvons la valeur maximum. Les points noirs sont ceux obtenus à partir de la nuit du 8 juin, les points verts sont ceux obtenus le 13 août, les rouges, le 15 août, les magenta, le 16 août, les cyans, le 23 octobre et les bleus, le 29 octobre. Toutes les missions d'observations ont eu lieu dans l'année 2001.

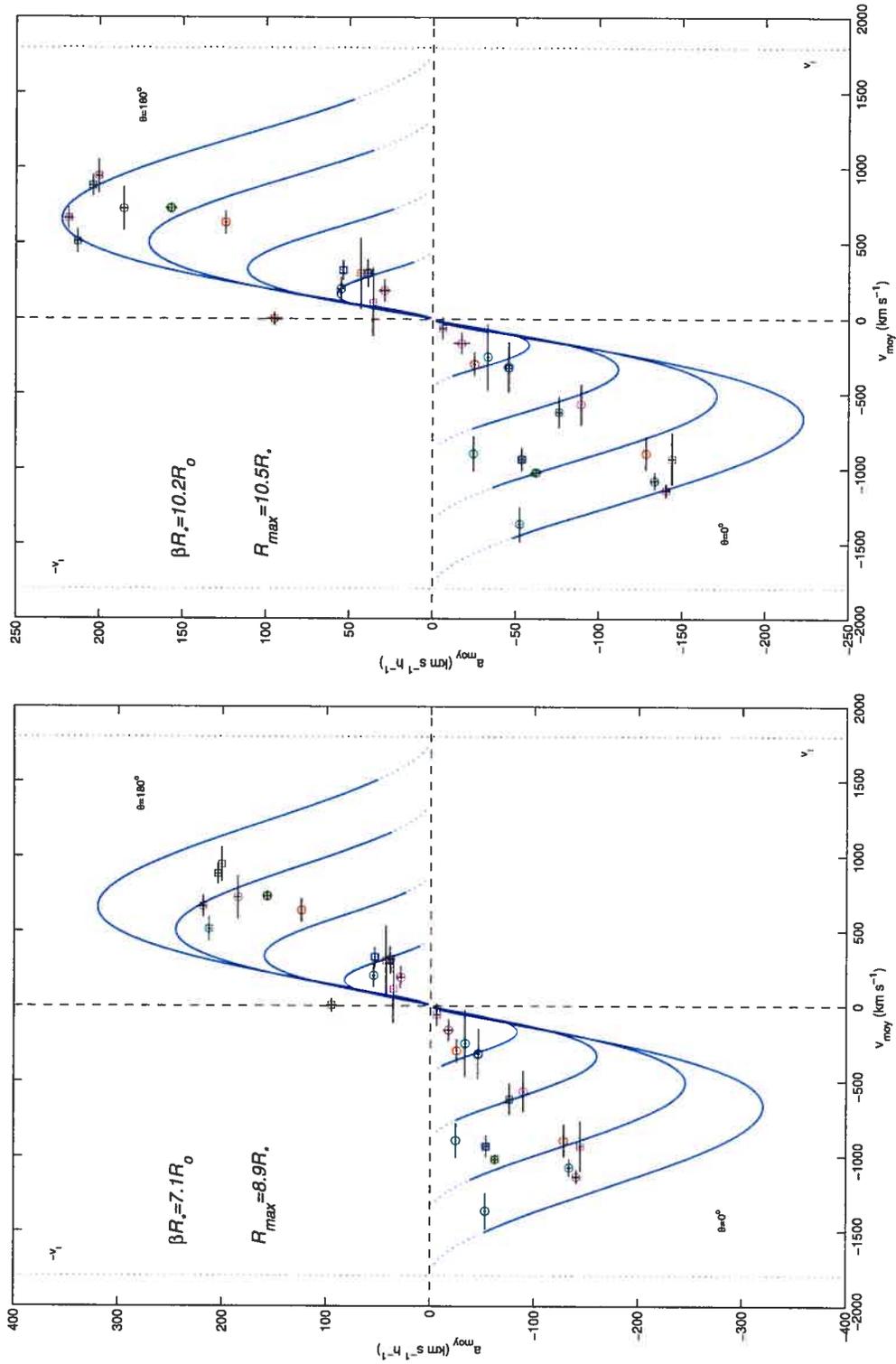


Figure 5-5: Comme la figure 5-4 pour l'étoile WR152. Les points rouges sont ceux obtenus à partir de la nuit du 9 juin, les points verts sont ceux obtenus le 9 août, les magentas, le 10 août, les cyan, le 11 août et les bleus, le 14 août de l'année 2001.

5.1.4 Les incertitudes et les difficultés

Pour obtenir les résultats que nous venons de présenter, il a fallu faire des choix basés sur des critères subjectifs. Comme nous l'avons vu, le choix de βR_* détermine la forme des courbes théoriques, et selon que l'on prenne une valeur trop grande ou trop petite, ces courbes seront trop petites ou trop grandes pour correspondre à l'enveloppe définie par les points observés. Ce choix n'est pas unique, et si plusieurs solutions semblent possibles, il nous faut choisir la plus probable. Dans les cas présentés ici, aucune solution n'englobait les points de façon acceptable sans exclure quelques points. En effet, dans les figures 5-4 et 5-5 qui montrent les résultats finaux, il y a quelques points à l'abandon en dehors des courbes de $a_{moy}(v_{moy})$ ou au-delà de R_{max} et d'autres encore qui sont dans les deuxième et quatrième quadrants.

La principale raison pour expliquer l'exclusion de certains points, c'est la supposition que toutes les trajectoires soient linéaires. En effet, en traçant une droite sur une trajectoire courbe (toujours courbée vers le centre de la raie), nous obtenons une accélération moyenne artificiellement plus grande que la véritable. Donc, si un point près d'une courbe de $a_{moy}(v_{moy})$ où $\mu=1$ est ainsi déplacé vers des accélérations plus grandes, il faut absolument l'ignorer si nous ne voulons pas fausser le résultat, ce qui nous oblige à le laisser en dehors des courbes théoriques. Notons aussi que pour certaines trajectoires, l'accélération moyenne est aussi dérangée par des décalages de certains spectres causés par un mauvais alignement avant l'obtention des spectres de différence ou encore par la très grande dispersion entre les points mesurés de la trajectoire lorsqu'il était difficile de la détecter. C'est d'ailleurs le cas du point exclu dans le côté bleu des graphiques pour WR3 (fig. 5-4) que nous avons préféré ne pas considérer dans la détermination de βR_* . Donc, pour les deux graphiques consacrés à chaque étoile, il a fallu vérifier la qualité de chaque trajectoire de sous-pics détectée et ne considérer que les points fiables pour choisir le modèle qui correspondait aux observations.

En procédant ainsi, nous avons trouvé une valeur de βR_* et son incertitude. Mais ce qui cause un doute sur ces résultats, c'est surtout le petit nombre de points disponibles. Comme

nous ne cherchons qu'à faire correspondre les courbes dont $\mu=1$ ou -1 avec l'enveloppe des points observés, les points les plus importants sont ceux de l'enveloppe. Ce sont surtout ces points sur lesquels on se base pour voir si le choix de βR_* est bon, les autres ne servant qu'à considérer l'ajustement raisonnable seulement s'ils sont distribués de façon plutôt homogène sur la surface couverte par les courbes théoriques. Donc si nous n'avons détecté aucune hétérogénéité dont la trajectoire réelle avait un angle de θ de 0° ou de 180° avec la ligne de visée, nous avons surestimé la valeur de βR_* . Ainsi, nous basons notre ajustement sur cinq ou six points, ce qui limite la confiance que nous pouvons avoir sur les résultats. Nous ferons donc appel à une méthode d'analyse indépendante pour voir si les valeurs de βR_* vont correspondre à celles trouvées ici.

5.2 Trouver βR_* à partir de $v(t)$

Dans l'analyse précédente, c'est à partir de la comparaison d'une dérivation simple de la loi- β avec les observations, sur lesquelles nous faisons quelques suppositions, que nous avons pu caractériser le vent des étoiles WR3 et WR152. Dans cette analyse-ci, nous tentons plutôt de trouver βR_* directement à partir de la forme des trajectoires de sous-pics observées. Nous les comparons alors à des courbes de $v(t)$ paramétrisées par βR_* , que nous pouvons dériver de la loi- β . Il s'agit d'une possibilité déjà explorée par Eversberg et al. (1998) dans l'analyse du vent de l'étoile ζ Puppis; mais avant que d'ajuster à l'œil les courbes aux trajectoires comme dans cet article, nous avons tenté d'utiliser l'ajustement de paramètres non-linéaire de Levenberg-Marquart afin d'éliminer toute subjectivité. Cette tentative a échoué, car elle n'a pas su nous donner de résultats concluants, et cela, probablement parce que nous avons mal choisi la méthode de minimisation du χ^2 . Nous présenterons quand même les détails de notre tentative, soit la manière dont il est possible d'obtenir une expression pour $v(t)$ puis, ensuite, nous verrons la façon de comparer cette expression aux observations. Commençons d'abord par une petite discussion sur un article, paru récemment, qui pose une objection à la détermination d'une valeur de βR_* du vent d'une WR à partir de $v(t)$. Pour terminer, nous présenterons les raisons pour lesquels notre méthode d'ajustement des courbes n'a pas fonctionné, puis les résultats obtenus lors d'un ajustement fait

à l'œil.

5.2.1 Critique des résultats de Koesterke et al.

Dans Koesterke et al. (2001), les auteurs ont suivi la variabilité de la raie CIII $\lambda 5696$ des deux étoiles WR135 et WR111. Ils ont cherché à reproduire à l'œil les trajectoires mesurées par le modèle décrit dans la section 5.2.2, en ne gardant que des valeurs de β entières. Ils soulignent dans cet article l'implication de l'estimation du régime de vitesse d'expansion de la région de formation de la raie sur la valeur de β trouvée qui semble décrire le mieux la loi de vitesse du vent. Ils montrent deux résultats: dans leur figure 2, où ils n'imposent aucune restriction sur le régime de vitesse et, dans leur figure 3, où ils limitent le régime de vitesse entre une fraction de 0.46 et de 0.80 de leur vitesse terminale, pour correspondre aux résultats de Lépine & Moffat (1999). On voit bien que dans le premier cas, il est impossible de distinguer la meilleure solution entre $\beta=1$ et $\beta=4$, et, que dans le deuxième, les courbes où $\beta=1$ dévient trop vite et ne sont pas assez droites pour correspondre aux observations.

Dans notre cas, nous avons plusieurs indices pour déduire quel est le régime de vitesse du vent dans la région de formation de la raie d'HeII $\lambda 4686$. Tout d'abord, nous pouvons estimer le rayon de la région de formation de la raie grâce à la correspondance entre les profils d'émissivité et les résultats de R_{max} donnés par l'analyse faite à partir de $a_{moy}(v_{moy})$. N'oublions pas aussi que nous avons pu constater une absence de points dans le graphique de $a_{moy}(v_{moy})$ dans le cas de WR3 qui pouvait s'interpréter par la proximité de la région de formation de la raie à la surface de l'étoile. De plus, le potentiel d'ionisation de l'HeII est d'environ 54eV, et on s'attend à ce que seules les régions plutôt proches de l'étoile atteignent une température suffisante pour permettre la présence d'HeII. Comme la vitesse du vent de la région de formation de la raie déduite à partir du profil d'émissivité va d'environ 0.15 à 1 fois v_{∞} , il n'y a pas de grandes restrictions que nous puissions imposer au modèle de $V(t)$. Pour simplifier le calcul, nous gardons alors toute la courbe de $V(t)$ pour la comparer aux observations.

5.2.2 Le modèle

En partant de la loi-beta non projetée sur la ligne de visée:

$$v_r = \frac{dr}{dt} = v_\infty \left(1 - \frac{R_*}{r}\right)^\beta \quad (5.4)$$

on peut obtenir :

$$t = Cste + v_\infty^{-1} \int \left(1 - \frac{R_*}{r}\right)^{-\beta} dr \quad (5.5)$$

où nous pouvons fixer que la constante est t_{im} , le temps initial du mouvement de l'hétérogénéité.

La solution analytique de cette intégrale n'existe que pour des β entiers. Donc, si β est entier:

$$t = t_{im} + v_\infty^{-1} (r + \beta R_* \ln(r - R_*)) \quad (5.6)$$

si $\beta < 2$ et

$$t = t_{im} + v_\infty^{-1} \left(r + \beta R_* \ln(r - R_*) + \sum_{i=2}^{\beta} \frac{(r - R_*)^{(1-i)} R_*^i \beta!}{(1-i)(\beta-i)! i!} \right) \quad (5.7)$$

si $\beta \geq 2$.

Comme nous le verrons un peu plus loin, nous aurons besoin de valeurs non-entières de β pour avoir un plus grand échantillonnage de solutions possibles utiles à l'ajustement. C'est pourquoi nous avons eu recours à une méthode numérique pour solutionner l'équation 5.5 pour des β non-entiers.

Maintenant que nous avons $t(r)$, il nous faut obtenir $r(t)$ et le substituer dans l'équation 5.4 pour avoir la vitesse du vent en fonction du temps non encore projetée sur la ligne de visée, que nous annoterons $v(t)$. Il est malheureusement impossible d'obtenir $r(t)$ de façon analytique en forme fermée à partir des équations 5.6 ou 5.7. La seule possibilité que nous ayons de calculer $v(t)$ est donc de calculer d'abord $t(r)$ pour différents r , puis v_r pour les mêmes r . Ainsi, pour un rayon r_i donné, nous connaissons $v_r(r_i)$ et $t(r_i)$, ce qui peut nous donner $v(t)$. La vitesse en

fonction du temps projetée sur la ligne de visée devient $V(t) = v(t)\mu$, où, rappelons-le nous, $\mu = \cos(\theta)$.

Nous avons ainsi une fonction $V(t)$ qui dépend de v_∞ , β , R_* , μ et la constante t_{im} que l'on peut maintenant comparer aux trajectoires de sous-pics mesurées. Notons que, dans sa forme actuelle, le programme de minimisation du χ^2 exige l'utilisation d'une grille de modèle (voir plus bas) qui doit absolument être conçue avec deux paramètres. Cette imposition nous mène à ajuster les paramètres β et R_* séparément, car parmi toutes les tentatives intentées pour ajuster $V(t)$, c'était la seule façon de faire fonctionner le programme de minimisation. Nous multiplierons les valeurs de β et de R_* trouvées seulement à la fin des calculs pour obtenir βR_* et le comparer aux résultats déjà obtenus. Dans la section suivante, nous décrivons les étapes franchies pour trouver tous ces paramètres à l'aide de la méthode d'ajustement non-linéaire de Levenberg-Marquardt¹.

5.2.3 La procédure

Avant d'ajuster le modèle de $V(t)$ aux observations, il a fallu contourner un obstacle de taille. Nous venons de le voir, nous n'avons pas d'expression analytique pour $v(t)$. Nous pouvons toutefois calculer différentes courbes de $v(t)$ pour différents t . C'est pourquoi la première étape, avant de commencer l'ajustement non-linéaire, est la création d'une grille de modèles. Pour faire cette grille, nous calculons d'abord plusieurs courbes de $v(r)$, à partir de l'équation 5.4, avec différentes valeurs de β et de R_* , pour des valeurs de r entre 1 et $20 R_*$ avec un pas de 2500 km. Le choix de l'intervalle de r est justifié, car nous savons que la région de formation de la raie HeII $\lambda 4686$ où nous avons détecté les sous-pics commence très près de l'étoile et finit fort probablement bien avant de se rendre aussi loin que $20 R_*$. Une fois que nous avons les différents $v(r)$, nous calculons la solution de l'équation 5.5 numériquement avec les mêmes valeurs de r , de β et de R_* , et en fixant arbitrairement $t_{im} = 0$, pour obtenir les $t(r)$ qui correspondent aux $v(r)$ et ainsi obtenir

¹La procédure décrite ici est la démarche de notre code Fortran de minimisation du χ^2 basé sur un programme écrit dans un autre contexte et gracieusement prêté par M. Pierre Bergeron. Nous l'avons modifié pour qu'il convienne à nos besoins.

$v(t)$. Dans ce cas-ci, nous avons fait varier β de 0,5 à 5,5 avec un pas de 0,1 et R_* de 0,2 à $5,5R_\odot$ avec un pas de $0,1R_\odot$ (voir un extrait dans la figure 5-6). L'intervalle de β est choisi de telle sorte qu'il puisse inclure toutes les solutions possibles pour nos étoiles. 0,5 est la limite inférieure théorique et 5,5 est une limite supérieure que nous avons estimée suffisamment élevée. Quant à l'intervalle de rayon hydrostatique, il n'inclut que des rayons possibles pour les WR.

La grille ainsi constituée est ensuite interpolée par une fonction Spline pour nous permettre, lors de la minimisation du χ^2 par la méthode de Levenberg-Marquardt, d'aller chercher des solutions de β et de R_* encore plus fines que ce qui est imposé par la précision de la grille. On peut se demander quelle est la pertinence de résoudre l'équation 5.5 de façon numérique pour trouver des solutions de $t(r)$ pour des β non-entiers si nous interpolons ensuite la grille. En fait, notre premier réflexe a d'abord été de faire ainsi. Mais nous nous sommes vite aperçus que l'interpolation était de mauvaise qualité, car, entre les courbes calculées pour des valeurs de β entre 1 et 10 avec un pas de 1, la fonction Spline oscillait de façon incontrôlée et faussait les résultats. C'est pourquoi nous avons dû calculer aussi des valeurs de β non-entières comme décrit plus haut.

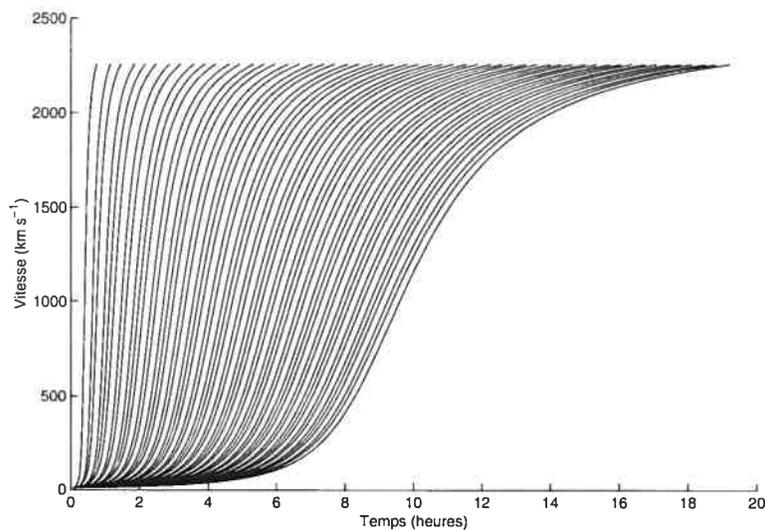


Figure 5-6: Exemple extrait de la grille de modèle de $v(t)$ pour l'étoile WR3. Ici, nous avons fixé $\beta=2$ et R_* varie de 0,2 à $5,5 R_\odot$ avec un pas de $0,1 R_\odot$, de la droite vers la gauche.

Pour l'ajustement non-linéaire, nous avons utilisé la fonction $V(t)$ qui est la multiplication de $v(t)$, soit la fonction extraite de la grille avec un β et un R_* donné, avec un autre paramètre qui devra varier pour minimiser le χ^2 , soit μ . Pour démarrer la minimisation, il faut choisir des valeurs initiales β_i , R_{*i} et μ_i , pour donner au programme un point de départ dans la recherche du χ^2 minimum par méthode itérative.

Il ne suffit pourtant pas de lancer la minimisation qu'une seule fois. Dans le modèle, le temps initial t_{im} est compté à partir du moment où le vent quitte la région $r = R_*$, ce que nous considérons ici le moment $t_{im} = 0$ s. Mais pour les points observés, le temps initial t_{io} est compté à partir du début de la nuit d'observation. La valeur de temps du premier sous-pic de la trajectoire ne correspond donc pas au temps initial de l'hétérogénéité dans le vent. Il faut donc trouver à quel temps t_i la trajectoire observée doit commencer pour qu'elle soit ajustée par les modèles de façon adéquate. Nous imposons donc un temps initial à la trajectoire et, tout en le faisant varier, nous calculons plusieurs modèles, jusqu'à ce que le χ^2 obtenu par l'ajustement soit minimum. Ainsi, nous estimons le temps initial t_i de la trajectoire et obtenons une courbe théorique qui représente au mieux les trajectoires de sous-pics observées.

5.2.4 Les raisons de l'échec de la méthode

Il n'a été possible d'obtenir de résultat à partir d'aucune trajectoire détectée. Et la façon dont se comporte le programme de minimisation du χ^2 lors de l'ajustement des courbes laisse suggérer que le problème est mal défini et que le choix de la méthode Levenberg-Marquardt est mal approprié.

La méthode Levenberg-Marquardt consiste en la recherche de manière itérative du minimum de la fonction définie par le χ^2 dans l'espace des paramètres. Comme les résultats obtenus lors de l'ajustement des courbes dépendent fortement des essais initiaux, il est probable que le programme tombe dans plusieurs minima locaux, ou encore, qu'il n'y ait absolument pas de min-

imum absolu. Il faudra donc probablement trouver une autre méthode qui correspondrait mieux à notre problème.

De plus, pour améliorer le traitement futur de l'ajustement des courbes, il faudra régler des difficultés liées à la théorie des vents elle-même. Un des problèmes que nous avons rencontrés provient du traitement des équations qui sont à l'origine de l'analyse à partir de $V(t)$. En effet, pour calculer le résultat de $t(r)$ (équation 5.5), nous avons solutionné l'intégrale en calculant tout simplement l'aire sous la courbe décrite par la fonction à intégrer en sommant plusieurs rectangles de largeur suffisamment petite. C'est une méthode efficace, mais qui semble introduire de petites erreurs dans la forme des courbes de $v(t)$. La figure 5-6 l'illustre très bien, car nous pouvons voir que l'allure générale de la grille laisse suggérer que les courbes sont majoritairement groupées deux par deux et non pas séparées par des distances équivalentes, ce qui est tout à fait artificiel. Il y a donc toujours un petit décalage systématique entre la véritable courbe de $v(t)$ et celle calculée ici. Toutefois, l'investissement exigé pour la confection d'une méthode plus sophistiquée n'est pas une priorité, car la dispersion des sous-pics le long de leur trajectoire est beaucoup plus grande que l'erreur introduite par notre méthode et domine, par le même fait, dans l'incertitude sur le résultat.

Ce dernier problème a donc des effets plutôt limités et l'erreur qu'il entraîne peut être incluse facilement dans l'incertitude des résultats. Nous nous sommes confronté à un problème qui est beaucoup plus grave, et c'est la dégénérescence entre β et R_* . Si deux courbes calculées à partir d'un β et d'un R_* différents ont la même valeur de βR_* , elles auront une forme semblable, ce qui est catastrophique pour le programme d'ajustement non-linéaire. En effet, le programme qui cherche à distinguer les différentes courbes pour minimiser le χ^2 peut être dérangé en tombant sur plusieurs courbes identiques et avoir de la difficulté à converger ou encore donner n'importe quel résultat. Idéalement, avant d'aller plus loin dans l'élaboration d'un nouveau programme de minimisation, il faudra trouver une meilleure façon d'écrire la fonction $V(t)$ pour l'ajuster, i.e. considérer la dégénérescence dans le processus de minimisation. Et bien sûr, cela en supposant que la loi- β décrit correctement le profil de vitesse, ce que nous rediscuterons plus tard dans la conclusion.

Les problèmes discutés jusqu'à maintenant peuvent être réglés si nous trouvons une méthode de résolution de l'intégrale de l'équation 5.5 qui introduise moins de bruit numérique et un façon plus appropriée de traiter la dégénérescence dans le programme. Il reste toutefois un problème dont il sera difficile, voire, pour le moment, impossible de se défaire. Il s'agit de la courte durée des trajectoires de sous-pics observées. Dans la figure 5-6, nous voyons que certaines courbes de $v(t)$ s'étendent sur un intervalle de l'ordre de la dizaine d'heures avant d'atteindre $0,9 v_\infty$. Les trajectoires de sous-pics observées lors des nuits consacrées à WR3 ont une durée de quelque 2 ou 3 heures, ce qui est bien petit par rapport aux courbes auxquelles on les compare. Donc, lors de la minimisation du χ^2 , il est difficile de contraindre de si grandes courbes théoriques non-linéaires avec si peu de sous-pics observés! Et ce n'est pas tout, car toutes les courbes de $V(t)$ ont une section plus ou moins longue qui est quasi-linéaire. Donc si par malheur, une trajectoire de deux heures ou moins a une faible courbure, elle ressemble à une droite qui peut aussi bien être reproduite par différents βR_* avec différents μ . Il y a dans ces cas-là une grande incertitude sur le résultat. Ce n'est que lorsque la trajectoire contient une partie très courbée que nous pouvons avoir une certaine confiance dans le résultat, car alors, il n'y a qu'un intervalle restreint de βR_* qui puisse reproduire cette courbure. Le problème de la courte durée des trajectoires observées par rapport aux courbes théoriques ne peut être réglé que si nous réussissons à suivre le sous-pic associé à une hétérogénéité sur plusieurs raies formées à plusieurs profondeurs dans le vent et à reconstituer toute la trajectoire de l'hétérogénéité, de sa formation à sa dissolution, ce qui est, pour le moment, techniquement impossible. Il faudrait pouvoir reconnaître un sous-pic lorsqu'il passe d'une raie à l'autre alors qu'aucun critère ne nous permet encore de le faire de façon certaine. Et puis, il est encore difficile d'avoir accès à un instrument qui nous permette de suivre beaucoup de raies simultanément avec une grande dispersion et un haut S/B en quelques minutes.

5.2.5 L'ajustement à l'œil

Dans cette section, nous verrons quels résultats nous obtenons en ajustant les courbes théoriques à l'œil, comme Eversberg et al. (1998). Pour faciliter le choix des paramètres, nous fixons les

valeurs du rayon hydrostatique de l'étoile (R_*) à $3,8 R_\odot$ pour WR3 et $4,8 R_\odot$ pour WR152, et celle de la vitesse terminale (v_∞) à 2500 km s^{-1} pour WR3 et 1800 km s^{-1} pour WR152, puis nous faisons varier les valeurs de β , de μ et de t_{im} (t_{io} est toujours fixé à 0 s). Ce choix de R_* et de v_∞ provient des résultats de modèles d'atmosphère d'étoiles WR (voir tableau 5-1). Le fait de fixer certains paramètres, qui devraient être libres lors de l'ajustement, réduit l'espace des paramètres, ce qui peut avoir des effets pervers sur le résultat. Toutefois, nous misons sur la dégénérescence de β et de R_* , c'est-à-dire que nous considérons qu'il suffit que nous balayions les valeurs possible de produit βR_* en ne faisant varier que β pour chercher la meilleure courbe qui correspond aux observations.

La figure 5-7 montre l'ajustement à l'œil d'une trajectoire détectée dans une des nuits simulées à partir de la loi-beta présentées dans la section 4.1.2, où nous avons imposé que $\beta R_* = 3,8 R_\odot$. On voit qu'en prenant un βR_* de $3,8 R_\odot$, la courbe $V(t)$ passe très bien dans la trajectoire de sous-pics observée si on prend aussi $\mu = 0,33$. Toutefois avec l'incertitude sur les vitesses des sous-pics, plusieurs courbes avec différents βR_* peuvent correspondre aux observations. De plus, à cause de la courte durée des trajectoires, il est possible d'ajuster μ afin d'obtenir plusieurs courbes $V(t)$ semblables sur l'intervalle de temps qui correspond aux observations, même s'il n'ont pas le même βR_* (voir plus bas). C'est pourquoi nous devons chercher un intervalle de βR_* possible pour chaque trajectoire de sous-pics. Les deux autres tentatives de la figure 5-7 montrent le résultat lorsque le βR_* est tout juste trop petit pour qu'il soit possible de faire correspondre la courbe $V(t)$ avec les observations, même en changeant μ , et le résultat lorsque le βR_* est tout juste trop grand.

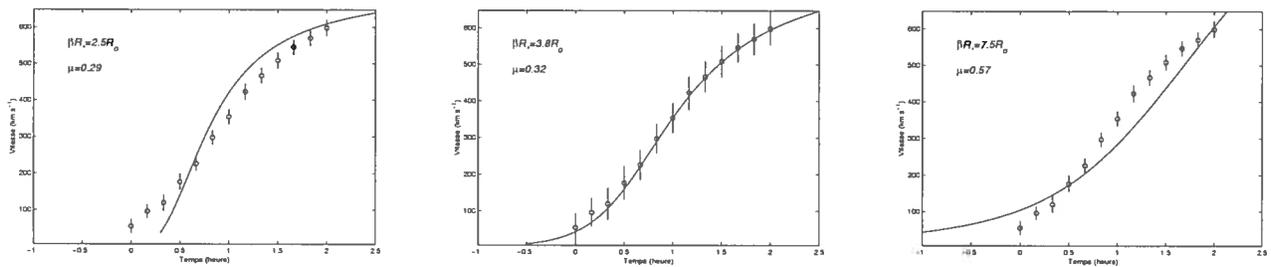


Figure 5-7: Trois tentatives d'ajustement à l'œil d'une trajectoire de sous-pics d'une nuit simulée puis détectée à l'aide de la corrélation croisée (voir section 4.1.3).

Avant de trouver l'intervalle de βR_* qui correspond à chaque trajectoire de sous-pics observée, il faut d'abord voir le comportement de la courbe $V(t)$ après chaque changement de paramètre. On peut voir dans la figure 5-6 le changement de la courbe $V(t)$ avec celui de βR_* . Comme le paramètre μ est un facteur entre -1 et 1 multiplié à $V(t)$, il étire, écrase ou inverse une courbe qui garde le même βR_* . Cette déformation peut faire en sorte que deux courbes avec différents βR_* soient semblable sur un grand intervalle de temps. Si on ajoute en plus les incertitudes sur les vitesses les sous-pics, on voit que si on change βR_* , il peut être possible de trouver un μ qui fasse en sorte que la courbe $V(t)$ corresponde toujours à la trajectoire de sous-pics. Comme il est impossible d'obtenir une valeur de μ plus grande que 1 ou plus petite que -1 (à moins que la valeur de v_∞ fixée ne soit pas la bonne), nous supposons donc que la plus grande valeur possible de βR_* est celle obtenue en imposant $\mu=1$ (ou -1, selon le cas). Dans les figures 5-8 et 5-9, on retrouve les seules trajectoires qui ont pu être ajustées sans difficulté. La courbe en trait discontinué montre la courbe $V(t)$ dont $\mu=1$ et dont le βR_* représente la limite supérieure possible. La courbe en trait plein est la courbe $V(t)$ dont le βR_* est le plus petit possible pour permettre un choix de μ qui fasse correspondre la courbe $V(t)$ aux observations. Nous avons fait varier les valeurs de μ avec un pas de 0,1 et celles de βR_* avec un pas de 0,5 si $\beta R_* > 4 R_\odot$ et un pas de 0,1 si $\beta R_* < 4 R_\odot$. Notons que cet ajustement ne tient pas nécessairement compte des points aux extrémités, car les détections des sous-pics à la fin et au début d'une trajectoire sont très incertaines étant donné leur faible intensité. On peut voir que dans le cas de WR3, βR_* semble être entre ~ 3 et $\sim 7 R_\odot$. Dans le cas de WR152, βR_* donne quelque chose entre ~ 6 et $\sim 21 R_\odot$. Il n'y a, bien sûr, aucune incertitude calculable pour ces valeurs. Mais on peut voir aussi que les intervalles de βR_* trouvés pour une même étoile ne correspondent pas toujours. Il faudrait, en fait, faire la même mesure sur plus de trajectoires pour mieux pouvoir discriminer le véritable intervalle de βR_* possible pour chaque étoile, ce qui n'est pas possible avec nos données actuelles.

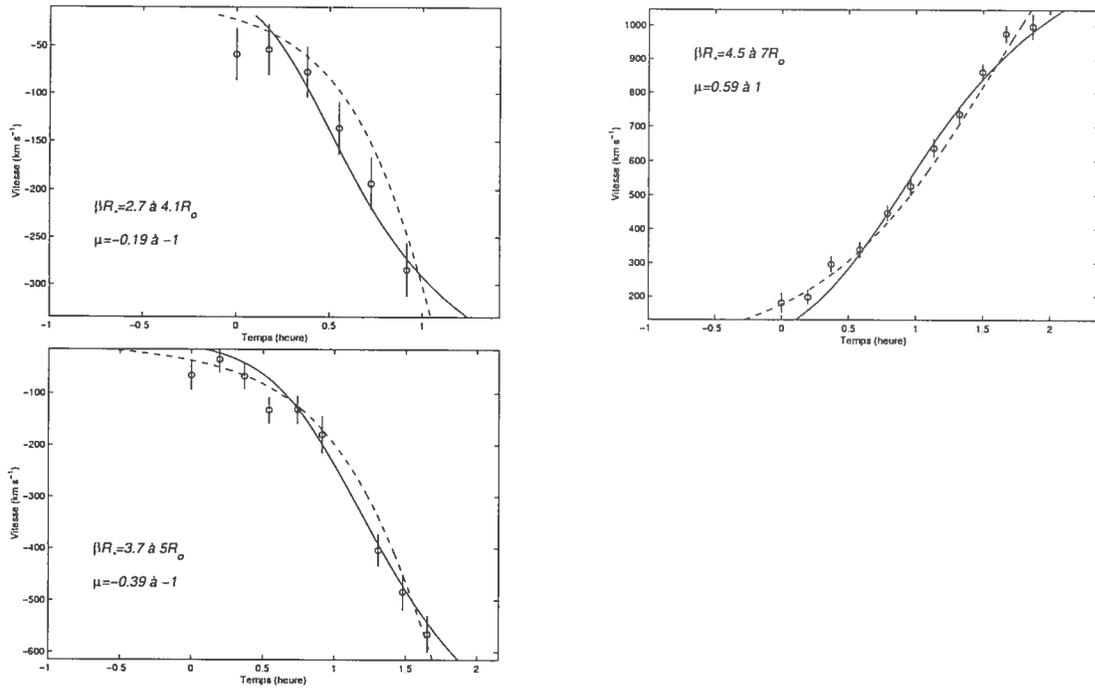


Figure 5-8: Ajustements à l'œil de trajectoires de sous-pics provenant des nuits dédiées à l'étoile WR3. Les deux trajectoires de la moitié gauche viennent de la nuit du 15 août 2001, et la troisième, de la nuit du 16 août 2001.

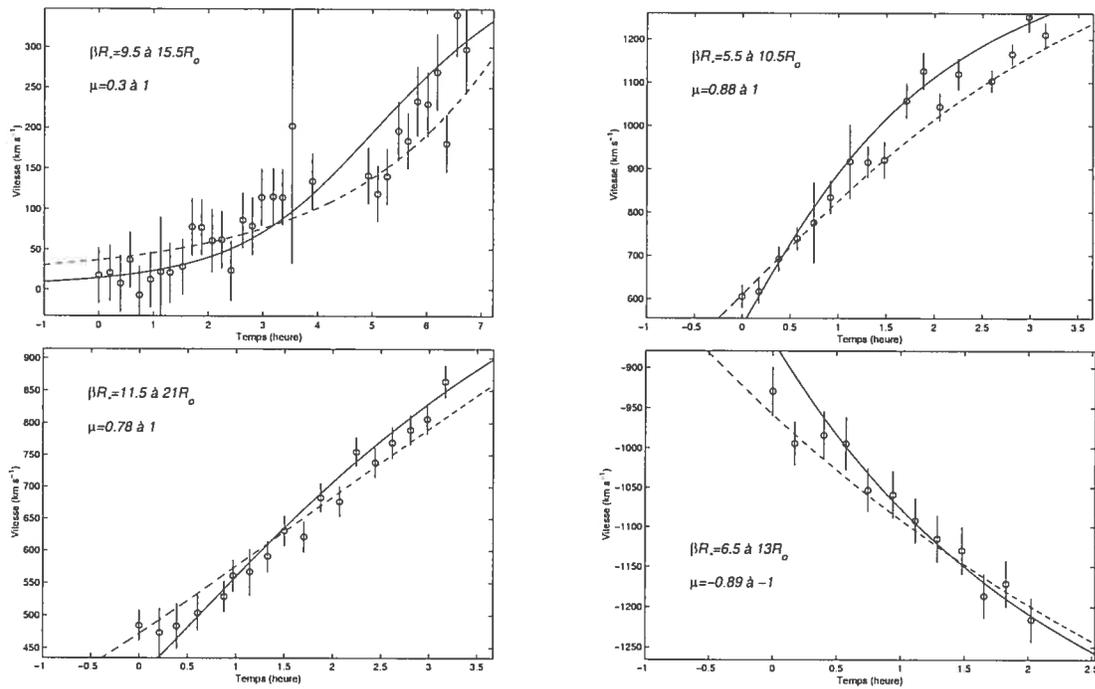


Figure 5-9: Ajustements à l'œil de trajectoires de sous-pics provenant des nuits dédiées à l'étoile WR152. Les deux trajectoires de la moitié gauche viennent de la nuit du 10 août 2001, et les deux autres, des nuits du 9 juin 2001 (en haut) et du 11 août 2001 (en bas).

CHAPITRE 6

Conclusion

Dans les deux analyses de variations, nous sommes arrivés à déterminer certaines valeurs de βR_* pour caractériser les vents stellaires des deux étoiles WR3 et WR152. Comme nous n'avons pu détecter aucune trajectoire de sous-pics dans les spectres dynamiques des nuits dédiées à WR2, nous n'avons obtenu pour cette étoile aucune valeur de βR_* . Il est difficile d'affirmer pour l'instant si cette non-détection doit être interprétée comme la preuve de l'absence d'hétérogénéités dans le vent ou de l'impossibilité de les détecter avec un tel rapport signal-sur-bruit. Il serait toutefois raisonnable de croire qu'il y ait des hétérogénéités dans le vent de WR2, puisque toutes les autres étoiles WR étudiées jusqu'à présent ont montré des variations dans leurs raies spectrales et puisque la forme arrondie des raies du spectre de WR2 suggère un vent optiquement épais dans la région de formation étudiée ici, soit celle de HeII $\lambda 4686$, ce qui peut possiblement rendre difficile la détection de sous-pics.

A priori, nous aurions pu penser que le faible rapport signal-sur-bruit des spectres obtenus en 10 minutes à l'Observatoire du mont Mégantic sur lesquels nous avons fait nos analyses nous empêche toute détection possible. En effet, en regardant à l'œil un spectre de différence, il peut paraître difficile de distinguer un sous-pic dans le bruit et sembler impossible d'obtenir des résultats précis à partir de cela. Mais, dans les spectres dynamiques, beaucoup de trajectoires sont plutôt claires sur un intervalle de temps de plusieurs heures. De plus, notre méthode de détection de trajectoire de sous-pics, basée sur la corrélation croisée entre les spectres de différence et un profil gaussien, permet d'obtenir des positions de sous-pics avec une incertitude raisonnable qui ne nuit pas aux analyses qui ont suivies.

Nous n'avons toutefois obtenu de véritables résultats qu'avec la méthode d'analyse à partir de $a_{moy}(v_{moy})$, et nous n'avons pas pu les confirmer avec une autre méthode que l'ajustement des courbes de $V(t)$ à l'œil. Les problèmes que nous avons rencontrés pendant nos analyses ont déjà été discutés dans certaines sections du chapitre précédent. Nous y avons vu que le petit nombre de trajectoires de sous-pics détectées et la grande courbure de certaines d'entre elles rendent très incertains les résultats obtenus. Nous aimerions donc pouvoir confirmer nos résultats avec un ajustement de paramètre des courbes de $V(t)$ fait à partir d'un programme de minimisation du χ^2 qui soit basé sur un autre principe que celui de la méthode de Levenberg-Marquardt, qui semble n'être pas approprié pour notre problème.

Si, malgré plusieurs efforts pour régler tous ces problèmes, il nous est quand même impossible de caractériser de façon raisonnable et convaincante les vents de nos étoiles WR qui montreront des variations, il faudra changer notre stratégie et nous attaquer à la supposition sur laquelle se base toute notre étude, c'est-à-dire celle qui nous permet de considérer que le profil de vitesse d'un vent chaud en expansion est sous la forme de la loi- β (équation 1.8). En effet, si le vent ne suit pas du tout une loi de type β , il faudra en trouver une autre plus réaliste. Et si le vent suit quand même globalement une loi de type β , mais que, localement, il est perturbé, il faudra vérifier si la grande instabilité du vent, dont il a déjà été question, ne va pas changer l'allure véritable des trajectoires des sous-pics dans le temps. Pour vérifier cela, nous devons être en mesure de suivre la véritable loi de vitesse sur toute l'étendue du vent, depuis $r=R_*$, jusqu'à ce que le vent atteigne v_∞ . Cela est possible si nous sommes en mesure de suivre simultanément les variations des sous-pics sur plusieurs raies d'un même spectre qui soient formées dans des régions très différentes dans le vent, ce qui nous permettrait de couvrir tout le vent.

Et puis, finalement, si nous réussissons à déterminer à l'aide d'observations le profil de vitesse à partir des variations des sous-pics, il faudra encore mettre à l'épreuve plusieurs points que nous nous sommes contenté de prendre pour acquis dans cette étude-ci.

Tout d'abord, Lépine et al. (1996) ont déjà montré que chaque sous-pic pouvait, plutôt qu'être interprété comme la manifestation d'une seule hétérogénéité, être considéré comme la manifestation de plusieurs hétérogénéités confondues, même jusqu'à plusieurs milliers. Si tel est bien le

cas, le comportement individuel et l'apparence de chaque "sous-élément" d'un sous-pic (i.e. la densité, l'angle θ avec la ligne de visée, le temps qui reste avant une éventuelle dissipation, etc...), ne seront pas nécessairement semblables. Chaque sous-pic serait donc la manifestation moyenne de plusieurs "sous-éléments" différents, ce qui peut faire varier l'apparence du sous-pic au gré de ces derniers tout le long de sa trajectoire, et peut-être, sa trajectoire elle-même.

Un autre point, soulevé par Moffat et al. (1994), c'est la possibilité que les hétérogénéités se déplacent moins rapidement que le vent selon leur densité. Et de plus, il se pourrait que la différence de vitesse entre les hétérogénéités et le vent ne dépende pas seulement de la densité, mais aussi de leur position, car si une hétérogénéité est alignée radialement avec une autre plus proche de l'étoile, elle recevra moins de radiation et ira encore moins vite. Cela signifierait que même si nous sommes en mesure de bien déterminer une loi de vitesse, elle ne représenterait qu'une loi qui décrit le mouvement en général des hétérogénéités dans le vent, et non pas le mouvement du vent lui-même.

Pour le moment, nous pouvons tout de même dire que, si nous considérons que la loi- β décrit bien le profil de vitesse du vent, qui, lui, peut être déterminé par l'observation des variations des sous-pics, les βR_* des deux étoiles que nous avons pu étudier dans cette étude-ci sont entre ~ 3 et $\sim 7 R_\odot$ pour WR3 et entre ~ 6 et $\sim 21 R_\odot$ pour WR152, ce qui est inférieur à ce qui a déjà été trouvé pour les étoiles étudiées dans Lépine & Moffat (1999) (voir figure 2-1). Cela confirme que le vent de nos étoiles WNE est optiquement beaucoup plus mince (donc \dot{M} beaucoup plus petit) que celui des WR déjà étudiées et, si nous acceptons des valeurs de R_* de l'ordre de celles présentées dans le tableau 5-1, nous voyons que leur valeur de β est proche de celle des vents des étoiles de type O, qui ont un $\beta=1$.

Nous pouvons aussi dire qu'il a été possible de détecter des hétérogénéités, signe de turbulence, dans le vent des étoiles WR3 et WR152 à des rayons entre R_* et $4R_*$ pour WR3, et entre R_* et $\sim 10R_*$ pour WR152.

Dans la prochaine étape, après la fin de la rédaction de ce mémoire, nous analyserons des spectres de WR2, WR3 et WR152 déjà obtenus lors d'une mission du 20 au 21 septembre 2002 au télescope de 3,6 m TCFH (Télescope Canada-France-Hawaï), à Hawaï, et d'autres obtenus au

télescope de 4,2 m TWH (Télescope William Herschell), aux Îles Canaries, les 18 et 19 octobre 2002. Au TCFH, nous avons pris des spectres dont l'intervalle en longueur d'onde est de 80 Å, centré sur la raie NV $\lambda 4945$, avec un spectrographe coudé, nommé GECKO, qui nous a donné une dispersion de 0,02 Å/pix. Au TWH, nous avons des spectres dont 1000 Å ne sont pas affectés par la vignette du spectrographe ISIS. Ces spectres sont centrés sur la raie HeII $\lambda 4686$ Å et sont dispersés à 0,2 Å/pix. Nous avons donc accès à plusieurs raies, dont une, NV $\lambda 4945$, qui a, dans le cas de WR3, un profil encore plus abrupt que celui de HeII $\lambda 4686$, ce qui suggère qu'elle est formée encore plus proche de l'étoile! Et si le vent est aussi turbulent à ces rayons, nous nous attendons à trouver sur cette raie des variations encore plus rapides que ce que nous montrons dans les chapitres précédents dans le cas de WR3.

L'étude de ces spectres nous permettra donc d'avoir accès à des données qui sont de meilleure qualité que ce que nous avons déjà obtenu à l'OMM, avec soit une meilleure résolution, soit une meilleure couverture en longueur d'onde. Nous pourrons alors suivre les variations dans plusieurs raies pour connaître un peu mieux le profil de vitesse dans le vent de WR3 et WR152, augmenter le nombre de détections sur la raie HeII $\lambda 4686$, et tenter de trouver des variations dans les spectres de WR2 pour les suivre, si possible. Et avec l'amélioration de nos outils d'analyse, nous aurons alors l'occasion de pousser encore plus loin la caractérisation du vent stellaire de nos trois WNE, ce qui nous donnera accès à une meilleure compréhension du comportement de régions du vent très rarement accessibles chez les autres WR.

BIBLIOGRAPHIE

- Abbott, D. C., Torres, A. V., Biegging, J. H., & Churchwell, E. 1986, ApJ, 303, 239
- Abel, T., Bryan, G. L., & Norman, M. L. 2002, Science, 295, 93
- Crowther, P. A., Smith, L. J., & Hillier, D. J. 1995, in IAU Symposium, Vol. 163, 147
- Dessart, L. & Owocki, S. P. 2002, A&A, 383, 1113
- Drissen, L., St.-Louis, N., Moffat, A. F. J., & Bastien, P. 1987, ApJ, 322, 888
- Eversberg, T., Lépine, S., & Moffat, A. F. J. 1998, ApJ, 494, 799
- Hamann, W.-R. & Koesterke, L. 1998, A&A, 333, 251
- Hamann, W.-R., Koesterke, L., & Wessolowski, U. 1995, A&A, 299, 151
- Harries, T. J., Hillier, D. J., & Howarth, I. D. 1998, MNRAS, 296, 1072
- Hillier, D. J. 1991, in IAU Symp. 143: Wolf-Rayet Stars and Interrelations with Other Massive Stars in Galaxies, Vol. 143, 59
- Koesterke, L., Hamann, W.-R., & Urrutia, T. 2001, A&A, 379, 224
- Lépine, S. 1998, Thèse de Ph.D., Université de Montréal
- Lépine, S. & Moffat, A. F. J. 1999, ApJ, 514, 909
- Lépine, S., Moffat, A. F. J., St-Louis, N., Marchenko, S. V., Dalton, M. J., Crowther, P. A., Smith, L. J., Willis, A. J., Antokhin, I. I., & Tovmassian, G. H. 2000, AJ, 120, 3201
- Lépine, S., Moffat, A. F. J., & Henriksen, R. N. 1996, ApJ, 466, 392

- Lamers, H. J. G. L. M. & Cassinelli, J. P. 1998, *Stellar Winds* (Cambridge University Press)
- Maeder, A. & Meynet, G. 1994, *A&A*, 287, 803
- Massey, P. 2002, *ApJS*, 141, 81
- Moffat, A. F. J., Owocki, S. P., Fullerton, A. W., & St-Louis, N. 1994, *Ap&SS*, 221
- Moffat, A. F. J. & Shara, M. M. 1986, *AJ*, 92, 952
- Owocki, S. P., Castor, J. I., & Rybicki, G. B. 1988, *ApJ*, 335, 914
- Robert, C. 1992, *Thèse de Ph.D.*, Université de Montréal
- Shara, M. M., Moffat, A. F. J., Smith, L. F., Niemela, V. S., Potter, M., & Lamontagne, R. 1999, *AJ*, 118, 390
- van der Hucht, K. A. 2001, *New Astronomy Review*, 45, 135

APPENDICE A

Affichage des observations

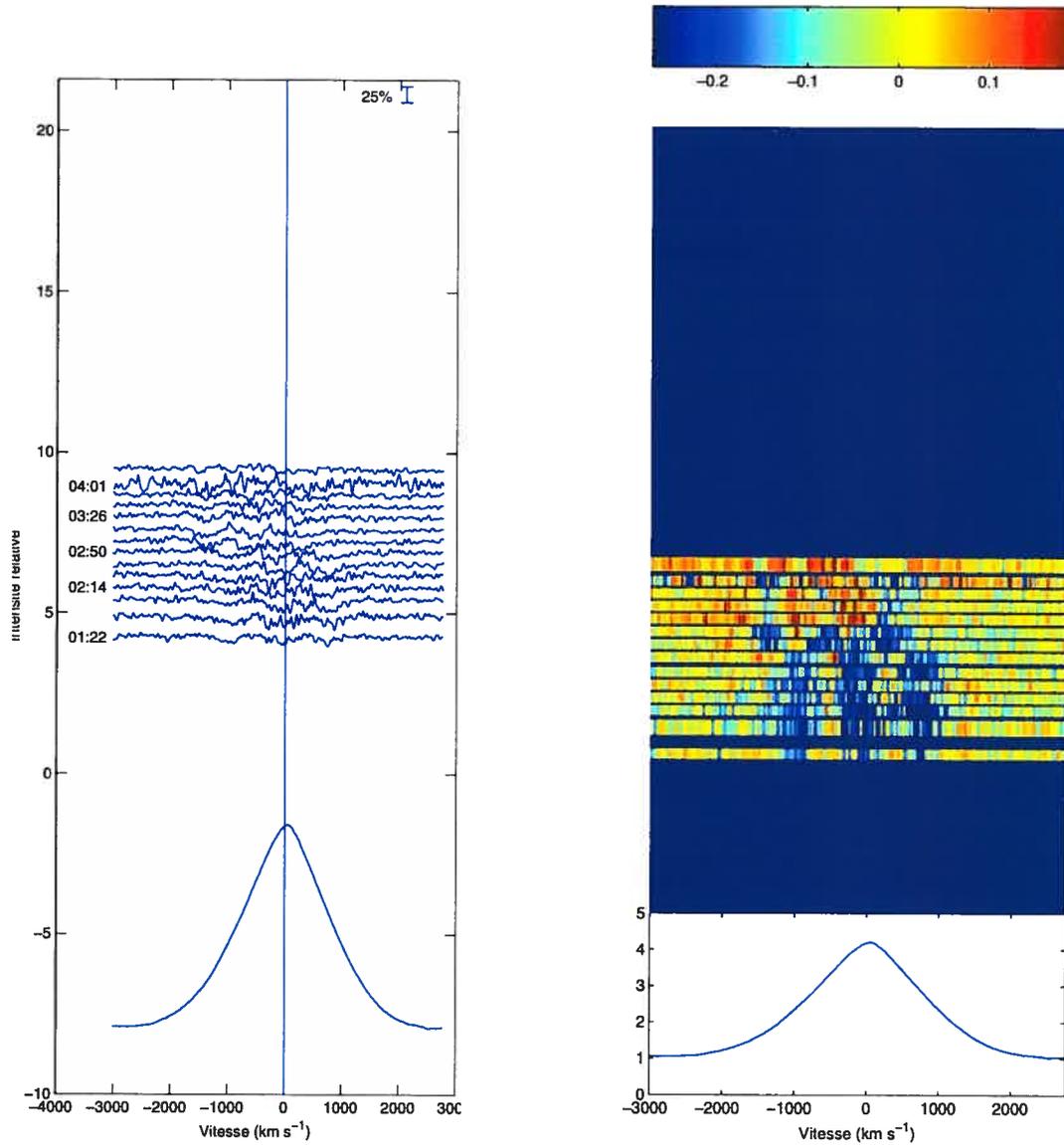


Figure A-1: Résultat pour l'étoile WR152 de la nuit du 8 juin 2001. À gauche: Montage des spectres de différence de la raie HeII $\lambda 4686$. Le profil moyen de la raie est dessiné au bas du graphique. L'heure à laquelle les spectres ont été pris est indiquée en unité UT à gauche de chaque spectre de différence. Les droites rouges représentent les trajectoires de sous-pics détectées. À droite: Spectre dynamique. Le temps augmente vers le haut.

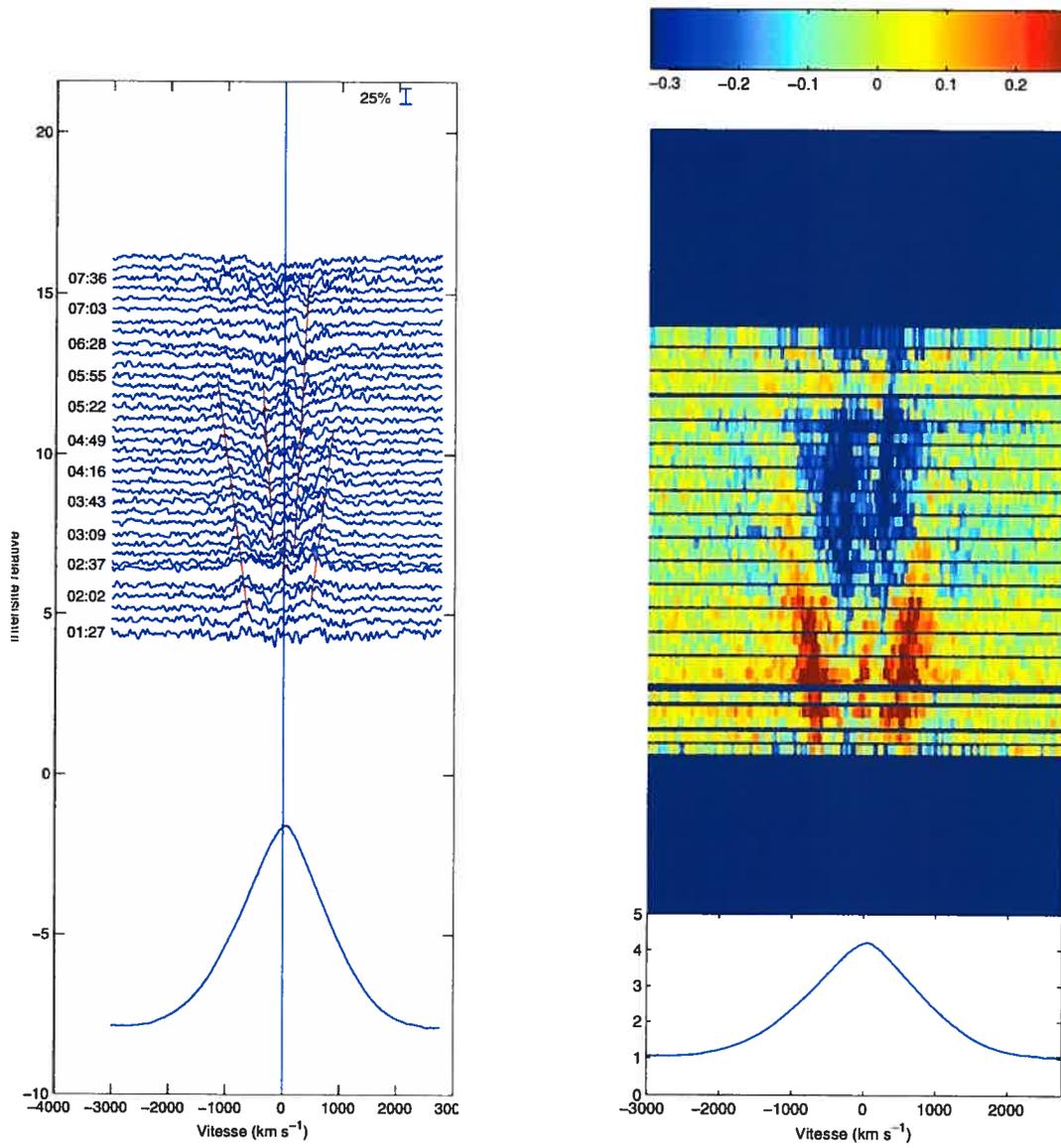


Figure A-2: Résultat pour l'étoile WR152 de la nuit du 9 juin 2001. Même chose que le graphique A-1.

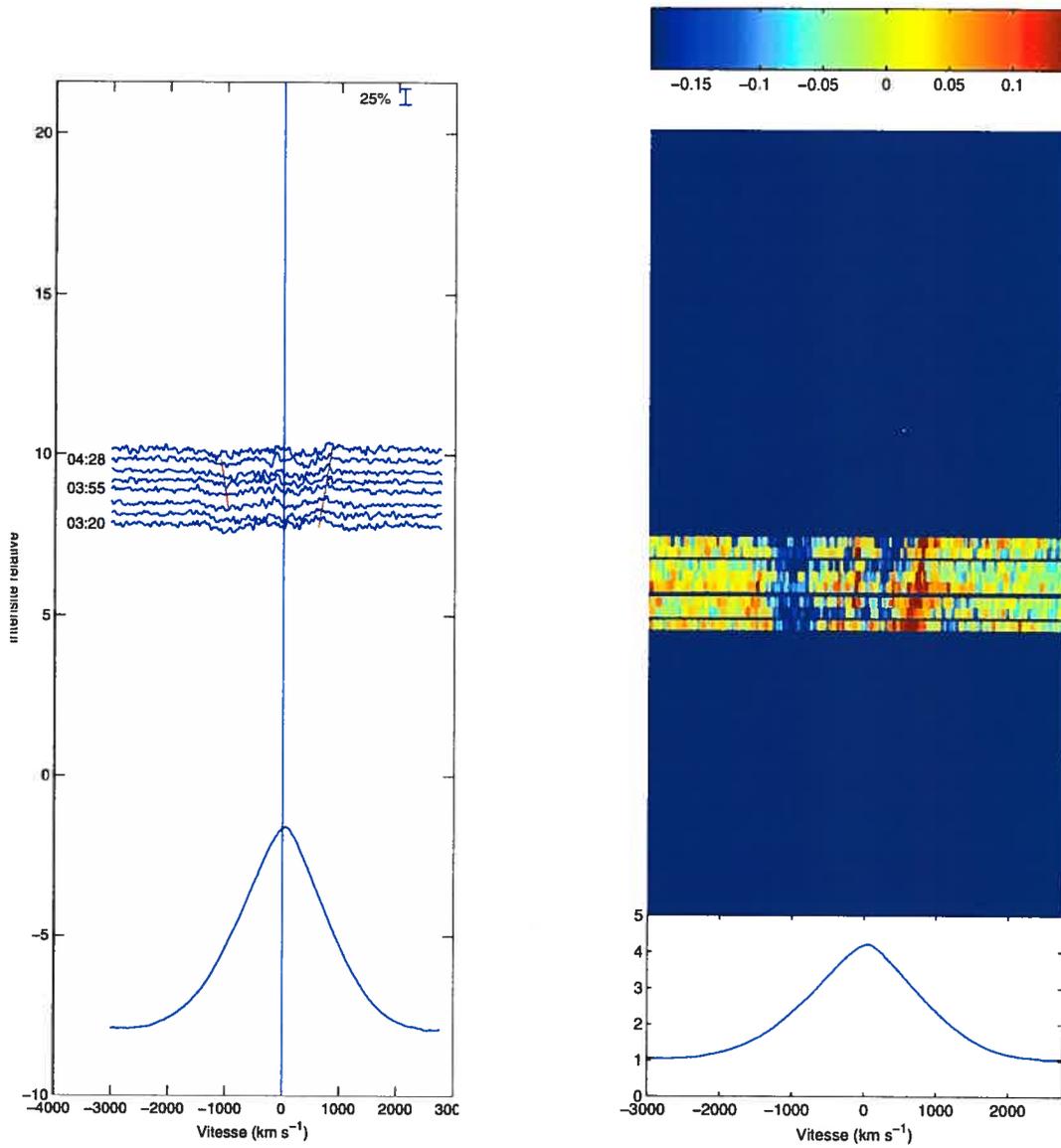


Figure A-3: Résultat pour l'étoile WR152 de la nuit du 9 août 2001. Même chose que le graphique A-1.

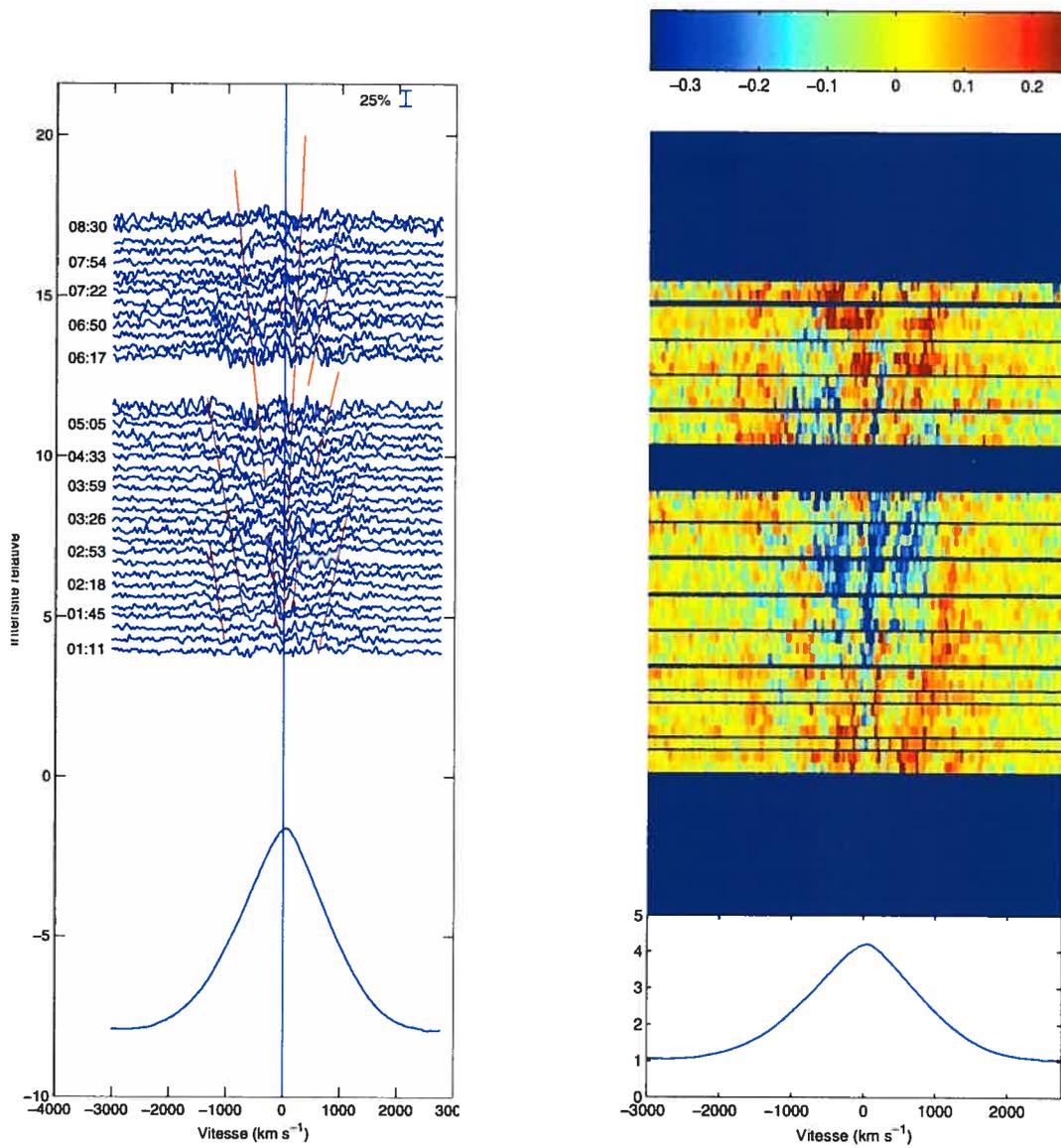


Figure A-4: Résultat pour l'étoile WR152 de la nuit du 10 août 2001. Même chose que le graphique A-1.

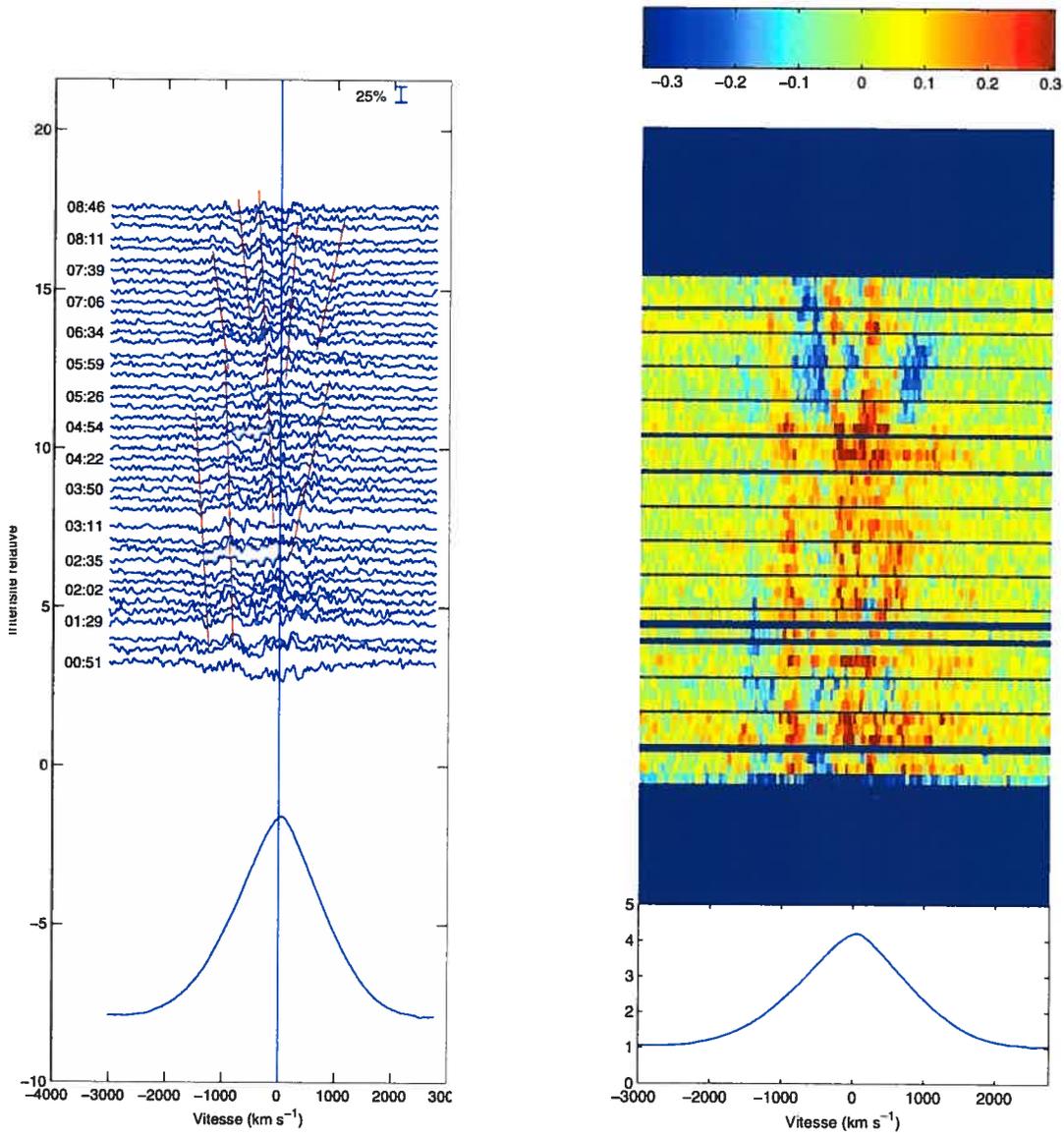


Figure A-5: Résultat pour l'étoile WR152 de la nuit du 11 août 2001. Même chose que le graphique A-1.

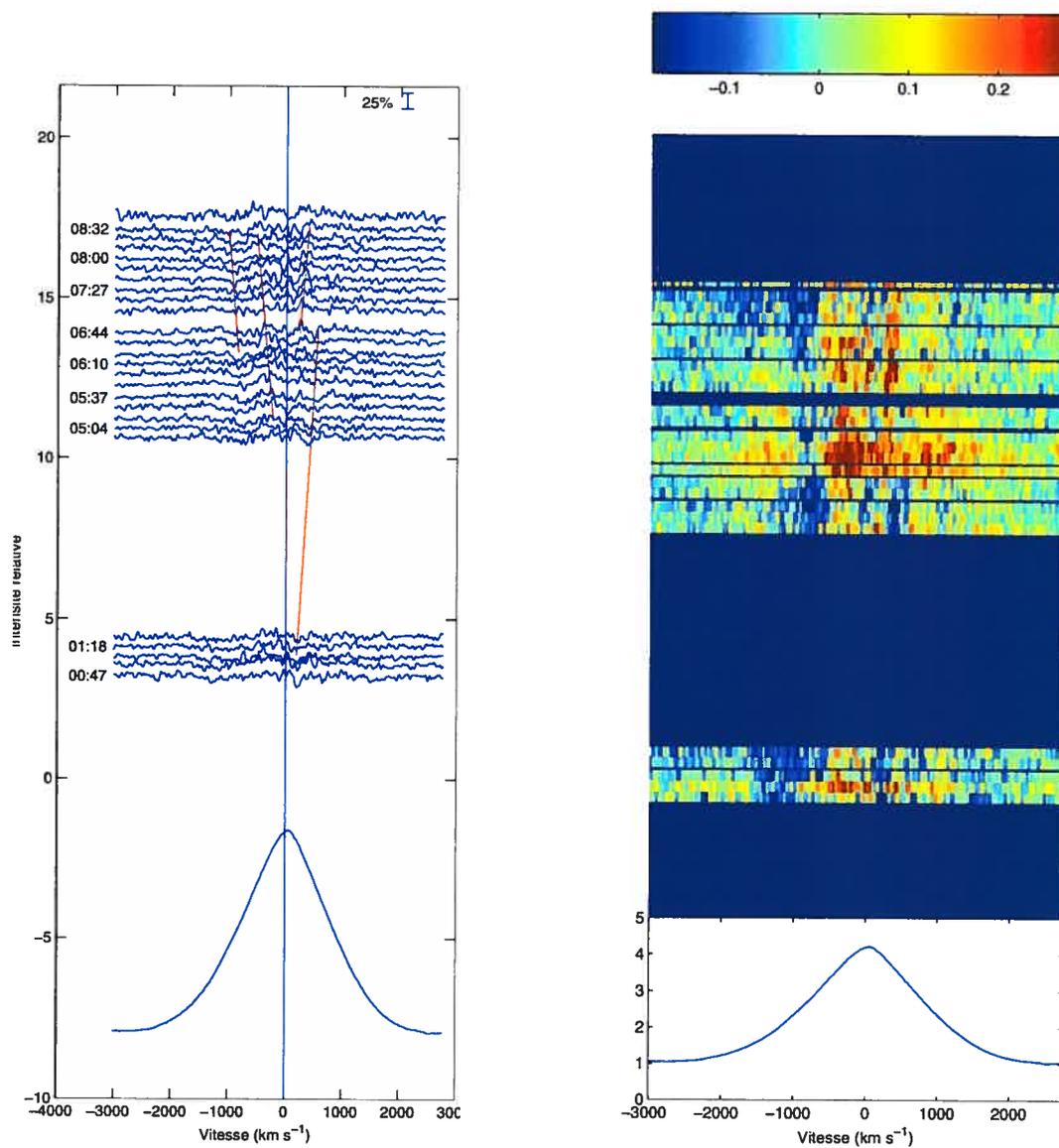


Figure A-6: Résultat pour l'étoile WR152 de la nuit du 14 août 2001. Même chose que le graphique A-1.

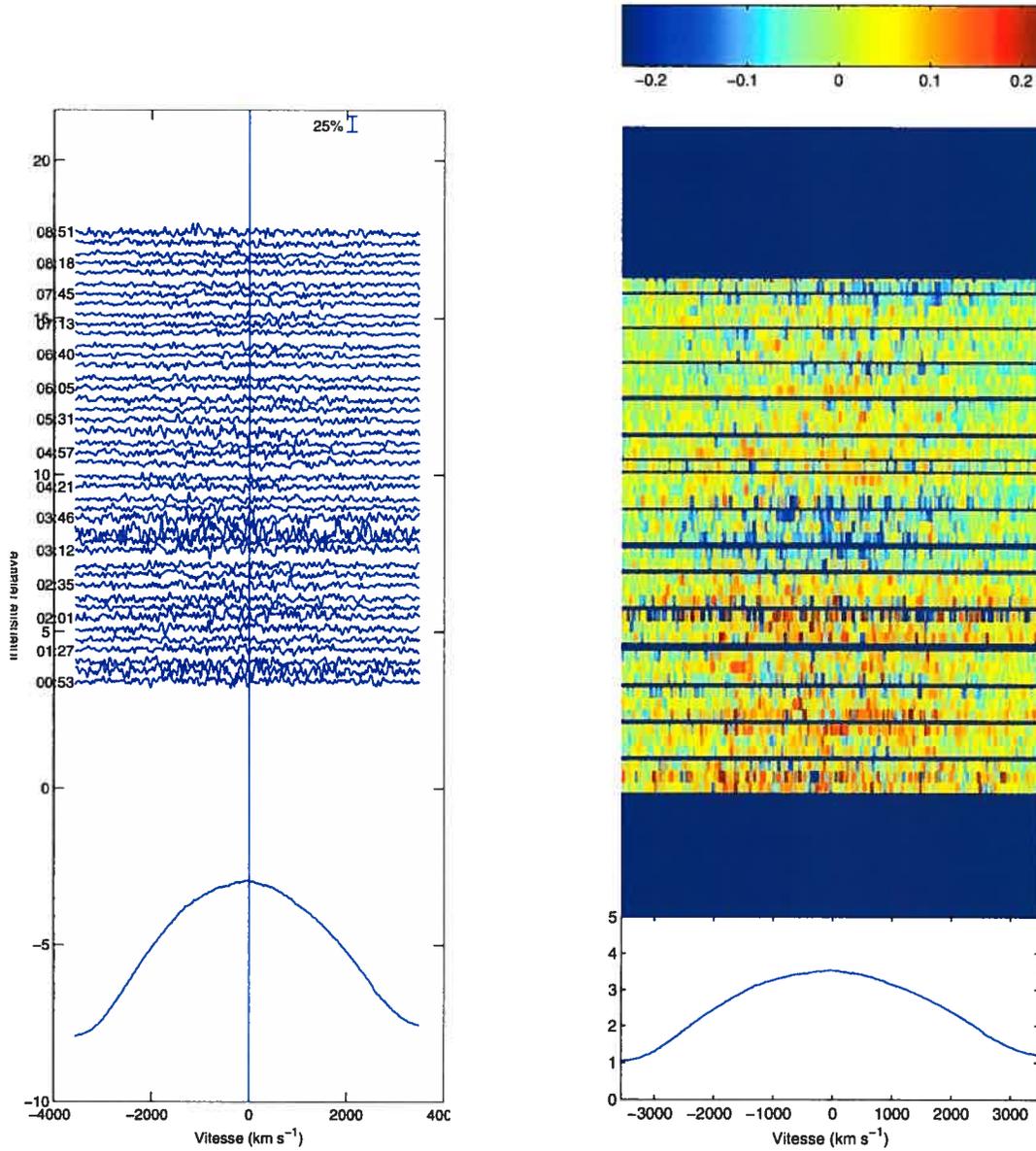


Figure A-7: Résultat pour l'étoile WR2 de la nuit du 12 août 2001. Même chose que le graphique A-1.

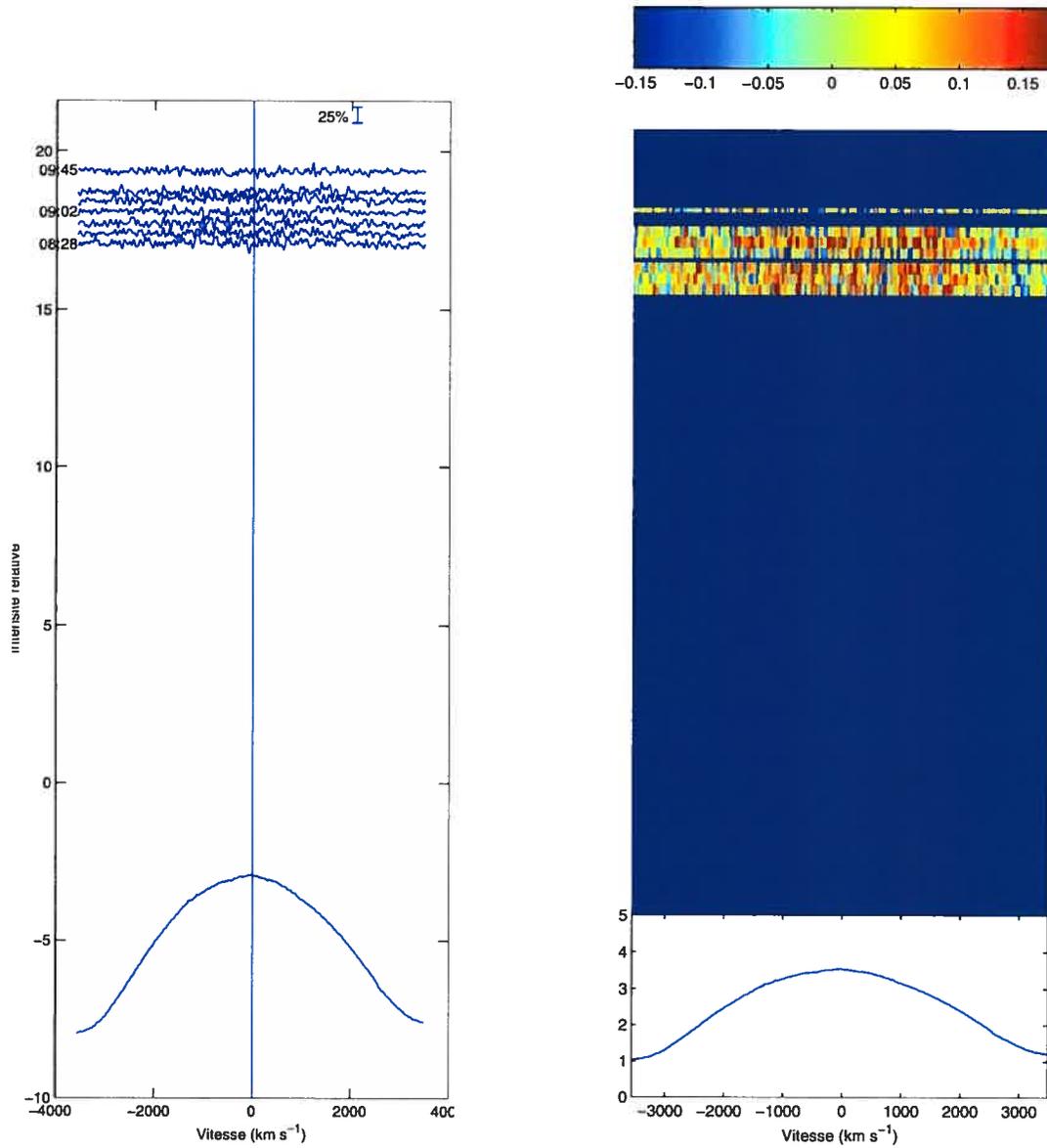


Figure A-8: Résultat pour l'étoile WR2 de la nuit du 30 octobre 2001. Même chose que le graphique A-1.

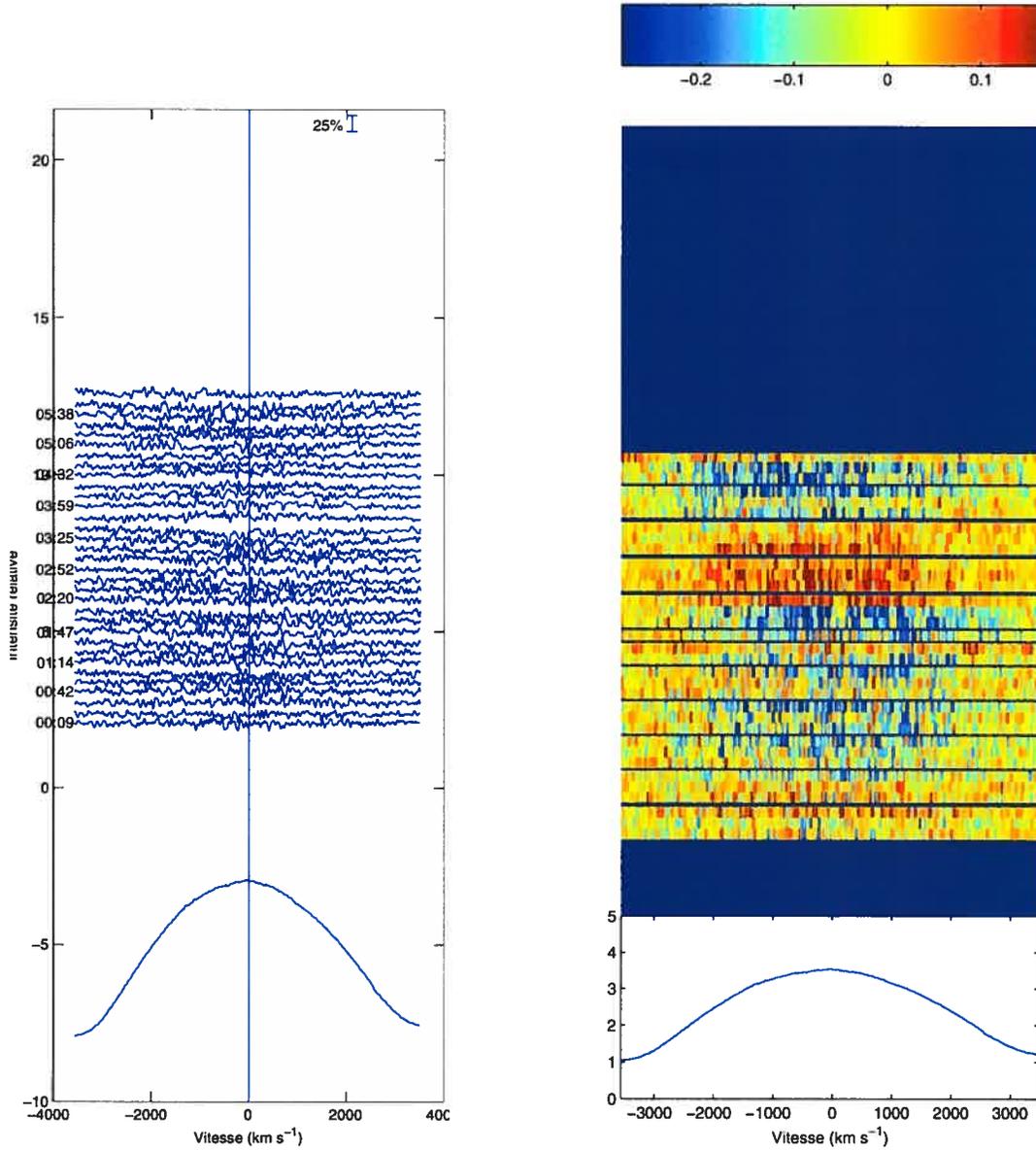


Figure A-9: Résultat pour l'étoile WR2 de la nuit du 30 octobre 2001. Même chose que le graphique A-1.

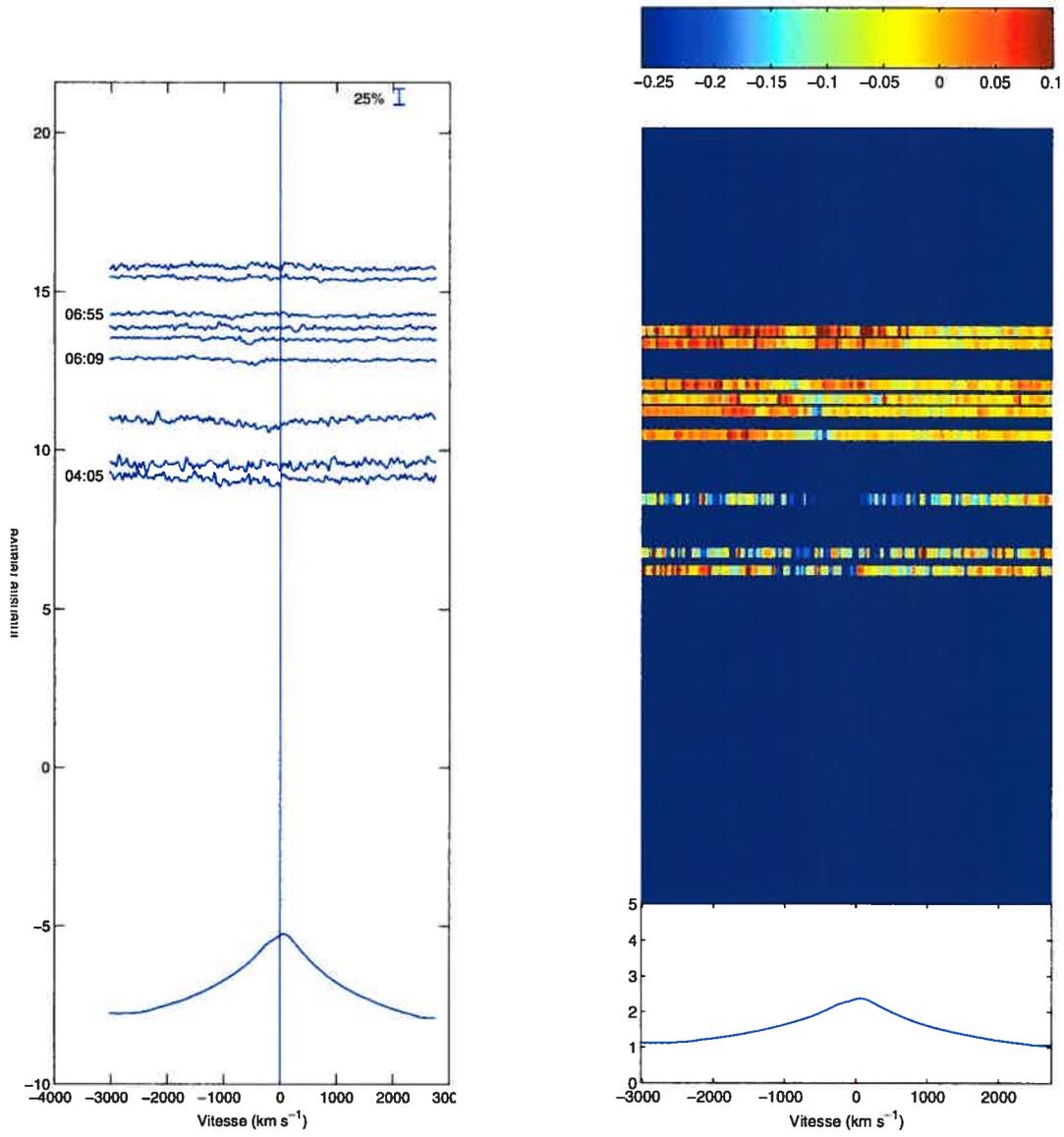


Figure A-10: Résultat pour l'étoile WR3 de la nuit du 7 juin 2001. Même chose que le graphique A-1.

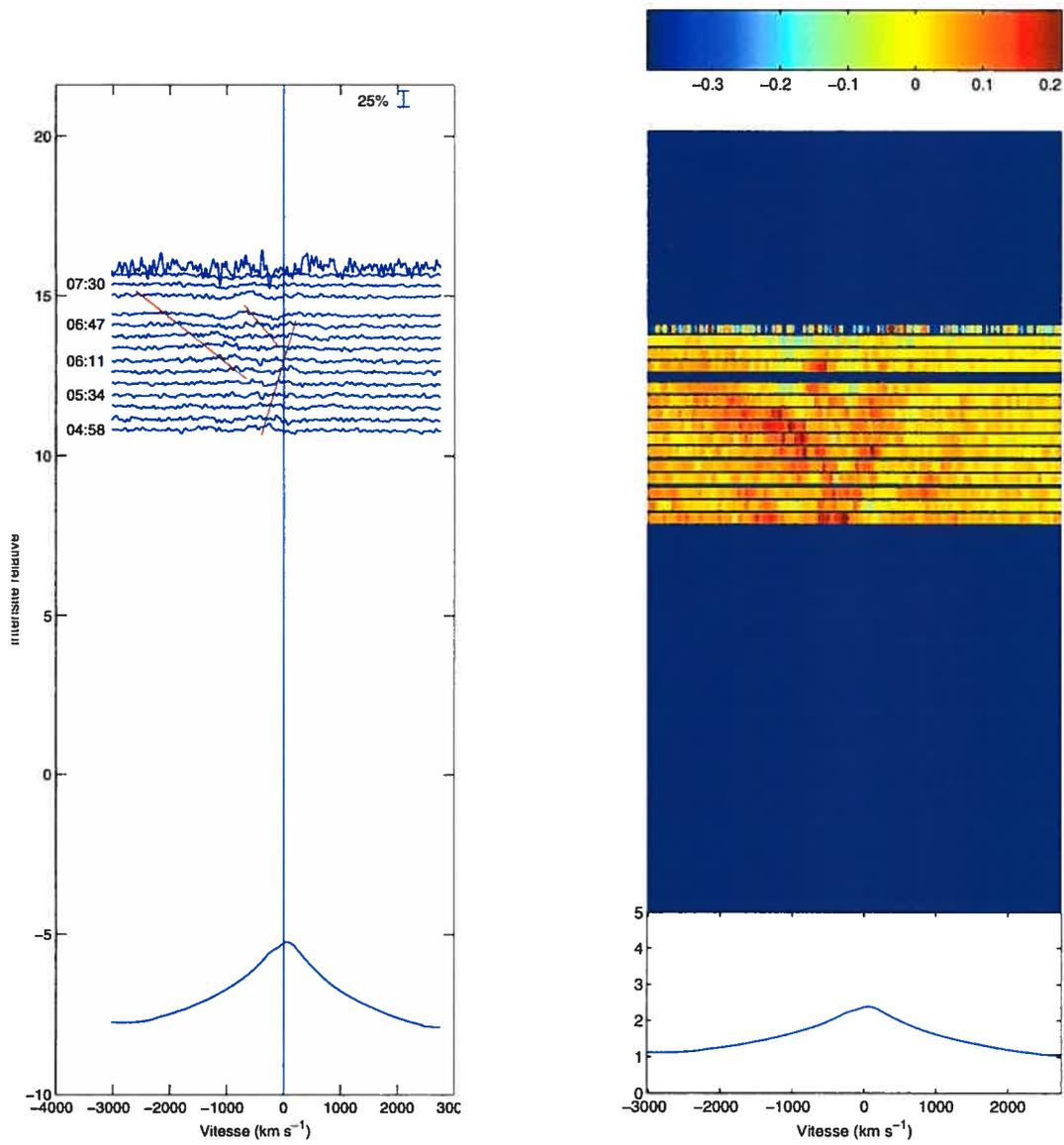


Figure A-11: Résultat pour l'étoile WR3 de la nuit du 8 juin 2001. Même chose que le graphique A-1.

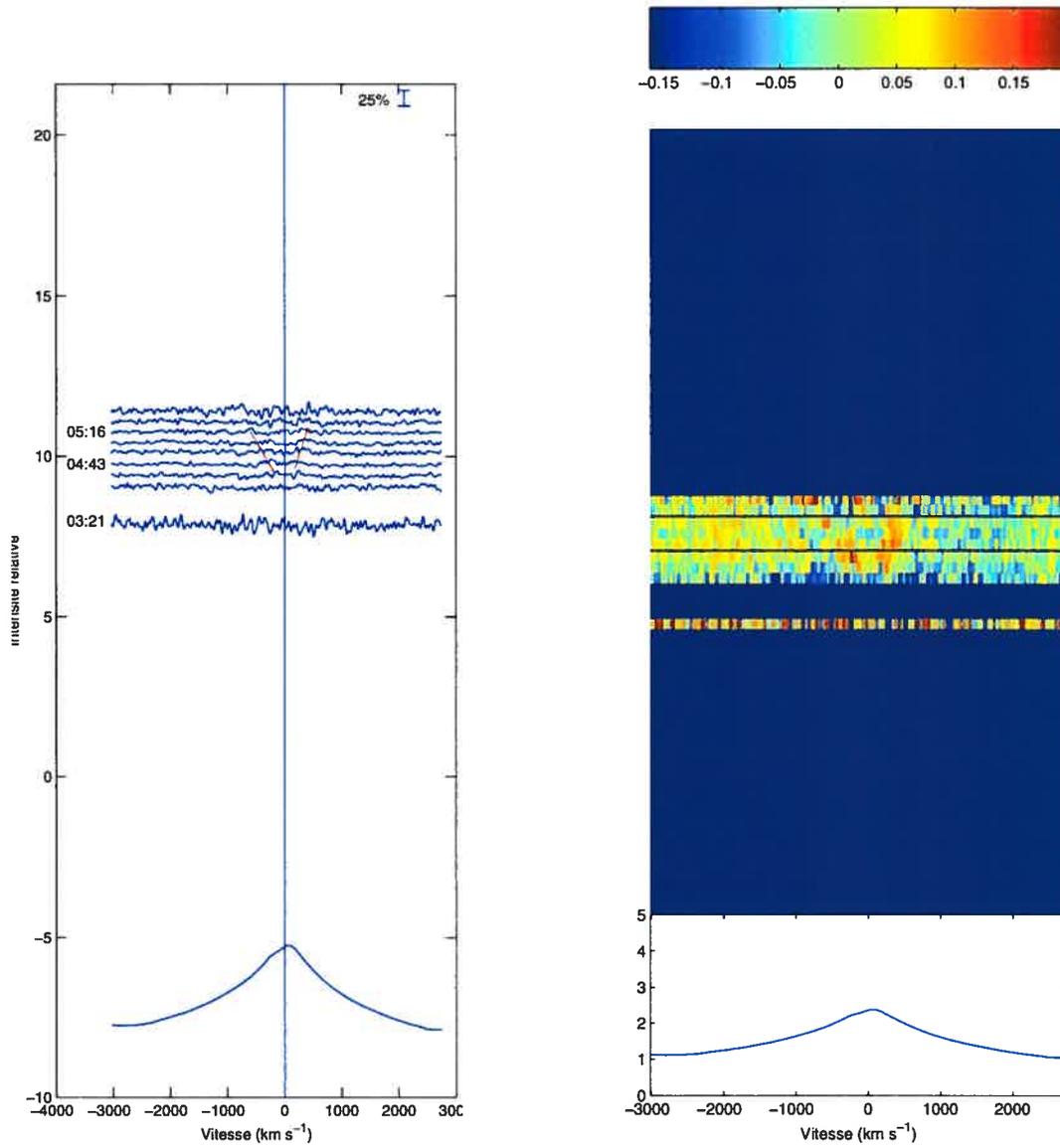


Figure A-12: Résultat pour l'étoile WR3 de la nuit du 13 août 2001. Même chose que le graphique A-1.

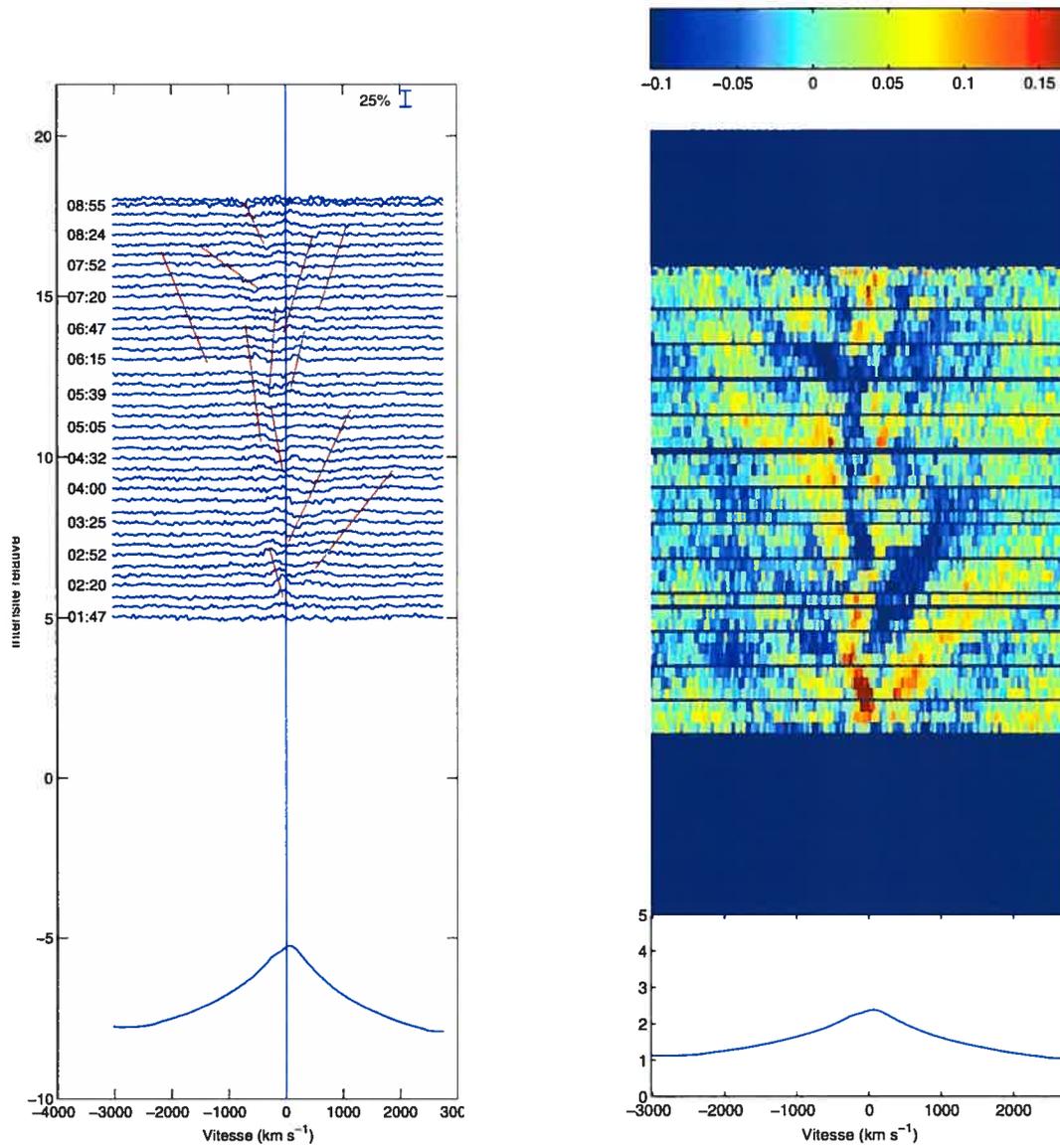


Figure A-13: Résultat pour l'étoile WR3 de la nuit du 13 août 2001. Même chose que le graphique A-1.

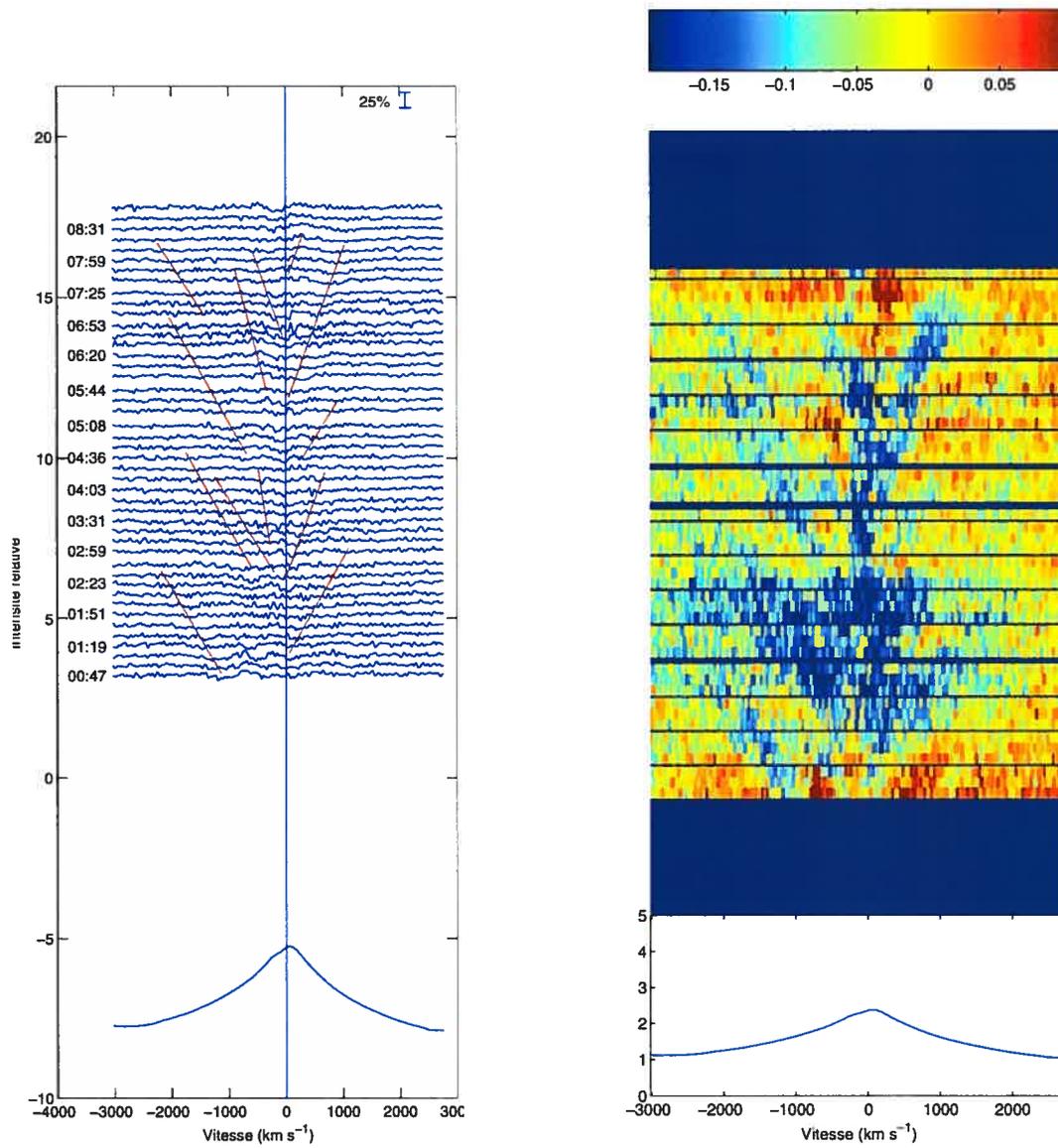


Figure A-14: Résultat pour l'étoile WR3 de la nuit du 16 août 2001. Même chose que le graphique A-1.

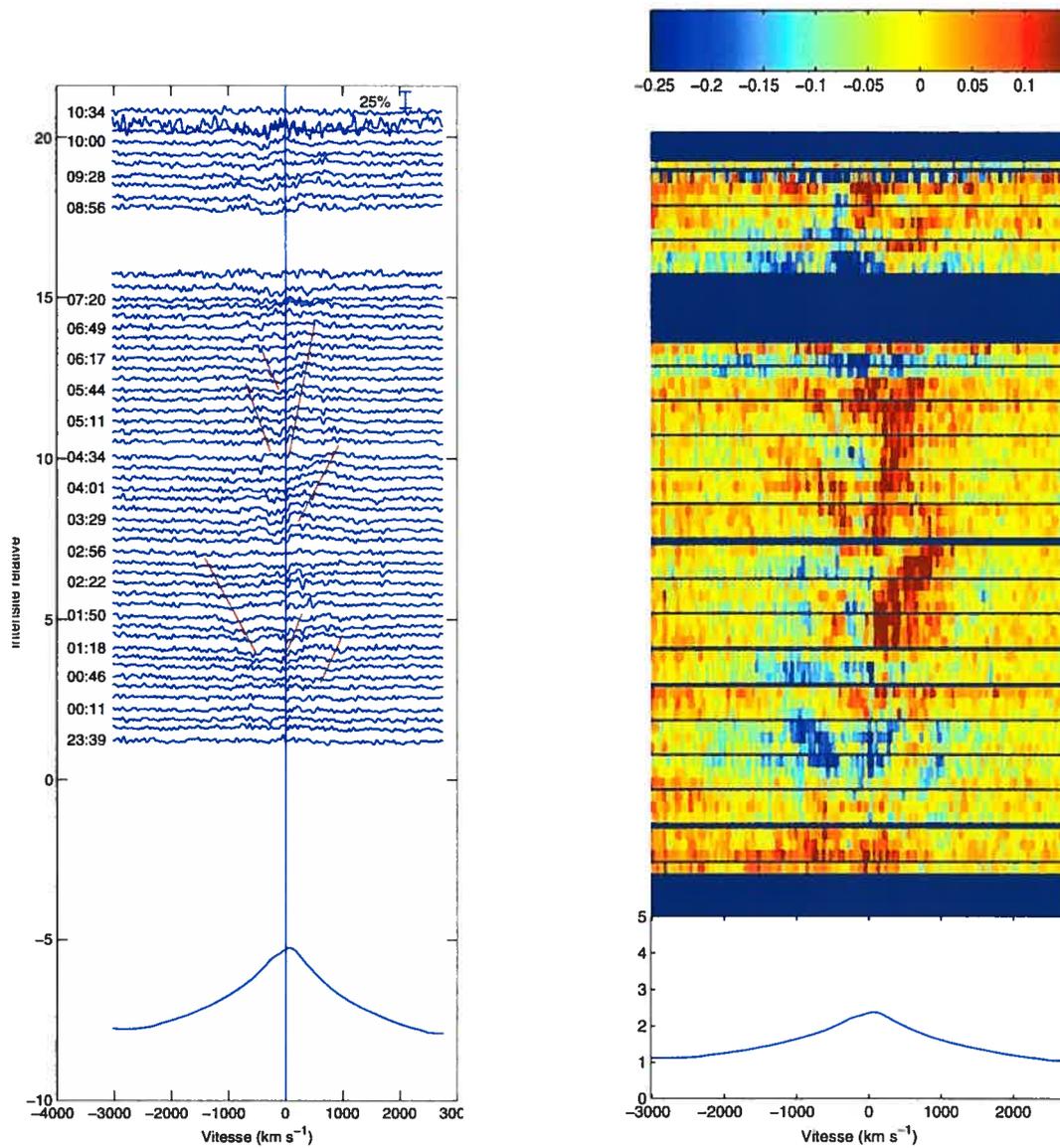


Figure A-15: Résultat pour l'étoile WR3 de la nuit du 23 octobre 2001. Même chose que le graphique A-1.

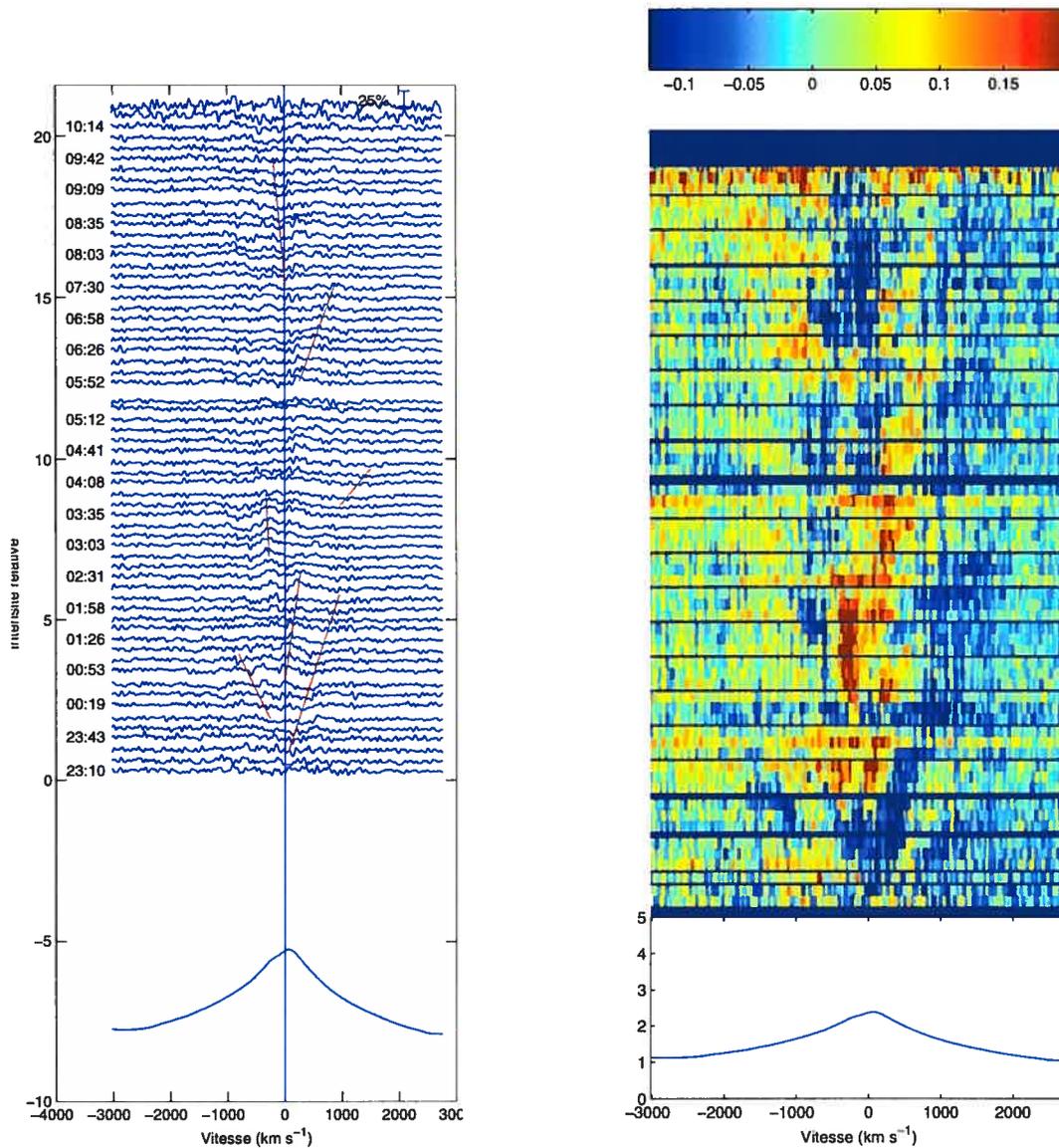


Figure A-16: Résultat pour l'étoile WR3 de la nuit du 29 octobre 2001. Même chose que le graphique A-1.

