



HAL
open science

Étude des nébuleuses spirales de poussière autour des étoiles Wolf-Rayet

Anthony Soulain

► **To cite this version:**

Anthony Soulain. Étude des nébuleuses spirales de poussière autour des étoiles Wolf-Rayet. Astrophysique [astro-ph]. COMUE Université Côte d'Azur (2015 - 2019), 2018. Français. NNT : 2018AZUR4245 . tel-02310068

HAL Id: tel-02310068

<https://theses.hal.science/tel-02310068>

Submitted on 9 Oct 2019

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.



THÈSE DE DOCTORAT

Étude des nébuleuses spirales de poussière autour des étoiles Wolf-Rayet

Anthony SOULAIN

Laboratoire J.-L. Lagrange (UMR 7293), Observatoire de la Côte d'Azur

Présentée en vue de l'obtention du grade de docteur en
Science de la Planète et de l'Univers
de l'Université Côte d'Azur

Thèse dirigée par Bruno LOPEZ et co-encadrée par Florentin MILLOUR

Soutenue le : 20 décembre 2018

Devant le jury composé de :

<i>Rapporteurs :</i>	M. William Clifford DANCHI	- Senior Astrophysicist
	Mme. Cecilia CECCARELLI	- Astronome
<i>Directeur :</i>	M. Bruno LOPEZ	- Astronome
<i>Co-directeur :</i>	M. Florentin MILLOUR	- Astronome adjoint
<i>Examineurs :</i>	M. Pierre KERVELLA	- Astronome
<i>Invités :</i>	Mme. Astrid LAMBERTS	- Post-doctorante
	M. Alexis MATTER	- Astronome adjoint

Étude des nébuleuses spirales de poussière autour des étoiles Wolf-Rayet

Jury :

Rapporteurs :

William Clifford DANCHI, Senior Astrophysicist, NASA Goddard Space Flight Center

Cecilia CECCARELLI, Astronome, IPAG Grenoble

Examineur & président du jury :

Pierre KERVELLA, Astronome, Observatoire de Paris

Directeur de thèse :

Bruno LOPEZ, Astronome, OCA/Lagrange

Co-directeur de thèse :

Florentin MILLOUR, Astronome adjoint, OCA/Lagrange

Invités :

Astrid LAMBERTS, Post-doctorante, OCA/Lagrange

Alexis MATTER, Astronome adjoint, OCA/Lagrange

Remerciements

Voilà, il est déjà temps d'écrire mes remerciements pour ce long parcours (du combattant) qu'a constitué ma thèse de doctorat en astrophysique (excusez du peu). Avant même de commencer les formalités, je tiens à vous remercier vous, lecteurs et lectrices, qui s'apprêtent à lire en partie (ou en totalité) ce manuscrit de thèse qui, je l'espère, vous plaira. Vous vous en douterez peut être après ces quelques lignes, je suis loin d'être le roi de l'orthographe donc ne m'en tenez pas (trop) rigueur pour la suite.

Commençons donc par remercier celles et ceux avec lesquels j'ai pu travailler durant ces trois années de doctorat. Mon (co-)directeur de thèse, Florentin, auprès duquel j'ai énormément appris, aussi bien scientifiquement qu'humainement. Nos longues discussions comprenant une infinité de digressions m'ont permis d'en apprendre toujours plus sur plein de sujets, et je t'en remercie chaleureusement. Je me souviendrai sans doute longtemps de notre première discussion, avant même que je débute mon doctorat, dans un bus en Allemagne, où j'ai entrevu le très bon professeur que tu étais. Heureusement, tu as toujours été là pour me rappeler de façon subtile (ou pas) si j'avancé comme je le voulais à toutes les étapes de la thèse, donc merci! À mon directeur de thèse, Bruno, avec qui j'ai beaucoup appris également, qui a su m'encourager quand il le fallait et qui a toujours le bon mot, la petite phrase d'attention dont on a besoin. Ta bonne humeur et ton enthousiasme communicatif ont grandement participé à la façon dont s'est passée ma thèse, donc merci.

Mes remerciement vont également à Cecilia Ceccarelli et William Danchi, pour avoir accepté d'être mes deux rapporteurs de thèse et donc lu de manière avisé et détaillé ce manuscrit. Un grand merci à Pierre Kervella, qui a accepté d'être l'examineur de ce travail de thèse. Merci Pierre, pour ta gentillesse et pour me suivre depuis mes débuts dans le monde la recherche, toujours de bon conseils et toujours prêt à me soutenir quand j'en ai besoin. Et merci à mes deux invités de jury de thèse, Alexis et Astrid.

Je tiens à remercier l'Université Côte d'Azur et l'Université Sophia Antipolis qui ont financé ce travail de recherche. Je remercie également l'école doctorale SFA, et tout particulièrement Catherine Briet, qui a su nous accompagner pendant tout le processus du doctorat. Merci au comité de suivi de thèse, d'abord constitué de Vanessa puis de Paolo pour vos conseils et votre bienveillance. Merci au directeur de l'Observatoire de la Côte d'Azur, Thierry Lanz, et au directeur du laboratoire Lagrange, Philippe Stee, qui m'ont permis d'effectuer ce travail de thèse dans les meilleures conditions.

Continuons par remercier les différents acteurs qui ont participé de près ou de loin à la ce fabuleux voyage qu'est le doctorat. D'abord à Eric, pour tes pauses thé toujours bien choisies lorsque j'habitais encore à l'observatoire, des pauses toujours riches d'enseignement et de bons conseils bien sûr! Pour les différentes relectures attentives, demande de dernières minutes (ma spécialité) et collaborations que l'on a pu mener ensemble. Alexis, mon postdoc devenu astronome

adjoint préféré, qui fut présent dans tous les moments clés de ma thèse, de mes balbutiements en transfert radiatif, à la rédaction du papier, du manuscrit ou de mes demandes de postdoc. Avec qui j'ai pu veiller certains soirs, tard sur Skype, pour respecter une deadline toujours trop proche. Le début de ma thèse au PES n'aurait pas été la même sans vous deux. À Astrid, que j'ai pu rencontrer (en vrai) en Grèce au début de ma thèse, qui m'a fait profiter de son expérience aussi bien scientifique que professionnel. À mes deux chefs d'équipe Frédéric puis Nicolas toujours de bon conseil, que j'aimais embêter (ou pas) pour mes demandes de mission ou de nouvelle technologie. À tous les chercheurs et non-chercheurs du laboratoire avec qui j'ai pu discuter le long d'un trajet en voiture, en train, d'un bon repas chez Khaled (merci à toi chef et à ton équipe), d'un séminaire ou d'une toute autre occasion scientifique : Andrea, Aurélien, Benoît, Orlagh, Patrick, Armando, Marianne, Alain, Laurent, Vanessa, Frantz, Mamadou, Georges, Héloïse, FX, Farrokh, Denis et j'en oublie sûrement. Un grand merci à l'ensemble de l'équipe MATISSE : Sylvie, Fatme, Stéphane, Romain, Aurélie, Pierre Cru, Pierre, Anthony, Philippe, qui m'ont donné le sentiment d'appartenir à un vrai groupe très rapidement, avec qui j'ai échangé et appris beaucoup sur un instrument exceptionnel (disons-le clairement). À Marcel, qui fut d'une aide très précieuse pour faire ressortir le plein potentiel de nos données SPHERE. À Sébastien, ton rire communicatif et ta bonne humeur m'ont permis d'appréhender le transfert radiatif sous les meilleurs auspices. À mon co-bureau Yvan, qui a participé au calme et à la productivité de notre bureau. À Yves, qui a su mettre un peu de vie (en dehors des pauses repas) au premier étage de Valrose, avec des morceaux de musiques classiques bien choisis. À l'équipe du master MAUCA, Philippe, David, Eric, Lyu, Jean-Pierre et bien d'autres, qui m'ont permis de participer à une très riche expérience d'encadrement des étudiants de master, et permis bien sûr de jouer avec de beau et grand télescope de 1 m. Un grand merci à notre équipe de gestionnaire, qui fait un travail essentiel pour que notre travail se passe au mieux, Isabelle, Sophie, Sylvie, Christine. Aux équipes de la DSI, toujours prêt à réparer nos ordinateurs capricieux ou me faire profiter des supercalculateurs du labo, Marie-Laure, Jean-Philippe, les Daniel, Arielle, Christophe, Serge, et j'en oublie. À l'équipe du service culturel, Clémence et Delphine, qui m'ont permis de participer à des événements de grande ampleur (la fête de la science et l'inoubliable nuit des coupoles ouvertes). À Olga, qui m'a permis de rencontrer de jeunes élèves et étudiants, des moments toujours riches d'expérience. À l'équipe du service Bibliothèque, Sylvie, Jelena, Catherine, qui nous permet d'avoir accès à une belle collection de livres, accessible et indispensable. Mes remerciements vont également aux différents membres du conseil de l'Observatoire de la Côte d'Azur, j'y ai beaucoup appris en tant que représentant des doctorants, avoir une vue plus générale de la vie d'un institut de recherche a été pour moi une très bonne expérience.

Sur un volet plus personnel, je tiens à remercier mes collègues doctorants de la première heure, qui ont débuté avec moi la thèse voilà maintenant 3 ans 2 mois 12 jours. Mes collègues de promotion de Paris, Marc-Antoine et Marina, ainsi que Govind et Anastasia, avec qui j'ai traversé les différentes étapes de la thèse, en partageant des expériences parfois différentes, parfois insolites. Marina, pour nos débuts en tant qu'enseignant de thermo et nos déboires et coup de stress associés. Marc-Antoine, pour ton expérience de quelques mois sur les différentes étapes de la thèse, nos discussions diverses et variées sur l'interférométrie, la vie de chercheurs et bien d'autres. Merci encore de m'avoir prêté ton canapé à mon arrivée à Nice. Merci à mes collègues doctorants de la deuxième heure de Valrose, Alban, Romain, Malak, Mircea et Elisson. Alban pour tes discussions toujours surprenantes et tes groupes et films mexicaino-vietnamien dont toi seul as le secret. Romain pour nos discussions autour de Kernel (oui je vais très vite te donner les données de spirale) ou autre et ton impression 3-D bienvenue de ma chère spirale. Malak, pour ta bonne humeur. Un merci tout particulier à mes trois compères préférés, d'abord Florian sans qui je me serais bien ennuyé lors de mes derniers mois à l'observatoire, on s'est bien trouvé

sur plein de choses donc un grand merci à toi. Mon petit Kevin, jeune padawan de Valrose, avec qui j'aime discuter de science (mais pas que), les pauses (très) bienvenues à mon bureau et nos repas dans le parc de Valrose vont me manquer. Et bien sûr Clément, pour nos discussions passionnantes sur nos vies, aussi bien que sur les disques et la formation des planètes (non elles ne se forment pas que dans les sillons), la rigueur du maître Python va aussi me manquer. Merci à vous trois pour la relecture avisée et attentive de ce manuscrit, d'avoir géré avec moi cette fin de thèse assez éprouvante, merci !

La fin de ces remerciements approche, il est 0h32 et je suis en train de finir ces quelques lignes pour soumettre mon manuscrit dans les temps (oui les deadlines et moi ça fait 2). Un merci particulier à mon couple de professeurs préférés, Adrienne et Adrien, et en particulier ma prof de français préférée pour sa relecture attentive et pleine de sagesse de ce manuscrit. Pour finir, je tiens bien sûr à remercier mes parents Isabelle et David, mes deux frères, Jason et Kevin, la famille Martins et ma marraine Valérie, la famille Solinas et le reste de ma famille, qui ont cru en moi et ont su m'épauler quand j'en avais besoin, un grand merci à eux. Et bien sûr, un immense merci à Jeremy, pour ton soutien et ta présence toutes ces années, sans qui tout ceci n'aurait pas été possible.

Table des matières

Remerciements	4
1 Introduction	12
1.1 Wolf-Rayet : ultime étape des étoiles massives	13
1.1.1 Contexte des étoiles massives	13
1.1.2 Aspects historique : une découverte française	15
1.1.3 Classification des étoiles Wolf-Rayet	16
1.1.4 Population galactique	17
1.2 Rôle des étoiles Wolf-Rayet	19
1.2.1 WR et évolution chimique des galaxies	19
1.2.2 Production de poussière interstellaire	20
1.2.3 Une fin cataclysmique : GRB et ondes gravitationnelles	22
1.3 Les binaires à interaction de vents	23
1.3.1 Description des vents stellaires	23
1.3.2 Les collisions de vents	29
1.4 L'apport de cette thèse dans l'étude des environnement autour d'étoiles Wolf-Rayet	38
2 Modélisation des nébuleuses spirales de poussière	40
2.1 Nouveau regard de la modélisation hydrodynamique	41
2.1.1 Simulations hydrodynamique des binaires à interaction de vents	41
2.1.2 Formation de poussière en milieu hostile	48
2.1.3 Simulations hydrodynamiques 3D et observations	53
2.2 Modélisation 3D par transfert de rayonnement	54
2.2.1 Enjeux et motivations scientifiques	54
2.2.2 Implémentation dans le code RADMC3D	55
2.2.3 Interprétations et contraintes du modèle	62
2.3 Modélisation axisymétrique par transfert de rayonnement	68
2.3.1 Implémentation dans le code RADMC3D	70
2.3.2 Contraintes du modèle axisymétrique	73
2.4 Modèle phénoménologique d'une spirale de poussière	78
2.4.1 Présentation du modèle	78
2.4.2 Observables du modèle phénoménologique	83
2.4.3 Épaisseur de spirale et angle d'ouverture	84
2.5 Ce qu'il faut retenir	86

3	Étude multi-techniques et multi-longueurs d'onde du système WR104.	88
3.1	Le système de l'étoile Wolf-Rayet 104	89
3.1.1	Une complexité récemment révélée	89
3.1.2	Un jeune système de 7 millions d'années	91
3.1.3	Une production Archimédienne	92
3.1.4	Avancées numériques et nouvelles observations HRA	94
3.2	1000 UA : étude du système dans l'infrarouge moyen avec VISIR	95
3.2.1	L'instrument VISIR	95
3.2.2	Observation de WR104 avec VISIR	97
3.2.3	Réduction de données	99
3.2.4	Processus de déconvolution	101
3.2.5	Mesure de température et profondeur optique	105
3.2.6	Profils radiaux	107
3.2.7	Problèmes rencontrés avec les données de l'instrument VISIR	111
3.3	100 ua : étude du système par optique adaptative avec SPHERE	113
3.3.1	L'instrument SPHERE	113
3.3.2	Observation de WR104 avec SPHERE	116
3.3.3	Réduction de données	117
3.3.4	Processus de déconvolution	123
3.3.5	Profils radiaux et curvilignes	126
3.3.6	Spectroscopie résolue spatialement avec IFS	131
3.3.7	Spirale d'Archimède et mesure de distance	135
3.3.8	Un système plus complexe qui n'y paraît : système triple	139
3.4	Modélisation du système de WR104	144
3.4.1	Modèle phénoménologique	144
3.4.2	Modèle axisymétrique en transfert de rayonnement	150
3.5	Étude du système en interférométrie longue base : sonder l'imperceptible aux yeux des plus grands télescopes	154
3.5.1	L'interférométrie en quelques mots	154
3.5.2	10 ua : étude des régions les plus internes du système avec AMBER	159
3.5.3	WR104 : un système qui se cache aux yeux des interféromètres modernes	163
4	MATISSE : un instrument pour imager les environnements circumstellaires.	166
4.1	L'instrument MATISSE	167
4.1.1	La genèse du projet : un APRÈS-MIDI	167
4.1.2	Déroulement du projet MATISSE	168
4.1.3	Un double instrument unique en son genre	171
4.1.4	Les cas scientifiques de MATISSE	175
4.1.5	Ma participation : caractérisation des faisceaux	179
4.2	Outil d'observabilité en interférométrie	182
4.2.1	Le pourquoi de cet outil : puis-je observer mon objet ?	183
4.2.2	L'observatoire virtuel : une véritable mine d'informations	183
4.2.3	PREVIS : un outil au service de la communauté	184
4.2.4	PREVIS appliqué au domaine de la physique stellaire pour MATISSE	189
4.3	MATISSE : un interféromètre qui produit des images	191
4.3.1	Les spirales de poussière : cas d'école pour les reconstituteurs	191
4.3.2	Simulateur de données : ASPRO	193
4.3.3	Reconstruction d'image avec IRBIS	195
4.3.4	Détectabilité des nébuleuses spirales	197

4.3.5 Possibilités d'imagerie de WR104 avec MATISSE	201
5 Conclusions et perspectives	208
A Article <i>A&A</i> : Vue de WR104 par SPHERE : Détection directe de la spirale et lien avec l'étoile proche	212
B Mémo MATISSE DRS : qualités et paramètres des images de faisceaux de MATISSE	234
C Article SPIE : Faire progresser la physique stellaire avec MATISSE	244
D Sensibilités des interféromètres utilisé dans l'outil PREVIS	254
E Exemple de résultat généré par le logiciel de reconstruction IRBis	256
Bibliographie	260
Acronymes et abréviations	272
Liste des tableaux	277
Table des figures	290
Résumé/Abstract	292

Introduction

Sommaire

1.1	Wolf-Rayet : ultime étape des étoiles massives	13
1.1.1	Contexte des étoiles massives	13
1.1.2	Aspects historique : une découverte française	15
1.1.3	Classification des étoiles Wolf-Rayet	16
1.1.4	Population galactique	17
1.2	Rôle des étoiles Wolf-Rayet	19
1.2.1	WR et évolution chimique des galaxies	19
1.2.2	Production de poussière interstellaire	20
1.2.3	Une fin cataclysmique : GRB et ondes gravitationnelles	22
1.3	Les binaires à interaction de vents	23
1.3.1	Description des vents stellaires	23
1.3.2	Les collisions de vents	29
1.4	L'apport de cette thèse dans l'étude des environnement autour d'étoiles Wolf-Rayet	38

Les étoiles Wolf-Rayet représentent l'ultime et courte phase évolutive des étoiles massives, juste avant qu'elles n'exploient en supernova. Elles se caractérisent par une très forte luminosité à l'origine d'un vent stellaire intense et jouent un rôle essentiel dans l'enrichissement des galaxies en éléments lourds et en poussières. Dans ce premier chapitre, je vais tout d'abord placer ces étoiles dans le contexte plus général des étoiles massives (Sect. 1.1), en donnant une idée de leur population estimée dans la Galaxie. J'aborderai ensuite les différents aspects du rôle majeur qu'elles occupent dans les galaxies, motivant ainsi ce travail de thèse et l'étude de leur population pourtant restreinte à quelques centaines d'étoiles (Sect. 1.2). Ce manuscrit se concentrant sur l'étude des nébuleuses spirales de poussière, je fournirai ensuite une introduction plus détaillée de la physique associée aux binaires à interaction de vent (Sect. 1.3). Je finirai enfin par décrire les ambitions de ce travail de thèse permettant, je l'espère, de mieux comprendre l'intérêt d'étudier ces objets si particuliers (Sect. 1.4).

1.1 Wolf-Rayet : ultime étape des étoiles massives

1.1.1 Contexte des étoiles massives

Les étoiles se forment par effondrement gravitationnel d'un nuage de gaz interstellaire composé principalement d'hydrogène (70–75%) et d'hélium (20–25%), auquel s'ajoutent quelques éléments plus lourds issus de la nucléosynthèse stellaire. Lorsque la température du cœur d'une proto-étoile atteint une valeur suffisante, elle amorce une réaction thermonucléaire de fusion de l'hydrogène : c'est le début de la séquence principale. La vie entière de l'étoile va ensuite être régie par la masse qu'elle aura réussi à accrêter avant de débiter la fusion.

Ainsi, on va pouvoir distinguer deux principaux types d'étoiles : les étoiles de faible masse (ou naines) comme notre Soleil, et les étoiles massives. La frontière entre ces deux types de population se situe autour de $8 M_{\odot}$, avec une limite basse de $0,08 M_{\odot}$ nécessaire à la fusion de l'hydrogène et une limite supérieure autour de $100\text{--}150 M_{\odot}$ au delà de laquelle l'étoile devient instable (Eddington 1924; Figer 2005). La limite supérieure de la masse des étoiles est un sujet important en astrophysique, car certaines étoiles que l'on observe présentent des masses supérieures à ces limites théoriques posant ainsi la question de la validité des modèles stellaires (R131a1, Crowther et al. 2010; Eta Car, Kashi & Soker 2010).

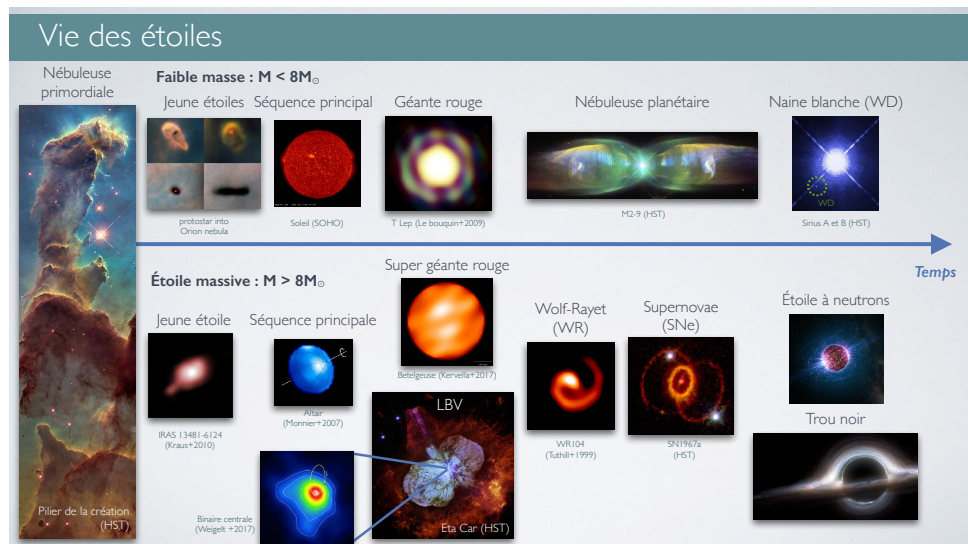


FIGURE 1.1 – Résumé de l'évolution d'une étoile en fonction de sa masse initiale. Les différentes images présentées ici sont issues de réelles observations (à l'exception des vues d'artistes d'objets compacts).

Étoiles naines La vie d'une étoile de faible masse se trouve être assez calme, fusionnant de l'hydrogène en hélium durant plusieurs centaines de millions d'années voire plusieurs milliards d'années pour une étoile comme le Soleil. Une fois la réserve d'hydrogène épuisée au cœur, l'étoile va se contracter jusqu'à augmenter suffisamment la température et la pression afin de brûler l'hydrogène en couche autour du cœur d'hélium : c'est la phase géante rouge (RGB, Red Giant Branch). La pression et la température augmentant autour du cœur, la température de ce dernier va enfin atteindre une température suffisante pour amorcer la fusion de l'hélium en béryllium, carbone et oxygène. Ce sera ensuite la fusion de l'hélium en couche déstabilisant l'étoile en augmentant sa luminosité pour atteindre la phase asymptotique des géantes (AGB, *Asymptotic Giant Branch*). Durant cette phase, l'étoile est sujette à une perte de masse assez importante sous la forme d'un vent stellaire, qui va lui faire perdre peu à peu ses couches externes.

Le cœur de carbone et d'oxygène va se contracter jusqu'à atteindre une température de 10000 K, illuminant ainsi la poussière éjectée lors des phases précédentes pour former une nébuleuse planétaire. L'étoile centrale trop peu massive n'atteindra pas la température nécessaire à la fusion du carbone, et finira sa vie équilibrée par la pression de dégénérescence des électrons venant s'opposer à la gravité : c'est la phase naine blanche. Ce cœur source de carburant va ensuite lentement se refroidir, diminuant ainsi sa luminosité avant de "s'éteindre" en naine noire. Cette phase n'est pour l'heure pas observée, car le temps de refroidissement d'une naine blanche est supérieur à l'âge de l'univers. La vie d'une étoile naine est résumée dans la branche supérieure de la Figure 1.1.

Étoiles massives La vie des étoiles massives est, elle, beaucoup plus chahutée, ayant un impact non négligeable sur leur environnement et l'évolution même de sa galaxie hôte. Ces étoiles étant au cœur de ce sujet de thèse, je vais décrire plus en détails l'évolution de ce type d'étoile en prenant un exemple concret de modèle d'évolution stellaire d'une étoile de $60 M_{\odot}$ (Groh et al. 2014). Ce travail associe les différentes phases d'évolution de l'étoile avec différents types spectraux rencontrés à travers le diagramme luminosité-température (diagramme H-R¹).

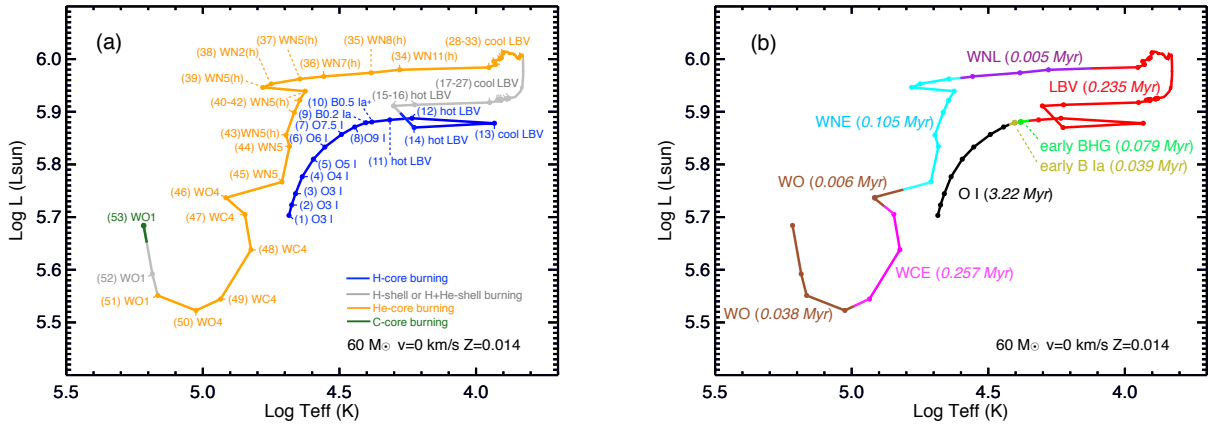


FIGURE 1.2 – Évolution d'une étoile massive à travers le diagramme H-R. **À gauche** : représentation des différents phases de fusion nucléaire se produisant dans l'étoile. **À droite** : association du modèle aux différents types spectraux d'étoiles massives (O, LBV, WN, WC, WO).

Tout d'abord, l'étoile va fusionner l'hydrogène du cœur durant quelques millions d'années augmentant peu à peu sa luminosité et diminuant sa température effective, l'étoile est alors de type O (3-9). À partir d'une certaine quantité d'hélium dans le cœur, l'étoile va alors commencer à fusionner l'hydrogène en couche puis l'hélium au cœur. Durant cette phase, l'étoile présente les caractéristiques spectrales d'une *Luminous Blue Variable* (LBV) où elle va perdre une très grande quantité de matière sous forme de vent stellaire intense ($> 10^{-4} M_{\odot}/\text{an}$). Cette phase dure quelques centaines de milliers d'années où elle va perdre environ 50% de sa masse initiale, à l'origine de structures impressionnantes comme la nébuleuse bipolaire autour d' η Car (Fig. 1.1). Après la phase LBV, l'étoile a perdu une grande partie de ses couches externes laissant apparaître une fraction non-négligeable d'azote (N) associée à un reste d'hydrogène : c'est le début de la phase Wolf-Rayet riche en azote (WN). Cette phase sera d'abord riche en hydrogène (WN(h)) puis pauvre en hydrogène (WN) et dure environ 100000 ans durant lesquels l'étoile va encore perdre 10% de sa masse. À cause de la perte de masse, les couches riches en hélium, en carbone et en oxygène vont apparaître à la surface alors que l'azote disparaîtra. Suivant la proportion

1. inventé autour de 1910 par Ejnar Hertzsprung et Henry Norris Russell.

de carbone et d'oxygène, l'étoile sera alors une Wolf-Rayet riche en carbone (WC) ou riche en oxygène (WO). Dans cet exemple, la phase WC dure environ 250000 ans alors que la phase WO est beaucoup plus courte (autour de 30000 ans). Passée la fusion de l'hélium au cœur à la fin de leur vie, elles fusionnent le carbone en néon et magnésium, l'oxygène pour former du silicium et ainsi de suite, jusqu'à former du fer (Fe). La fusion de ces éléments lourds va être de plus en plus rapide, durant quelques centaines d'années pour le C, quelques mois pour l'O et quelques jours pour le silicium (Si). La fusion du fer étant un processus endothermique (consomme de l'énergie), cela va marquer la fin de la nucléosynthèse stellaire. Lorsque le cœur atteint la masse de Chandrasekhar (Chandrasekhar 1931) il s'effondre en une fraction de seconde pour former une étoile à neutrons (NS, *neutron star*) ou un trou noir (BH, *black hole*) selon sa masse. Ce processus étant plus rapide que le temps d'effondrement gravitationnel de l'enveloppe, celle-ci va "rebondir" sur l'objet compact expulsant violemment toutes les couches externes : c'est la supernova de type I (SNI). Finalement, le reste de la supernova sera une étoile à neutron² si sa masse est inférieure à $3 M_{\odot}$, au delà de $3 M_{\odot}$ rien ne pourra s'opposer à la gravitation et l'on obtient un trou noir.

On peut ainsi résumer les différentes phases évolutives des étoiles massives comme :

$$O \rightarrow LBV \rightarrow WN(h) \rightarrow WN \rightarrow WC \rightarrow SNI \quad (1.1)$$

Crowther (2007) précise que cette séquence peut varier légèrement suivant la masse initiale de l'étoile O. Pour les cas plus massifs ($M > 75M_{\odot}$), une phase WN(h) peut précéder la phase LBV ($M > 75M_{\odot}$). Pour les cas moins massifs ($M < 40M_{\odot}$) la phase LBV est remplacée par une phase de supergéante rouge (RSG), une étoile plus froide ($T_{\text{eff}} < 3000$ K) dont le rayon peut atteindre plusieurs milliers de rayons solaires, comme l'étoile Bételgeuse (Fig. 1.1).

1.1.2 Aspects historique : une découverte française

Si nous sommes aujourd'hui capables de placer les étoiles Wolf-Rayet dans le contexte plus général des étoiles massives, cela n'a pas toujours été le cas durant les 150 ans qui ont suivi leur découverte. Les étoiles Wolf-Rayet tiennent leur nom des deux astronomes ayant observé et classifié pour la première fois ce type d'étoile.

C'est en 1866, que les astronomes français Charles Wolf et Georges Rayet ont observé une structure spectrale particulière provenant de trois étoiles de la constellation du Cygne. Il ont utilisé pour cela un télescope de 40 cm de diamètre installé à l'observatoire de Paris, équipé d'un simple prisme. La note qu'ils ont reportée à l'académie des sciences révèle ainsi la présence de "lignes brillantes" dans le spectre de trois étoiles, similaire à ce qui peut être observé sur l'étoile γ de Cassiopée (Wolf & Rayet 1866).

Leur étoile de référence nommée γ Cas s'avère aujourd'hui être une étoile variable de type Be, où le "e" indique la présence de raies en émission, comme observé par les astronomes du XIX^e siècle.

La présence de ces raies en émission est ensuite restée un mystère durant les décennies qui ont suivi leur découverte. Les premières mesures de largeur de raie au début du XX^e siècle ont été l'occasion d'observer leur largeur hors normes pour l'époque. En effet, les largeurs de raies associées à ce type d'étoile sont conséquentes et sont attribuées aujourd'hui à la haute vitesse de leur vent stellaire. Les premières mentions d'étoile Wolf-Rayet (WR) autour de considérations d'évolution stellaire ont été faites par Chandrasekhar (1934a), où il a soutenu que l'apparence de ces spectres devait être causée par une accélération continue des atomes autour de l'étoile, possiblement d'origine radiative. L'idée de la perte de masse associée à ces étoiles était donc née.

2. Étoile faisant la taille de la Terre maintenue gravitationnellement par la force nucléaire forte

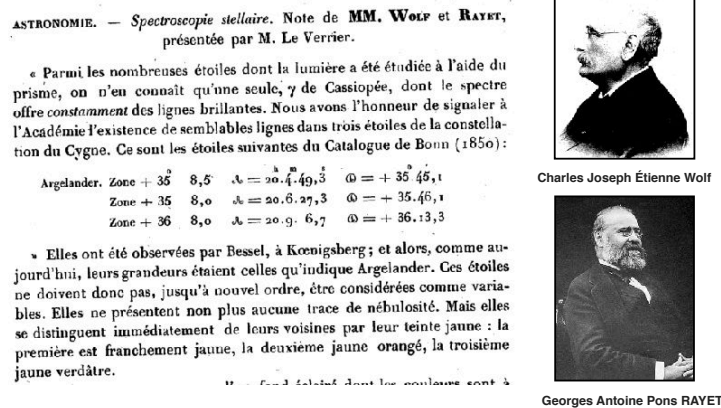


FIGURE 1.3 – Note faite par Charles Wolf et Georges Rayet à l'académie des sciences concernant trois étoiles aux spectres particuliers.

Une autre mention, assez juste d'ailleurs, concernant ce type d'étoile a été reportée quelques années plus tard par [Simon & Stothers \(1969\)](#) où les auteurs affirmèrent que "les étoiles WR pourrait être le cœur d'hélium pur des étoiles massives" (traduit de l'anglais). Durant les années qui suivirent, les étoiles WR ont été alternativement attribuées à toutes les phases évolutives possibles : des étoiles pré-séquence principale ([Sahade 1962](#); [Underhill 1966](#)), des étoiles de fin de séquence principale ([Westerlund & Smith 1964](#)) ou des étoiles à forte perte de masse après avoir brûlé l'hydrogène du cœur ([Limber 1964](#); [Rublev 1965](#); [Tanaka 1966](#)). Ce dernier scénario, bien qu'aujourd'hui très réaliste, n'a pas reçu un grand enthousiasme vis-à-vis de la communauté scientifique, et il fallu attendre la confirmation observationnelle associée à de forts arguments théoriques proposés par [Conti \(1975\)](#) pour faire l'unanimité. Il y propose notamment un scénario d'évolution stellaire, plaçant les étoiles WR comme la fin de vie des étoiles massives, qui est aujourd'hui connu sous le nom de scénario de Conti.

1.1.3 Classification des étoiles Wolf-Rayet

Les étoiles de type WR sont classées en trois groupes distincts : 1) les étoiles WR dites classiques (cWR), qui brûlent l'hélium en leur cœur et sont dépourvues d'hydrogène représentant la fin de vie des étoiles massives (Sect. 1.1.1); 2) les WNLh, des étoiles massives et lumineuses sur la séquence principale (brûlent encore l'hydrogène dans le cœur). Ces étoiles présentent un vent stellaire riche en hydrogène et un spectre dominé par les raies d'azote N III-V et d'hélium He I-II; 3) les étoiles au cœur de certaines nébuleuses planétaires noté [WR], de masses faibles à intermédiaires, présentant de fortes raies en émission avant de devenir des naines blanches.

Ce travail de thèse se concentrera uniquement sur les étoiles WR dites classiques, qui peuvent être catégorisées selon leurs caractéristiques spectrales : 1) les étoiles riches en azote (WN) correspondant à la première phase WR; 2) les étoiles riches en carbone (WC) correspondant à la deuxième phase; 3) les étoiles riches en oxygène (WO) juste avant d'exploser en SNI.

La catégorisation de ces trois types de WR est avant tout observationnelle et reflète les raies d'émission dominantes du spectre (Fig. 1.4). Ces catégories se divisent ensuite en sous-catégorie notée de 4 à 9 reflétant s'il s'agit d'une étoile au début ou à la fin de cette phase. Ainsi, une étoile WN sera considérée comme "jeune" de WN4 à WN6 et tardive de WN6 à WN9. Cette classification a été introduite par [Smith \(1968\)](#) et est toujours en vigueur aujourd'hui.

On peut également affiner un peu plus la notation spectrale de ces étoiles en ajoutant un certain nombre de lettres minuscules comme "a" ou "h" désignant une étoile présentant des

raies en absorption ou en émission due à l'hydrogène ou encore "d" associées aux étoiles WC tardives (WC8-9) indiquant un excès infrarouge important, due à la présence de poussière. C'est sur ce dernier type que se focalise ce manuscrit, car c'est autour de ces étoiles que sont observées aujourd'hui les nébuleuses spirales de poussière.

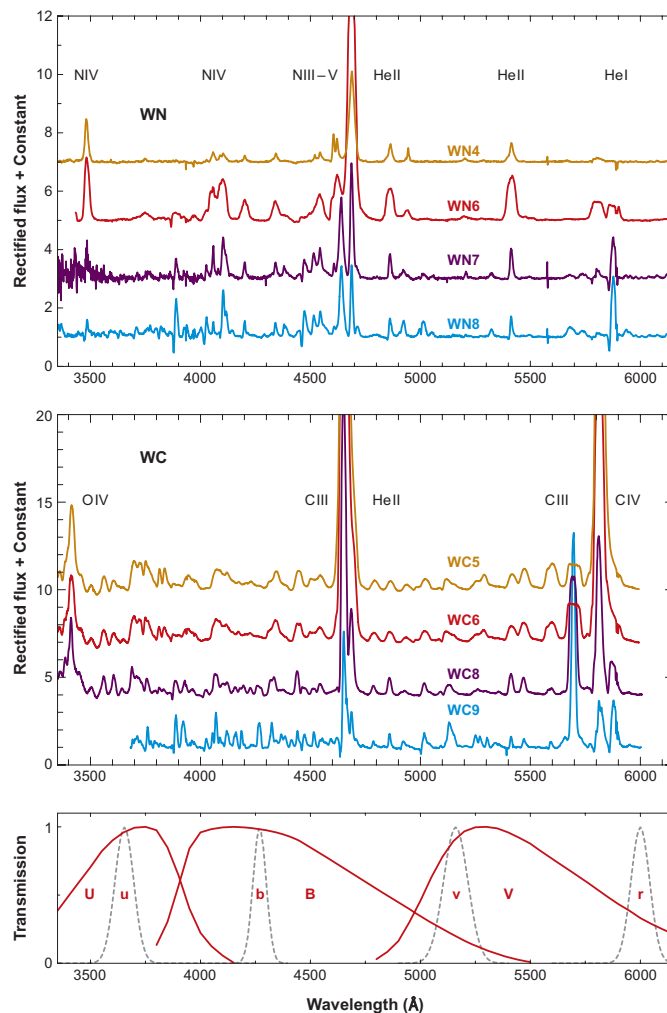


FIGURE 1.4 – Spectre dans les longueurs d'onde du visible d'étoiles WR de la voie Lactée. **En haut** : étoiles riches en azote notées WN. **Au milieu** : étoiles riches en carbone notées WC. **En bas** : bandes photométriques couramment utilisées en photométrie (système UBV).

1.1.4 Population galactique

Les étoiles massives sont des objets assez rares et ne représentent qu'une minuscule fraction des centaines de milliards d'étoiles présentes dans une galaxie. Si l'on utilise la fonction de masse initiale ou IMF (*initial mass function*) fournie par [Chabrier \(2005\)](#); [Maschberger \(2013\)](#), on se rend compte que les étoiles massives ($M > 8, M_{\odot}$) ne représentent que 0,022 % des étoiles (en nombre) d'une population donnée. Si l'on restreint davantage la limite en masse pour ne s'intéresser qu'aux étoiles susceptibles de devenir des WR ($M > 25 M_{\odot}$, [Crowther \(2007\)](#)), ce pourcentage descend à 0,002% soit une étoile sur 50000. Cela peut paraître très peu, mais si l'on convertit ce pourcentage en termes de luminosité où $L \propto M^{3,5}$ ([Salaris & Cassisi 2006](#)), ces

étoiles participeraient à 88 % de la luminosité totale de cette même population. On comprend ainsi que même si elles sont peu nombreuses, leur impact, lui, est significatif.

Ces étoiles ont une durée de vie de quelques millions d’années (à comparer au 10 milliards d’années du Soleil), et vont présenter une phase WR sur les dix derniers pourcents seulement. Cela fait des étoiles WR, des objets encore plus rares qui se comptent donc en centaines à l’échelle de notre Galaxie. Aujourd’hui, on dénombre environ 600 étoiles WR confirmées dans notre Galaxie (Rosslowe & Crowther 2015). Le nombre exact de WR détectée augmentant de façon continue, les auteurs de cette étude ont mis en place une base de données en ligne, mise à jour régulièrement, qui permet de répertorier ces étoiles par type, distance ou autre ($N_{WR} = 656$ au moment d’écrire ces pages³). Ce nombre devrait augmenter au fil des années, car les modèles d’évolution galactique prédisent eux, un nombre près de 10 fois supérieur ($N_{WR,model} = 6400$, Shara et al. 2009). À l’intérieur de la population de WR galactique, on peut dénombrer un total d’environ 50 étoiles susceptibles (ou assurées) de présenter un environnement riche en poussière, comme indiqué par leur type spectral WC8d ou WC9d. Parmi eux, on trouve des objets comme WR98a (Monnier et al. 1999), WR104 (Tuthill et al. 1999), WR140 (Marchenko & Moffat 2007 ou WR118 (Millour et al. 2009) connues pour présenter un environnement sous forme de nébuleuse spirale.

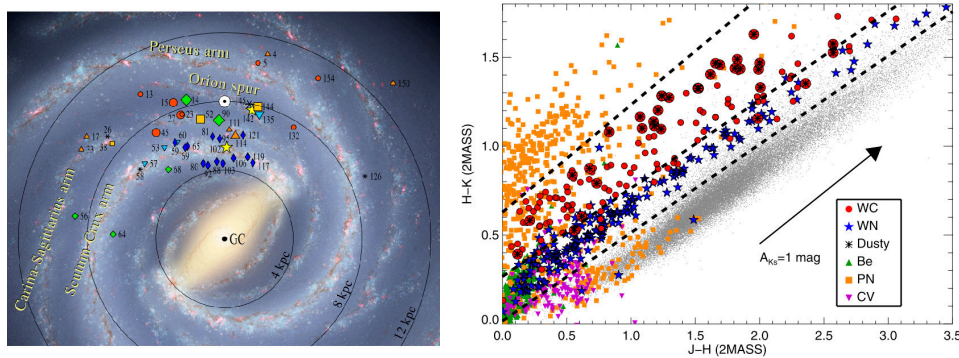


FIGURE 1.5 – **À gauche** : répartition d’une fraction des étoiles WC dans la Galaxie (Sander et al. 2018). Les couleurs codent le type spectral : WC4–6 en jaune/rouge et WC7–9 en vert/bleu. Le soleil est représenté par le symbole \odot . Le fond du diagramme représente une vue d’artiste de la Galaxie. **À droite** : méthode de distinction photométrique des étoiles WR (Faherty et al. 2014).

La technique actuelle de détection de ce type d’étoiles se base principalement sur des grands relevés spectroscopiques, pour la plupart dans le visible (Rosslowe & Crowther 2015). Ces étoiles étant principalement regroupées autour de régions de formation stellaire, comme les bras spiraux galactiques (Fig. 1.5), elles se retrouvent fortement obscurcies par la poussière interstellaire comme en témoignent leurs importantes extinctions visuelles ($A_v = 6,5$ pour WR104 voir $A_v = 13$ pour WR118, Williams et al. 1987). Les derniers grands relevés photométriques infrarouges comme 2MASS⁴(Skrutskie et al. 2006) donnent un nouveau moyen très efficace de détecter ce type d’objet, en combinant de façon précise les couleurs (e.g. : $H - K$ vs. $J - H$). Les travaux de Faherty et al. (2014) présentés dans la Figure 1.5 ou ceux de Kanarek et al. (2015) permettent de profiter de la transparence infrarouge des poussières pour détecter un grand nombre d’étoiles WR non détectées jusqu’ici.

3. <http://pacrowther.staff.shef.ac.uk/WRcat/index.php>

4. *The Two Micron All Sky Survey.*

1.2 Rôle des étoiles Wolf-Rayet

1.2.1 WR et évolution chimique des galaxies

Enrichissement en éléments lourds Tout d'abord, les étoiles WR, comme toutes les étoiles massives, participent activement à l'enrichissement du milieu interstellaire (MIS) en éléments lourds. On désigne ces éléments lourds comme étant tous les éléments plus lourds que l'hydrogène et l'hélium, qui eux ont été créés lors de la nucléosynthèse primordiale (Fields & Sarkar 2006). Les phases évoluées des étoiles massives (LBV, RSG ou WR) présentent toutes une perte de masse très importante, permettant d'enrichir leur environnement en élément issu de la nucléosynthèse. Une étude récente de Nomoto et al. (2013) répertorie le rôle de chaque phénomène stellaire (perte de masse, supernovæ, rotation, binarité, etc.) dans l'évolution chimique des galaxies. Ainsi, des éléments aussi essentiels à la vie que l'oxygène et l'azote qui compose notre atmosphère, le carbone qui nous constitue, les métaux qui composent notre planète (fer, calcium, nickel, aluminium, etc.) ou encore le silicium, composant si important de nos technologies modernes, ont tous été créés au cœur de ces étoiles.

WR carbonée et matériel prébiotique Les étoiles WR carbonées (WC) font partie des principaux contributeurs à l'enrichissement du MIS en carbone (avec les étoiles AGB). Or, ce dernier joue un rôle majeur dans les schémas d'évolution de l'Univers grâce à son abondance et sa capacité à réagir avec d'autres espèces chimiques. Ainsi, ce seul élément représente un des constituants principaux des composés organiques, qui se définissent par un éventail réduit d'éléments (H, N, O ou P) soudé par les atomes de carbone. Ces composés synthétisés par les organismes vivants (d'où l'adjectif organique) varient de quelques atomes comme le méthane (CH₄), à des tailles de macromolécules comme l'ADN (acide désoxyribonucléique), en passant par les molécules de type PAH⁵. Le carbone joue donc un rôle prépondérant dans la chimie dite prébiotique, associé à l'apparition de la vie sur notre planète (Henning & Salama 1998).

Impact des WR sur leur environnement immédiat Les étoiles WR ont également un impact dynamique sur leur environnement proche, grâce notamment à la force de leur vent stellaire et leur champ de rayonnement intense. En effet, plusieurs étoiles WR présentent autour d'elles une bulle d'interaction ionisée se terminant par une zone choquée à l'interface du MIS (Fig. 1.6). Ces bulles sont le résultat d'une interaction entre le champ de rayonnement de l'étoile WR et le gaz perdu lors de ses phases évolutives antérieures (O, LBV ou RSG, Toalá & Arthur 2011).

On l'a vu, les étoiles WR finissent leur vie en supernova qui va avoir un impact énorme sur le milieu environnant riche en matière, favorisant ainsi la formation d'une autre génération d'étoiles. D'après Ramachandran et al. (2018), l'influence d'une seule étoile WR serait même équivalente à celles de la totalité des étoiles O de l'amas stellaire N206 dans le grand nuage de Magellan (*Large Magellanic Cloud*, LMC). Ces régions seraient également propices à la formation des systèmes stellaires similaires au nôtre, comme décrit par Liu et al. (2012). Sur ce thème, les travaux récents de Dwarkadas et al. (2017) suggèrent que l'explosion d'une étoile WR proche aurait engendré la formation de notre Soleil et du système planétaire associé, révélés notamment par les abondances relatives des éléments ²⁶Ca ou ⁶⁰Fe qui s'avèrent être trop élevés par rapport à la moyenne du milieu interstellaire.

5. *polycyclic aromatic hydrocarbon*, hydrocarbure aromatique polycyclique (HAP) en français.

6. <http://www.pbase.com/tango33/image/160437072/medium>



FIGURE 1.6 – Exemple de bulle Wolf-Rayet autour de l'étoile WR6 (crédit : Kfir Simon⁶).

1.2.2 Production de poussière interstellaire

L'excès infrarouge observé autour d'étoiles Wolf-Rayet a longtemps été considéré comme un mystère (Allen et al. 1972). En effet, les étoiles WR sont des étoiles très lumineuses ($> 10^5 L_{\odot}$) et chaudes, prévenant en théorie le phénomène de nucléation de poussière. Pourtant celle-ci est bel et bien observée en grande quantité ($\dot{M}_{dust} > 10^{-6} M_{\odot}/an$) autour de dizaines d'étoiles, la plupart présentant un type spectral WC8–9 (Williams et al. 1987). Parmi les WR productrices de poussière, on peut distinguer deux populations : les étoiles individuelles et les binaires à collision de vent à l'origine des nébuleuses spirales de poussière. C'est ce dernier type qui sera au cœur de ce manuscrit de thèse.

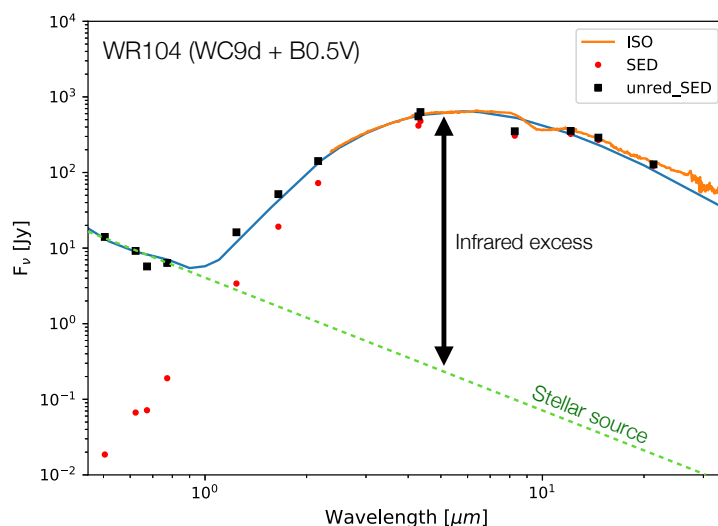


FIGURE 1.7 – Exemple de spectre associé à l'étoile WR104 (Chap. 2). On peut y voir l'important excès infrarouge avec un pic autour de $5 \mu m$.

La Figure 1.7 présente un exemple de spectre associé à une étoile WC9, montrant un excès infrarouge important. Si la chimie à l'œuvre autour d'étoiles WR individuelles est un sujet assez

couvert dans la littérature (Cherchneff et al. 2000; Cherchneff 2010), les processus à l’œuvre dans les binaires à interaction de vent sont beaucoup plus problématiques et seront largement discutés au cours de ce manuscrit. Si l’on ne sait pas exactement aujourd’hui comment la poussière se forme dans ces systèmes, il est intéressant d’étudier leur contribution au budget total en poussière des galaxies.

On a longtemps considéré que les étoiles géantes de la branche asymptotique (AGB) et les supergéantes rouges (RSG) produisaient la majorité des poussières de la Galaxie. Des études récentes concernant les grand et petit nuage de Magellan (*Small Magellanic Cloud*, SMC) ont quelque peu nuancé cet état de fait. Pour le LMC, Matsuura et al. (2009); Zhu et al. (2015) ont montré que l’ensemble des étoiles AGB/RSG produisait une quantité de poussière de l’ordre de $10^{-6} M_{\odot}/\text{an}$. Pour le SMC, le nombre total d’étoiles étant inférieur, Boyer et al. (2012) et Srinivasan et al. (2016) estiment des valeurs légèrement inférieures de l’ordre de $10^{-7} M_{\odot}/\text{an}$.

TABLE 1.1 – Source de poussière des nuages de Magellan.

Sources	LMC (M2009)	SMC (B2012)	SMC (S2016)
	$[10^{-6} M_{\odot}/\text{an}]$	$[10^{-6} M_{\odot}/\text{an}]$	$[10^{-6} M_{\odot}/\text{an}]$
AGB	43	0,83–0,92	0,849
RSG	>2	0,031	0,046
SNe	0,1–100	13–143	-

Notes. Les taux de formation de poussière sont issus des travaux de Matsuura et al. (2009) pour le LMC et de Boyer et al. (2012) et Srinivasan et al. (2016) pour le SMC.

Ce résultat est particulièrement significatif car les nuages de Magellan constituent un laboratoire idéal pour dénombrer les étoiles, celles-ci étant suffisamment proches pour permettre de les résoudre individuellement. Matsuura et al. (2009) et Boyer et al. (2012) ont notamment discuté de l’excès en masse de poussière de ces galaxies en comparaison de la production possible attribuée aux AGB/RSG et aux supernovæ. Les étoiles massives, et en particulier les binaires à interaction de vent à l’origine des plus haut taux de production de poussière (nébuleuses spirales), pourraient constituer une solution à cet excès de poussière. Par exemple, l’étoile WR104 présente un taux de formation de poussière de l’ordre de 10^{-7} à $10^{-6} M_{\odot}/\text{an}$ (Chap. 3, Harries et al. 2004), ce qui équivaut à la population entière des étoiles AGB du SMC ($10^{-7} M_{\odot}/\text{an}$, Tab. 1.1).

Néanmoins, une question demeure autour de la survie de ces poussières au moment de l’explosion en supernova de l’étoile qui leur ont donné naissance. En effet, si la WR peut produire l’équivalent d’un quart de la masse du Soleil au cours de sa vie ($250000 \times 10^{-6} = 0,25$), l’énergie dégagée lors de son explosion en supernova serait susceptible de détruire ces grains de poussière. Dans ce domaine, nos connaissances sont assez limitées, car les derniers efforts en terme de modélisations numériques suggèrent des taux de survie dans les éjectas de SN compris entre 0 et 80% (Nozawa et al. 2006, 2007) voir 2 et 20 % (Bianchi & Schneider 2007) selon la densité du MIS. De plus, certaines étoiles massives pourraient finir leur vie de façon plus calme qu’une supernova, comme le suggère les observations du LMC de Adams et al. (2017). Récemment modélisées (Coughlin et al. 2018), certaines étoiles massives pourraient donc devenir des objets compacts (NS ou BH) sans exploser, conservant ainsi de façon certaine la masse de poussière produite au cours de leur vie.

1.2.3 Une fin cataclysmique : GRB et ondes gravitationnelles

Les sursauts gamma Les étoiles WR seraient également les progéniteurs d'un des phénomènes les plus énergétiques de l'Univers connu sous le nom de sursaut gamma (GRB⁷, Dessart et al. 2017). Ces sursauts très énergétiques, émettant préférentiellement dans les longueurs γ et rayon X, sont extrêmement courts (quelques secondes) et peuvent produire une quantité d'énergie de l'ordre de 10^{44} J, soit l'équivalent d'1/2000 de la masse du Soleil en équivalent masse-énergie ($E = mc^2$). Ce phénomène est de plus, extrêmement focalisé et se présente sur la forme d'un jet énergétique se propageant à des vitesses proches de la vitesse de la lumière sur des distances intergalactiques. Ce phénomène est tellement énergétique, qu'il en dévient observable à l'œil nu même à des distances de plusieurs Gpc comme le sursaut nommé GRB 080319B (Fig. 1.8), qui a atteint la magnitude 5,8 en 2008 (Bloom et al. 2009).

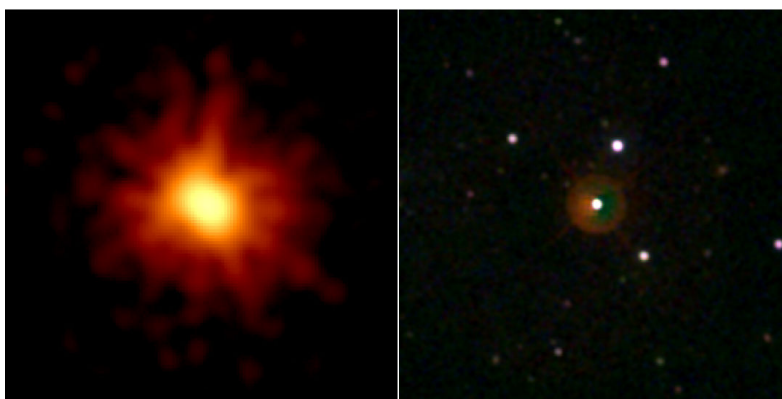


FIGURE 1.8 – Le sursaut γ GRB 080319B distant de 2,3 Gpc observé avec les télescopes spatiaux Swift (en rayon X à gauche) et Hubble (en visible, à droite)(crédits : NASA).

Pour l'anecdote, ce phénomène a même valu le nom "d'étoile de la mort" à l'étoile WR104 susceptible d'exploser en supernova dans un avenir plus ou moins proche. Les astronomes amateurs et fans de science fiction alimentèrent ainsi plusieurs théories, où WR104 serait à l'origine d'un sursaut γ projeté en direction de la Terre. La distance de l'objet étant assez faible ($d = 2,6$ kpc, Sect. 3.3.7) et son axe de rotation étant relativement aligné avec celui de la Terre ($i < 16^\circ$, Tuthill et al. 2008), plusieurs vidéos sensationnelles ont vu le jour pour prédire comment cette étoile allait conduire à une extinction de l'espèce humaine⁸. Plus sérieusement, si son impact sur l'humanité sera probablement assez limité, une explosion supernova à cette échelle de distance nous en apprendrait beaucoup sur ce phénomène et constituerait un événement astronomique majeur. Néanmoins, on ne peut pas réellement prédire si cela va se produire demain ou dans 100000 ans.

Les ondes gravitationnelles On pense aujourd'hui que la majorité des étoiles massives se trouvent dans des systèmes multiples au moins une fois dans leur vie (Sana et al. 2013). Or, ces étoiles finissent leur vie en une explosion (ou non) de type SN entraînant la formation d'un objet compact (NS et BH). On peut alors imaginer que des systèmes binaires composés de deux étoiles massives deviendront deux objets compacts qui, s'ils sont suffisamment proches, finiront pas coalescer en produisant des ondes gravitationnelles (OG) (Einstein 1916, 1918). L'engouement autour ce phénomène a récemment été démultiplié après les premières découvertes

7. *Gamma Ray Burst* en anglais

8. Les lecteurs curieux pourront aller consulter un exemple de ces vidéos sur <https://www.youtube.com/watch?v=t09fzU9H674>

d'ondes gravitationnelle avec l'instrument LIGO ([LIGO Scientific Collaboration et al. 2015](#)) qui vaudra le prix Nobel de physique à leurs inventeurs, Rainer Weiss, Barry C. Barish et Kip S. Thorne en 2017. Si la première OG (GW150914) était associée à un trou noir assez massif ($M = 65,4 \pm_{3,4}^{4,1} M_{\odot}$, [Abbott et al. 2016b](#)), la deuxième (GW151226) était plus modeste ($M = 21,8 \pm_{1,7}^{5,9} M_{\odot}$, [Abbott et al. 2016a](#)). D'après [Stevenson et al. \(2017\)](#), cette seconde gamme de masse se formerait à partir d'une binaire massive ($M_1 \approx 60 M_{\odot}$ et $M_2 \approx 30 M_{\odot}$) en interaction. Or, la composante massive de ce type de système présentera certainement une phase WR au cours de son évolution (Fig. 1.1, [Groh et al. 2014](#)). Ainsi, les binaires en interaction de type WR+O constituent d'excellents candidats aux futurs OG galactiques.

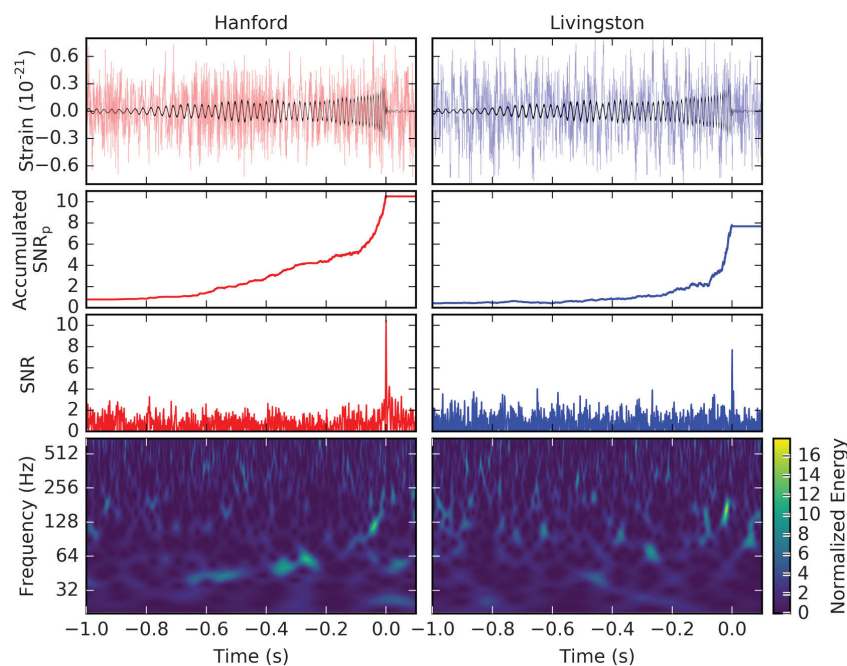


FIGURE 1.9 – GW151226 observée par les deux détecteurs de l'instrument LIGO : Hanford (à gauche) et Livingston (à droite). Le temps est relatif à l'heure de détection de la GW le 26 décembre 2015 à 03 :38 :53,648 UTC. La description complète de la figure est disponible dans la publication originale ([Abbott et al. 2016a](#)).

Récemment, [Lamberts et al. \(2018\)](#) ont associé des modèles d'évolution cosmologique aux modèles d'évolution de systèmes binaires pour prédire le nombre d'OG qui pourrait être observées dans notre Galaxie. Leur étude ont notamment montré des taux de coalescence de l'ordre de $\simeq 10^{-5}$ par an, avec une masse moyenne de BH final de $29 M_{\odot}$, en adéquation avec les détections réalisées par LIGO ([Abbott et al. 2016a,b, 2017a,b,c](#)).

1.3 Les binaires à interaction de vents

1.3.1 Description des vents stellaires

Les étoiles n'émettent pas seulement du rayonnement, mais aussi de la matière, sous forme de particules, que l'on appelle vent stellaire. Ces éjections de matière se présentent sous différentes formes suivant le type de l'étoile et jouent un rôle primordial dans le cycle de vie des étoiles. Pour les étoiles les plus massives, comme les étoiles Wolf-Rayet, le vent est extrêmement dense au point d'occulter la photosphère de l'étoile.

Les premières mentions du vent stellaire ou solaire sont apparues dans les années 50 par Eugene Parker (1958, 1960). Celui-ci énoncera d'ailleurs les premières solutions théorisant la perte de masse, qui porte aujourd'hui le nom de vent de Parker. Si les premières considérations mathématiques autour de la perte de masse des étoiles sont apparues au milieu du XX^e siècle, les origines de ces idées ont vu le jour bien plus tôt dans l'histoire. Les développements de la spectroscopie au XIX^e siècle ont vus la découverte d'un profil de raie bien particulier, comportant une partie en émission décalée vers le rouge et une partie en absorption décalée vers le bleu : le profil P Cygni (Wolf & Rayet 1867). L'étoile P Cyg, à l'origine du profil, avait été observée dès 1600 par Willem Janszoon Blaeu, comme une nouvelle étoile très brillante apparaissant dans le ciel en atteignant une magnitude visible de 3. Cette étoile, considérée comme Nova par les astronomes de l'époque, est aujourd'hui connue comme étant une étoile bleue lumineuse et variable (LBV), phase évolutive antérieure aux Wolf-Rayet.

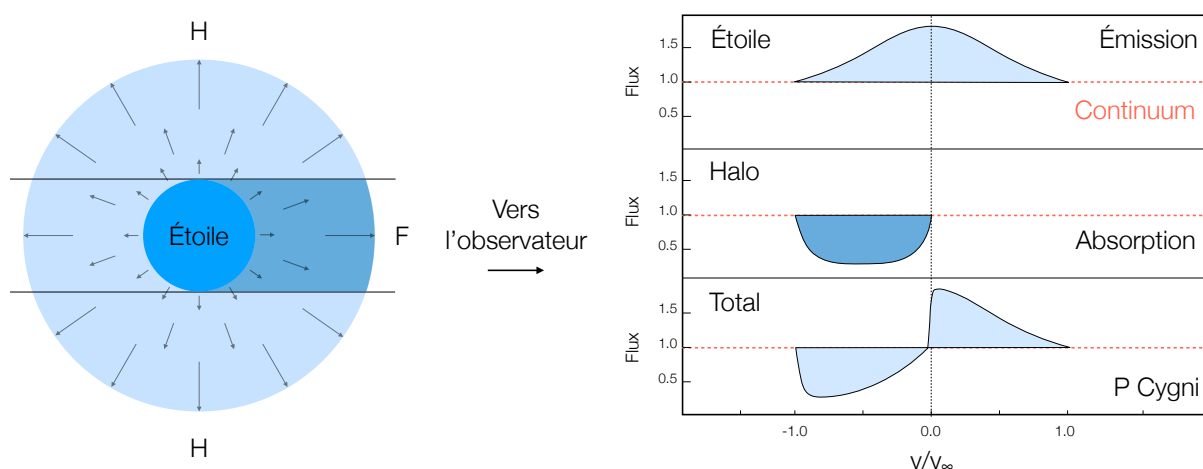


FIGURE 1.10 – **À gauche** : schéma de principe d'émission d'un vent stellaire de vitesse croissante. La partie représentée en bleu clair indique la présence du halo de matière autour de l'étoile. La partie sombre indique la partie occultée de l'étoile par ce halo. **À droite** : la contribution de l'étoile (le continuum en rouge) avec l'émission (H) du halo et l'absorption (F) devant l'étoile (schéma inspiré de Lamers & Cassinelli (1999)).

La Figure 1.10 présente le principe de création du profil P Cygni. Ce profil peut être vu comme la composition d'une partie en émission provenant du halo de matière entourant l'étoile (son vent) et une partie en absorption provenant d'une perte de photons devant l'étoile. L'étoile produit un vent dont la vitesse croît avec la distance jusqu'à atteindre une vitesse limite que nous nommerons v_∞ . Le halo présent autour de l'étoile va ainsi diffuser le rayonnement de la photosphère dans toutes les directions. Cela produit donc une composante en émission dont la largeur est imposée par l'effet Doppler entre $-v_\infty$ et v_∞ . Une partie des photons de l'étoile va être diffusée et absorbée par le vent se trouvant entre la photosphère de l'étoile et nous. Cette diminution va ainsi produire une composante en absorption décalée vers le bleu (la matière se rapproche de nous) entre 0 et $-v_\infty$. Le profil P Cygni résultant observé depuis la Terre est donc la somme de ces deux composantes.

Il a ensuite fallu attendre les années 30 pour que ce profil P Cygni soit attribué à un écoulement continu de matière (Beals 1929). Chandrasekhar (1934b) a rapidement proposé une interprétation physique à ce phénomène conduisant aux premières estimations de taux de perte de masse et de vitesse de vent stellaire. La même année, Kosirev (1934) utilise les hypothèses de Chandrasekhar pour mesurer la perte de masse et la vitesse terminale du vent d'une étoile

Wolf-Rayet, qu'il estime à $\dot{M} = 10^{-5} M_{\odot}/\text{an}$ et $v_{\infty} = 1000 \text{ km/s}$ respectivement. Ces mesures sont extrêmement bonnes pour l'époque et ne diffèrent que d'un facteur trois avec les estimations modernes.

En plus des observations spectroscopiques, des considérations concernant les modèles d'intérieurs stellaires ont montré qu'une perte de masse était nécessaire à l'évolution de certaines étoiles. Par exemple, les étoiles dont la masse était initialement inférieure à la masse de Chandrasekhar ($1,4 M_{\odot}$) avaient besoin de cette perte de masse pour évoluer en naine blanche (Wilson 1960). Avec le temps, les premières observations du vent solaire ont été réalisées par le satellite interplanétaire Mariner 2 (Neugebauer & Snyder 1962), ainsi que l'observation de vent stellaire autour d'objets de différentes classes (Hack 1969) établissant l'existence de la perte de masse à travers le diagramme luminosité-température (diagramme H-R⁹).

Il existe ainsi plusieurs types d'étoiles à l'origine de vents stellaires dont les vitesses, les taux de perte de masse et les géométries seront différents les uns des autres. Une description complète de ces mécanismes est donnée dans le livre de Lamers & Cassinelli (1999) :

- **Le vent coronal** : ce vent stellaire est accéléré par la pression due à des températures de gaz très élevées. Ce cas est notamment observé pour notre Soleil, où la température de couronne solaire atteint 2 millions de Kelvins pour une photosphère autour de 5800 K. Ces hautes températures sembleraient provenir de la dissipation d'énergie mécanique venant des zones convectives de surface ou de reconnexion magnétique (Nordlund et al. 2009; De Pontieu et al. 2011). Ce champ d'études a récemment connu un sursaut avec le lancement de la sonde solaire Parker (en anglais *Parker Solar Probe*) ou PSP¹⁰ de la NASA en juillet 2018, qui a pour but de sonder la couronne solaire au plus près de la surface du Soleil (à seulement 6 millions de km de la surface, soit 7 fois plus proche que les missions précédentes). Ces vents conduisent à une perte de masse très faible ($\approx 10^{-14} M_{\odot}/\text{an}$) mais constituent un champ de recherche très suivi, car étant à l'origine du vent solaire, si important pour la planète Terre. Ce vent est également à l'origine des études qui ont conduit Parker (1958) à l'établissement des premières équations régissant les vents stellaires.
- **Le vent entraîné par les ondes d'Alfvén** : un vent stellaire peut également apparaître dans le cas d'étoile sans rotation comportant un champ magnétique. Des oscillations à l'intérieur de l'étoile peuvent produire des ondes d'Alfvén dissipant l'énergie et le moment cinétique permettant d'accélérer le vent stellaire. Elles peuvent engendrer des vitesses de vent assez rapide ($\approx 700 \text{ km/s}$). Ce mécanisme est notamment à l'œuvre dans notre Soleil (McIntosh et al. 2011; Shoda et al. 2018), et vient s'ajouter au vent coronal (Parker 1965). Ce mécanisme contribue également à l'accélération des vents de la plupart de classes d'objet à travers le diagramme H-R, en particulier pour les étoiles de faible luminosité (Charbonneau & MacGregor 1995).
- **Le vent entraîné par les ondes acoustiques** : ce vent est conduit par les ondes acoustiques trouvant leur origine dans les zones convectives des étoiles froides. Ces ondes acoustiques produisent des ondes de pression dans l'atmosphère de l'étoile, produisant un gradient de pression capable d'accélérer le vent stellaire. Ce mécanisme d'accélération est notamment utilisé pour expliquer (en partie) la perte de masse des étoiles de la branche asymptotique des géantes (AGB, Pijpers & Habing 1989).
- **Le vent entraîné par la poussière** : ce vent est dû à la pression de radiation sur les grains de poussière présents autour de l'étoile (Morris 1987). Les poussières émettant sur une large gamme de longueurs d'onde, ce vent est aussi appelé "vent entraîné par le

9. inventé autour de 1910 par Ejnar Hertzsprung et Henry Norris Russell.

10. <https://www.nasa.gov/content/goddard/parker-solar-probe>

continuum" à la différence de celui entraîné par les raies spectrales. Lors de ce processus, les photons issus de l'étoile vont venir déposer de l'énergie sur les grains de poussière, une partie sous forme de chaleur ($h\nu$, la température du grain augmente) et l'autre sous forme de moment cinétique $h\nu/c$. Le grain va ensuite réémettre des photons de façon isotrope, donnant lieu à une accélération radiale du grain. Le couplage entre les grains de poussière et le gaz va venir conditionner l'efficacité de cette accélération et la perte de masse qui en découle (Gilman 1972). Ce phénomène se limite aux étoiles froides ($T < 3000$ K) et lumineuses ($L > 10^4 L_\odot$) comme les AGB ou les supergéantes rouges (RSG¹¹). D'autres contributions, telles que la métallicité ou les chocs, ont récemment été étudiées autour de ce type d'étoile (Liljegren et al. 2016; Goldman et al. 2017). Les taux de perte de masse sont de l'ordre d'environ $10^{-4} M_\odot/an$ avec des vitesses très faibles, comprises entre 10 et 30 km/s (Lafon & Berruyer 1991).

- **Le vent entraîné par les raies spectrales** : à la différence du mécanisme précédent, ce vent est produit autour d'étoiles très chaudes (> 10000 K) et lumineuses ($L > 10^4 L_\odot$). Ce vent est accéléré par la pression de radiation sur les raies spectrales (Milne 1926) et non pas sur le continuum. Nous allons voir un peu plus loin les détails de ce mécanisme d'accélération, car c'est celui-ci qui est à l'origine des vents des étoiles Wolf-Rayet. Ce mécanisme fait partie des plus efficaces avec des taux de perte de masse pouvant atteindre $10^{-4} M_\odot/an$ à des vitesses supérieures à 1000 km/s.
- **Les rotateurs magnétisés** : les étoiles en rotation rapide disposant d'un champ magnétique peuvent générer un vent stellaire où la perte de masse est conditionnée par la vitesse de rotation alors que la vitesse d'échappement est déterminée par le champ magnétique (Weber & Davis 1967). Ce genre de phénomène se produit pour des étoiles en rotation rapide, comme les étoiles jeunes qui n'ont pas encore perdu le moment angulaire acquis durant leur formation.
- **Les rotateurs rapides** : de la même façon, les étoiles en rotation rapide sans champ magnétique peuvent générer un vent stellaire. Ces étoiles tournant à des vitesses proches de la rotation critique (au-delà de laquelle l'étoile ne peut plus conserver sa masse et sa forme) peuvent ainsi perdre une partie de leur matière sous la forme d'un disque se concentrant dans le plan équatorial. C'est notamment le cas autour d'étoiles Be récemment observées par interférométrie (Stee et al. 2013; Lazareff et al. 2017; Dalla Vedova et al. 2017) et dont les mécanismes de formation de poussière sont encore peu connus (Carciofi 2011).

Mécanisme d'accélération Les étoiles massives émettent la majorité de leur rayonnement dans l'ultraviolet (UV, $\lambda < 0,4 \mu m$) alors que leurs atmosphères se composent principalement d'atomes présentant de fortes raies d'absorption dans ce domaine. Ces éléments issus de la nucléosynthèse comme le silicium (Si), l'oxygène (O), le carbone (C), l'azote (N) ou le fer (Fe) comportent des raies spectrales dites de résonance, qui vont absorber et réémettre les photons issus de l'étoile (la diffusion) ayant pour effet d'accélérer grandement le gaz de l'étoile sous la forme d'un vent stellaire intense (massif et à haute vitesse).

Dans le cas d'une interaction avec un atome, le photon est absorbé à travers les transitions atomiques où son énergie est égale à l'énergie nécessaire pour amener un électron lié à un niveau d'énergie plus élevé. Le nouvel état excité de l'ion a une durée de vie très courte. L'électron retombe donc à son niveau d'énergie d'origine et un photon est réémis. Dans ce processus, l'énergie et la quantité de mouvement sont transférées du champ de rayonnement à l'ion résultant en une accélération moyenne de l'ion de :

$$\langle \Delta v \rangle = h\nu_0/mc \quad (1.2)$$

11. *Red supergiant*

où h est la constante de Planck, ν_0 est la fréquence d'absorption de l'atome, c est la vitesse de la lumière, m la masse de l'atome et $\langle \Delta v \rangle$ le gain de vitesse de l'atome. Par exemple, une raie de résonance de l'atome d'azote (N IV) se situe à $0,0765 \mu\text{m}$. Cela signifie qu'un ion N^{+++} absorbant un photon à cette longueur d'onde augmentera sa vitesse de $h\nu_0/mc = 37 \text{ cm/s}$ ($m = 2,32 \times 10^{-26} \text{ kg}$, $\nu_0 = 0,39 \text{ Hz}$). Par conséquent, le nombre de ces événements doit être très important pour atteindre des vitesses de vent de plusieurs milliers de km/s. En effet, les spectres d'étoiles chaudes comportent une opacité très importante dans l'UV, signe de la présence d'un très grand nombre d'atomes et d'ions absorbants dans ces régions (Fig. 1.11).

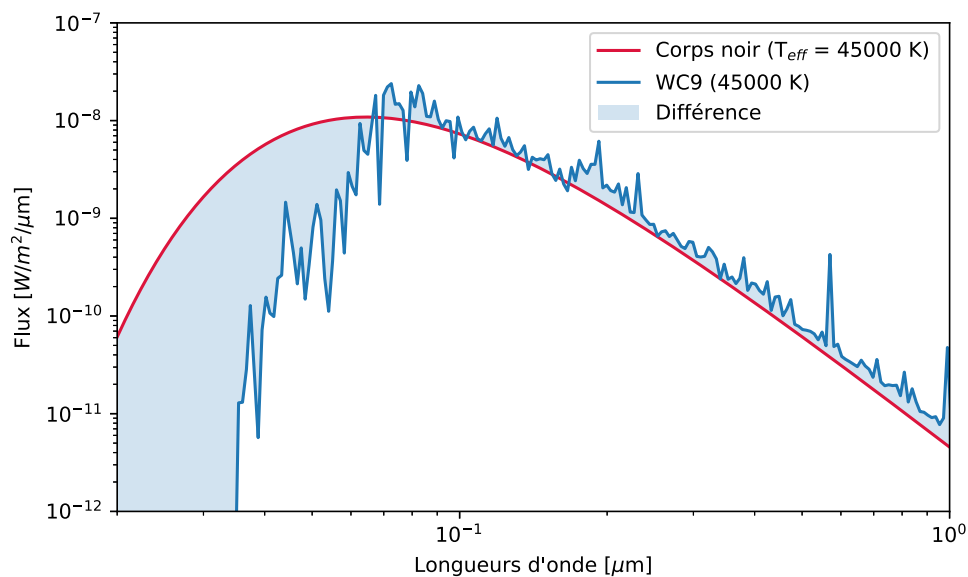


FIGURE 1.11 – Comparaison d'un spectre de corps noir et d'une étoile Wolf-Rayet de type WC9 (modèle d'atmosphère issu de [Sander et al. 2012](#))

Ces atomes accélérés et ionisés vont ensuite interagir avec l'ensemble des constituants du champ de particules (protons, ions d'hélium et électrons) afin d'accélérer l'ensemble de l'atmosphère par interaction Coulombienne ([Lucy & Solomon 1970](#); [Lamers & Morton 1976](#)). Néanmoins, le nombre de photons disposant de la bonne énergie pour effectuer la transition est limité dans un milieu évoluant à une vitesse constante. Ces photons vont être entièrement absorbés par les premières couches de l'atmosphère, sans pouvoir accélérer les couches plus externes. Si l'on considère un milieu en expansion, celui-ci va présenter un gradient de vitesse induisant de l'effet Doppler. Du point de vue des ions, les photons vont être décalés vers le rouge (ils s'éloignent de la source), leur permettant d'être absorbés par les couches les plus externes. Ce processus est la clé qui permet d'accélérer efficacement l'ensemble de l'atmosphère jusqu'à surpasser les forces de gravité, générant ainsi un vent stellaire.

Rayon d'accélération et vitesse terminale Les premières études théoriques du phénomène d'accélération radiative par les raies spectrales ont été initiées par [Lucy & Solomon \(1970\)](#) puis développées par [Castor et al. \(1975\)](#) en modélisant l'effet d'une distribution de raie au lieu de quelques-unes. Leurs théories sont encore largement utilisées et connues sous le nom de théorie CAK.

La structure stationnaire d'un vent accéléré par les raies spectrales est solution des équations d'Euler (Eq. 1.3).

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho}{\partial t} + \nabla \cdot (\rho v) &= 0, \\ \frac{\partial(\rho v)}{\partial t} + \nabla(\rho v v) + \nabla P &= 0, \\ \frac{\partial E}{\partial t} + \nabla \cdot [v(E + P)] &= 0, \end{aligned} \quad (1.3)$$

où ρ est la densité, v la vitesse, P la pression et E l'énergie. Ces trois équations d'Euler traduisent respectivement la conservation de la masse, du moment et de l'énergie. Un vent sphérique conduit par les raies spectrales est donc solution des équations d'Euler (Eq. 1.3), auxquelles on ajoute des termes de forces radiatives (g_e , g_l) à l'équation du moment :

$$v \frac{dv}{dr} = -\frac{1}{\rho} \frac{dP}{dr} - \frac{GM_*}{r^2} + g^e + g^l, \quad (1.4)$$

où G est la constante de gravitation universelle, M_* la masse de l'étoile, g^l désigne le terme d'accélération due aux raies spectrales et g^e l'accélération due aux électrons (effet Coulomb) :

$$g^e = \frac{\sigma_T L}{4\pi r^2 \mu_e c} \quad (1.5)$$

où L désigne la luminosité de l'étoile, $\sigma_T = 6,6525 \cdot 10^{-25} \text{ cm}^2$ la section efficace de diffusion Thomson des électrons, μ_e la masse moyenne par électron libre. L'idée de [Castor et al. \(1975\)](#) était alors d'exprimer l'accélération due aux raies comme fonction du terme d'accélération électronique :

$$g^l = g^e M(t) \quad (1.6)$$

où $M(t)$ est le multiplicateur de force (*force multiplier* en anglais). Ce terme est proportionnel à la composition chimique et au degré d'ionisation et d'excitation du vent stellaire. Dans la théorie CAK, on considère une source de radiation ponctuelle ainsi que des raies spectrales infiniment fines représentées par une fonction Dirac (approximation de [Sobolev 1960](#)). Avec ces approximations, le facteur multiplicateur $M(t)$ peut être calculé analytiquement par :

$$M(t) = kt^{-\alpha} \left(\frac{10^{-11} n_e}{W} \right)^{-\delta} \quad (1.7)$$

où n_e représente la densité électronique, W un facteur de projection géométrique, t est la profondeur optique de référence¹² et α , k , δ sont appelés les paramètres de CAK. Ces derniers sont liés au nombre de raies optiquement fines et optiquement épaisses considérées ainsi qu'au degré d'ionisation du vent.

Pour les étoiles Wolf-Rayet, les paramètres k et α ont des valeurs proches de 0,5 ([Abbott 1982](#)) avec un terme $10^{-11} n_e/W$ proche de 1 (négligeable). Dans ce cas, l'équation de la conservation du moment peut s'exprimer comme :

$$v \frac{dv}{dr} = -\frac{GM_*(1 - \Gamma_e)}{r^2} + \frac{c_s^2}{v} \frac{dv}{dr} + \frac{2c_s^2}{r} + g^e kt^{-\alpha} \quad (1.8)$$

12. La profondeur optique de référence est un paramètre adimensionné introduit par [Castor et al. \(1975\)](#), proportionnel au gradient de vitesse (dr/dv), à la densité (ρ) et à la vitesse thermique moyenne des protons ($v_{th} = \sqrt{\frac{2k_B T_{eff}}{m_H}}$, avec k_B la constante de Boltzman, T_{eff} la température de l'étoile et m_H la masse du proton).

$$\Gamma_e = \frac{\rho \sigma_T n_e L_*}{4\pi c G M_*} \quad (1.9)$$

Il est intéressant de noter que le paramètre Γ_e compare l'accélération gravitationnelle de l'étoile (GM/r^2) et l'accélération radiative g_e . Le rapport Γ_e est parfois appelé paramètre d'Eddington, et est caractéristique de chaque type d'étoile. Pour le soleil, sa valeur est très petite, de l'ordre de 2×10^{-5} , alors que pour les étoiles chaudes et massives, il se situe autour de 0,5. La limite où Γ_e tend vers 1 correspond à la limite d'Eddington, au delà de laquelle l'étoile n'est plus liée par la gravitation. Ainsi, on comprend bien que pour le cas considéré, l'accélération radiative due aux électrons permet au vent stellaire d'échapper assez facilement à l'attraction gravitationnelle de l'étoile.

La topologie des solutions de l'Équation 1.8 est assez similaire à ce qui peut être observé pour le vent de Parker (Parker 1960). Les lecteurs intéressés pourront consulter l'ouvrage de référence pour y trouver une description détaillée de cette topologie (Lamers & Cassinelli 1999). Je ne décris ici que la solution physique qui permet de rendre compte de la vitesse des vents accélérés par les raies spectrales, qui s'avère être d'abord subsonique, puis supersonique. Le profil de vitesse résultant est donné par la loi β :

$$v(r) = v_\infty \left(1 - \frac{r_0}{r}\right)^\beta, \quad (1.10)$$

où r_0 est le rayon de l'étoile et $\beta = 0,8$ pour les étoiles de type O (Pauldrach et al. 1986). Ainsi, les vents radiatifs atteignent leur vitesse terminale très rapidement après avoir quitté l'atmosphère. Plusieurs améliorations de la théorie CAK présentée ici ont été réalisées les années suivantes en prenant en compte un disque uniforme comme source de radiation et en considérant le recouvrement entre les raies (Pauldrach et al. 1986; Kudritzki et al. 1989).

Dans le cas particulier des étoiles Wolf-Rayet, la théorie CAK s'avère être une approximation trop forte pour correctement décrire la structure des vents observés. En effet, la Figure 1.11 montre que le recouvrement entre les raies est trop important pour être approximé par des raies individuelles. La prise en compte du recouvrement de raie (*multiple scattering*) a d'abord été étudiée par des approches de type Monte-Carlo (Lucy & Abbott 1993; Springmann 1994; Vink et al. 2000). Les années suivantes ont vu la prise en compte de composantes spectrales supplémentaires (résonance de fluorescence par Schmutz (1997) ; raie du Fer par Nugis & Lamers (2002)), la considération de zones de surdensité dans le vent (Schmutz 1997; De Marco et al. 2000) et le développement de modèles numériques hydrodynamiques (Vink & de Koter 2005; Gräfener & Hamann 2005). Pour aller plus loin, Puls et al. (2008) a fait une revue exhaustive du statut des vents d'étoiles chaudes, en rappelant les problèmes liés au cas particulier des Wolf-Rayet.

Nous avons présenté ici les théories associées aux vents stellaires des étoiles massives individuelles, mais ces dernières s'avèrent être majoritairement incluses dans des systèmes multiples (Sana et al. 2013). Ainsi, si une étoile massive se retrouve en présence d'un compagnon également massif, leurs vents vont alors interagir violemment, constituant ce qu'on appelle les binaires à interaction de vent. La section suivante présente une courte introduction théorique concernant la physique des chocs à l'origine des nébuleuses spirales de poussières.

1.3.2 Les collisions de vents

Physique des chocs Les ondes choc se présentent sous diverses formes dans l'univers. On peut les observer sur Terre avec les ondes de choc supersoniques¹³ des avions militaires, à l'échelle

13. Le terme supersonique indique que la vitesse de l'onde est supérieur à la vitesse du son (c_s) dans le milieu considéré.

du système solaire avec l'héliopause ou encore à l'échelle galactique avec l'interaction du gaz des galaxies avec le milieu intergalactique (Fig. 1.12).



FIGURE 1.12 – Différents chocs se produisant dans l'univers. **En haut à gauche** : onde de choc d'un avion supersonique, **en haut au milieu** : image composite X et radio de la galaxie M67 interagissant avec le gaz froid intergalactique (crédits : NASA), **en bas** : vue d'artiste de l'héliopause (crédits : NASA), **à droite** : image Hubble de la nébuleuse du casque de Thor, résultat de l'interaction du vent de l'étoile Wolf-Rayet au centre avec le milieu interstellaire (crédits :ESO).

En pratique, un choc correspond à une discontinuité hydrodynamique à travers laquelle une information (onde sonore) ne peut pas se propager. Cela résulte en un changement brusque des conditions physiques (pression, vitesse, température ou densité) se produisant à des vitesses supersoniques. L'aspect supersonique indique que l'information portée par l'onde se retrouve en arrière du front de l'onde entraînant la création d'une discontinuité où les variables hydrodynamiques sont par définition non continues. On peut étudier le cas particulier et simple d'un choc droit ayant pour effet de changer les conditions hydrodynamiques en amont du choc.

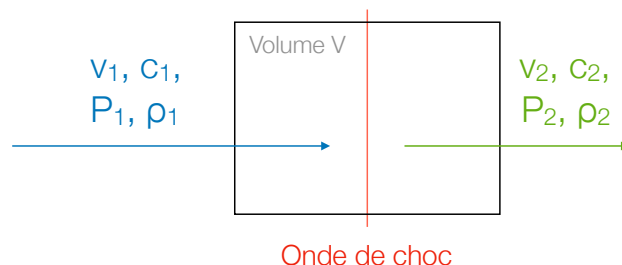


FIGURE 1.13 – Vue schématique d'un choc unidimensionnel se propageant vers la droite. On se place ici dans le référentiel du choc, donnant une onde stationnaire où le plan du choc est représenté en rouge. La flèche post-choc (en vert) est donc plus courte que celle pré-choc (en bleu).

Dans un élément de volume V où se produit un tel choc, le fluide subissant le choc est décrit par sa vitesse d'écoulement v , sa pression P , sa masse volumique ρ et la célérité du son dans ce fluide c (qui dépend des variables P et ρ). Dans un repère lié au déplacement du choc, on peut étudier les variables qui décrivent le système avant (v_1, c_1, P_1, ρ_1) et après le choc (v_2, c_2, P_2, ρ_2). La célérité du son dans un fluide dépend des conditions thermodynamiques du fluide et est donc un paramètre modifié par le choc où $c = \sqrt{\gamma P/\rho}$, avec γ le coefficient adiabatique. On peut ensuite définir la grandeur caractéristique des chocs, le nombre de Mach : $\mathcal{M} = \frac{v}{c}$.

Les équations d'Euler (Eq. 1.3) permettent ensuite de traduire la conservation de la masse, du moment et de l'énergie en traversant le choc en fonction du nombre de Mach pré-choc ($\mathcal{M} = \mathcal{M}_1$) :

$$\frac{\rho_2}{\rho_1} = \frac{(\gamma + 1)\mathcal{M}^2}{2 + (\gamma - 1)\mathcal{M}^2} \quad (1.11)$$

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{2\gamma\mathcal{M}^2 - (\gamma - 1)}{\gamma + 1} \quad (1.12)$$

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{\rho_1}{\rho_2} = \frac{2 + (\gamma - 1)\mathcal{M}^2}{(\gamma + 1)\mathcal{M}^2} \quad (1.13)$$

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{c_2}{c_1}\right)^2 = \frac{(2 + (\gamma - 1)\mathcal{M}^2)(2\gamma\mathcal{M}^2 + 1 - \gamma)}{(\gamma + 1)^2\mathcal{M}^2} \quad (1.14)$$

Ces équations représentent le saut des différentes variables hydrodynamiques et sont aussi connues sous le nom de conditions de Rankine-Hugoniot. En astrophysique, les vents stellaires sont fortement supersoniques et peuvent être approximés dans la limite $\mathcal{M} \rightarrow \infty$. Dans le cas adiabatique, c.-à-d. sans déperdition de chaleur ($\gamma = 5/3$) :

$$\begin{aligned} \frac{\rho_2}{\rho_1} &= 4 \\ \frac{P_2}{P_1} &\rightarrow \infty \\ \frac{v_2}{v_1} &= \frac{1}{4} \\ \frac{T_2}{T_1} &\rightarrow \infty \end{aligned} \quad (1.15)$$

Comme on peut le voir, le choc va avoir pour effet de compresser le gaz, entraînant une très forte augmentation de température accompagnée d'une faible augmentation de densité et de vitesse (facteur 4). Ces deux paramètres vont ensuite conditionner les possibilités d'apparition de poussière au sein de la région choquée mais nous y reviendrons un peu plus tard. Dans l'autre cas extrême qui consiste à considérer un choc isotherme ($\gamma = 1$), où toute l'énergie thermique est perdue en rayonnement, on obtient :

$$\begin{aligned} \frac{\rho_2}{\rho_1} &\rightarrow \infty \\ \frac{P_2}{P_1} &\rightarrow \infty \\ \frac{v_2}{v_1} &\rightarrow -\infty \\ \frac{T_2}{T_1} &= 1 \end{aligned} \quad (1.16)$$

Ainsi les conditions hydrodynamiques après choc sont radicalement différentes entre les cas adiabatique et isotherme. Ces deux cas ne sont que des approximations, et la réalité du choc se

situé entre ces deux extrema. De plus, nous n'avons pas considéré les phénomènes de chauffage et refroidissement radiatif à l'œuvre dans ces systèmes, pouvant occasionner des modifications importantes des propriétés du choc (Sect. 1.3.2).

Étude analytique des chocs d'étoiles binaires Le cas simplifié d'un choc unidimensionnel permet d'avoir une bonne idée des conditions thermodynamiques régnant à l'interface des chocs stellaires. Plusieurs études analytiques ont été menées au cours des dernières décennies, permettant de décrire de façon plus réaliste la forme des chocs à l'œuvre dans les binaires à interaction de vent. Ces études ont pour but de déterminer la position et la forme de l'interface de discontinuité/collision du choc (WCZ¹⁴).

Les premières solutions analytiques concernant les binaires à interaction de vent ont été réalisées par [Huang & Weigert \(1982\)](#). Leurs travaux prennent pour principales hypothèses des étoiles fixes (sans mouvement orbital) et des vents sphériques sans accélération (ayant atteint leur vitesse terminale avant d'interagir). La position du front de choc est alors calculée en utilisant les lois de conservation de masse et en considérant des moments perpendiculaires au choc ([Lebedev & Myasnikov 1990](#)). Cela mène finalement à la détermination analytique du point de contact (R_S) entre les deux vents choqués, le long de l'axe de la binaire. R_S est ici compté par rapport à l'étoile de plus faible vitesse (étoile 2) :

$$R_S = a \frac{\sqrt{\eta}}{1 + \sqrt{\eta}}, \quad (1.17)$$

où a désigne la séparation de la binaire (supposée circulaire) et η représente le rapport des flux de quantité de mouvement :

$$\eta = \frac{\dot{M}_1 v_{\infty,1}}{\dot{M}_2 v_{\infty,2}}, \quad (1.18)$$

où le premier indice est attribué à la composante la plus importante, soit généralement l'étoile Wolf-Rayet. Généralement, la perte de masse de l'étoile OB est bien inférieure à celle de l'étoile WR pour des vitesses assez similaires donnant un paramètre η petit ($\eta \ll 1$). Ainsi, la région de collision se situera plus proche de l'étoile OB. Les valeurs typiques de perte de masse et de vitesse terminale de ces étoiles donnent une position du choc autour de 10% de la séparation ($R_S = 0,09$ pour l'étoile WR104).

Entre les deux étoiles, la surface de contact est décrite par une fonction $R(\chi)$ ([Eichler & Usov 1993](#)) :

$$R(\chi) = R_s \times \frac{\chi}{\sin(\chi)}, \quad (1.19)$$

où χ est compris entre $-\pi/2$ et $\pi/2$ (zone pointillée rouge, Fig. 1.14). Si l'on s'éloigne de la binaire, cette surface peut-être approximée analytiquement par un cône ([Eichler & Usov 1993](#)), dont le demi-angle d'ouverture serait :

$$\alpha = 2,1 \left(1 - \frac{\eta^{2/5}}{4} \right) \eta^{1/3}, \quad (1.20)$$

La Figure 1.14 donne une vue schématique de la zone de collision de vent en présentant les différents paramètres introduits précédemment (α , R_S).

Suivant le rapport des flux de quantité de mouvement des deux étoiles (η), le demi angle d'ouverture typique des binaires composées d'une étoile WR et d'une étoile OB peuvent prendre des

14. *Wind Collision Zone* en anglais.

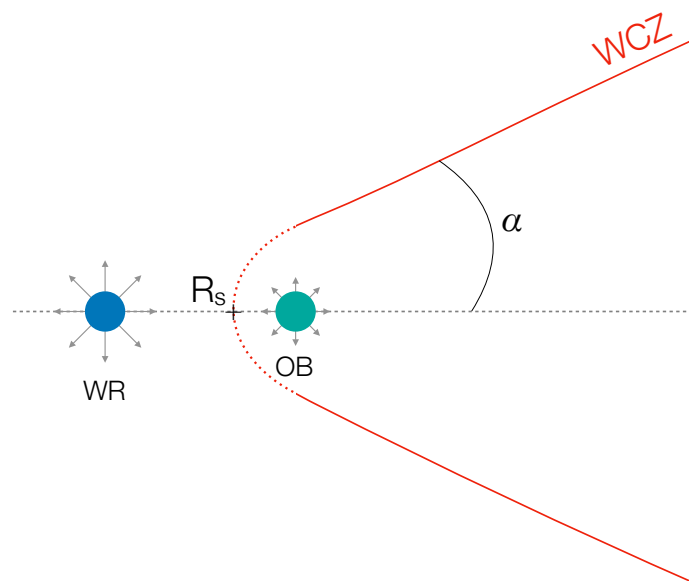


FIGURE 1.14 – Vue schématique de l’interface d’interaction entre les vents stellaires de deux étoiles massives comprenant une étoile WR et une étoile OB. La zone choquée (WCZ) est représentée en rouge, avec en pointillés la fonction $R(\chi)$ décrivant le choc entre les deux étoiles. L’angle d’ouverture α déterminé analytiquement est également représenté.

valeurs comprises entre 15 et 30° (25° pour WR104). Cependant, plusieurs effets comme le mouvement orbital, la turbulence ou le refroidissement radiatif peuvent entraîner une perturbation de la zone choquée, modifiant ainsi son angle d’ouverture.

Refroidissement radiatif Jusqu’ici, nous avons considéré des gaz respectant une équation d’état polytropique, où les variables d’états sont seulement liées deux à deux grâce au coefficient adiabatique γ . Les cas idéaux (adiabatique ou isotherme) détaillés précédemment ne rendent ainsi pas compte d’une éventuelle perte d’énergie au niveau du choc. Or, il existe plusieurs phénomènes physiques capables de refroidir le gaz par émission de radiation : c’est le refroidissement radiatif.

Tout d’abord, à haute température ($< 10^7$ K), les atomes du gaz vont généralement se trouver dans des états excités ou ionisés et vont donc émettre des photons en se désexcitant. Certains de ces photons vont échapper au gaz, résultant en une perte d’énergie globale du système.

À des températures encore plus élevées, c’est le rayonnement de freinage (Bremsstrahlung ou émission *free-free*) qui va majoritairement refroidir le système. Ce rayonnement consiste en l’émission d’un photon par un électron dévié de sa trajectoire par le champ électrique du gaz. Si le gaz est optiquement mince, les photons ainsi créés vont quitter le système en emportant une partie de l’énergie du plasma, abaissant ainsi sa température. La perte d’énergie correspondante notée $-n_e n_i \Lambda_{brem}(T)$, où n_e et n_i sont respectivement les densités électronique et ionique. $\Lambda(T)$ est appelé coefficient de refroidissement et dépend de la composition chimique, du degré d’ionisation et de la température du plasma. Ces valeurs sont tabulées numériquement et disponibles à travers différents codes numériques (Mellema & Lundqvist 2002; Pittard et al. 2005). Un exemple de courbe de refroidissement en fonction de la température effective de l’étoile est présenté dans la Figure 1.15.

De la même façon, une déperdition d’énergie peut se faire au sein du plasma par diffusion Compton inverse (Cherepashchuk 1976). Cette diffusion se produit lorsque des photons énergétiques entrent en collision avec des électrons rapides présents dans le plasma, ayant pour effet

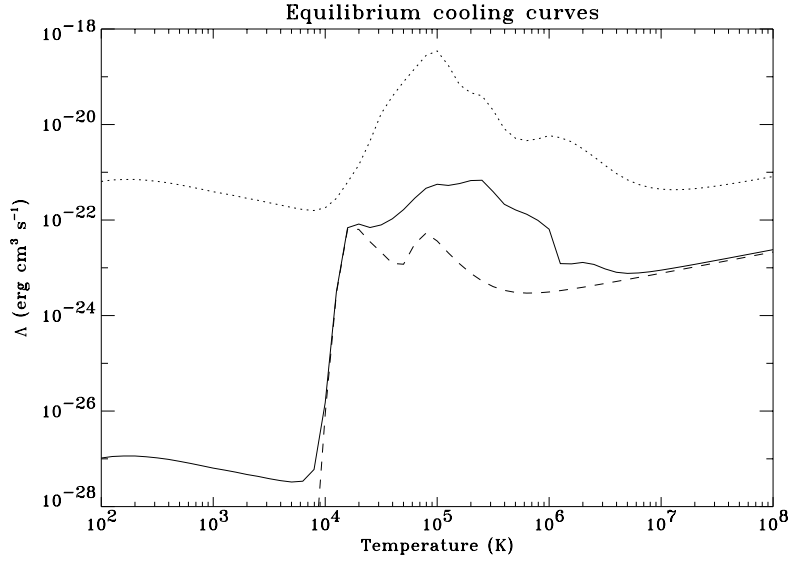


FIGURE 1.15 – Courbe du coefficient de refroidissement Λ en fonction de la température effective de l'étoile pour différentes compositions chimiques : abondance solaire en trait plein, dépourvue en métaux en trait discontinu et de type Wolf-Rayet en pointillés. Figure extraite de [Mellema & Lundqvist \(2002\)](#).

de modifier la trajectoire de l'électron et de produire un nouveau photon émis dans une direction différente. Le coefficient de refroidissement par effet Compton inverse a été déterminé analytiquement par [White & Chen \(1995\)](#) comme :

$$\begin{aligned} \Lambda_{IC}(T) &= \frac{4\sigma_T m_H L v_\infty k_B T}{4m_e c^2 \dot{M}} \text{ [erg} \times \text{cm}^3/\text{s}] \\ &= 3,6 \times 10^{-23} \left(\frac{L}{10^6 L_\odot} \right) \left(\frac{T}{10^7 \text{ K}} \right) \left(\frac{v_\infty}{10^{3,5} \text{ km/s}} \right) \left(\frac{10^{-6} M_\odot/\text{an}}{\dot{M}} \right) \end{aligned} \quad (1.21)$$

où m_H est la masse du proton, m_e la masse de l'électron, L la luminosité de l'étoile, k_B la constante de Boltzmann et T la température du gaz.

Ainsi ces différentes contributions au refroidissement du gaz vont entrer en compte dans la balance énergétique régie par le membre de droite de l'équation de conservation d'énergie des équations d'Euler (Eq. 1.3). Lorsque l'on parle de refroidissement, il est intéressant d'introduire le paramètre adimensionné χ rendant compte de l'efficacité de ce refroidissement ([Stevens et al. 1992](#)) :

$$\chi = \frac{t_{cool}}{t_{esc}} = \frac{k_B T c_s}{4n\Lambda(T)a} \approx \left(\frac{v_\infty}{1000 \text{ km/s}} \right)^4 \left(\frac{a}{1 \text{ ua}} \right) \left(\frac{1,5 \times 10^{-6} M_\odot/\text{an}}{\dot{M}} \right) \quad (1.22)$$

Avec cette définition, un vent est considéré comme adiabatique si $\chi \geq 1$ alors qu'un vent au refroidissement important aura un $\chi \leq 1$. Néanmoins, nous verrons un peu plus tard avec les simulations hydrodynamiques (Sect. 2.1.1), que la simple expression de ce paramètre ne suffit pas à rendre compte de l'effet du refroidissement sur la forme et l'épaisseur de la zone de choc. Globalement, le refroidissement diminue la pression thermique dans la zone choquée, ce qui la rend plus fine, jusqu'à être instable dans certains cas. La Figure 1.16 montre notamment l'effet du refroidissement sur l'ouverture du cône de choc des binaires en interaction, jouant un rôle primordial dans le processus de nucléation de poussière (Sect. 2.1.2).

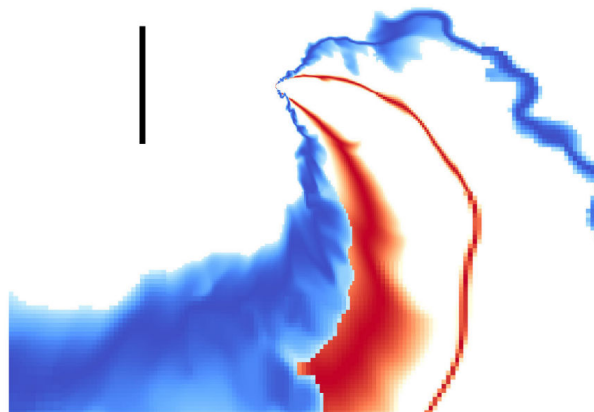


FIGURE 1.16 – Modèle hydrodynamique représentant le choc entre les vents stellaires de WR98a. Les cas avec refroidissement radiatif (en bleu) et sans (en rouge) sont représentés. La ligne noire représente l'échelle spatiale et mesure 42 UA (figure extraite de [Hendrix et al. \(2016\)](#)).

Rôle de la turbulence Un dernier aspect important de la physique à l'œuvre dans les binaires à interaction de vents concerne la présence possible d'instabilités hydrodynamiques. On verra un peu plus tard que ces dernières jouent un rôle très important dans les hypothèses de nucléation de poussière régissant ces systèmes (Sect. 2.1.2).

En hydrodynamique, les flots de matière peuvent être sujets à différentes sortes d'instabilités causées par des perturbations internes ou externes. La manière dont va réagir un milieu préalablement en équilibre à une perturbation est régie par les équations d'Euler. Si le système est stable, une perturbation va avoir pour effet de créer une onde d'oscillation plus ou moins importante, pouvant se dissiper suivant les conditions thermodynamiques. Ce cas décrit un système où l'énergie du milieu est minimale. Si maintenant l'équilibre est atteint à haute énergie (une zone choquée par exemple), ces perturbations pourront engendrer des oscillations qui vont grandir trop vite par rapport aux échelles de temps du système, modifiant ainsi durablement le flot de matière créant une instabilité hydrodynamique.

La façon classique de décrire une perturbation est de considérer le cas linéaire (qui peut s'avérer être assez loin de la réalité), où la vitesse (ou toute autre quantité) est exprimée comme $v = v_0 + v_1\epsilon$ avec $\epsilon \ll 1$. Ici l'indice zéro indique l'état d'équilibre alors que l'indice 1 décrit l'état perturbé par une modification infinitésimale représentée par ϵ . Une solution possible des équations d'Euler consiste à considérer l'instabilité comme une onde plane qui est par définition invariante par translation du temps ou de l'espace :

$$v_1 = e^{i(\vec{k}\cdot\vec{r} + (\sigma - \omega)t)} \quad (1.23)$$

où \vec{k} est le vecteur d'onde, ω la fréquence de pulsation et σ le taux de croissance temporelle. Ainsi, l'écoulement de base est instable s'il existe des solutions où σ est positif. Dans le cas où $\sigma = 0$, on obtient des ondes de pulsation dont la relation de dispersion est décrite par :

$$\omega = \omega_R + i\gamma \quad (1.24)$$

où ω_R est la partie réelle, correspondant à la propagation de l'onde. Le système est alors stable si la partie imaginaire γ est positive, l'onde est dite stationnaire. Si $\gamma < 0$, l'onde va gagner en amplitude de façon exponentielle résultant en une instabilité. Les parties réelle et imaginaire de cette solution vont alors décrire différents types d'instabilités que l'on peut trouver dans

les systèmes astrophysiques mettant en jeu différents fluides (gaz) en interaction. Parmi les instabilités les plus communes, on peut citer :

- **Instabilité de Rayleigh-Taylor (RTI)** : cette instabilité se produit lorsqu'un fluide dense se trouve au dessus d'un autre fluide de plus faible densité. Les deux fluides vont alors avoir tendance à s'entremêler sous la forme de panache ascendant et descendant à l'interface des deux fluides. Ces panaches vont ensuite évoluer en une structure plus complexe constituée de vortex et de sur-densité générée par des instabilités de Kelvin-Helmholtz (Fig. 1.17).

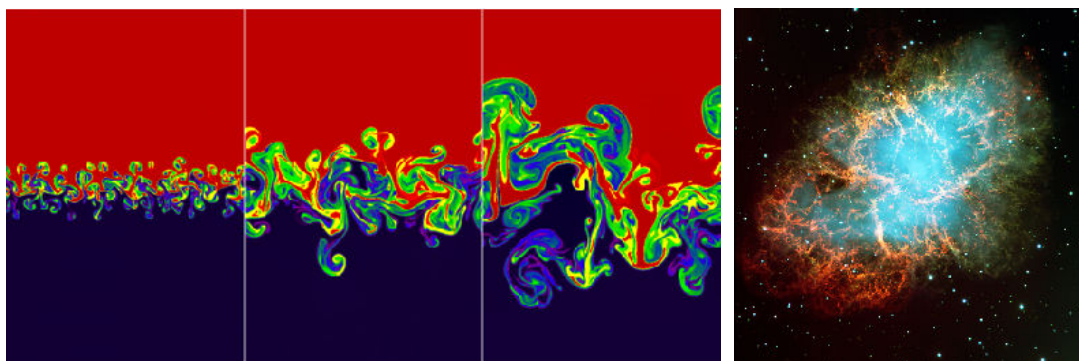


FIGURE 1.17 – **À gauche** : Simulation numérique d'instabilités de Rayleigh-Taylor générée avec le code Athena (Stone et al. 2008). L'illustration est extraite de leur site web¹⁵. **À droite** : la nébuleuse du crabe dont une partie des structures serait causée par des RTI (crédit : ESO).

- **Instabilité de Kelvin-Helmholtz (KHI)** : ces instabilités sont causées par le phénomène de cisaillement, lorsque deux fluides se déplaçant à des vitesses différentes sont en contact. Ce phénomène est observé dans de nombreux contextes (collision de vent stellaire, magnétopause solaire, nuage atmosphérique ou interstellaire, vagues des océans, etc.).

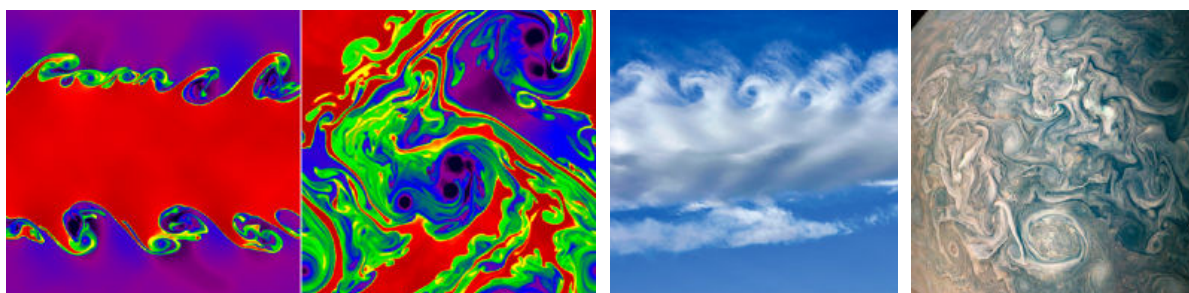


FIGURE 1.18 – **À gauche** : Simulation numérique d'instabilités de Kelvin-Helmholtz générée avec le code Athena (Stone et al. 2008). **Au milieu** : structure nuageuse observée sur Terre (crédits : Michael DeLeon). **À droite** : instabilités KHI observées entre les différentes couches atmosphériques de Jupiter (crédit : NASA).

- **Instabilité radiative** : cette instabilité est une instabilité thermique trouvant son origine dans la dépendance en température du coefficient de refroidissement du gaz où $\Lambda(T) = \rho^2 T^\alpha$ (Langer et al. 1981; Chevalier & Imamura 1982). À l'intérieur de la région

15. <https://web.astro.princeton.edu/research/computational-astrophysics>

choquée, des conditions instables de température sont réunies pour générer un refroidissement efficace qui, par suite de refroidissement, va avoir tendance à se contracter jusqu'à quasiment disparaître avant d'être à nouveau généré par l'interaction des vents. Il en résulte une oscillation spatiale de la zone choquée, alternant entre phase de refroidissement efficace et inefficace.

- **Instabilité de couche mince non linéaire (NTSI¹⁶)** : les instabilités radiatives vont de paire avec ce qu'on appelle les instabilités de couche mince (Vishniac 1994). Dans les régions choquées les plus proches de l'étoile, l'épaisseur de celles-ci est extrêmement fine et devient très sensible aux perturbations. Ainsi, la moindre inhomogénéité va être à l'origine d'instabilités amplifiées par l'énergie de la quantité de mouvement acquise dans les zones incurvées du choc (Fig. 1.19).

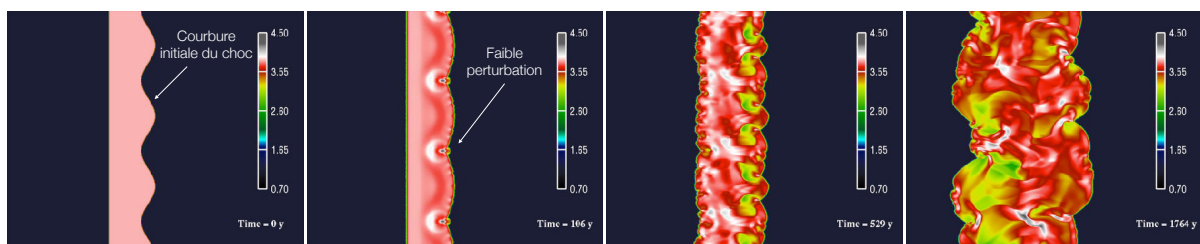


FIGURE 1.19 – Propagation d'une instabilité de couche mince non-linéaire (NTSI). La figure est adaptée des travaux de Folini & Walder (2006) disponibles en ligne¹⁷.

Tous ces phénomènes d'instabilité sont présents à plus ou moins grande échelle au sein des binaires à collision de vent et doivent donc être considérés avec soin. Cependant, ces phénomènes sont extrêmement complexes à décrire de façon analytique et nécessitent d'être étudiés au moyen de simulations hydrodynamiques à haute résolution spatiale. De plus, si l'approximation conique du choc est assez réaliste loin de la binaire, au niveau de la zone choquée, à plus large échelle, le mouvement orbital des deux étoiles va venir briser la symétrie du choc, créant ainsi un choc enroulé en spirale, dont on ne peut plus prédire la forme de façon analytique. Si l'on peut citer les travaux de Parkin & Pittard (2008) permettant d'approximer ces structures par des modèles dynamiques, il est nécessaire de s'appuyer sur des modèles hydrodynamiques 3D afin de rendre compte de toute la complexité des phénomènes physiques à l'œuvre dans ces systèmes. Ces derniers permettent d'inclure les mécanismes de vent stellaire réalistes (perte de masse et vitesse), la physique des chocs (conditions thermodynamiques extrêmes), le phénomène de refroidissement ou encore la présence d'instabilités et de turbulences.

16. *Non Linear Thin Shell Instability* en anglais.

17. <http://www.the-a-maze.net/people/folini/>

1.4 L'apport de cette thèse dans l'étude des environnements autour d'étoiles Wolf-Rayet

Ma thèse s'inscrit dans le contexte de l'exploration des environnements de poussière autour d'étoiles massives en fin de vie : les étoiles Wolf-Rayet. Certaines de ces étoiles se distinguent par un environnement extrêmement massif se présentant sous la forme d'une spirale de poussière. Si ces objets sont observés et modélisés depuis le début du siècle, il demeure aujourd'hui énormément d'interrogations les concernant. On l'a vu, les WR qui produisent de la poussière pourraient rivaliser avec les contributeurs historiques comme les AGB, les RSG ou les supernovæ. Ces dernières années ont marqué un tournant décisif dans l'étude des binaires à collision de vent, solution privilégiée pour expliquer la formation des nébuleuses de poussière. En effet, la multiplication des modèles hydrodynamiques avancés permet, pour la première fois, de fournir des contraintes physico-chimiques fortes sur ces systèmes. Si les phénomènes physiques à l'œuvre dans de tels modèles sont riches, les observations réalisées jusque-là étaient assez limitées et ne permettaient pas d'exploiter pleinement ces nouvelles simulations.

Parallèlement, nous connaissons aujourd'hui une offre instrumentale sans précédent dans l'histoire de l'astronomie. Les avancées technologiques autour de Haute Résolution Angulaire (HRA) permettent d'atteindre des sensibilités et des résolutions spatiales et spectrales inédites couvrant tous les domaines de longueur d'onde. Des instruments comme SPHERE sur le VLT ou GPI sur Subaru permettent de produire des images proches de la limite de diffraction grâce à des systèmes d'optique adaptative performants. La nouvelle génération d'instruments interférométriques comme GRAVITY, PIONIER et maintenant MATISSE permettent de reconstruire des images à des résolutions spatiales inégalées. Le domaine submillimétrique connaît aussi un essor remarquable grâce aux avancées d'ALMA, produisant les images les plus détaillées d'environnements circumstellaires. Du côté de l'Espace, la mission Gaia révolutionne notre idée de la Voie lactée en fournissant les paramètres astrométriques, dont la précision, est sans commune mesure avec les missions précédentes.

C'est dans ce contexte très favorable, autant en termes d'offres instrumentales que d'avancées numériques, que j'ai donc entrepris ce travail de thèse visant à développer nos connaissances concernant les nébuleuses spirales de poussière. J'ai tout d'abord travaillé sur un premier volet de modélisation (Chap. 2), visant à mieux appréhender les problématiques associées aux processus de formation de poussière. J'ai ainsi collaboré à la mise en place d'un modèle 3D hydrodynamique afin d'établir l'état physico-chimique d'une binaire à interaction de vent (Sect. 2.1). J'ai ensuite développé deux modèles, d'abord 3D puis axisymétriques, utilisant le transfert de rayonnement permettant de simuler les différentes échelles spatiales de ces systèmes (Sect. 2.2 et 2.3). Et enfin un modèle purement analytique de nébuleuse spirale ajustable aux données (Sect. 2.4). Mon approche, basée sur différents degrés de modélisation permet ainsi d'ajuster différents types d'observables, répondant à plusieurs problématiques associées aux nébuleuses spirales.

Le deuxième volet de ma thèse se consacre à l'étude du prototype des nébuleuses spirales : WR104 (Chap. 3). D'abord par l'exploration des grandes échelles spatiales avec l'imageur VISIR (1000 UA, Sect. 3.2), puis des premiers tours de spirale avec SPHERE (100 UA, Sect. 3.3), pour finalement sonder les régions les plus internes du système avec l'instrument interférométrique AMBER (10 UA, Sect. 3.5). Cette approche multi-technique m'a permis de confirmer l'aspect spiral de l'objet par imagerie directe, tout en fournissant de nouvelles contraintes concernant sa structure géométrique, sa température des poussières, l'emplacement de sa zone de nucléation ou sa distance.

Le troisième et dernier volet est dédié à la future exploitation de l'interféromètre MATISSE dans le domaine des nébuleuses spirales (Chap. 4). Je donne en premier lieu une description des

caractéristiques de l'instrument (Sect. 4.1). Je présente ensuite l'outil PREVIS que j'ai développé afin de prévoir l'observabilité des objets en interférométrie (Sect. 4.2). J'ai finalement exploré les capacités de l'instrument dans le domaine des WR en prédisant certaines structures issues de mes modèles (Sect. 4.3). MATISSE devrait être ainsi capable d'imager un large éventail de tailles de spirales tout en fournissant des contraintes sur nos modèles concernant, en particulier, le délicat problème du mode de nucléation des poussières, encore aujourd'hui débattu.

Les différents résultats obtenus nous incitent à étudier d'autres systèmes arborant des nébuleuses spirales, afin de donner davantage de contraintes sur le phénomène de nucléation de poussière. Les années à venir devraient être extrêmement riches en découvertes avec l'ouverture de MATISSE à la communauté scientifique et l'arrivée prochaine du nouveau télescope spatial *James Webb Space Telescope* (JWST). Je présenterai ainsi les différentes perspectives et les projets en cours autour de ces objets dans ma conclusion (Chap. 5).

Modélisation des nébuleuses spirales de poussière

Sommaire

2.1	Nouveau regard de la modélisation hydrodynamique	41
2.1.1	Simulations hydrodynamique des binaires à interaction de vents	41
2.1.2	Formation de poussière en milieu hostile	48
2.1.3	Simulations hydrodynamiques 3D et observations	53
2.2	Modélisation 3D par transfert de rayonnement	54
2.2.1	Enjeux et motivations scientifiques	54
2.2.2	Implémentation dans le code RADMC3D	55
2.2.3	Interprétations et contraintes du modèle	62
2.3	Modélisation axisymétrique par transfert de rayonnement	68
2.3.1	Implémentation dans le code RADMC3D	70
2.3.2	Contraintes du modèle axisymétrique	73
2.4	Modèle phénoménologique d'une spirale de poussière	78
2.4.1	Présentation du modèle	78
2.4.2	Observables du modèle phénoménologique	83
2.4.3	Épaisseur de spirale et angle d'ouverture	84
2.5	Ce qu'il faut retenir	86

Le présent chapitre est pour moi l'occasion de présenter le travail de modélisation que j'ai réalisé au cours de ce travail de thèse. Il a pour objectif d'étudier les phénomènes à l'origine des nébuleuses spirales de poussières. L'approche que j'ai adoptée a consisté à partir des modèles hydrodynamiques les plus sophistiqués, afin d'avoir une idée réaliste de la physique à l'œuvre dans ces systèmes (Sect. 2.1). Ces modèles étant chronophages et très gourmands en ressources informatiques, j'ai choisi de développer une suite de modèles permettant d'étudier différents aspects de ces systèmes, tout en procurant une plus grande souplesse vis-à-vis de l'interprétation des données. J'ai tout d'abord développé un modèle de spirale 3D en transfert de rayonnement permettant une étude de la spirale à grande échelle, et disposant de profils de températures réalistes (Sect. 2.2). J'ai ensuite mis en place un modèle d'anneaux axisymétrique en transfert de rayonnement fournissant des contraintes sur la structure interne des spirales ou leur masse (Sect. 2.3). Et enfin un modèle purement phénoménologique rassemblant les connaissances acquises

avec les trois modèles précédents, tout en ayant l'avantage d'être très rapide à calculer (Sect. 2.4).

2.1 Nouveau regard de la modélisation hydrodynamique

Les binaires à interaction de vents sont connues pour être à l'origine de l'un des environnements circumstellaires les plus complexes : les nébuleuses spirales de poussière. D'abord suspectées par leur seul excès infrarouge, les techniques de haute résolution angulaire (HRA) ont permis dès la fin des années 90 de reconstruire une image de la spirale autour WR104, prototype de ce type d'objets (Chap. 3). De nos jours, ces objets posent encore énormément de questions, en particulier concernant l'épineux problème associé à la formation de poussière en milieu hostile. Si de nouveaux instruments tels que l'instrument MATISSE devraient bientôt être capables d'imager ces objets à des résolutions spatiales inégalées (Chap. 4), il est aujourd'hui nécessaire de développer des modèles réalistes afin de contraindre ces dernières observations, permettant de rendre compte des phénomènes physiques à l'œuvre dans ces systèmes. En effet, ces dernières années ont vu l'émergence de modèles hydrodynamiques décrivant de façon inédite ces systèmes (van Marle et al. 2011; Lamberts et al. 2012; Hendrix et al. 2016) au point de surpasser nos connaissances acquises par les observations.

Dans cette section, je vais dans un premier temps dresser l'état de l'art en matière de modélisation hydrodynamique associées à ce type de système. Je présenterai ensuite un travail de modélisation hydrodynamique 3D entrepris avec ma collaboratrice Astrid Lamberts, constituant un point de départ à la compréhension physique du phénomène de nucléation de poussière à l'œuvre dans ces systèmes (Sect. 2.1.2).

2.1.1 Simulations hydrodynamique des binaires à interaction de vents

2.1.1.1 État de l'art : approche Lagrangienne ou Eulérienne

Il existe aujourd'hui plusieurs codes de simulation hydrodynamique distribués publiquement, adaptés à différentes problématiques astrophysiques. Tout d'abord, il faut savoir qu'il existe principalement deux types d'approches pour représenter les écoulements de fluide ou de gaz. La première est l'approche Lagrangienne, qui consiste à représenter le fluide sous forme de particule que l'on va suivre dans la simulation et dont les mouvements sont imposés par les équations hydrodynamiques. Les codes faisant appel à cette méthode sont appelés code SPH, pour *smoothed-particle hydrodynamics*. Leur résolution spatiale est imposée par le nombre de particules considéré. Cette méthode est particulièrement adaptée à l'étude des structures à large échelle, mais s'avère être moins efficace pour représenter les chocs ou les instabilités hydrodynamiques (Commerçon et al. 2008).

Il existe plusieurs codes SPH utilisés pour représenter différents types d'objets, parmi eux on peut citer :

- Les codes **GADGET** (Springel et al. 2001) et **GADGET-2** (Springel 2005) : ces codes font partie de ceux les plus utilisés et ont donné des résultats aujourd'hui connus de tous. On peut citer les travaux de Springel et al. (2005), qui ont produit à l'époque une des simulations cosmologiques les plus avancées, en prenant en compte dix milliards de particules (Fig. 2.1). La seconde version de GADGET a également été utilisée pour simuler les observations de l'interféromètre millimétrique ALMA de l'objet R Sculptoris, connue maintenant pour arborer une enveloppe comportant des structures spirales en trois dimensions (Maercker et al. 2012)(Fig. 2.1).

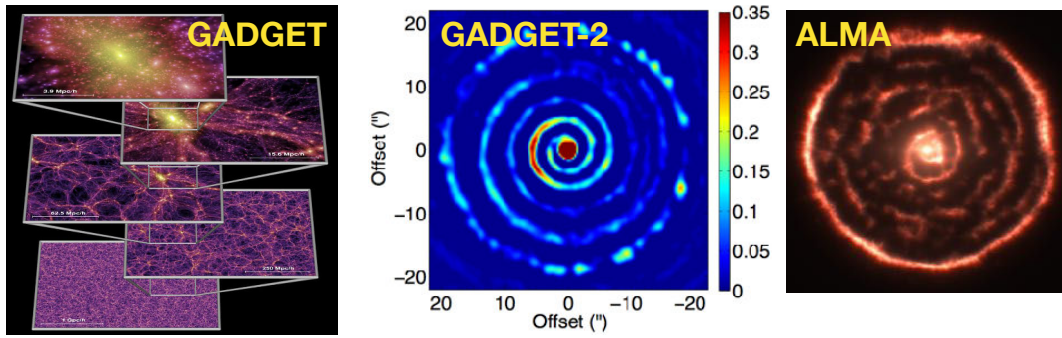


FIGURE 2.1 – Exemple de simulation possible avec le code SPH GADGET. **À gauche** : simulation Millénium retraçant les grandes structures de l’Univers. **Au milieu** : simulation de l’environnement de l’étoile AGB R Sculptoris (Maercker et al. 2012). **À droite** : observation ALMA de l’objet R Sculptoris (crédits : ESO).

- **Code SPH-3D (Okazaki et al. 2002)** : ce code SPH a notamment été utilisé pour simuler un des systèmes emblématiques des binaires à collision de vent Eta Car (Madura et al. 2013). La nébuleuse bipolaire associée fait partie des objets les plus brillants du ciel infrarouge et a été massivement observée ces dernières années avec des instruments comme le *Hubble Space Telescope* (HST), ou plus récemment avec AMBER (Weigelt et al. 2016). La Figure 2.2 montre l’aspect du choc à l’origine de la nébulosité mettant en présence l’interaction entre une étoile massive évoluée (LBV) et une étoile O.

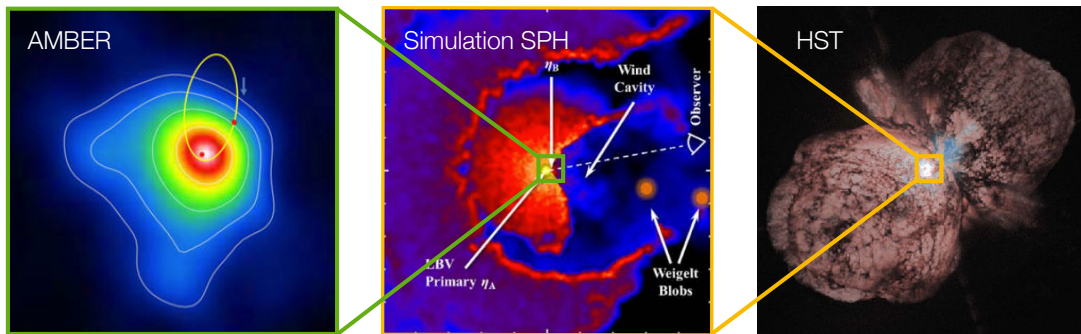


FIGURE 2.2 – **À gauche** : image reconstruite de la région interne d’ η Car (Weigelt et al. 2016). **Au milieu** : simulation SPH de la région de collision de vent (Madura et al. 2013). **À droite** : image HST de la nébuleuse bipolaire autour d’ η Car (crédits : HST/NASA).

- **Code AMRVAC (Meliani et al. 2007)** : le code AMRVAC 2.0 a récemment fait l’objet d’une étude approfondie mettant en lumière ses capacités de simulation 1D, 2D ou 3D dans le domaine de la physique solaire (dynamique plasma coronal) et stellaire (accrétion de Bondi-Hoyle-Lyttleton (BHL) ou accrétion de vent de binaire X). Une extension de ce code a récemment été utilisé pour simuler la nébuleuse spirale présente autour de WR98a par Hendrix et al. (2016), incluant un traitement multi-fluide développé par Porth et al. (2014). La notion de multi-fluide permet d’inclure les grains de poussière directement dans simulation MHD, rendant possible l’étude de l’interaction gaz-poussière directement. La Figure 2.3 présente un exemple de résultat obtenu par Hendrix et al. (2016).

Comme on peut le voir ici, le développement de code MHD de type SPH a été particulièrement actif ces dernières et cela en grande partie grâce au nouveau centre de calcul mis en place dans

les différents instituts de recherche. En effet, cette méthode, comme toutes les simulations MHD gourmande en résolution spatiale, nécessite un nombre de cœur de calcul toujours plus important pour étudier les aspects complexes associés à différents type de source astrophysique. Néanmoins, si cette méthode de simulation est particulièrement adapté à l'étude des grandes échelles spatiales (simulation d'observation ALMA ou cosmologique, Fig. 2.1), on peut voir que le rendu des simulations de binaire à collision de vent semble beaucoup plus chahuté que ce qui peut être obtenue par le second type de méthode de simulation MHD : la méthode d'Euler.

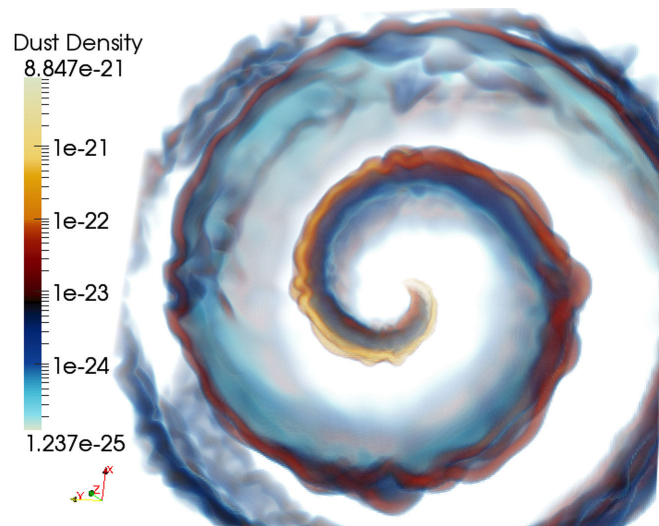


FIGURE 2.3 – Simulation MHD 3D de la nébuleuse spirale présente autour de WR98a (figure extraite de [Hendrix et al. \(2016\)](#)).

Cette seconde approche consiste à suivre le flot de matière non pas représenté par des particules, mais moyenné et échantillonné à travers une grille cartésienne ([LeVeque 1998](#)). Cette approche, connue sous le nom de méthode d'Euler, est notamment utilisée par le code RAMSES que nous décrirons un peu plus loin. Les codes Eulériens se divisent ensuite en plusieurs sous-types, où les équations d'Euler sont résolues en moyennant le flux entre les cellules voisines (méthode Godunov), en traitant leurs différences (méthode des différences finies) ou en traitant les cellules indépendamment (méthode d'Euler). Ces trois méthodes ont différents domaines d'application, présentant chacun ses avantages et ses inconvénients. Aucune méthode numérique n'est parfaitement adaptée pour étudier un phénomène physique particulier, c'est donc le rôle du scientifique de déterminer la méthode la mieux adaptée à ses besoins. Par exemple, la méthode Godunov, ou méthode des volumes finis, est particulièrement adaptée à l'étude des fluides supersoniques, où les chocs résultants sont bien définis (nets). Parmi les codes les plus répandus, on peut citer :

- Le code RAMSES ([Teyssier 2002](#)) : décrit plus loin,
- Le code PLUTO ([Mignone et al. 2007](#)) : un second code européen largement utilisé dans la communauté,
- Le code Orion ([Krumholz et al. 2007](#)) : utilisé pour simuler la formation stellaire,
- Le code ATHENA ([Stone et al. 2008](#)) : un code de simulation hydrodynamique américain,
- Le code FARGO-3D ([Benítez-Llambay & Masset 2016](#)) et FARGOCA ([Bitsch et al. 2014](#)) : FARGO est un code spécialement conçu pour simuler les disques proto-planétaires. En particulier, il est utilisé tester les théories de formation de sillons ou de structures spirales associés au processus de formation planétaire.

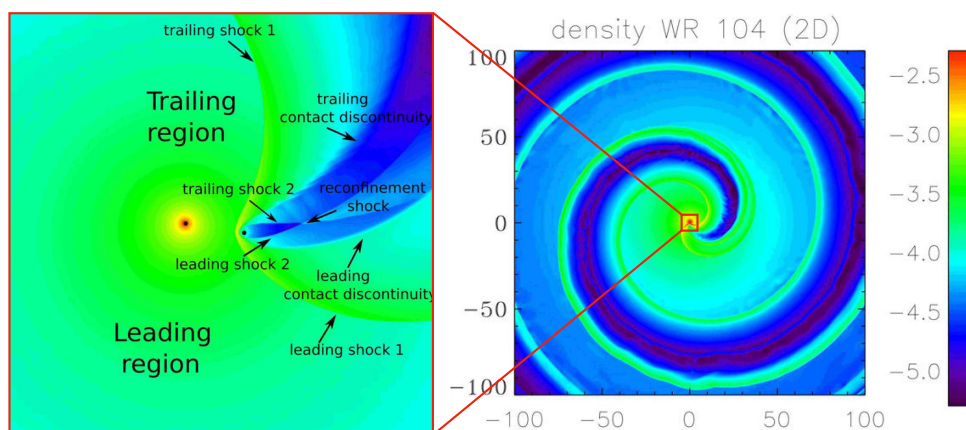


FIGURE 2.4 – **À gauche** : Carte de densité d'une binaire à interaction de vent incluant le mouvement orbital. On peut voir les deux fronts de choc (*leading/trailing shock 1/2*), la zone de reconfinement (*reconfinement shock*), et les discontinuités de contact (*contact discontinuity*), le champ de vue correspondant à la distance de WR104 est de 6,6 mas. **À droite** : vue de la simulation à large échelle (champ de vue de 180 mas). Figure adaptée de Lamberts et al. (2012).

De par une collaboration entre A. Lamberts et mon directeur de thèse, F. Millour, nous avons décidé de mettre à jour son travail de modélisation hydrodynamique initié en 2012 concernant l'objet WR104 (Fig. 2.4, Lamberts et al. 2012). L'idée de ce nouveau travail de modélisation 3D était d'avoir un modèle de la zone de nucléation de poussière de cet objet le plus réaliste possible, en vue d'une comparaison approfondie avec nos données AMBER acquises en juin 2017 (Sect. 3.5.2). Ce travail de comparaison est en cours de réalisation et devrait aboutir dans l'année à venir. Néanmoins, ces images simulées de WR104 ont d'ores et déjà permis de mieux appréhender la physique régnant à l'emplacement de la zone de nucléation observée, et posent les bases des différents travaux de modélisation en transfert radiatif (Sect. 2.2, 2.3) et analytique (Sect. 2.4) élaborés pendant ce travail de thèse. Je présente dans la suite les premiers résultats de simulations obtenues avec le code RAMSES et les premiers efforts d'interfaçage avec le code de transfert radiatif RADMC3D.

2.1.1.2 Présentation du code RAMSES

RAMSES est un code Eulérien public¹ où les équations de l'hydrodynamique (conservation de la masse, quantité de mouvement et énergie, Eq. 1.3) sont échantillonnées à travers une grille cartésienne (composée de voxels ou "volume pixel"). Alors que RAMSES a été développé pour les simulations cosmologiques (Teyssier 2002), il inclut à présent la magnétohydrodynamique, différents modèles de transfert radiatif (prise en compte des effets de refroidissement et de chauffage) et la relativité restreinte, et est un des codes les plus utilisés en Europe pour les simulations hydrodynamiques astrophysiques. Il est écrit en Fortran et est utilisé sur les plus gros supercalculateurs (jusqu'à 100000 cœurs en même temps).

RAMSES se caractérise par sa grille dite adaptative (*Adaptive Mesh Refinement* ou AMR), où la résolution spatiale de la simulation s'adapte en fonction de la nature de l'écoulement. Ainsi la résolution peut être jusqu'à mille fois plus élevée que le reste de la simulation dans de petites régions bien spécifiques. On utilise spécifiquement cette propriété du code pour étudier la structure choquée à l'interface des deux vents en "raffinant" les régions présentant de forts gradients

1. <https://bitbucket.org/rteyssie/ramses>

de densité. L'utilisation d'une grille AMR est d'autant plus importante que la zone choquée est sujette au phénomène de refroidissement radiatif qui ne peut être considéré correctement que par l'emploi de grille à haute résolution (van Marle & Keppens 2011). Or on l'a vu (Fig. 1.16), celui-ci joue un rôle très important dans la structure même du choc.

2.1.1.3 Paramétrisation du modèle de binaire

Pour notre simulation, nous avons voulu simuler la région interne de collision de vent se produisant dans le système de WR104. Au total, celle-ci a nécessité près de 250000 heures de calcul mené sur les supercalculateurs Pléiades de la NASA, situés au *Nasa Ames research center* de Californie aux États-Unis par A. Lamberts. L'idée étant ici des caractériser les conditions thermodynamiques (densité, température, vitesse, composition chimique) autour de l'emplacement attendu de la zone de nucléation de poussière. La principale avancée de la simulation que nous avons réalisé consiste à prendre en compte le phénomène de refroidissement radiatif, ce qui n'avait pas été considéré sur le modèle de WR104 réalisé en 2012 (Lamberts et al. 2012). On simule également une plus grand échelles spatiales, grâce par un temps de calcul disponible plus important qu'à l'époque.

La littérature concernant WR104 étant très riche, elle a permis d'avoir un panel d'informations rassemblées sur plusieurs décennies d'observations et de simulations (Harries et al. 2004; Tuthill et al. 2008; Lamberts et al. 2012). De plus, la campagne d'observation intensive que j'ai pu mener durant ce travail de thèse a permis d'avoir une base de comparaison observationnelle et a donc fortement influencé ce travail de modélisation (Chap. 3). La littérature associée à nos propres observations SPHERE (Sect. 3.3), situerait l'emplacement de la zone de nucléation autour d'une dizaine de mas². Nous avons donc choisi de modéliser une zone suffisamment étendue autour de ce seuil de 10 mas afin d'être sûrs d'inclure l'emplacement où a lieu la formation de la poussière. La simulation mesure ainsi 24 fois la séparation de la binaire soit, compte tenu de la distance de WR104 ($D = 2,58 \pm 0,12$ kpc, Sect. 3.3.7) et de la séparation connue de la binaire ($a = 2,34$ UA³), une taille de 21,6 mas (≈ 30 mas de diagonale).

L'aspect spiral de la collisions de vents est obtenu en considérant le mouvement orbital des deux étoiles en fonction du temps. Nous avons utilisé la période déterminée par Tuthill et al. (2008) de $P = 241,5 \pm 0,5$ jours, mesurées par des observations répétées de l'objet entre 1998 et 2004. Pour des raisons de ressources informatiques et temporelles, et pour les besoins de notre étude, nous n'avons considéré qu'un tiers de la rotation totale de l'objet (soit environ 120°). Inclure la rotation de la binaire permet d'obtenir une vue réaliste de la zone choquée, car celle-ci entraîne une déformation assez importante de la zone choquée en comparaison du cas où les étoiles sont immobiles Lamberts et al. (2011, 2012).

Les vents sont initialisés dans une zone sphérique autour des étoiles, appelée masque, comportant un profil de densité et une vitesse radiale. La vitesse radiale est choisie comme étant égale à la vitesse terminale des vents et suppose donc que ces derniers aient atteint leur vitesse limite assez proche de l'étoile (ce qui est vérifié pour les étoiles O ou WR, Sect. 1.3.1). Le profil de densité est régi par l'équation de conservation de la masse ($\propto r^{-3}$, Eq. 1.3, Chap. 1), qui est proportionnel à la perte de masse de l'étoile \dot{M} . Ces conditions sont redéfinies aux conditions initiales à chaque pas de temps afin d'obtenir un vent et une perte de masse continue. Enfin, on impose comme condition initiale une densité très faible dans l'ensemble de la simulation qui sera rapidement balayée par les vents stellaires des deux étoiles. Les paramètres de WR104 sont

2. *milli-arcsecond* : un millième de seconde d'arc.

3. J'ai utilisé ici la deuxième loi de Kepler, $a = \left(\frac{G(M_1 + M_2)P^2}{4\pi^2} \right)^{1/3}$ avec les paramètres connus de WR104 (Tab. 2.1).

extraits de la littérature et sont résumés dans le Tableau 2.1.

TABLE 2.1 – Paramètre stellaires de WR104.

Paramètres	Valeurs	Références
M_{WR}	$10 M_{\odot}$	Sander et al. (2012)
$T_{*,WR}$	45000 K	Sander et al. (2012)
$R_{*,WR}$	$3,3 R_{\odot}$	(Crowther 1997)*
$v_{\infty/WR}$	1220 km/s	Howarth & Schmutz (1992)
\dot{M}_{WR}	$0,8 \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{yr}$	Monnier et al. (2002a)
Type spectral	WC9	(Rosslowe & Crowther 2015)
M_{OB}	$20 M_{\odot}$	Fierro et al. (2015)
$T_{*,OB}$	30000 K	Harries et al. (2004)
$R_{*,OB}$	$10,5 R_{\odot}$	(Crowther 1997)**
$v_{\infty/OB}$	2000 km/s	Harries et al. (2004)
\dot{M}_{OB}	$0,5 \times 10^{-7} M_{\odot}/\text{yr}$	Fierro et al. (2015)
Type spectral	B0.5V	(Rosslowe & Crowther 2015)
P	241,5 jours	(Tuthill et al. 2008)

Notes. *J'utilise ici la luminosité totale de l'étoile WR de $40000 L_{\odot}$ pour calculer le rayon avec $L = 4\pi R_*^2 \sigma T^4$. ** Cela correspond à une luminosité de l'étoile B de $80000 L_{\odot}$ déduit du facteur 1/2 par rapport à l'étoile WR.

Les paramètres de l'étoile OB sont extraits de Fierro et al. (2015) en prenant comme paramètre de luminosité et température, les informations extraites de Crowther (1997). Les études spectroscopiques qu'ils ont réalisées fournissent une estimation de la luminosité de $L_{OB} = 80000 L_{\odot}$ et de la température effective de $T_{eff} = 30000$ K. On verra un peu plus tard que ces estimations de luminosité sont sans doute faussées par la mauvaise estimation de la distance astrométrique de l'époque (1,6 kpc contre 2,6–3,2 kpc aujourd'hui, Sect. 2.2.3.5, 3.3.7). Les paramètres de l'étoile WR sont déterminés en considérant une étoile de type WC9 (Rosslowe & Crowther 2015).

2.1.1.4 Modèle 3D des régions internes

RAMSES permet de générer plusieurs observables comme la densité de gaz (g/cm^3), la pression ($g/cm/s^2$) et la composition chimique du gaz. Cette dernière est déterminée à partir de scalaires dits "passifs", qui sont advectés par le fluide présents dans la simulation retraçant la contribution relative des vents issus de chaque étoile. Ainsi pour les deux étoiles présentes dans notre simulation, ces scalaires, que nous noterons χ_{wr} et χ_{ob} , auront des valeurs comprises entre 0 et 1 ($\chi_{wr} = \chi_{ob}$). À partir de ces deux paramètres, on peut calculer une quantité physique très importante pour notre étude : le paramètre de mélange $\zeta = \chi_{wr}\chi_{ob}$. Avec ce traceur, on peut avoir une idée du mélange relatif entre les deux vents stellaires qui ont des compositions chimiques différentes. Un paramètre $\zeta = 0,25$ représente donc un gaz composé à parts égales entre le vent de l'étoile WR riche en carbone et pauvre en hydrogène, et celui de l'étoile O riche en hydrogène. Nous verrons dans la suite que cette région de mélange à l'intérieur même de la zone de collision de vent (WCZ) représente l'emplacement idéal pour former les noyaux élémentaires d'où naissent les grains de poussière (Sect. 2.1.2).

La seconde observable qui nous intéresse ici est la température cinétique du gaz, représentant l'agitation moyenne des molécules. Elle est calculée a posteriori en utilisant la loi des gaz parfaits à partir des observables de pression (P), de densité volumique (ρ) et de mélange (χ_{wr} , χ_{ob}) comme :

$$T = \frac{P}{\rho} \times \frac{\mu m_H}{k_B} \quad (2.1)$$

où $\mu = \mu_{wr}\chi_{wr} + \mu_{ob}\chi_{ob}$ est le poids moléculaire moyen calculé à partir du poids moléculaire du vent des deux étoiles ($\mu_{wr} = 4,7$, $\mu_{ob} = 0,69$), m_H la masse d'un atome d'hydrogène et k_B la constante de Boltzmann.

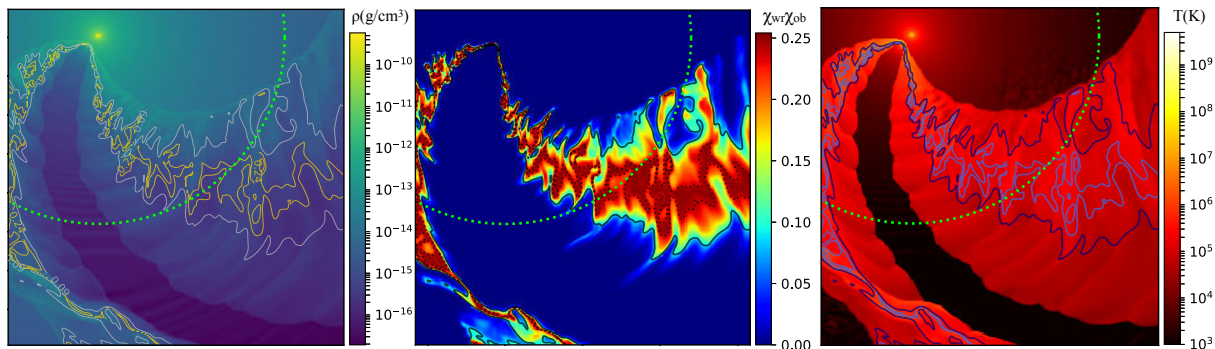


FIGURE 2.5 – Trois coupes à travers le plan orbital de notre simulation RAMSES 3D (plan XY). **À gauche** : la densité volumique du gaz. **Au milieu** : le mélange des vents. **À droite** : la température du gaz. On représente également la position attendue de la nucléation de poussière (12 mas, cercle pointillé vert). Les contours correspondent à $\zeta = 0,09$ (blanc/noir) et $0,24$ (jaune/bleu).

On présente dans la Figure 2.5 une coupe en deux dimensions réalisée dans le plan médian de la simulation. Si l'on s'intéresse d'abord aux cartes de densité et température, on peut distinguer plusieurs zones. D'abord la zone choquée entre les deux étoiles, où la densité atteint des valeurs très importantes ($\rho > 10^{-15}$ g/cm³) pour une température de l'ordre de 10^7 K. Ensuite, il y a la zone à basse densité au centre de la spirale, séparée par discontinuité de contact (Fig. 2.4). On peut voir que cette zone très peu dense ($\rho < 10^{-20}$ g/cm³) et froide ($T < 500$ K) est composée uniquement du vent de l'étoile O (riche en hydrogène et hélium). Si l'on compare ces simulations avec celles réalisées en 2012 (Fig. 2.4), on s'aperçoit que la zone de reconfinement a disparu. Celle-ci était à l'origine d'hypothèses concernant la formation de poussière, et nous en discuterons un peu plus tard. Néanmoins, la disparition du reconfinement doit sans doute trouver son explication dans la prise en compte du processus de refroidissement radiatif.

Enfin, il y a la zone choquée à plus large échelle, siège du mélange entre les vents stellaires. C'est cette zone qui est à privilégier pour former efficacement de la poussière (Sect. 2.1.2). Si l'on considère les régions autour de la position attendue de la nucléation, matérialisée par le cercle en pointillé vert, on peut observer une densité de l'ordre de 10^{-18} pour une température de 10^5 K. Cette ordre de grandeur de densité s'avère être une information très importante pour la suite de ce travail de modélisation, nous donnant une base de comparaison réaliste pour l'ensemble des modèles. Néanmoins, la température est, elle, beaucoup trop élevée pour permettre à de la poussière de se former. D'autres mécanismes de refroidissement doivent donc intervenir pour protéger les grains en formation de ces températures extrêmes.

À partir de la carte de mélange, on peut observer que l'épaisseur de la zone où celui-ci est efficace (au moins 10% du vent de l'étoile O, $\zeta = 0,09$) diffère d'un côté à l'autre de la spirale. Celle-ci est plus épaisse dans la zone arrière du choc (≈ 5 mas) et plus fine dans la zone faisant

face au choc (≈ 1 mas). Avec cette information, on peut imaginer que la spirale résultante à grande échelle aura une épaisseur de paroi plus importante d'un côté que de l'autre, si la poussière est effectivement créée à cet endroit. La carte de mélange nous permet également de mesurer un paramètre très important pour la suite : l'angle d'ouverture du choc α . Alors que la valeur théorique de α se situe autour de 25° , les simulations semblent suggérer un angle bien plus important de l'ordre de $45\text{-}50^\circ$, voir 60° si l'on considère le front de choc. On verra grâce au modèle phénoménologique (Sect. 2.4), que l'angle d'ouverture du choc peut être directement reliée à l'épaisseur du bras spiral par une loi polynomiale (Fig. 2.41). On peut également observer que la zone de mélange efficace est assez déformée, avec des panaches de gaz ou des granularités sans doute causés par des instabilités hydrodynamiques (RTI, KHI ou NTSI).

Les simulations présentées ci-dessus ont confirmé et enrichi les simulations précédentes de binaire à collision de vent, en nous donnant plusieurs indices concernant les possibilités de former des grains de poussière dans des milieux aussi inhospitaliers que sont les environnements d'étoiles massives. Je présente dans la suite les différentes hypothèses concernant cet épineux problème, qui seront testées dans la suite de ce manuscrit.

2.1.2 Formation de poussière en milieu hostile

2.1.2.1 Hypothèse de formation de poussière

De nos jours, la formation de poussière sous l'irradiation directe de deux étoiles massives très lumineuses ($> 100000 L_\odot$) et très chaudes (> 30000 K) est mal expliquée. Pourtant, de la poussière est bien détectée autour de tels systèmes et est même présente en assez grande quantité, avec un taux de formation de poussière de l'ordre de $2 \cdot 10^{-7} M_\odot/\text{an}$ soit l'équivalent de la masse de la planète Mars (pour WR104, Harries et al. 2004).

Les simulations hydrodynamiques constituent un excellent point de départ pour discuter des conditions de nucléation de poussière. Tout d'abord, il faut savoir que les conditions exactes nécessaires à la formation de grains de poussière sont assez mal connues et représentent un sujet d'étude à part entière. Nous ne nous intéressons ici qu'aux conditions nécessaires à l'apparition des grains de carbone, constituant principal des nébuleuses spirales de poussière. Plus précisément, Zubko (1998) a déterminé qu'il s'agissait de grains de carbone amorphe (au contraire des structures dites cristallines) en comparant les densités spectrales d'énergie (SED) de plusieurs étoiles Wolf-Rayet carbonées (WC4–9), connues pour arborer de la poussière. Les grains de poussière détectés autour de ces étoiles sont de taille micrométrique, et se trouvent donc à un stade avancé de leur croissance. Il faut savoir que lorsque l'on parle de formation de poussière, on parle en réalité de nucléation de poussière, qui consiste à former les premières bribes nécessaires à la croissance des grains. Ces premiers éléments se forment à partir des composants chimiques élémentaires (H, He, C, O, ou Si) présents dans les vents, qui vont réagir entre eux à travers différentes réactions chimiques possibles dans les plasmas ionisés et irradiés (recombinaison radiative ou électronique, interaction ion-molécules, photodissociation, etc.). Les travaux de Lazzati & Heger (2016) ou Heays et al. (2017), présentent certaines de ces réactions à l'œuvre dans les éjectas de supernova, où les électrons thermalisés vont réagir avec les atomes de carbone pour former des chaînes allant jusqu'à plusieurs dizaines d'atomes. Ce type de réaction se produit également autour des étoiles massives, où le vent est fortement ionisé. Cherchneff et al. (2000) ont notamment montré que l'on pouvait former ces chaînes de carbone dans des vents d'étoiles Wolf-Rayet dépourvus d'hydrogène (comme c'est le cas pour les WC). Ces chaînes vont ensuite grandir par suite de réactions et favoriser l'apparition de grains de poussière, en condensant d'autres espèces moléculaires jusqu'à former des molécules micrométriques ou grains de poussière. Néanmoins, la densité de gaz requise pour former efficacement de longues chaînes de carbone, typiquement

supérieures à 6 atomes, est très élevée ($\rho > 10^{-14}$ g/cm³). Un autre moyen de former des poussières de carbone consiste à faire réagir des molécules d'acétylène (C_2H_2), pour former des PAHs (PolyAromatic Hydrocarbure), eux-mêmes précurseurs des grains de carbone amorphe (Dhanao & Rawlings 2014). On voit bien que cette seconde voie nécessite la présence relativement importante d'hydrogène pour être efficace. Avec ces considérations, on peut donc estimer que la zone la plus susceptible de former efficacement de la poussière se situe au niveau de la zone de mélange des deux vents stellaire, où le vent de l'étoile WR riche en carbone va être enrichi par le vent de l'étoile B riche en hydrogène.

Nos simulations ont montré que la WCZ pouvait être le théâtre de fortes instabilités hydrodynamiques, résultant en une distribution de densité non uniforme (Fig. 2.5). Dans ce cas, une formation de poussière se produisant au niveau de ces zones devient alors irrégulière, comportant des panaches ou des tourbillons de matière (Pittard 2009; van Marle et al. 2011). Avec ces inhomogénéités, on formera une structure spirale de poussière dont la densité et l'épaisseur seraient variables. La finesse de la WCZ à certains endroits de la simulation peut également conduire à des espaces vides, où le mélange est inexistant (Fig. 2.6). On peut associer cela à la possibilité de former une spirale dont les parois comportent des trous, avec des régions plus ou moins épaisses permettant une irradiation directe des tours de spirale plus éloignées. C'est cette éventualité qui a motivé la mise en place du modèle d'anneau troué (Sect. 2.3).

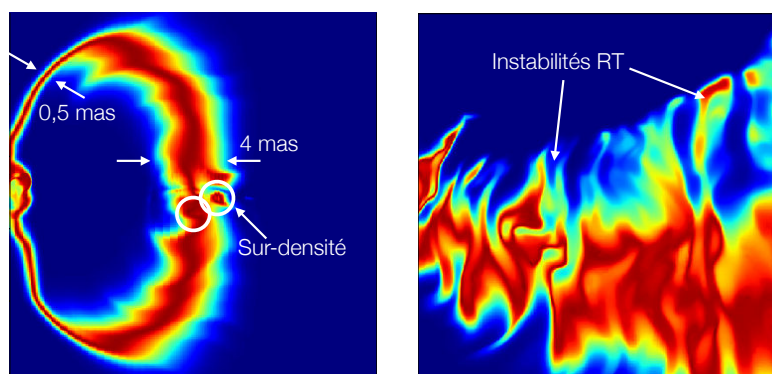


FIGURE 2.6 – **À gauche** : coupe de la carte de mélange révélant la structure irrégulière de la zone choquée (plan ZY). **À droite** : zoom sur les zones d'instabilités à l'interface des deux vents stellaires.

La seconde solution consiste à former des poussières au niveau de la zone de reconfinement des deux vents, située immédiatement derrière la binaire centrale, à seulement quelques séparations stellaires de distance (Fig. 2.4). Cette structure observée dans les premiers efforts de simulation (Lamberts et al. 2012) n'est cependant pas visible dans les travaux d'autres groupes (Pittard 2009; van Marle et al. 2011; Hendrix et al. 2016) ou dans nos nouvelles simulations (Fig. 2.5), incluant dorénavant le refroidissement radiatif. Cette zone de reconfinement, dont la réalité est de nos jours remise en cause, permet de dresser une seconde hypothèse sur la formation de poussière : une formation uniforme. En effet, cette zone est caractérisée par une densité de gaz élevée et des températures relativement basses (Lamberts et al. 2012) ; des conditions idéales pour former des poussières. Néanmoins, elle est directement soumise au rayonnement intense de l'étoile O et représente donc une hypothèse assez peu probable. Si la zone de nucléation se situe bien au niveau du reconfinement, cela signifie que la poussière formée n'aura pas de forme privilégiée et sera éjectée dans le milieu interstellaire de façon uniforme. Le nuage initialement formé suivra alors une trajectoire balistique, dont la taille augmentera avec la distance, produisant cette fois une spirale de poussière pleine.

En plus des densités critiques nécessaires à la nucléation, la température du gaz a également un rôle à jouer dans la formation des grains poussières qui, si elle est trop élevée, engendrera leur sublimation. Pour des grains de carbone, la température de sublimation se situe autour de 2000 K (Kobayashi et al. 2011). Or, les températures relevées dans l'ensemble de notre simulation sont bien supérieures à cette limite ($> 10^4$ K) et cela dans toutes les zones de nucléation considérées (WCZ ou reconfinement). Plusieurs phénomènes peuvent être considérées pour protéger les grains de poussière des hautes températures comme la présence de régions de surdensité (*clumps*), permettant de refroidir davantage le gaz par refroidissement radiatif (Walder & Folini 2003). Un compromis doit donc être nécessaire à la condition d'apparition des grains de poussière. Les effets de la température du gaz sur les grains étant assez mal connus, nous n'avons pas considéré cette problématique dans la mise en place de nos modèles. Toutefois, les questionnements associés à la nucléation de poussière en présence d'un gaz chaud constituent un problème qui devait être soulevé, car très peu considéré dans la littérature.

En tenant compte de ces considérations, la Figure 2.7 résume de façon schématique les emplacements favorables à la nucléation de poussière donnant lieu à différentes structures internes de spirale (spirale pleine ou creuse) qui seront testées par les différents modèles présentés dans ce chapitre.

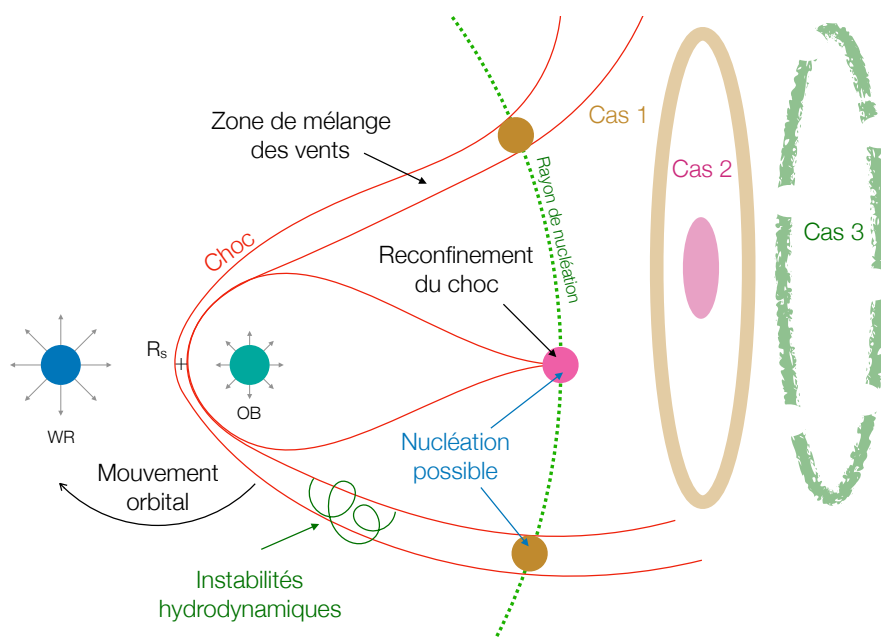


FIGURE 2.7 – Vue schématique de la zone de nucléation de poussière. La poussière peut se former au niveau de la zone de mélange des vents donnant une spirale creuse (cas 1) ou au niveau du reconfinement donnant une spirale pleine (cas 2). Les instabilités hydrodynamiques de la WCZ peuvent également conduire à des parois de spirale trouées (cas 3).

La poussière va donc se former sous différentes formes à une certaine distance de la binaire nommée rayon de nucléation. En trois dimensions, cela va correspondre aux différents cas présentés dans la Figure 2.7 à savoir un anneau plus ou moins uniforme (cas 1 et 3) ou un disque (cas 2). Une fois formées, ces structures de poussière vont être éjectées dans le milieu interstellaire à une certaine vitesse, imposée par la vitesse du gaz à l'emplacement de la zone de nucléation. Cette zone de nucléation étant assez éloignée de la binaire, elle est le plus souvent approximée par la vitesse terminale de l'étoile Wolf-Rayet dont le vent est dominant. Cette hypothèse est d'ailleurs utilisée pour mesurer directement la distance des nébuleuses spirales de poussière (Sect. 3.3.7).

Le mouvement orbital des étoiles va ensuite déplacer l'emplacement de la zone de nucléation de poussière donnant naissance aux nébuleuses spirales de poussière. Ces considérations sont à l'origine du modèle phénoménologique de spirale que j'ai développé durant ce travail de thèse qui sera décrit en détail un peu plus loin dans ce chapitre (Sect. 2.4).

2.1.2.2 Interface avec un code de transfert de rayonnement

L'étape suivante de l'exploitation des données de simulation hydrodynamique consiste à les interfacer à un code de transfert de rayonnement, afin d'observer l'effet du rayonnement sur les grains de poussière. Cette étape de post-traitement permet de générer des observables sous la forme d'images à différentes longueur d'onde, qui pourront être comparées à des données d'imagerie ou d'interférométrie. Le format des grilles AMR de notre simulation 3D étant assez complexe et propre au code RAMSES, je présente les premières images post-traitées du code se concentrant sur une zone beaucoup plus restreinte de la simulation et ne comportant pas de raffinement de type AMR. La mise en place d'une interface dédiée prenant en compte la totalité de la simulation représente une des perspectives à court terme de ce travail de thèse.

Présentation du code Pour ce travail, j'ai utilisé le code de transfert radiatif RADMC-3D⁴ (Dullemond et al. 2012). Sa robustesse et sa précision ont été validées dans une analyse comparative de plusieurs codes transfert existants (Pinte et al. 2009). Ce code permet de calculer la distribution en température d'un environnement de poussière donné, en se basant sur une méthode de type Monte-Carlo proposée par Bjorkman & Wood (2001). Les simulations Monte-Carlo utilisent la notion d'évènement aléatoire en grand nombre, afin d'en observer les effets sur le système (dans notre cas la poussière) dans le but de générer des observables (spectres, images, etc.). Le fonctionnement de RADMC3D consiste à lancer des paquets de photons émis par une étoile centrale dans un environnement de poussière, représenté numériquement par une grille de densité de poussière, afin d'en déterminer la température. Les paquets de photons lancés individuellement détiennent une certaine quantité d'énergie proportionnelle à la luminosité totale de la source de radiation. Une fois lancé, le paquet de photons va parcourir la grille en étant absorbé et réémis (changement de direction et de longueur d'onde) ou diffusé (changement de direction). Le paquet va ainsi « rebondir » de cellule en cellule, modifiant ainsi la température de celles-ci, jusqu'à atteindre le bord de la grille et disparaître pour qu'un autre paquet soit lancé. Cette procédure est ensuite répétée jusqu'à ce que tous les paquets de photons aient été complètement absorbés ou aient parcouru la grille. Après avoir lancé un grand nombre de paquets de photons, la température d'équilibre est alors normalement atteinte en chaque point de la grille. La fonction source de diffusion est ensuite calculée pour chaque longueur d'onde grâce à une itération Monte Carlo supplémentaire. Pour notre étude, nous avons supposé une diffusion isotrope, approximation justifiée par le fait que nous considérons des grains de poussière globalement petits ($0,1 \mu\text{m}$) par rapport aux longueurs d'onde principales du rayonnement de la source centrale et de l'environnement de poussière lui-même. La distribution de température et la fonction source de diffusion calculées par la méthode Monte Carlo sont ensuite utilisées pour produire la SED et des images à différentes longueurs d'onde en résolvant les équations de transfert de rayonnement le long d'un rayon (méthode de tracé de rayon). RADMC3D peut également prendre en compte la présence de gaz en incorporant d'éventuelles transitions atomiques ou moléculaires. Ceci est particulièrement utile lorsqu'on veut interpréter des observations à haute résolution spectrale. Dans un premier temps, je ne me suis intéressé qu'à la modélisation du continuum infrarouge dû aux poussières.

4. Disponible sur <http://www.ita.uni-heidelberg.de/~dullemond/software/radmc-3d/>

Simulation RAMSES sans AMR Dans ce travail, j’ai utilisé une des sorties de notre simulation générée pendant son exécution et ne disposant pas de raffinement de grille. L’interfaçage consiste ici à extraire les informations de densité et de mélange des données RAMSES, afin de les mettre dans un format interprétable par RADMC3D. Ce travail a été réalisé dans le langage `Python`, qui permet de lire le format de données de RAMSES et d’écrire les différents fichiers d’entrées du code RADMC3D. Le détail des différents paramètres d’entrée de RADMC3D et les fichiers associés seront présentés dans la Section 2.2.

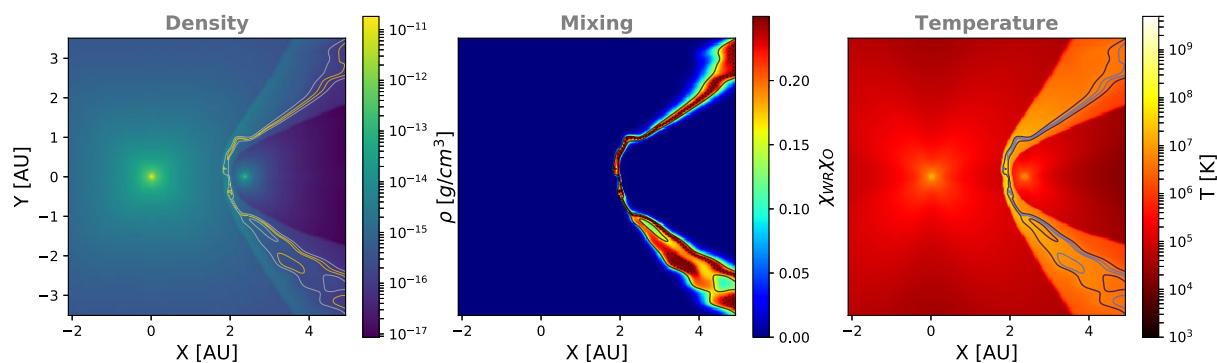


FIGURE 2.8 – Simulation l’interface de collision de vent ne comportant pas de grille AMR. La taille de la simulation est de trois séparation de binaire, soit environ 7 UA (3 mas).

À partir des cartes 3D de densité RAMSES, on a accès à une distribution de densité réaliste du gaz. La traduction en une carte de densité de poussière consiste simplement à appliquer un facteur de conversion gaz-poussière noté ξ . Ensuite, il est nécessaire de déterminer où la poussière serait susceptible d’être présente dans la simulation. On l’a vu, l’hypothèse privilégiée pour former de la poussière se situe au niveau de la zone de mélange des vents. Pour représenter cette condition, on applique un masque valant zéro si le mélange des vents n’est pas significatif (au moins 10%) et 1 s’il l’est. De cette manière, la poussière ne sera présente qu’au niveau de l’interface des vents, formant un cône en trois dimension (Fig. 2.9).

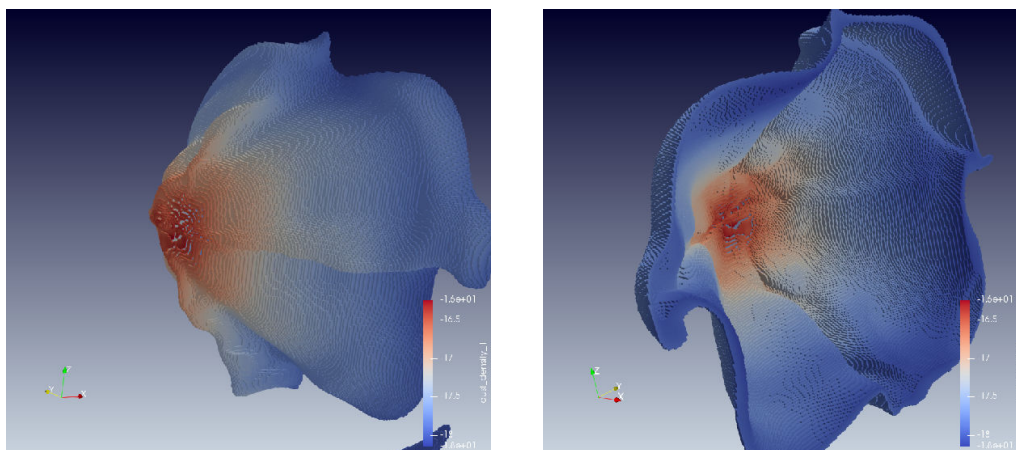


FIGURE 2.9 – Vue 3D de la carte de densité soumise au rayonnement de la binaire par le code de transfert radiatif. **À gauche** : vue de face. **À droite** : vue de l’intérieur.

Bien-sûr, la température extrême régnant dans cette région du système empêche toute formation de poussière en pratique ; l’image produite par RADMC n’aura donc aucune signification physique et ne sert qu’à démontrer les possibilités d’interfaçage entre RAMSES et RADMC.

Je ne donne ici qu'une courte description des paramètres nécessaires à l'utilisation de RADMC-3D, qui seront décrits en détails dans la section suivante (Sect. 2.2). Une fois la carte de densité créée, il faut maintenant déterminer la composition en poussière afin d'en extraire les propriétés optiques. Nous avons choisi de considérer des grains de carbone amorphe de $0,1 \mu m$ comme suggéré par Zubko (1998). La source stellaire représente le système de WR104 et est constituée d'une étoile Wolf-Rayet et d'une étoile B. Les deux étoiles sont placées à leurs emplacements respectifs dans la simulation (l'étoile WR à gauche et l'étoile B dans le choc).

On présente dans la Figure 2.10 un exemple d'image générée par le code de transfert radiatif. Ces images sont purement démonstratives, dans lesquelles j'ai considéré un rapport gaz-poussière de 0,01% afin d'obtenir une profondeur optique assez faible pour permettre un calcul facile des images par RADMC-3D. On verra en effet que la profondeur optique des éléments de grille joue un rôle très important dans la manière dont on simule des images.

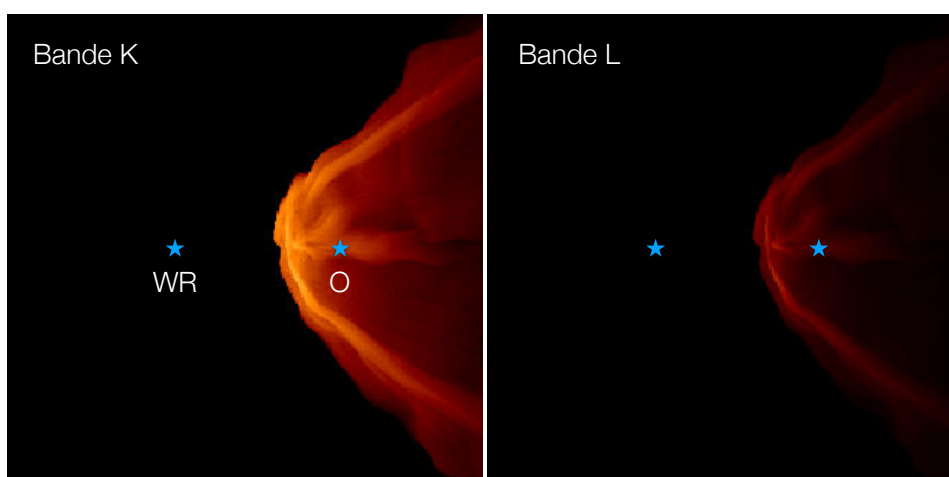


FIGURE 2.10 – Exemple d'image simulée à partir d'une simulation hydrodynamique RAMSES. **À gauche** : une image en bande K ($2,2 \mu m$). **À droite** : une image en bande L ($3,5 \mu m$). On montre ici la possibilité de générer des observables à différentes longueurs d'onde rendant compte des température d'émissions des poussières.

Le travail d'interfaçage comprenant la totalité de notre simulation RAMSES est un travail en cours et devrait permettre à terme de contraindre fortement l'emplacement de la zone de nucléation de poussière, par comparaison avec nos données AMBER (Sect. 3.5.2). Le travail est ici de traduire les coordonnées de la grille AMR de RAMSES en coordonnées interprétables par le code RADMC-3D. Notre simulation comportant plusieurs niveaux d'AMR (jusqu'à 8), la lecture et l'écriture de données dans un format interprétable en post-traitement s'avère être assez complexe. En effet, le format géré par RADMC pour traduire une grille raffinée spatialement se présente sous la forme d'une liste binaire. Le travail consiste donc à placer des uns aux bons endroits afin de correctement traduire la grille de densité RAMSES. Ce travail est en cours en collaboration avec Astrid Lamberts et Benoît Commeçon, chercheur au CRAL⁵, qui disposent de scripts IDL permettant une telle interface.

2.1.3 Simulations hydrodynamiques 3D et observations

L'utilisation de simulations hydrodynamiques couplées à un post-traitement en transfert de rayonnement représente l'état de l'art en matière de modélisation astrophysique. D'un côté, les

5. Centre de Recherche Astrophysique de Lyon.

simulations hydrodynamiques apportent énormément d'informations par la richesse des phénomènes physiques qu'elles considèrent. On peut de cette manière reproduire de façon très réaliste l'interaction entre les vents de deux étoiles massives, en prenant en compte des processus complexes comme le refroidissement radiatif, le champ magnétique, la physique des chocs ou encore les instabilités hydrodynamiques. On peut également suivre l'évolution des deux gaz en présence afin de rendre compte de la composition chimique du gaz à l'interface de la collision de vents. Cette information joue un rôle central dans les hypothèses aujourd'hui débattues concernant la nucléation de poussière autour de ces systèmes.

De l'autre côté, l'utilisation d'un code de transfert de rayonnement permet d'avoir une vue réaliste de l'émission des grains de poussière en jeu dans ces systèmes. En plaçant la poussière là où on l'attend, par des considérations physiques (composition chimique, densité minimale, température), on peut simuler de façon réaliste l'environnement en poussière autour de ces systèmes d'étoiles massives. Un tel modèle apparaît comme une solution unique si l'on veut être capable d'expliquer comment de la poussière peut se former et survivre, alors qu'elle est soumise au rayonnement direct de deux étoiles lumineuses.

Néanmoins, la création d'un tel modèle représente un coût très important en termes de ressources informatique et temporelle. De plus, ces modèles de haut niveau sont pour ainsi dire uniques, dans le sens où les paramètres employés au début de la simulation resteront figés pour l'ensemble de l'étude. Par exemple, on ne pourra pas modifier les paramètres relatifs aux vents stellaires, à leurs pertes de masse ou à la période de rotation de la binaire. Or, si ces paramètres s'avèrent finalement être trop éloignés de la réalité (apportée par les observations), nous n'aurons pas droit à un second essai dans un avenir proche. En effet, les demandes de temps de calcul sur les supercalculateurs se font à la manière des demandes d'observations. Il faut rédiger une demande motivée de l'emploi d'un grand nombre de cœurs de calculs sur plusieurs jours, et cela a un coût non négligeable. Ainsi, les demandes de temps de calcul sont étudiées avec attention et ne peuvent pas être multipliées facilement.

De fait, si l'emploi de modèles hydrodynamiques couplés au transfert radiatif représente une finalité très importante pour l'étude des systèmes astrophysiques, il est nécessaire de développer des modèles moins complexes à réaliser, et surtout, que l'on peut modifier et recalculer rapidement. Le travail du modélisateur et de l'observateur consiste donc à approximer les modèles les plus complexes (hydrodynamiques dans notre cas) par des modèles retranscrivant les phénomènes physiques, sans être aussi chronophages. Ces modèles peuvent être de nature plus ou moins sophistiquée suivant les besoins de l'étude imposée, par exemple, par la résolution spatiale des données, par leurs domaines spectraux ou par leurs natures (imagerie, spectroscopie, interférométrie, etc.).

C'est dans cette démarche que j'ai mis en place plusieurs modèles de nébuleuse spirale, afin d'interpréter différents jeux de données et de contraindre différents aspects associés à ces objets.

2.2 Modélisation 3D par transfert de rayonnement

2.2.1 Enjeux et motivations scientifiques

Les nébuleuses spirales de poussière étant par définition des objets très asymétriques, il est nécessaire d'utiliser un modèle en trois dimensions pour les représenter. J'ai donc mis en place avec F. Millour, un premier modèle en transfert de rayonnement consistant à simuler l'émission d'une distribution de poussière en spirale soumise à une source de radiation stellaire. À la différence du travail précédent, la distribution de poussière est construite de façon géométrique en considérant différentes hypothèses physiques associées aux nébuleuses spirales.

Ce type de modèle nous permet de simuler l'apparence d'une spirale à différentes longueurs d'onde en fonction de sa structure interne, du type de grains utilisé, de sa masse et de plusieurs autres facteurs. L'idée est de pouvoir représenter l'émission de la spirale à relativement grande échelle, en considérant plusieurs tours de spirale. La possibilité d'étudier les structures à grandes échelles représente une des différences majeures avec le modèle hydrodynamique précédent. En effet, ces simulations nécessitent une très haute résolution numérique s'il l'on veut être capable de simuler correctement la zone choquée entre les deux étoiles. Il est par conséquent assez difficile de concilier une très haute résolution sur des échelles allant de 1 à 500 UA. Pour prendre un cas concret, la séparation spatiale entre les deux étoiles de WR104 est de 2,34 UA pour un pas de spirale d'environ 180 UA. Pour notre simulation, nous avons simulé la région interne sur environ 60 UA nécessitant déjà 250000 heures de calcul. Simuler ce système à plus grande échelle requerrait un temps de calcul irréaliste (pour une même résolution). Un modèle 3D géométrique représente donc un excellent compromis si l'on veut être capable de sonder de façon réaliste ces grandes échelles spatiales.

En considérant différentes masses de poussière, on pourra ainsi observer l'évolution du profil de brillance le long de la spirale représentant l'évolution de la température des grains. À partir de ce profil, que nous nommerons profil curviligne, on pourra par exemple étudier les effets d'ombrage entre les tours de spirale ou encore avoir une idée concrète de la brillance relative des tours les plus éloignés (ou plus anciens).

Un autre intérêt important des modèles 3D tient dans la possibilité de simuler la SED associée aux objets, fournissant ainsi une observable supplémentaire. On le verra, la SED est une observable très sensible à la masse totale des objets et permet donc de fournir des contraintes cruciales sur celle-ci. Or, on sait que les étoiles massives associées à ce type de système présentent des pertes de masse très importantes ($\dot{M} > 10^{-4} M_{\odot}/\text{an}$). Néanmoins, le rapport d'efficacité entre la perte de masse en gaz et la production effective de poussière est un paramètre assez difficile à contraindre par les observations. L'idée est donc ici de fournir des contraintes fortes sur la masse en poussière de ces objets, permettant d'avoir une idée de leur contribution à l'enrichissement global en poussière dans la galaxie.

2.2.2 Implémentation dans le code RADMC3D

Géométrie d'une spirale 3D La distribution de densité de poussière est construite sur une grille en coordonnées cartésiennes (X , Y et Z) de résolution uniforme. Ainsi, la résolution spatiale du modèle sera limitée par la taille de la grille considérée initialement, comprenant typiquement 300 pixels dans chaque direction. Le modèle étant en trois dimensions, le nombre d'éléments de grille augmente très rapidement avec la résolution requise (à la puissance 3). Pour une image de 64 pixels, on aura ainsi environ 262000 éléments de grille. Si l'on veut une grille plus résolue, par exemple 512 pixels, on obtient un nombre total d'éléments de grille augmenté d'un facteur 8^3 soit environ 135 millions. Travailler sur des grilles 3D impose donc une résolution initiale relativement faible, afin de ne pas générer des grilles trop volumineuses et difficilement exploitables par le code de transfert.

À partir de cette grille trois dimensions, on va imposer différentes conditions de façon à obtenir une distribution de densité représentant une spirale en trois dimensions. Je vais décrire dans la suite les équations permettant d'obtenir une distribution de densité en spirale dans le plan XZ (perpendiculaire à l'axe Y). Tout d'abord, on définit les coordonnées (X , Y , Z) pour chaque élément de la grille centrée au centre du cube. À partir de là, on peut construire les cartes de distances 2D (suivant un axe) ou 3D (par rapport au centre) comme :

$$r_{2D,Y} = \sqrt{X^2 + Z^2} \quad (2.2)$$

$$r_{3D} = \sqrt{X^2 + Y^2 + Z^2} \quad (2.3)$$

On calcule ensuite, les échelles de hauteur suivant les axes X, Y et Z de façon à obtenir les distances linéaires d'un bout à l'autre de la carte (H_X , H_Y ou H_Z , Fig. 2.11).

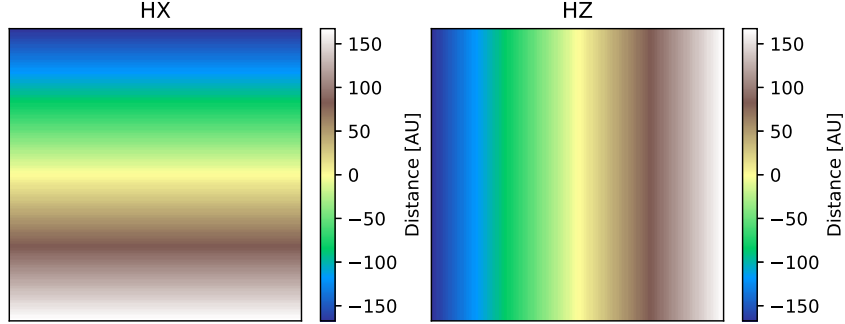


FIGURE 2.11 – Échelles de hauteur des axes X et Z. La carte de densité étant en 3D, j'ai ici représenté une coupe dans le plan médian de la spirale.

L'idée est maintenant de faire un changement de repère passant d'un repère centré sur le centre du cube, en un repère centré sur la coordonnée curviligne d'une spirale d'Archimède. Pour cela, on calcule l'angle θ qui va osciller entre 0 et un multiple de 2π en prenant comme intervalle le pas de la spirale S , soit :

$$\theta = \frac{r_{2D,Y}}{S} \times 2\pi \quad (2.4)$$

On passe donc en coordonnées cylindriques le long de la spirale comme :

$$Z_{cyl} = H_X \times \sin(\theta) + H_Z \times \cos(\theta) \quad (2.5)$$

$$r_{cyl} = \sqrt{Y^2 + Z_{cyl}^2} \quad (2.6)$$

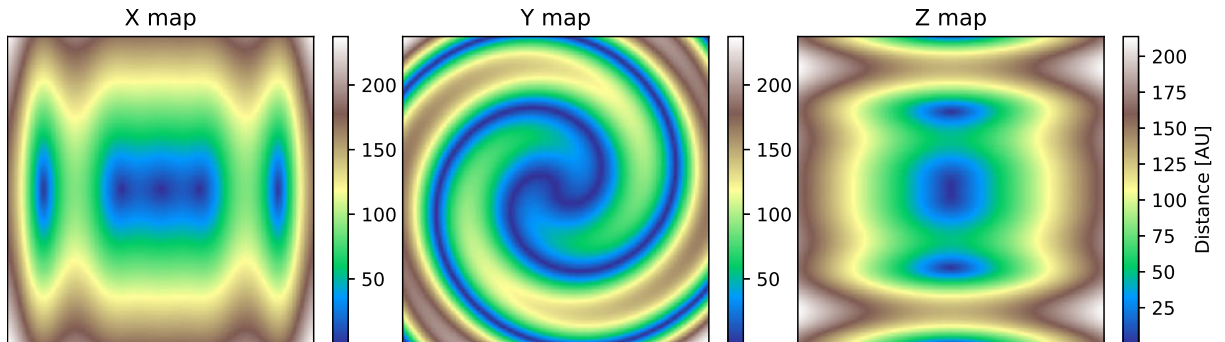


FIGURE 2.12 – Carte en coordonnées cylindriques centrées sur la position d'une spirale d'Archimède de pas S . Plan médian suivant les X, Y et Z.

On effectue maintenant un second changement de repère, passant des coordonnées cylindriques le long de la spirale en coordonnées coniques comme :

$$r_{conic} = \frac{r_{cyl}}{r_{3D}/L}, \quad (2.7)$$

où L représente la taille du cube que l'on simule (en unité cgs). De cette façon, on obtient une

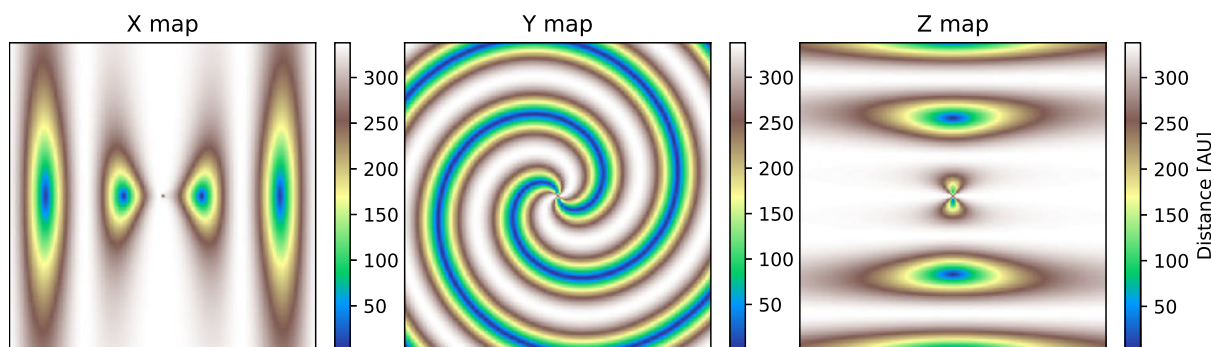


FIGURE 2.13 – Carte en coordonnées coniques centrées sur la position d’une spirale d’Archimède de pas S . Plan médian suivant les X, Y et Z.

carte de distance en trois dimensions qui suit l’évasement linéaire de la spirale par rapport à son origine (Fig. 2.13).

À partir de cette carte, on va pouvoir placer de la poussière en fonction de paramètres géométriques définis par l’angle d’ouverture de la spirale (α) et la fraction de poussière comprise à l’intérieur de la spirale notée w . Ces deux paramètres permettent de définir deux rayons délimitant la position de la poussière en coordonnées coniques :

$$\begin{aligned} r_{out} &= \tan(\alpha) \times L \\ r_{in} &= (1 - w) \times r_{out} \end{aligned} \quad (2.8)$$

En appliquant les conditions de présence de la poussière comme :

$$r_{in} \leq r_{conic} \leq r_{out}, \quad (2.9)$$

on obtient une carte en trois dimensions comprenant des valeurs booléennes (vrai ou faux) indiquant si de la poussière est présente ou non dans l’élément de grille. De plus, comme on peut le voir sur les Figures 2.12 et 2.13, les coordonnées sont représentées par une double spirale d’Archimède centrée au centre du cube. On peut donc maintenant appliquer une troisième condition de façon à ne considérer qu’une des deux spirales (Fig. 2.14).

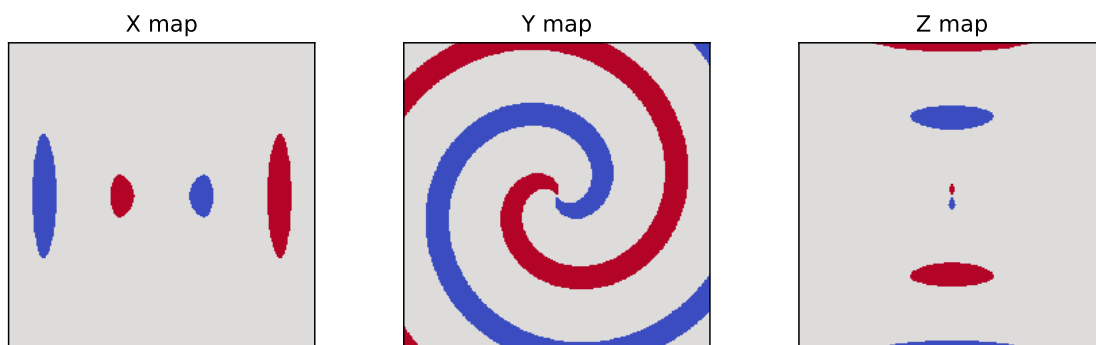


FIGURE 2.14 – Carte de booléen indiquant la position de la spirale de poussière. On ne sélectionnera qu’une des deux spirales (la bleue dans cet exemple).

Dans le cas présenté ci-dessus, on considère une spirale pleine en prenant le paramètre w égal à 1. La carte de densité 3D est finalement construite en imposant une valeur de densité uniforme (ρ_0) à la position calculée de la spirale (Fig. 2.14). On applique ensuite une décroissance radiale

choisie pour être linéaire ($\rho(r) = \rho_0/r^q$, $q = 1$) ou non ($q > 1$). Choisir de considérer une décroissance linéaire en densité permet de prendre en compte une dilution uniforme de poussière initialement créée au niveau de la zone de nucléation. C'est pour cette raison que le paramètre q sera fixé à 1 pour l'ensemble des modèles présentés dans ces travaux de thèse.

À partir de là, on peut choisir d'imposer deux limites supplémentaires à la présence de poussière : la première est une limite radiale inférieure représentant le rayon de nucléation de la poussière r_{nuc} , la seconde est une limite supérieure représentant le nombre de tours considérés N_{turns} . Il est maintenant nécessaire de déterminer la masse de poussière totale de la nébuleuse afin de normaliser notre carte de densité par une valeur arbitraire donnant la masse souhaitée à la spirale.

Masse de poussière La masse totale de la nébuleuse est calculée à partir de la perte de masse (en gaz) de l'étoile WR (\dot{M} en M_\odot/an), d'un rapport gaz-poussière ξ , de la période de révolution de la spirale (P en jours) et du nombre de tours considérés (N_{turns}) :

$$M_{dust} = N_{turns} \times \dot{M} \times \xi \times \frac{P}{365,25} \quad (2.10)$$

La perte de masse de la composante B étant négligeable en comparaison de celle de la WR, on ne considère que la composante WR dans le calcul de masse. À partir de la valeur de densité initiale $\rho_0 = 1$ (choisie arbitrairement), on peut calculer la masse totale de notre carte de densité (M_{map}) en considérant le volume d'une cellule élémentaire (V_{cells}) et le nombre total de cellules (n).

$$M_{map} = \sum_0^n \rho(x_i, y_i, z_i) \times V_{cells} \quad (2.11)$$

On recalcule finalement la carte de densité en prenant la valeur correcte de densité initiale $\rho_{0,corr}$:

$$\rho_{0,corr} = M_{dust} \times \frac{\rho_0}{M_{map}} \quad (2.12)$$

On obtient finalement une carte de densité en trois dimensions représentant une distribution de poussière en spirale (Fig. 2.15).

Propriété des grains de poussière Le domaine de longueurs d'onde concerné par notre étude correspond à l'infrarouge, dont l'émission du continu est dominée par les poussières. Il est donc nécessaire de déterminer les propriétés d'absorption et de diffusion associées au type de poussière utilisé. Pour cela, on doit d'abord déterminer la distribution en taille des grains ainsi que leur composition chimique. Une fois de plus, nous avons choisi de considérer des grains composés uniquement de carbone amorphe (Zubko 1998). Ils ont aussi déterminés la présence de grains de taille submicrométrique due à une croissance rapide des noyaux. La détermination précise de la distribution en taille de grain étant en dehors du cadre de notre étude, nous avons considéré une taille de grain unique de $0,1 \mu\text{m}$ de diamètre (également utilisée par Harries et al. 2004). Les constantes optiques du carbone amorphe, représentées par son indice de réfraction (parties réelle et imaginaire), ont été tirées de la base de données de l'université de Jena⁶.

À partir de ces constantes optiques, les coefficients d'absorption et de diffusion massiques (en cm^2/g), κ_{abs} et κ_{sca} , sont ensuite calculés en considérant des grains de formes irrégulières,

6. Disponible sur <http://www.astro.uni-jena.de/Laboratory/OCDB/>

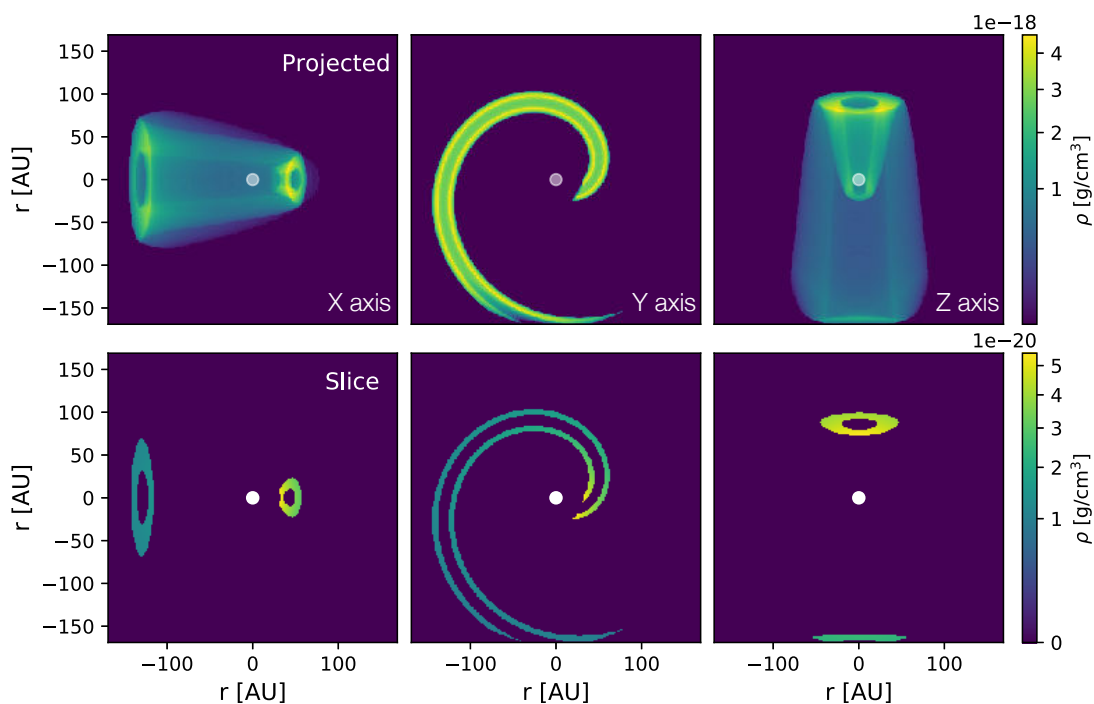


FIGURE 2.15 – Carte de densité d’une spirale creuse ($w = 50\%$). **En haut** : somme sur le cube suivant les axes X, Y et Z. **En bas** : coupe sur les plans médians du cube. Le cercle blanc représente la position de la binaire.

approximés par une distribution de sphères creuses (DHS⁷, Min et al. 2005). Dans l’approximation DHS, le pourcentage de vide des sphères f_{\max} constitue le paramètre d’irrégularité utilisé pour représenter la porosité des grains. Ces calculs sont réalisés à partir de scripts écrits en IDL fournis avec le code RADMC-3D.

Sources de radiation Comme discuté en Section 2.1.1, RADMC-3D utilise une méthode de type Monte-Carlo afin de déterminer la température d’équilibre des grains de poussière. Les paquets de photons lancés à travers la carte de densité vont avoir une distribution énergétique proportionnelle à la SED de la source de radiation considérée. Dans le cadre des nébuleuses spirales de poussières, la source de radiation est constituée de deux étoiles massives composées d’une étoile Wolf-Rayet et d’une étoile de la séquence principale (O, B ou A la plupart du temps). Ainsi, plus les étoiles seront massives et chaudes, plus les paquets de photons seront énergétiques.

Les spectres des deux étoiles peuvent être représentés par des corps noirs (à deux températures effectives) ou des modèles d’atmosphères plus réalistes. Dans ce cas, l’étoile Wolf-Rayet est représentée par un modèle d’atmosphère PoWR⁸ développées par Sander et al. (2012) alors que celui de l’étoile de la séquence principale est issu des modèles de Kurucz (Castelli & Kurucz 2004).

- **Pour les modèles PoWR**, les paramètres stellaires à fournir sont la température effective équivalente (T_*) et le rayon stellaire servant au calcul de luminosité (R_*)⁹. La grille de

7. *Distribution of Hollow Spheres* en anglais.

8. The Postdam Wolf-Rayet Models, disponible sur <http://www.astro.physik.uni-potsdam.de/~wrh/PoWR/powrgrid2.php>.

9. La notion de photosphère étant inadaptée pour les étoiles Wolf-Rayet, les auteurs définissent un rayon équivalent pour lequel la profondeur optique de Rossland vaut 20. On peut alors associer une température équivalente

modèles étant différenciée en fonction du rayon transformé de l'étoile (R_t) introduit par [Schmutz et al. \(1989\)](#), il est nécessaire d'en déterminer la valeur afin de choisir le bon modèle. Ce paramètre traduit une invariance d'échelle observée dans le spectre de ces étoiles en combinant plusieurs paramètres comme :

$$R_t = R_* \left[\left(\frac{v_\infty}{2500 \text{ km/s}} \right) \times \left(\frac{10^{-4} M_\odot / \text{an}}{\dot{M} \sqrt{D}} \right) \right]^{\frac{2}{3}}, \quad (2.13)$$

où R_* est le rayon stellaire équivalent, v_∞ la vitesse terminale du vent, \dot{M} la perte de masse et D un paramètre d'irrégularité du vent introduit par [Hamann & Koesterke \(1998\)](#) (fixé à 10 par les auteurs des modèles). Le modèle d'atmosphère de la WR est finalement choisi comme étant le modèle le plus proche dans la grille de modèle en termes de T_* et R_* .

- **Pour les modèles Kurucz**, le paramètre à fournir est le type spectral de l'étoile. [Castelli & Kurucz \(2004\)](#) fournissent en effet une table d'équivalence permettant de relier le type spectral de l'étoile au modèle d'atmosphère correspondant, différenciée par leur température effective et leur masse ($\log(g)$).

Si les modèles d'atmosphère permettent d'obtenir l'allure du spectre en fonction de la longueur d'onde, il est nécessaire de normaliser ces derniers de façon à obtenir la luminosité stellaire voulue. Pour cela, on fournit pour chaque étoile un rayon et une température stellaire de façon à déterminer la luminosité totale de l'étoile par la loi de Stefan-Boltzmann ($L = 4\pi R_*^2 \sigma_{sb} T_*^4$). On présente dans la Figure 2.16, le modèle de SED utilisé pour représenter le système binaire de WR104. Le fonctionnement de RADMC3D requiert que la source de radiation soit vue à 1 parsec en unité cgs.

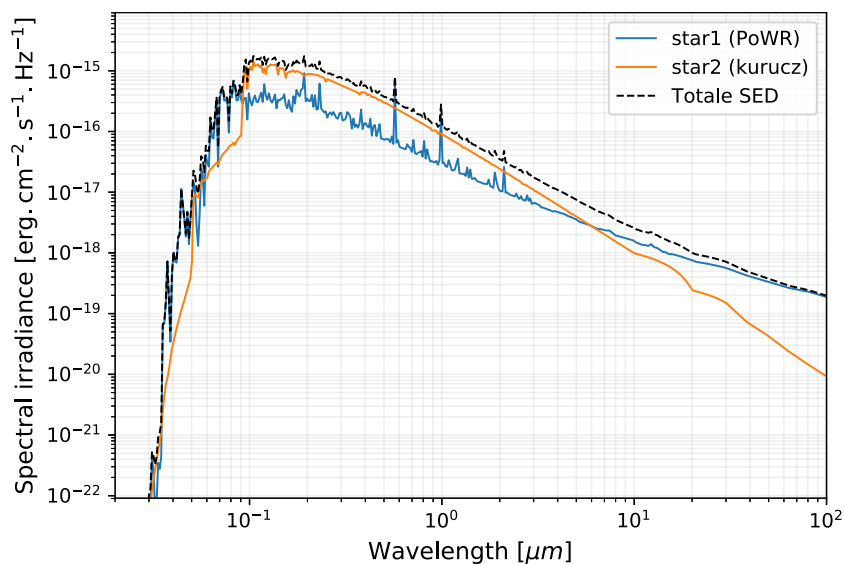


FIGURE 2.16 – Exemple de modèle de SED utilisé comme source de radiation dans RADMC3D.

Enfin, il est nécessaire de fournir les coordonnées des deux étoiles (notés p_*) dans la grille. Compte tenu des échelles spatiales considérées ici (champ de vue et taille de pixel), les deux étoiles ne sont pas différenciées en position et sont donc placées au centre de la simulation (coordonnées $[0, 0, 0]$). Un résumé des paramètres stellaires utilisés pour représenter WR104 a été présenté dans le Tableau 2.1.

à ce rayon de façon à calculer la luminosité de l'étoile.

Profondeur optique et pseudo-AMR Le code RADMC3D permet d’augmenter localement la résolution de la grille en appliquant une sorte d’AMR à certains endroits de la simulation. On parle ici de pseudo-AMR, car la résolution ne s’adapte pas automatiquement à la densité fournie, mais est raffinée *a posteriori* par l’utilisateur. Pour cela, il faut fournir au code une liste composée de 0 et de 1 dont la taille correspond au nombre de cellules de la grille ($300^3/2$ voxels dans notre exemple). Pour chaque cellule, si l’indice d’AMR indique 1, la cellule est alors divisée en 8 sous-cellules et on ajoute 8 nouveaux indices d’AMR et ainsi de suite. Si l’indice d’AMR est de 0, la cellule est alors gardée entière (Fig. 2.17). On fournit alors dans le même temps une liste de densité permettant d’associer une densité à chaque cellule.

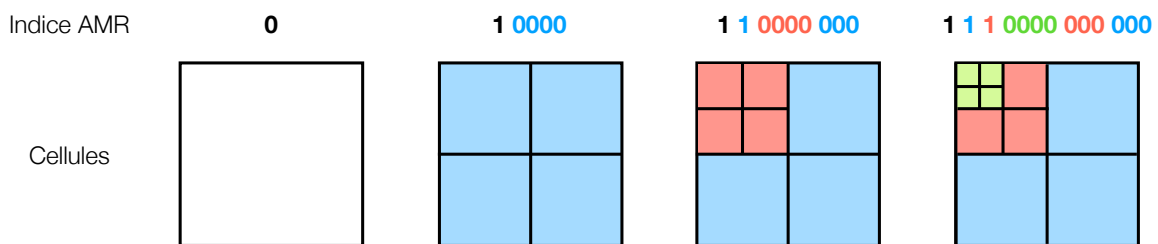


FIGURE 2.17 – Exemple de fonctionnement d’AMR possible avec RADMC3D. L’exemple présenté ici correspond à une grille 2D qui respecte le même principe que le cas 3D. Cet exemple présente trois niveaux d’AMR.

J’ai donc utilisé cette possibilité du code pour augmenter la résolution de ma grille aux endroits où la profondeur optique locale serait supérieure à 1. Ce stratagème permet de diminuer les artefacts numériques survenant lorsqu’un paquet de photons passe d’un milieu optiquement fin à un milieu optiquement épais de façon trop abrupte. En effet, si le gradient de densité est trop important entre deux cellules consécutives, les paquets de photons utilisés par les méthodes Monte-Carlo peuvent disparaître de façon prématurée de la simulation. Ces photons n’ayant pas parcouru l’ensemble de la grille comme ils auraient dû, cela va engendrer localement du bruit numérique et des artefacts dans l’image (Fig. 2.18).

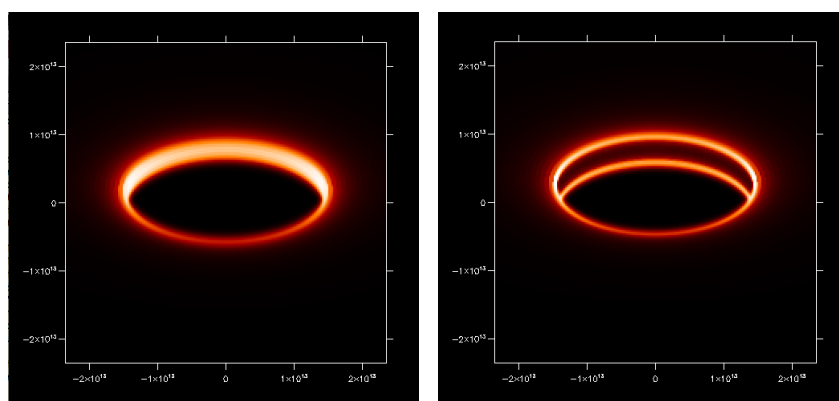


FIGURE 2.18 – Exemple de ce qui peut mal se passer si les cellules du bord interne d’un modèle sont optiquement épaisses (c.-à-d. : si aucun raffinement de la grille n’est utilisé). **À gauche** : les premières cellules rencontrées par les photons sont optiquement minces ($\tau < 1$), le bord interne brille uniformément comme on peut s’y attendre. **À droite** : les premières cellules sont optiquement épaisses ($\tau \approx 10$), le plan médian apparaît ainsi moins brillant qu’il ne le devrait. La figure est extraite du manuel d’utilisation de RADMC3D.

Afin de pouvoir considérer des masses élevées de poussière, j'ai pour le moment inclus deux niveaux d'AMR permettant de subdiviser deux fois les cellules optiquement épaisses, divisant ainsi la profondeur optique locale par $8^2 = 64$. Afin de s'assurer de raffiner correctement la grille pour n'importe quelle longueur d'onde, la profondeur optique locale (τ) de chacune des cellules est calculée à partir de l'opacité maximum (κ_{max}) du type de poussière considérée. Ainsi, on peut calculer un τ local pour chaque cellule comme :

$$\tau = \rho \times \kappa_{max} \times V_{cells}, \quad (2.14)$$

où $\kappa_{max} = (\kappa_{abs} + \kappa_{sca})|_{max}$, V_{cells} est le volume d'une cellule non raffinée et ρ la densité de la cellule. Dans le cas de poussière de carbone amorphe, l'opacité maximale est de $164295 \text{ cm}^2/\text{g}$. Ainsi, en incluant un ou deux niveaux d'AMR, on peut diviser la profondeur optique locale par 8 ou 64 limitant les gradients de profondeur optique trop importants rencontrés par les paquets de photons.

Je présente dans la Figure 2.19, un exemple de grille disposant ou non d'AMR. On peut voir que les zones les plus denses proches de la binaire sont raffinées une fois si l'on décide d'appliquer le critère de profondeur optique décrit ci-dessus. L'exemple présenté ici donne l'allure de la grille de densité d'un tour de spirale présentant un rapport gaz-poussière de $\xi = 3\%$.

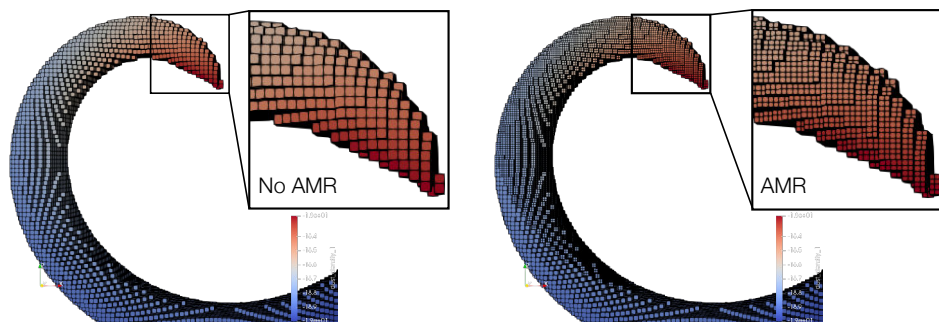


FIGURE 2.19 – Exemple de grille de densité disposant ou non d'AMR. La figure a été réalisée à partir du logiciel Paraview et de la fonctionnalité de RADMC3D permettant de générer les fichiers interprétables par ce logiciel.

2.2.3 Interprétations et contraintes du modèle

Dans cette partie, j'utilise le modèle 3D de spirale afin d'observer les effets de certains des paramètres clés associés aux nébuleuses spirales.

2.2.3.1 Images simulées d'une nébuleuse spirale

Pour ce premier exemple de modèle simulé avec RADMC3D, j'ai utilisé les paramètres géométriques connus du système de WR104 en prenant un pas de spirale de 170 UA, un angle d'ouverture α de 25° et un rayon de nucléation de 30 UA. J'ai ici choisi de représenter une spirale sur 2,2 tours permettant d'observer les effets d'assombrissement du premier tour sur le second.

Concernant la structure interne de la spirale, on a vu qu'il existait plusieurs hypothèses de nucléation conduisant à différentes structures de spirale. Dans ce premier exemple, j'ai choisi de considérer l'hypothèse la plus probable où la poussière se forme au niveau de la WCZ. L'épaisseur des parois d'une telle spirale étant un paramètre pour le moment inconnu, j'ai choisi arbitrairement une fraction de poussière de 50%. Ainsi, compte tenu de l'angle d'ouverture de la spirale,

les tours de spirale présentent une épaisseur 24 UA avec des parois de 6 UA ($0,5 \times e/2$ où e est l'épaisseur d'un tour).

Pour la masse, j'ai utilisé le même rapport gaz-poussière que celui obtenu par Harries et al. (2004) donnant $\xi \approx 3\%$ (remis à l'échelle en considérant leur paramètre de perte de masse).

On présente dans la Figure 2.20 les résultats de cette simulation, avec des images allant $0,55 \mu m$ et $10 \mu m$.

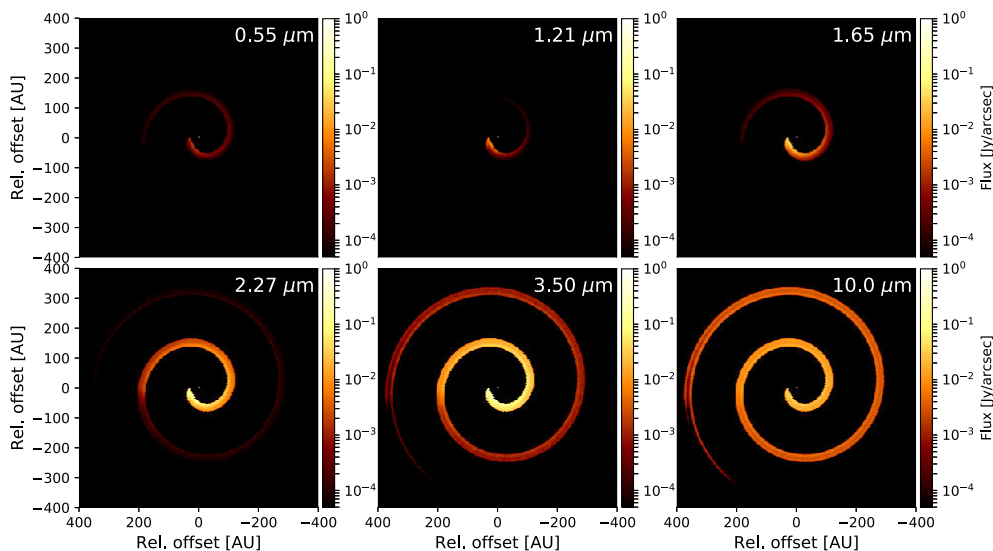


FIGURE 2.20 – Exemple d'images de nébuleuse spirale simulée à partir de notre modèle 3D avec RADMC. Les longueurs d'onde présentées correspondent aux filtres infrarouges couramment utilisés en imagerie.

À partir des différentes images simulées, on peut observer assez facilement que la spirale n'aura pas la même apparence suivant que l'on observe dans le visible, dans l'infrarouge proche ou l'infrarouge thermique.

Domaine visible Tout d'abord, on peut voir que le premier tour de spirale apparaît assez clairement même dans le visible, en comparaison de l'image infrarouge à $1,21 \mu m$ en particulier. Néanmoins, la binaire est extrêmement brillante en comparaison de la nébuleuse avec un facteur d'intensité entre le début de la spirale et l'étoile d'environ 4000. De plus, même s'il n'apparaît pas directement dans l'image, le second tour est encore relativement brillant par rapport au premier avec un rapport d'intensité d'environ 130. En considérant de tels rapports d'intensité, des observations dans le visible faisant appel aux techniques de coronagraphie avancées comme celle équipant l'instrument SPHERE¹⁰ apparaissent comme une très bonne piste s'il l'on veut étudier ces systèmes avec une bonne résolution spatiale, permise par les courtes longueurs d'onde ($\lambda/D = 15$ mas dans le visible).

Domaine infrarouge proche Si l'on s'intéresse ensuite au domaine de l'infrarouge proche (entre 1 et $2,5 \mu m$), on observe qu'on ne détecte que le premier tour de spirale. Avec une intensité relativement importante à $2,27 \mu m$ en comparaison des images à 1,2 et $1,6 \mu m$. Dans cette gamme de longueur d'onde, le premier tour semble totalement éclipser le second tour avec un rapport d'intensité entre ces derniers d'environ 800, 1300 et 900 à respectivement 1,21, 1,65 et $2,27 \mu m$.

10. <https://sphere.osug.fr>

De plus, le rapport d'intensité entre la zone de nucléation (tête de la spirale) et la binaire est assez favorable avec des valeurs de 300, 25 et 3 permettant d'observer simultanément ces deux régions d'intérêt. C'est ce domaine de longueur d'onde qui a été choisi pour étudier en profondeur le système de WR104, motivant ainsi une large campagne d'observations que je décrirai dans le Chapitre 3.

Domaine infrarouge thermique Enfin, on peut s'intéresser aux bandes de l'infrarouge thermique, domaine de prédilection du nouvel instrument MATISSE (Chap. 4). Cette fois, les deux tours de spirale apparaissent clairement dans l'image avec un rapport d'intensité entre les premier et second tour d'environ 100 et 10 à 3,5 et 10 μm . Dans ce domaine de longueur d'onde, l'étoile est assez faible et présente une intensité du même ordre de grandeur que la brillance de surface de son environnement. En observant les images réalistes de notre simulation, il apparaît assez clairement que c'est ce domaine de longueur d'onde qu'il faut privilégier s'il l'on veut étudier les poussières plus froides et plus anciennes présentes dans ces systèmes. Si les différents tours de spirale apparaissent assez brillants à ces longueurs d'onde, la résolution spatiale permise par les instruments d'imagerie actuels reste le facteur limitant leur étude. Pour des télescopes de classe 8 m, si l'on considère que les effets de turbulence atmosphérique sont négligeables dans cette gamme de longueur d'onde, leurs résolutions spatiales sont d'environ 90 et 250 mas respectivement à 3,5 et 10 μm . Malheureusement, cela reste insuffisant pour observer et étudier les structures spirales autour des objets les plus emblématiques comme WR104, WR118 ou WR98a. Ainsi, si l'on veut être capable d'étudier ces systèmes dans cette gamme de longueurs d'onde, il faut avoir recours à la technique de l'interférométrie qui présente des résolutions spatiales 10 à 20 fois supérieures. Je présenterai cet aspect en détail dans le Chapitre 4, consacré aux possibilités de l'interféromètre de toute dernière génération MATISSE.

2.2.3.2 Profils d'intensité et effet d'ombrage

On a vu dans la Figure 2.20 que les images en infrarouge proche permettent de révéler le phénomène d'ombrage se produisant entre le premier et second tours de la spirale. Si ce phénomène a notamment été observé autour de WR104 (Tuthill et al. 2008), nos propres observations n'ont pas permis de le confirmer (Sect. 3.3.5).

Afin d'explorer cet aspect des nébuleuses spirales, j'ai ici mis en place plusieurs modèles disposant des mêmes paramètres géométriques que WR104 mais comportant différentes masses de poussière. Le but est ici d'observer l'effet de la masse sur le profil curviligne (Fig. 2.21). On peut voir que suivant la masse totale de la nébuleuse, l'aspect du profil le long de celle-ci varie. Pour une très faible masse ($\xi = 0,1\%$) le profil ne présente pas de chute rapide d'intensité après le premier tour. Pour des masses plus élevées, une chute d'intensité est observée peu après le premier tour, d'un facteur compris entre 5 et 10 suivant la masse. Les profils montrant le phénomène d'ombrage permettent de déterminer la position du rayon de nucléation, qui se retrouve décalé par rapport aux coordonnées angulaires de la spirale. Ainsi, un décalage d'environ 40 degrés par rapport au premier tour est à relier à un rayon de nucléation situé à 30 UA de la binaire.

Néanmoins, la Figure 2.21 montre également que ce type de structure est fortement atténué durant le processus de convolution par la réponse instrumentale du télescope. Ainsi, même dans le cas d'une FEP parfaite, représentée par une fonction d'Airy non bruitée avec une résolution spatiale de λ/D , les différences entre les trois profils d'intensité se retrouvent fortement diminuées avec une différence relative de l'ordre de 50% pour le premier tour et proche de zéro pour le second. Pour le cas où $\xi = 1\%$, la chute d'intensité passe même d'un facteur 10 à un facteur 2, au point d'être quasiment indiscernable de structures attribuées à la fonction d'Airy (anneaux

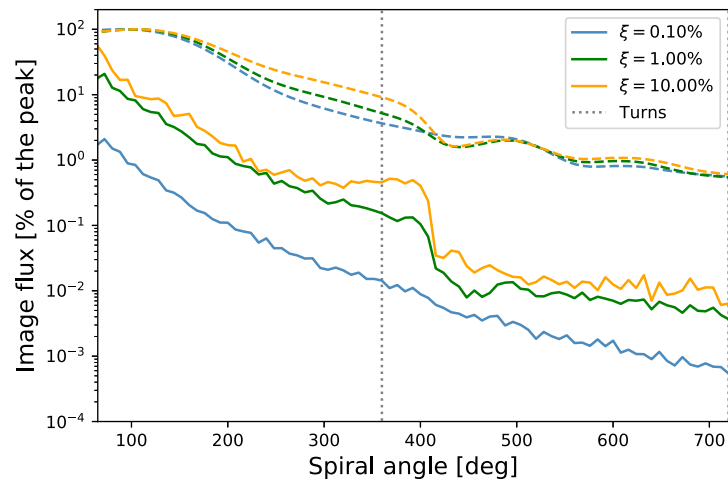


FIGURE 2.21 – Profils curvilignes simulés pour différents rapports gaz-poussière ξ . Les traits discontinus montrent l’aspect des profils après convolution par une FEP parfaite de résolution λ/D ($D = 8$ m).

secondaires). Par conséquent, la détection ou non du phénomène d’ombrage présent dans ce type de système est extrêmement tributaire de la résolution spatiale à laquelle on a accès (Sect. 3.4).

2.2.3.3 Différentes hypothèses de nucléation de poussière

Parmi les études possibles avec notre modèle 3D, on peut notamment observer l’effet de la structure interne sur le profil de brillance des différents tours de spirale.

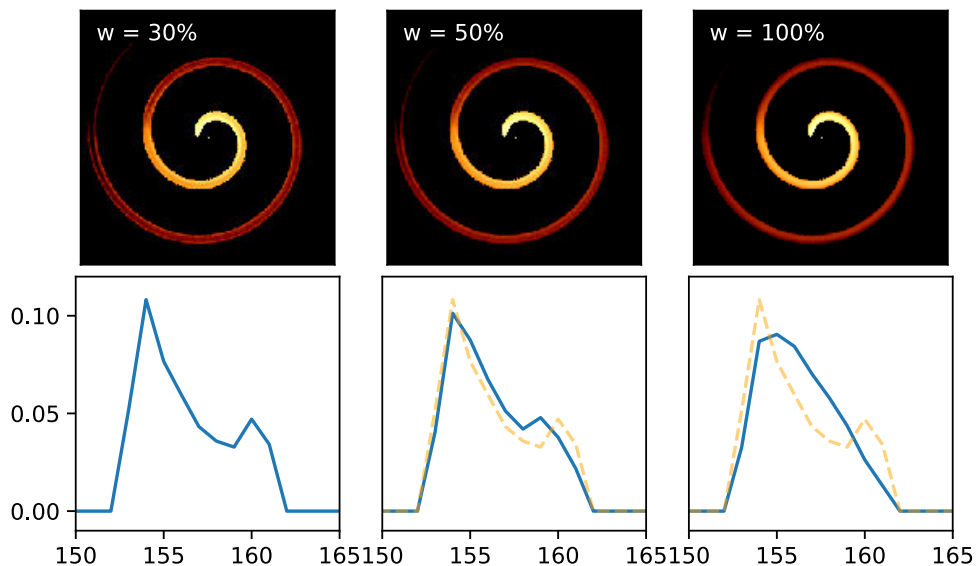


FIGURE 2.22 – Influence de l’épaisseur des parois de la spirale (w) sur l’image à $3,5 \mu\text{m}$ (en haut) et sur le profil d’intensité d’une coupe radiale du premier tour (en bas).

Suivant la localisation de la formation des grains de poussière, la structure interne et donc l’épaisseur de la spirale seront différentes. En considérant plusieurs épaisseurs de parois grâce au paramètre de fraction de poussière w , on peut ainsi simuler le profil d’intensité résultant à

une position arbitraire de la nébuleuse (Fig. 2.22). À partir de cette simulation, on peut voir que plus l'on réduit l'épaisseur des parois de la spirale, plus le profil d'intensité prend une structure bimodale marquée; au contraire de la spirale pleine, où le profil prend plutôt une forme de gaussienne penchée avec un pic d'émission tourné vers la source de radiation.

Ce type de phénomène, clairement mis en évidence par notre modèle est également inclus dans le modèle phénoménologique que je décrirai un peu plus loin (Sect. 2.4). Ce type de structure est d'un intérêt capital car il donne la possibilité de contraindre fortement l'emplacement et le mode de nucléation de poussière associé aux nébuleuses spirales. On verra que la détection de telles structures devrait être très prochainement possible grâce à l'instrument de dernière génération MATISSE (Chap. 4).

2.2.3.4 Zone de nucléation et température de sublimation

L'intérêt d'un modèle utilisant le transfert de rayonnement réside en la possibilité de simuler la température d'équilibre des grains de poussière soumis à une certaine source de rayonnement. Suivant l'emplacement de ces grains de poussière, on peut étudier si ces derniers résisteront ou non aux rayonnements intenses de l'étoile en comparant leur température d'équilibre aux températures théoriques de sublimation associées au type de grain considérée. À l'échelle de la nébuleuse, l'emplacement le plus sensible au rayonnement stellaire se situe au niveau la tête de la spirale, où les températures sont sensées être les plus élevées. Dans notre modèle, on a choisi de placer le début de notre spirale à un rayon arbitraire, nommé rayon de nucléation, s'appuyant sur la détection partiel de ce dernier. Ce rayon de sublimation représente donc comme son nom l'indique, le rayon au delà duquel les grains de poussière ne peuvent survivre sous leurs formes solides.

Pour notre étude, nous avons considérés des grains de carbone amorphe dont la température de sublimation se situe autour de 2000 K (Kobayashi et al. 2011). Le code RADMC-3D n'incluant pas la prise en compte de ces températures limites, j'ai choisi de considérer différents rayons de nucléation afin d'observer la température des grains directement soumis au rayonnement stellaire. Pour cette étude, les rayons considérés sont de 7,8, 21 et 31 UA, soit à 2,6 kpc 3, 8 et 12 mas. La Figure 2.23 présente un coupe de température d'équilibre dans le plan médian de la spirale, avec en transparence la distribution de densité 3D de la spirale.

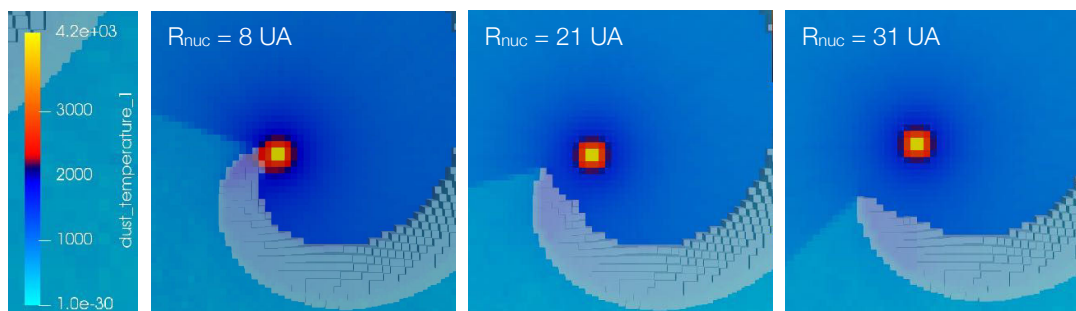


FIGURE 2.23 – Carte de température du plan orbital de la spirale simulée avec RADMC-3D. Les images de gauche à droite montrent des rayons de nucléation de 7,8, 21 et 31 UA (3, 8 et 12 mas vu à 2,6 kpc).

On peut tout d'abord observer une chute brutale des températures suivant que l'on se trouve ou non derrière le premier tour de spirale. En termes de température, le bord de la spirale directement irradié va présenter des températures de l'ordre de 800 K alors que la température directement après celui-ci se situe autour de 500 K. Cette chute va être conditionnée par la

position du rayon de nucléation qui va venir éclipser une partie du rayonnement provenant la source. Cette effet d’ombrage imposé par la profondeur optique du premier tour se retrouve également dans l’émission du profil curviligne de la nébuleuse présenté précédemment (Sect. 2.2.3.2).

Ensuite, on peut s’intéresser à la température des grains de poussière constituant le rayon de sublimation de la spirale. Pour notre simulation, les températures relevées sont d’environ 2400, 1400 et 1300 K pour une distance de 8, 21 et 32 UA respectivement. En ayant en tête la température de sublimation du carbone, on peut voir que celle-ci ne présente pas de réelle contrainte. Néanmoins, pour le plus petit rayon considéré, la température des grains est tout de même assez élevée (>2000 K) laissant apparaître une limite inférieure au rayon de nucléation des poussières. Au delà, les multiples rayons de nucléation testés montrent des températures comprises entre 1000 et 1500K, laissant libre la possibilité d’une formation de poussière dans cette gamme de distance.

2.2.3.5 Distribution spectrale d’énergie

Un dernier aspect que l’on peut étudier avec ce modèle concerne la SED de l’objet simulé, et en particulier l’influence de la masse de poussière sur celle-ci. De manière générale, ajouter de la masse de poussière à un système va augmenter la quantité de matière émettrice, en augmentant d’autant le flux qui nous en parvient. Néanmoins, la construction particulière des nébuleuses spirales va venir nuancer cette simple considération. En effet, si l’on augmente la masse de poussière en jeu, la densité de surface de la spirale étant constante, on va venir augmenter la profondeur optique du premier tour, le rendant de plus en plus optiquement épais. À mesure que ce dernier s’épaissit, le flux parvenant aux tours secondaires s’en retrouve réduit, abaissant ainsi leurs températures. À terme, la proportion de poussière relativement froide (< 600 K) devrait être proportionnellement plus importante à contribuer à la SED. C’est exactement ce qu’indique la Figure 2.24.

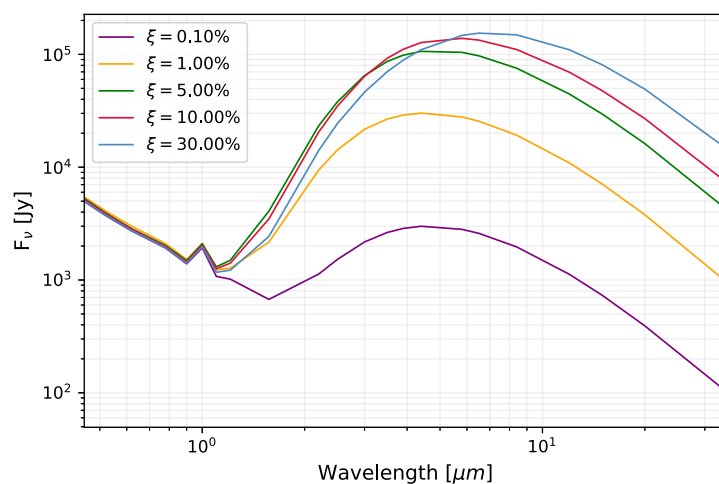


FIGURE 2.24 – Influence de la masse de poussière sur l’allure de la SED.

On peut voir qu’à mesure qu’on augmente la masse, le flux total de la nébuleuse augmente en se décalant vers les grandes longueurs d’onde indiquant une proportion de poussière froide plus importante. Néanmoins, l’augmentation d’intensité est de moins en moins rapide lorsqu’on augmente davantage le rapport gaz–poussière. Si l’on compare deux à deux les courbes entre ξ égal à 1 et 5%, et celles à 5 et 30%, si l’augmentation de masse est similaire, l’augmentation d’intensité,

elle, ne l'est pas. Il existe ainsi une limite à l'augmentation d'intensité à grande longueur d'onde, conditionnée par la proportion de flux effectivement parvenue aux tours secondaires. Si le premier tour devient très optiquement épais, peu de photons parviendront à le franchir, diminuant ainsi le flux total de l'objet (Fig. 2.25).

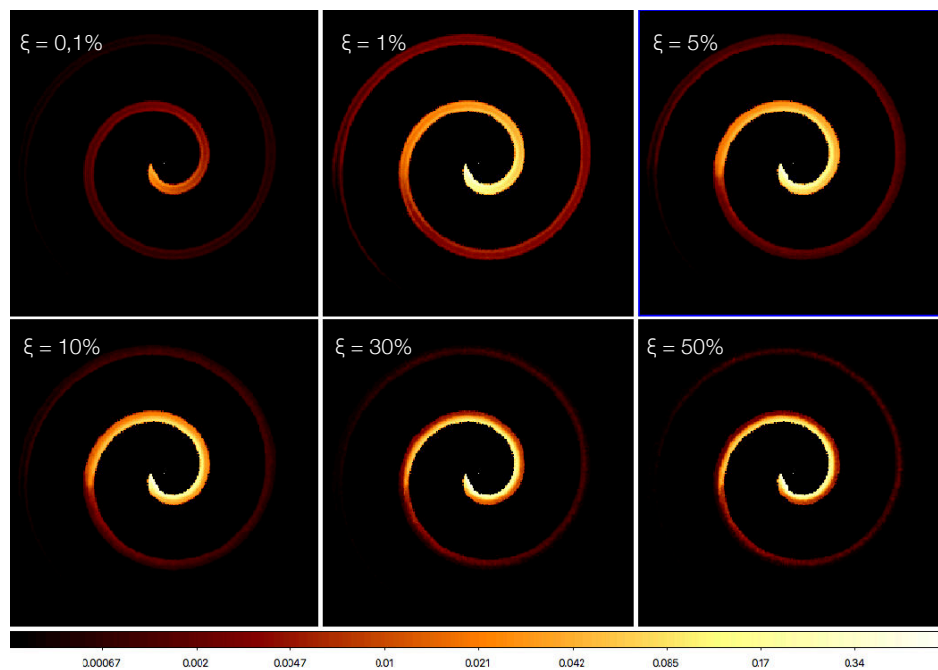


FIGURE 2.25 – Influence de la masse sur l'apparence de la spirale. Si le premier tour semble optiquement mince dans les cas peu massifs (0,1, 1 ou 5%), celui-ci devient de plus en plus optiquement épais au point d'éclipser presque entièrement le second tour (30 et 50%).

2.3 Modélisation axisymétrique par transfert de rayonnement

Les modèles 3D développés jusqu'ici sont très utiles pour représenter toute la complexité des nébuleuses spirales de poussières, qui sont par définition très asymétriques. Les trois dimensions restent donc indispensables si l'on veut reproduire leur aspect spiralé. Néanmoins, on peut étudier une partie de leur structure en ne considérant qu'une seule direction vue depuis la binaire centrale. En effet, pour une direction donnée, le chemin pris par la lumière vers le milieu interstellaire croisera plusieurs tours successifs de spirale qui grandissent avec la distance. La position et la hauteur de ces murs de poussière sont ensuite fonction de la coordonnée angulaire de la spirale. On peut donc assimiler une structure spirale trois dimensions en considérant des anneaux de poussière en trois dimensions axisymétrique (Fig. 2.26).

À première vue, un tel modèle est assez distant de la réelle complexité d'une spirale à trois dimensions. Néanmoins, il présente l'avantage de la simplicité dans son mode de construction, et est beaucoup moins gourmand en termes de volume mémoire et de temps d'exécution (2D contre 3D). Cette approche permet notamment de soulever plusieurs questionnements associés à la distribution de poussière. En effet, même si l'on ne reproduit pas une spirale, l'effet d'ombrage des anneaux les uns sur les autres est assez similaire à ce qui peut être produit par une spirale. De même façon, la structure interne des anneaux pourra reproduire au cas par cas différentes hypothèses de nucléation de poussière. Dans ce modèle, la masse de poussière jouera un rôle

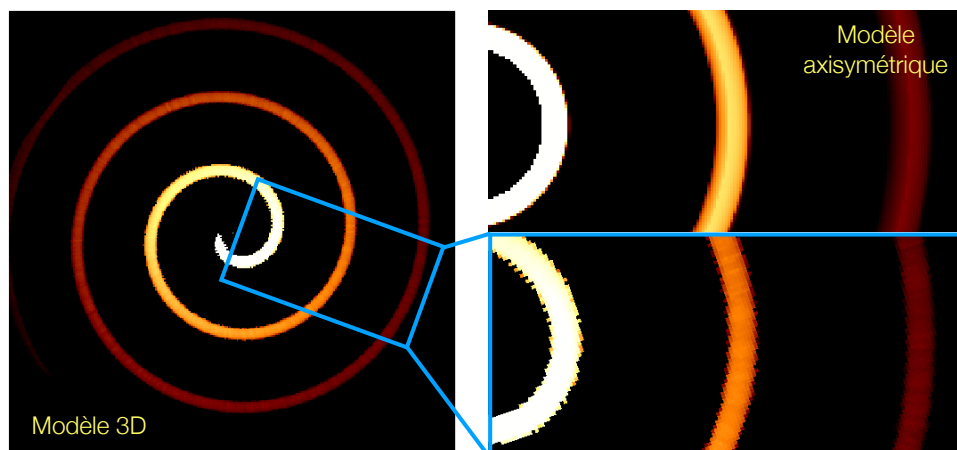


FIGURE 2.26 – Comparaison du modèle 3D de spirale (à gauche) avec le modèle axisymétrique composé d’anneaux (en haut, à droite). On voit qu’au premier ordre, les tours de spirale peuvent être approximés par notre modèle d’anneaux.

primordial sur les possibilités d’irradiation des anneaux les plus éloignés, imposant la profondeur optique de ces derniers. Des anneaux très massifs pourraient induire une extinction trop importante du rayonnement stellaire, et ce dès les premiers anneaux. A contrario, des anneaux trop peu massifs ne pourraient pas absorber et réémettre suffisamment de photons pour reproduire les profils de brillance observés. La masse de gaz émise par la Wolf-Rayet et convertie en poussière jouera donc un rôle central dans notre étude.

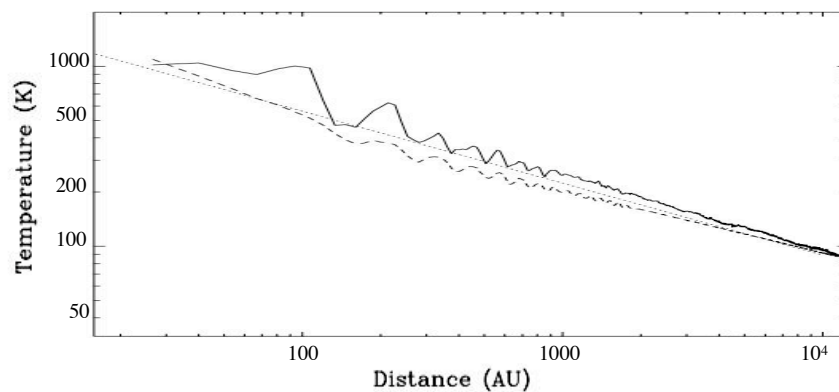


FIGURE 2.27 – Exemple de profil de température associé à une distribution spiralée de poussière. Les tracés représentent la température moyennée en azimuth pour des grains de $0,1 \mu m$ (trait plein) et $1 \mu m$ (trait discontinu). Le trait en pointillé représente la décroissance attendue en loi de puissance pour des poussières optiquement fines ($T \propto r^{-0,4}$). Figure adaptée de [Harries et al. \(2004\)](#).

Néanmoins, il existe une limitation fondamentale à ce type de modèle à anneaux : la non-continuité de la densité de poussière en fonction de la distance à l’étoile. À la différence d’une spirale, les anneaux que l’on considère sont placés à des distances finies de la source de radiation, et émettent une certaine quantité d’énergie en fonction de leurs températures imposées par leurs compositions chimiques et leurs densités. Par conséquent, ce modèle simplifié ne permettra pas de reproduire les profils de température continus comme ceux observés sur les spirales de poussière (Fig. 2.27) et la SED qui en découle.

2.3.1 Implémentation dans le code RADMC3D

Comme pour le modèle 3D, j'ai utilisé le code de transfert radiatif RADMC3D qui a l'avantage de pouvoir traiter les distributions de densité 2D ou 3D de la même manière. De cette façon, la seule différence par rapport au modèle 3D est représentée par la façon dont on va construire la carte de densité de poussière. Ce modèle ayant été développé dans l'idée de reproduire les données acquises sur l'objet WR104, l'ensemble des paramètres géométriques introduits ci-après a été obtenu grâce aux données SPHERE décrites dans le Chapitre 3 consacré à l'étude approfondie de WR104.

Cadre géométrique Notre distribution de densité de poussière est représentée par des anneaux à symétrie axiale placés dans une grille en coordonnées polaires (r, θ) , dont le pas est logarithmique. Un raffinement de grille supplémentaire a été appliqué sur l'axe radial au niveau de chaque bord interne d'anneau, afin d'assurer une profondeur optique inférieure à 1 au niveau de la première cellule. En effet, lors d'un changement de densité important (passage du vide à un anneau), la première cellule rencontrée par le photon doit être optiquement fine. Dans le cas contraire, des problèmes numériques peuvent engendrer des artefacts dans l'image ou faire disparaître prématurément le paquet de photons entrant dans la cellule.

Le premier anneau, et donc le bord interne de la grille, est placé à 78 UA de la source centrale. J'explique les raisons de ce choix un peu plus tard dans cette section. De plus, j'ai choisi de placer un total de sept anneaux afin d'observer l'effet d'ombrage sur plusieurs révolutions. Le pas de la spirale étant estimé à 170 UA (66 mas pour WR104, Sect. 3.4), j'ai choisi de limiter la grille à 1350 UA. La grille initiale comporte 1500 points sur l'axe radial et 300 points sur l'axe azimutal avec un raffinement supplémentaire du plan moyen sur 50 points. Un exemple du type de grille utilisé est présenté dans la Figure 2.28.

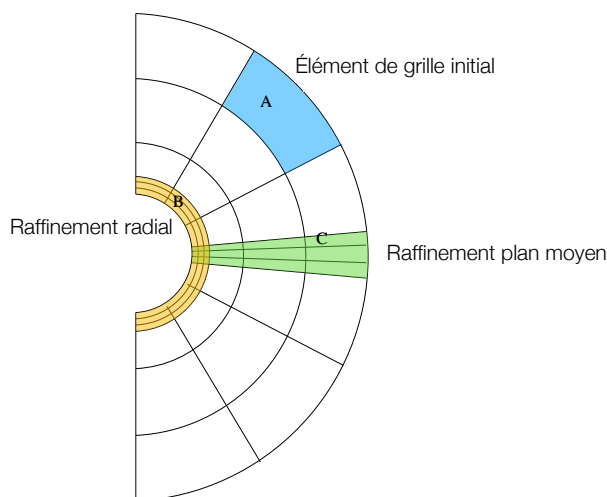


FIGURE 2.28 – Exemple de grille sphérique 2D où l'axe radial et azimutal ont été raffinés de façon séparée. **A** : Élément de grille initial, **B** : raffinement de grille radial permettant d'assurer une profondeur optique inférieure à 1 au niveau des gradients de densité, **C** : raffinement de grille azimutal.

Propriétés de la poussière Comme pour le modèle 3D, on utilise ici des grains de carbone amorphe de $0,1 \mu m$ de diamètre.

Paramètres stellaires et SED On présente dans le Tableau 2.2 les paramètres stellaires permettant de générer le spectre de la source de radiation. Les valeurs données pour représenter l'étoile WR correspondent aux valeurs moyennes attribuées au sous-type WC9 (Sander et al. 2012). La température effective de l'étoile B provient de la mesure spectroscopique obtenue par Crowther (1997). Le rayon de $10 R_{\odot}$ est ensuite choisi de façon à obtenir une luminosité totale d'environ $80000 L_{\odot}$, également mesurée par Crowther (1997). Les spectres des deux étoiles sont représentés par deux corps noirs aux températures de 50000 K pour l'étoile WR, et 30000 K pour l'étoile B. La luminosité totale de la source de radiation est finalement mise à l'échelle pour obtenir la SED observée en utilisant notre estimation de distance pour WR104 de $D = 2,6$ kpc (Sect. 3.3.7).

TABLE 2.2 – Paramètres stellaires utilisés pour représenter la source de rayonnement.

	Paramètre	Valeur
Étoile WR	R_*	$5 R_{\odot}$
	M_*	$10 M_{\odot}$
	T_{eff}	50000 K
Étoile O	R_*	$10 R_{\odot}$
	M_*	$15 M_{\odot}$
	T_{eff}	30000 K

A posteriori, le choix de considérer des corps noirs est apparu comme étant trop simpliste pour correctement estimer la SED des étoiles massives (Wolf-Rayet ou OB). En effet, l'atmosphère de ces étoiles présente une opacité très importante dans l'UV, à l'origine de leurs vents stellaires (Sect. 1.3.1). Le travail de modélisation 3D ayant été réalisé après le modèle présenté ci-dessus, nous avons depuis considéré des modèles d'atmosphères stellaires plus réalistes (Sect. 2.2.2).

Trois types d'anneau Dans le cadre du modèle axisymétrique, j'ai considéré trois types de distribution de densité (voir Fig. 2.29), où chaque type correspond à une hypothèse sur le mode de nucléation de poussière :

- **Le modèle 1** consiste à considérer des anneaux pleins, dont la hauteur H croît linéairement avec la distance en suivant un angle α . Cet angle α représente l'angle d'ouverture de la spirale décrit précédemment (Sect. 1.3.2). Les anneaux sont séparés d'une distance notée S correspondant au pas de la spirale. Ce premier modèle correspond au cas d'une nucléation de poussière uniforme se produisant au niveau de la zone de reconfinement des vents (cas 2, Fig. 2.7)
- **Le modèle 2** consiste à considérer des anneaux creux, dont le pourcentage de vide est représenté par le paramètre w . Ce paramètre est exprimé en fraction de la hauteur H totale de l'anneau. Il faut noter que la fraction de vide est identique, quel que soit l'anneau considéré. De cette manière, l'épaisseur des parois horizontales de l'anneau augmente avec la distance, alors que celle des parois verticales reste inchangée. Cette configuration représente le cas d'une nucléation de poussière se produisant à l'interface de la zone d'interaction des vents (cas 1, Fig. 2.7). Comme pour le premier modèle, la taille des anneaux augmente linéairement avec la distance de façon à reproduire des tours de spirale dont la densité volumique diminue avec la distance (masse constante). La densité surfacique (projetée dans le plan de la spirale), elle, est constante.

- **Le modèle 3** consiste à considérer des anneaux creux dont le premier anneau dispose d'une ouverture centrale. Cette ouverture, représentée par le paramètre h , est exprimée en fraction de hauteur de l'anneau. Ce dernier modèle permet de reproduire une nucléation de poussière perturbée par la présence d'instabilité au niveau de la WCZ. Il peut également être attribué à une production de poussière discontinue, permettant ainsi au second tour d'être directement illuminé par la binaire (cas 3, Fig. 2.7).

L'épaisseur de chaque anneau est identique pour chaque type de modèle et est imposée par l'angle d'ouverture de la spirale (α). Nous verrons dans la section suivante que l'épaisseur de la spirale (et donc des anneaux de ce modèle) peut être directement reliée à l'angle d'ouverture de la spirale par une loi polynomiale (Sect. 2.4). On considère ici des anneaux avec une épaisseur de 18 UA correspondant à un angle d'ouverture de $17,5^\circ$ (Harries et al. 2004).

J'ai implémenté ces trois modèles dans RADMC3D avec l'aide d'Alexis Matter, astronome adjoint à l'Observatoire de la Côte d'Azur. Les cartes de densité ont été générées via une interface IDL¹¹ adaptée à partir de celle distribuée avec le code RADMC3D.

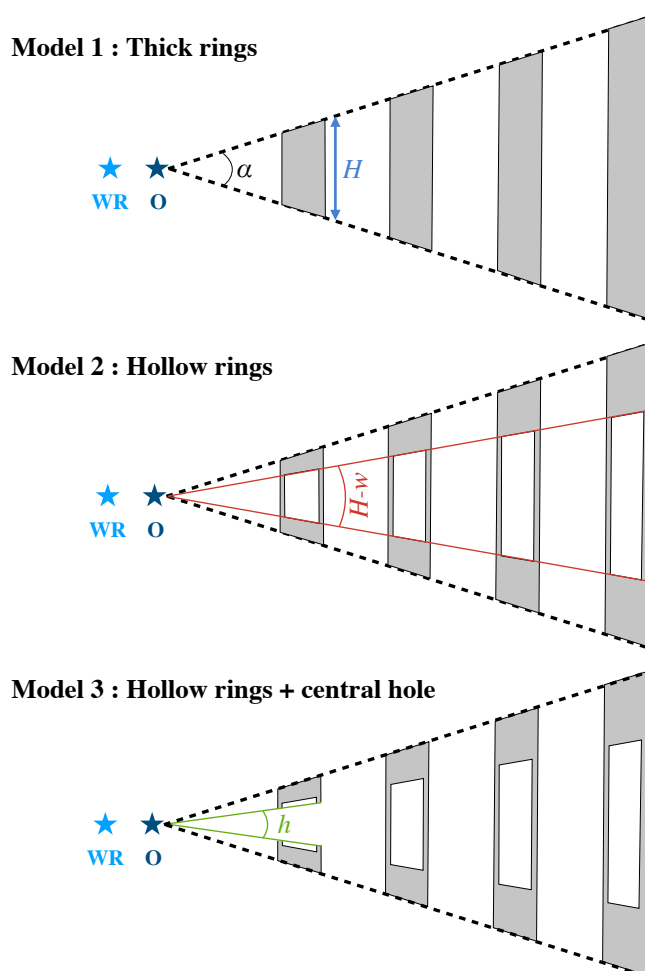


FIGURE 2.29 – Différentes distributions de densité de poussière considérées dans nos modèles. **De haut en bas** : anneaux plein, anneaux creux et anneaux creux avec ouverture centrale. Les modèles présentés sont vus de côté et représentent une coupe de la densité de poussière. On a également représenté la délimitation imposée par l'angle d'ouverture α en pointillés.

11. <http://www.harrisgeospatial.com/SoftwareTechnology/IDL.aspx>

Masse de poussière Pour les trois types de modèle présentés ci-dessus, la masse M de chaque anneau est identique et indépendante de la distance à la source centrale. Chaque anneau a une densité de surface constante, ce qui permet de prendre en compte une dilution uniforme du nuage de poussière initialement créé. La masse des anneaux est calculée en utilisant la période de la spirale (P), le taux de perte de masse (\dot{M}) de l'étoile Wolf-Rayet et un rapport gaz-poussière (ξ) :

$$M = \xi \dot{M} \frac{P}{365.25}. \quad (2.15)$$

La perte de masse de la composante B étant négligeable en comparaison de celle de la WR, on ne considère que la composante WR dans le calcul de masse. En négligeant la perte de masse de l'étoile B, la masse résultante ne diffère que de 0,6% et n'est donc pas significative. Notons qu'il existe une dégénérescence entre la masse et les propriétés d'absorption/diffusion (section efficace) des poussières, en ce qui concerne le niveau d'opacité et donc d'émission thermique produit. Les masses de poussière déterminées ci-après ne sont donc valides que pour la composition de poussière considérée. De plus, on admet que l'ensemble de la masse créée sur une période se retrouve dans le premier tour de spirale, représenté par un anneau dans notre modèle. On ne prend pas en compte un éventuel enrichissement en poussière à plus grande distance, la poussière est ainsi créée uniquement au niveau de la zone de nucléation. L'utilisation de la période de révolution de la spirale permet ainsi de tenir compte de l'aspect temporel.

Observables fournies par RADMC3D La Figure 2.30 montre un exemple d'image produite à partir de RADMC3D. Afin d'obtenir une bonne représentation du premier anneau, le modèle présenté comporte seulement trois anneaux (contre sept dans la version définitive). On montre deux inclinaisons d'un même modèle afin d'avoir une idée de l'aspect trois dimensions de la distribution de poussière utilisée.

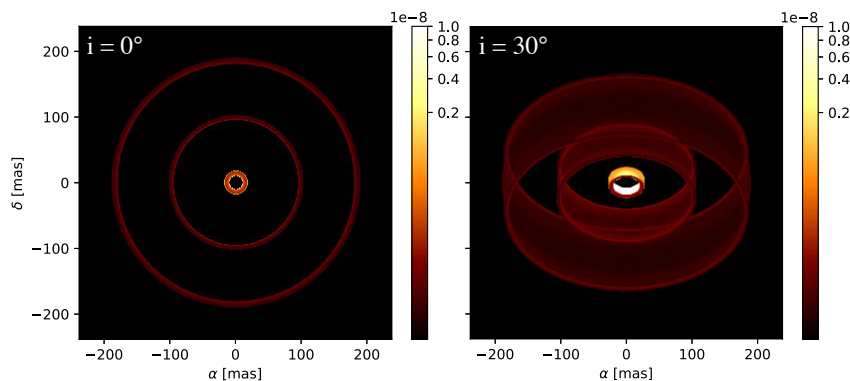


FIGURE 2.30 – Exemple d'images générées à partir de RADMC3D en considérant des anneaux pleins (modèle 1). **Gauche** : modèle d'anneau vue de face. **Droite** : vue du même modèle incliné de 30° afin d'appréhender la troisième dimension de notre modèle.

2.3.2 Contraintes du modèle axisymétrique

À la différence du modèle 3D, le modèle axisymétrique permet de simuler uniquement les profils radiaux d'intensité associés aux spirales et non pas la spirale à proprement dit. De cette manière, suivant l'emplacement choisi du premier anneau, on pourra reproduire le profil d'intensité à un certain azimuth de la spirale. J'ai fait le choix de me concentrer sur la comparaison d'un

seul profil d'intensité radial, en plaçant le premier anneau à une distance de 78 UA. Cette position a été motivé par nos observations SPHERE de WR104, car elle permet d'être suffisamment éloignée de la zone de nucléation pour considérer un chauffage direct du premier anneau par la binaire.

Je présente ici un certain nombre d'effets qui peuvent être observés au moyen de ce second modèle. L'idée étant d'explorer l'effet des trois hypothèses de nucléation de poussière présentées précédemment, je me suis concentré sur la distinction de ces trois modes en fixant les paramètres géométriques utilisés dans les différents modèles. Pour l'ensemble des cas de nucléation, la hauteur des anneaux est déterminée à partir de l'angle d'ouverture du choc fixé à $17,5^\circ$. Pour le modèle d'anneaux creux (modèle 2), l'épaisseur des anneaux est fixée à $w = 10\%$ de la hauteur totale (Fig. 2.29). Pour le modèle à anneaux creux troués (modèle 3), l'épaisseur des parois est également fixée à 10% avec une fraction de vide du premier anneau de $h = 30\%$.

En plus de donner des contraintes sur les modes de nucléation, l'idée est ici d'explorer l'effet du rapport gaz-poussière ξ sur le profil d'intensité observé. Pour cela, j'ai testé un intervalle assez large de ce rapport allant de 0,1 à 50%, correspondant à une masse d'anneau de $5,3 \cdot 10^{-9}$ à $2,7 \cdot 10^{-6} M_\odot$. L'ensemble des paramètres explorés dans cette étude est présenté dans le Tableau 2.3.

TABLE 2.3 – Paramètres du modèle axisymétrique explorés dans cette étude.

Paramètres	Valeurs	Modèles
α	$17,5^\circ$	1, 2 et 3
w	10%	2 et 3
h	30%	3
ξ	0,1, 1, 10 et 50%	1, 2 et 3

2.3.2.1 Structure interne et nucléation de poussière

Pour cette première étude, j'ai considéré les trois types de nucléation en prenant un rapport gaz-poussière fixe de $\xi = 1\%$. La Figure 2.31 présentée correspond à l'image du modèle à $2,2 \mu m$, correspondant au domaine d'observation de l'instrument SPHERE qui sera décrit en détail dans le chapitre consacré à l'étude de WR104 (Chap. 3).

La Figure 2.31 révèle une structure changeante du profil d'intensité en fonction du mode de nucléation. Si la décroissance générale semble assez similaire entre les modèles, la structure interne de l'anneau change drastiquement le profil de brillance des anneaux individuels. Dans le cas d'un anneau plein, le profil de brillance est relativement arrondi avec un pic d'intensité se déplaçant peu à peu vers le bord externe de l'anneau à mesure qu'on s'éloigne de la source de radiation. Les derniers anneaux présentent même une structure assez piquée, contrairement au premier anneau directement irradié par la binaire.

Pour les modèles 2 et 3, la différence est assez frappante en comparaison du modèle 1 avec une structure bimodale très marquée. La baisse de flux à l'intérieur même d'un anneau est diminuée d'un facteur 10–100 par rapport à l'émission des bords internes et externes. Cependant, l'effet d'un premier anneau troué (modèle 3) n'a que très peu d'influence sur le profil d'intensité général du modèle.

On peut également observer que pour les trois types de modèles, la décroissance d'intensité est extrêmement rapide. Si l'on considère uniquement le maximum d'intensité des anneaux, on peut approximer leur décroissance en intensité par une loi de puissance du type $I \propto I_0 \times r^q$. Dans

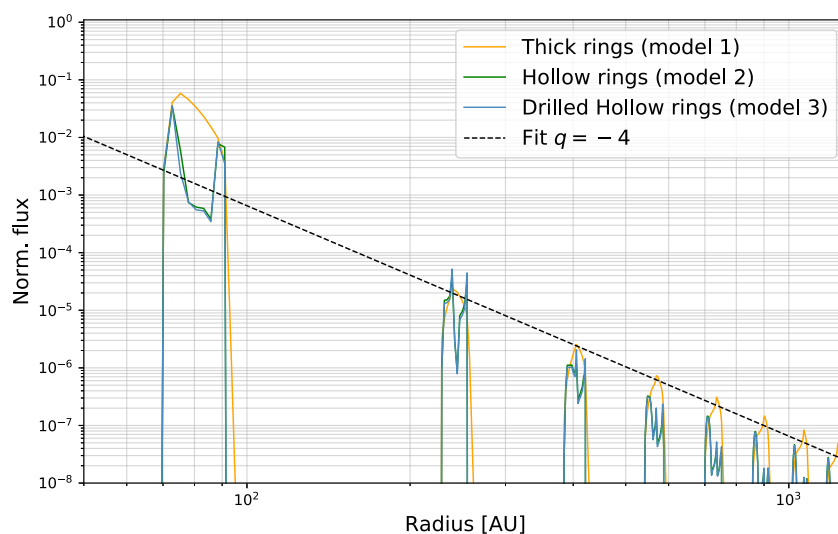


FIGURE 2.31 – Effet du mode de nucléation de poussière sur le profil d’intensité radial.

ce cas, on mesure un indice q compris entre -4 et $-4,5$. Classiquement, un indice de décroissance en intensité de -2 est observé dans le cas d’enveloppes sphériques optiquement minces alors qu’un indice de décroissance plus important est le signe de la présence de processus plus complexes comme des effets d’ombrage ou d’émission thermique (Rybicki & Lightman 1986).

À partir des profils d’intensité présentée jusqu’ici, il est assez facile de distinguer les effets des deux principales hypothèses de nucléation de poussière (WCZ ou reconfinement). Or, il peut être intéressant d’évaluer les différences entre ces deux hypothèses suivant la résolution spatiale du télescope utilisé. En prenant un télescope de classe 8 m comme le VLT au Chili, on peut simuler l’apparence de l’objet tel qu’il serait vu depuis la Terre en convoluant l’image du modèle par une réponse instrumentale simulée : la FEP¹². Pour un télescope à ouverture circulaire (miroir monolithique), la FEP parfaite du télescope est une fonction d’Airy dont le premier zéro est atteint pour $\theta = 1,22\lambda/D$ où λ est la longueur d’onde et D le diamètre du télescope. Pour une même taille de télescope, la taille angulaire d’un objet étant imposée par sa distance astrométrique, j’ai choisi de considérer trois distances différentes de 0,15, 1 et 2,6 kpc. Rapprocher ainsi l’objet aura le même effet que d’augmenter la taille du télescope. Les paramètres géométriques considérés dans notre modèle étant ceux de l’étoile WR104, passer la distance du système de 2,6 à 0,15 kpc a le même effet que d’observer cet objet avec un télescope de 138 m. De cette manière, on peut reproduire, en quelque sorte, des observations réalisées avec un interféromètre de type VLTI, en utilisant la plus grande longueur de base disponible (voir le Chap. 4 pour plus de détails).

La Figure 2.32 montre ici la nécessité d’utiliser les techniques de haute résolution angulaire (HRA) si l’on veut être capable de distinguer les différentes hypothèses de nucléation de poussière. Si l’objet est suffisamment proche (150 pc), les télescopes de classe 8 m devraient être capables de résoudre la structure interne de ce type d’objet. Malheureusement, les nébuleuses spirales sont observées autour des étoiles Wolf-Rayet qui se trouvent préférentiellement dans les zones de formation stellaire, donc assez éloignées de la Terre ($D > 1$ kpc, Rosslowe & Crowther 2015).

En effet, on verra dans le Chapitre 3 que les télescopes de classe 8 m ne peuvent pas réellement distinguer les différentes structures internes prévues par ce type de modèle axisymétrique (Sect. 3.4).

12. La fonction d’étalement de point ou *Point Spread Function* (PSF) en anglais.

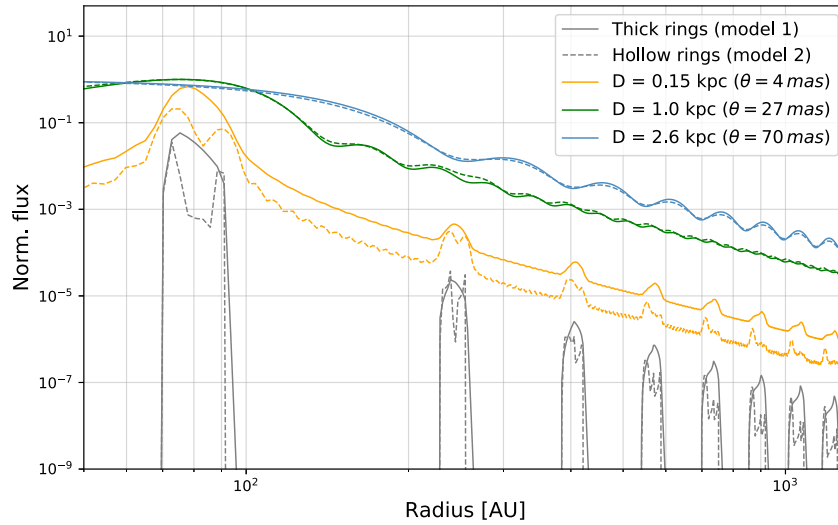


FIGURE 2.32 – Effet de la résolution spatiale sur les profils d’intensités simulés. On considère trois distances différentes représentées en couleurs (0,15, 1, et 2,6 kpc). Les traits pleins correspondent au modèle 1 alors que les traits discontinues représentent le modèle 2.

2.3.2.2 Taux de formation gaz-poussière

Dans une seconde approche, j’ai étudié l’effet de la masse de poussière sur le profil de brillance des anneaux. La zone la plus favorable à la nucléation de poussière étant dans la WCZ (modèle 2), j’ai choisi de ne considérer que ce cas pour cette étude. J’ai ici considéré quatre rapports gaz-poussière différents afin d’être le moins restrictif possible sur cet aspect très méconnu de ce type de système. En effet, il existe assez peu de littérature concernant ce sujet, avec des valeurs assez disparates et relatives aux taux de perte de masses considérés. [Harries et al. \(2004\)](#) déterminent, par exemple, un rapport gaz-poussière d’environ 3%, alors que des études plus récentes en modélisation hydrodynamique estiment un rapport ξ compris entre 5 et 30% ([Hendrix et al. 2016](#)). Afin de couvrir ces différentes valeurs, les rapports ξ utilisés dans cette étude sont de 0,1, 1, 10 et 50 %.

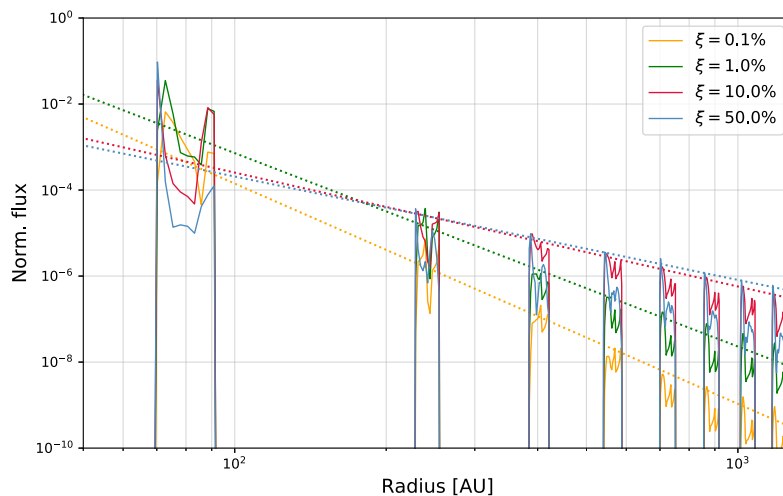


FIGURE 2.33 – Effet de la masse de poussière sur le profil d’intensité radial. Le trait pointillé représente le meilleur ajustement par une loi de puissance de la décroissance en intensité observée.

La Figure 2.33 montre l'effet du rapport ξ sur la brillance relative des différents anneaux du modèle. J'ai ensuite ajusté une loi de puissance à chacun des cas afin de quantifier les différences de profil observé.

Tout d'abord, on peut observer que la brillance relative du premier anneau est assez similaire pour les quatre masses considérées. Le principal effet de l'ajout de masse va donc consister en une décroissance en intensité moins rapide des anneaux secondaires. Dans un premier temps, l'ajout de masse va diminuer de façon relativement linéaire l'indice de décroissance du profil jusqu'à atteindre un plateau (Fig. 2.34). À partir d'une certaine masse, les premiers anneaux vont devenir de plus en plus optiquement épais contrebalançant ainsi l'augmentation d'intensité des anneaux éloignés.

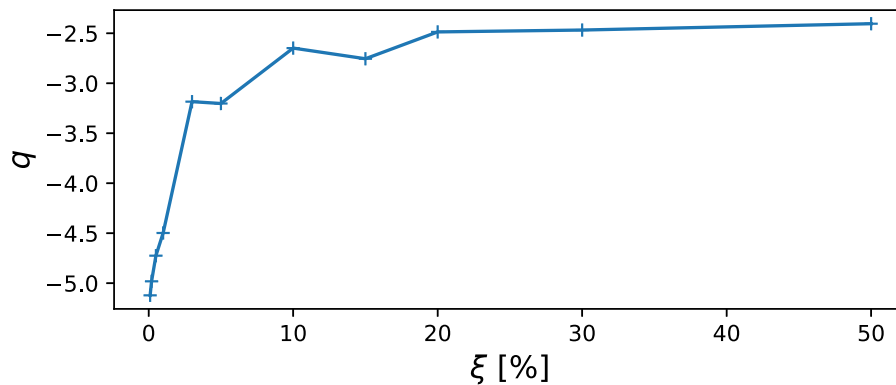


FIGURE 2.34 – Évolution de l'indice de décroissance q associé au profil d'intensité en fonction du rapport gaz-poussière ξ .

Comme précédemment, on peut simuler une observation faite depuis la Terre avec un télescope de classe 8 m. Le principal intérêt de ce type de modèle étant la comparaison à des données d'imagerie, j'ai seulement testé l'effet de convolution sur un objet situé à 2,6 kpc (résolution $\theta = 70$ mas).

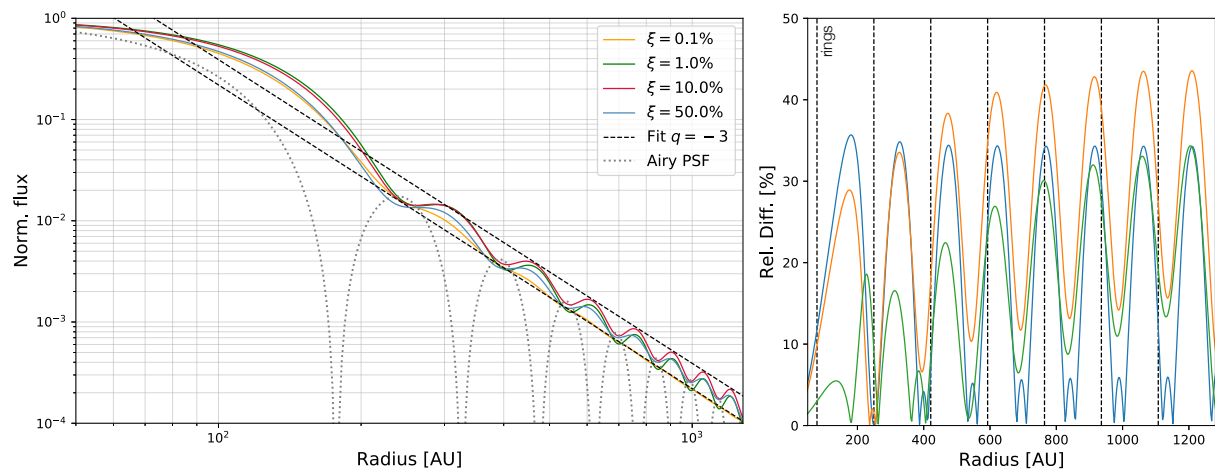


FIGURE 2.35 – **À gauche** : profil de la Figure 2.33 mais cette fois convolué par une FEP simulée (70 mas de résolution). **À droite** : différence relative entre le profil $\xi = 0,1\%$ et les autres profils.

Cette fois, on peut voir que les profils de décroissance sont assez similaires pour les quatre masses considérées. Ces profils semblent suivre la décroissance imposée par la FEP, qui décroît également

en loi de puissance $q = -3$ (Fig. 2.35, à gauche). Cette fois, la distinction entre les différentes masses est assez difficile avec une différence relative inférieure à 50% sur l'ensemble des profils (Fig. 2.35, à droite). Néanmoins, le profil de flux se détache assez clairement de la FEP simulée, nous permettant au moins d'affirmer la présence de structure de poussière autour de l'objet. On le verra un peu plus tard, mais c'est exactement le genre d'effet qui nous a empêchés de contraindre le taux de formation de poussière autour de l'étoile WR104 (Sect. 3.4).

2.4 Modèle phénoménologique d'une spirale de poussière

Les modèles de transfert de rayonnement que j'ai développés jusqu'ici sont d'une grande aide si l'on veut être capable de simuler des profils de températures et de brillances réalistes. Néanmoins, ces modèles sont encore trop gourmands en temps de calcul pour être utilisés dans une démarche d'ajustement de modèle automatisé. Avec les modèles de transfert radiatif, le temps d'exécution est réparti en plusieurs étapes : création des cartes de densité, des fichiers de simulation (source de rayonnement, type de poussière, etc.), calcul Monte-Carlo pour déterminer la température, second calcul Monte-Carlo pour générer les images, et au besoin un troisième Monte-Carlo pour générer une SED. Si l'on regroupe toutes ces étapes, en générant des images suffisamment résolues (300 pixels) à au moins cinq longueurs d'onde, le temps d'exécution total se situe autour de 15 minutes. Cela est très rapide en comparaison des centaines de milliers d'heures de calcul des simulations hydrodynamiques, mais encore trop élevé pour l'ajustement de modèle. J'ai donc entrepris de développer un modèle analytique s'appuyant sur mes travaux en modélisation numérique (transfert de rayonnement et hydrodynamique) et ce qui a été réalisé par le passé (Harries et al. 2004; Tuthill et al. 2008; Millour et al. 2009).

Ce modèle analytique est appelé "modèle phénoménologique" car reproduisant de manière la plus simple (mais réaliste) l'aspect de la spirale. Le but étant ici d'avoir un modèle très rapide à réaliser (quelques secondes) en vue de le comparer à des données d'imageries et d'interférométries. Ce modèle a été utilisé avec succès pour reproduire des données SPHERE concernant WR104 (Sect. 3.4). Il est également à la base des travaux de simulation en reconstruction d'image du nouvel instrument MATISSE présenté dans le Chapitre 4.

2.4.1 Présentation du modèle

Le modèle analytique de spirale que j'ai développé se base sur l'approche de Millour et al. (2009), publiquement distribué au sein de `fitOmatic`¹³. Le modèle de spirale présent au sein de `fitOmatic` était initialement développé en Yorick, et a constitué la base du modèle que je décris ici. Les nouveaux développements que j'ai inclus en transposant ce modèle en langage Python sont, par exemple, l'attribution d'une loi de température à la décroissance en intensité de la spirale, la prise en compte d'une étoile binaire, l'utilisation de différents corps noirs pour rendre ce modèle chromatique, l'introduction du rayon de nucléation ou l'aspect temporel de la spirale. En pratique, `fitOmatic` a été développé pour ajuster les données interférométriques d'une variété d'objets incluant, par exemple, les étoiles non-résolues, les disques, les anneaux, les binaires et donc les spirales, qui se trouvent être une composition de ces différents éléments. Ce modèle a notamment été utilisé pour ajuster les données d'une nébuleuse spirale suspectée d'être présente autour de WR118 (Millour et al. 2009). Le travail initié dans ma thèse a donc consisté à adapter et mettre à jour le modèle de spirale présent dans `fitOmatic` afin d'ajuster des données AMBER acquises en 2007 sur l'objet WR104.

13. <http://fitomatic.oca.eu>

Le modèle se compose donc d'une spirale de poussière et d'une binaire centrale (l'étoile OB et l'étoile WR) dont on définit les températures effectives (T_{WR} et T_{OB}), la séparation (d_{bin}) et le rapport de flux dans le visible (à $0,55 \mu m$). On a vu précédemment que la structure interne de la spirale change en fonction de l'emplacement où se forme la poussière. Ainsi, la spirale peut être construite à partir de différents éléments suivant que l'on veuille construire une spirale pleine ou creuse. Dans le premier cas, la spirale sera constituée d'une multitude de disques uniformes infiniment fins qui suivent une trajectoire curviligne représentée par une spirale d'Archimède. On pourra également choisir d'utiliser des disques gaussiens, permettant de reproduire une spirale aux bords plus ou moins abrupts. Ces éléments permettent de reproduire l'aspect d'une spirale pleine, résultat d'une nucléation de poussière se produisant au niveau du reconfinement de choc (Sect. 2.1.2). Dans le second cas, la spirale sera constituée d'anneaux infiniment fins formant une spirale vide représentant une nucléation se produisant au sein de la WCZ. La spirale est représentée par un pas S ¹⁴ et par un nombre de tours N_{turns} . La taille des éléments constituant la spirale (anneaux ou disques) va ensuite grandir avec la distance en suivant l'angle d'ouverture α imposé par la binaire centrale (Fig. 2.36).

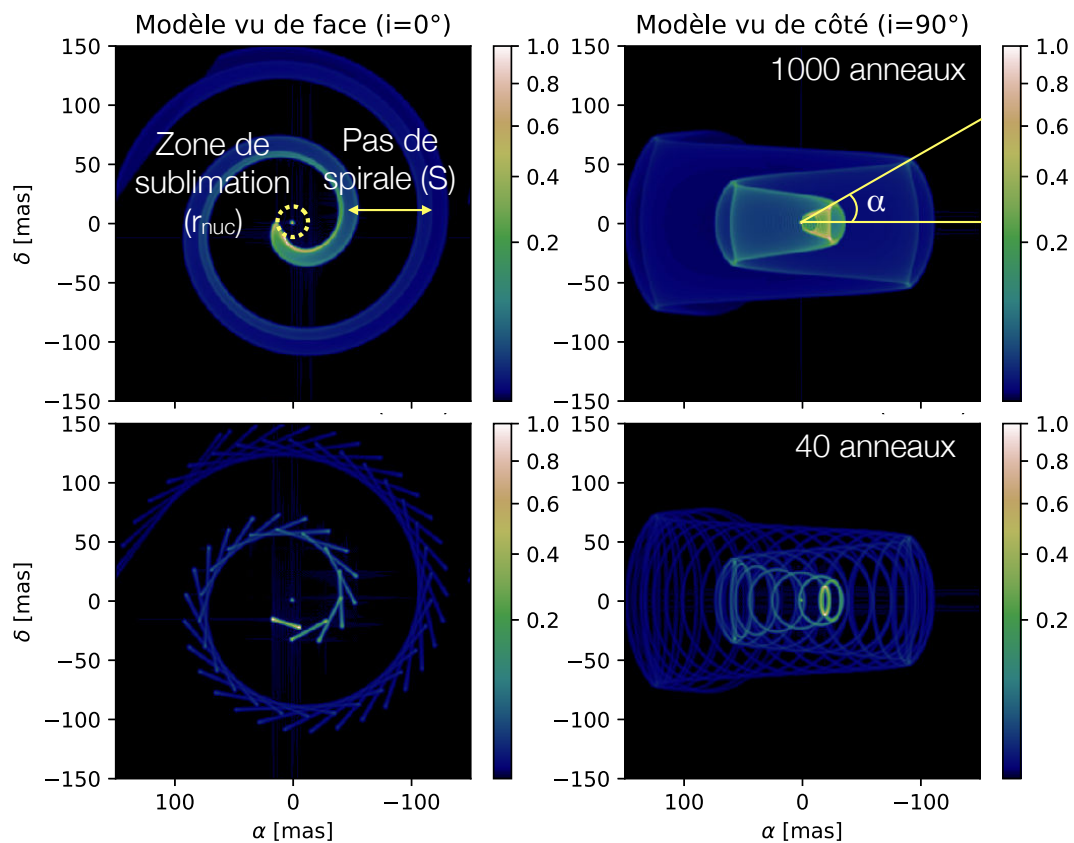


FIGURE 2.36 – Modèle phénoménologique développé pendant ce travail de thèse. **En haut :** Certains paramètres importants comme l'emplacement de la zone de sublimation, le pas de la spirale ou l'angle d'ouverture sont représentés. Les vues à gauche et à droite présentent le modèle vu respectivement de face depuis la Terre ($i=0^\circ$) et de côté ($i=90^\circ$). **En bas :** On a volontairement sous-échantillonné la spirale en terme de nombre d'anneaux (40 contre 1000 normalement) afin de faire ressortir le mode de construction de celle-ci.

14. Le pas S désigne l'espacement entre deux tours de spirale consécutifs, qui est constant dans le cas d'une spirale d'Archimède.

De plus, on prend en compte une zone de nucléation, aussi appelée zone de sublimation, distante de la binaire centrale et symbolisée par l'absence d'éléments (de poussière) en deçà d'une certaine distance nommée r_{nuc} . Ce paramètre permet de considérer différentes hypothèses concernant la formation de poussière et rend compte de l'impossibilité de former des grains de poussière trop proche du champ de radiation stellaire (température extrême, radiation UV intense). Cette limite est liée à la température de sublimation associée au type de grains utilisé, qui sera plus ou moins élevée suivant que l'on considère des grains de silicate ($T_{\text{sub}} = 1500$ K, Harries et al. 2004) ou de carbone ($T_{\text{sub}} = 2000$ K, Kobayashi et al. 2011).

Un exemple de modèle généré est présenté dans la Figure 2.36, avec une représentation de certains paramètres clés comme la zone de nucléation ou le pas de la spirale. Pour mieux comprendre la constitution de la spirale, on présente en bas de la Figure 2.36, un modèle de spirale constituée de seulement 40 anneaux (contre plusieurs milliers habituellement). De cette manière, on peut mieux comprendre le modèle de nucléation des anneaux de poussière, où chaque anneau a été généré à un instant donné au niveau de la zone de nucléation puis est ensuite propagé dans le milieu interstellaire. Ainsi, plus les anneaux sont distants de la binaire, plus ils sont anciens. Les paramètres utilisés ici sont arbitraires et servent seulement d'exemple.

Le profil d'intensité de la spirale est déterminé en considérant que chaque élément émet comme un corps noir à une certaine température. Ces températures suivent une loi de puissance décroissant radialement (symbolisée par l'indice q) partant d'une valeur maximale correspondant à la température de sublimation (T_{sub}) à la distance r_{nuc} . Ainsi, la température de chaque anneau à une distance $r \geq r_{\text{nuc}}$ de la binaire est définie comme :

$$T(r) = T_{\text{sub}} \times \left(\frac{r}{r_{\text{nuc}}} \right)^{-q} \quad (2.16)$$

On voit par ailleurs que cette relation impose un changement d'aspect de la SED en fonction du nombre de tours que l'on fait parcourir à la poussière. Plus le nombre de tours sera important, plus la proportion de poussière froide sera importante, ce qui aura pour but d'augmenter le flux de la spirale à grande longueur d'onde ($> 10\mu\text{m}$). L'émission totale de la spirale peut donc être déterminée à différentes longueurs d'onde par une sommation d'émissions de corps noirs (Fig. 2.37).

L'émission de la binaire est également représentée par deux corps noirs à deux températures effectives représentant l'étoile Wolf-Rayet (T_{WR}) et l'étoile OB (T_{OB}). La contribution de la binaire vis-à-vis de la spirale est ensuite ajustée en utilisant un paramètre de rapport de flux $C_{B/P}$ défini arbitrairement à $1\mu\text{m}$. Ainsi, un rapport $C_{B/P} = 1$ signifie que la binaire et la spirale contribue à parts égales à l'émission totale du système à $1\mu\text{m}$ (50% du flux provient de la binaire et 50% provient de la spirale). Pour finir, on définit le rapport de flux entre les deux étoiles comme $C_{OB/WR}$ dans le visible à $0,55\mu\text{m}$, ce rapport étant fixé à 2 suivant la mesure de Crowther (1997).

En plus de l'aspect spectral permis par l'utilisation de différentes températures de corps noirs, on prend également en compte l'aspect temporel dans notre modèle. On définit pour cela une orientation initiale (θ_{phase}), une date de référence (MJD_0), une période de révolution (P) et une date d'observation (MJD^{15}) afin de générer des images d'une spirale en rotation au cours du temps. Par exemple, pour prendre le cas de WR104, on choisit comme référence l'orientation de la spirale telle qu'elle a été mesurée en avril 1998 (Tuthill et al. 1999), avec une période de rotation $P = 241,5 \pm 0,5$ jours (Tuthill et al. 2008). De cette manière, suivant le MJD que l'on

15. *Modified Julian Date* : Jours juliens modifiés, permettant de compter le temps en jours et fraction de jours par rapport à une date arbitrairement choisie. Les astronomes utilisent comme référence le 17 novembre 1858 à 0 heure.

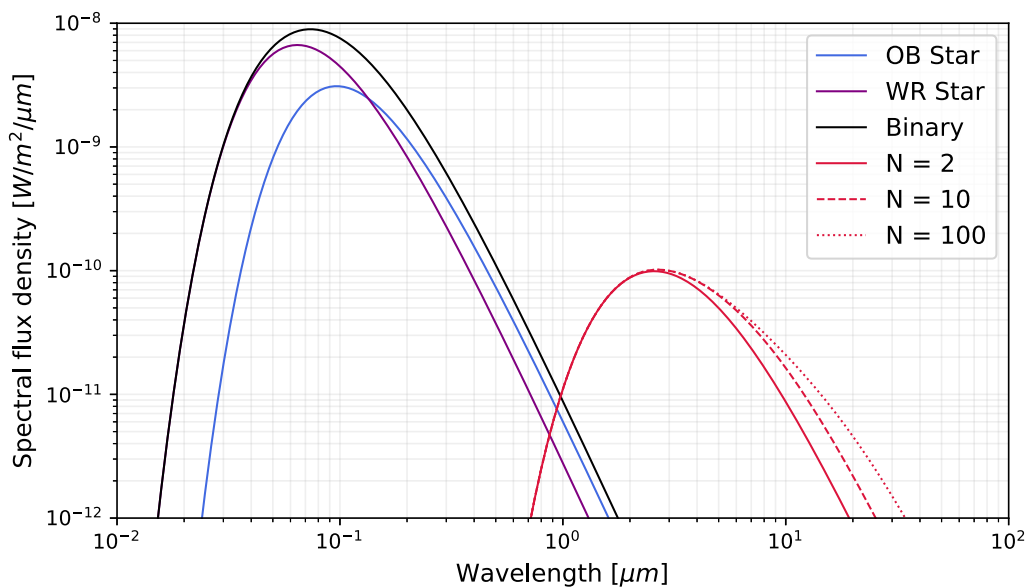


FIGURE 2.37 – Exemple de SED associée au modèle phénoménologique. L'émission de la nébuleuse est représentée en rouge suivant que l'on considère 2, 10 ou 100 tours de spirales. La contribution totale de la binaire est représentée en noire, avec ses deux composantes (étoile WR en violet et l'étoile OB en bleue).

fournit au modèle, l'orientation de la spirale sera celle attendue pour une date donnée. On résume l'ensemble des paramètres ajustables de ce modèle dans le Tableau 2.4.

Pour illustrer la signification de chacun des paramètres utilisés dans ce modèle, on a représenté dans la Figure 2.38 l'impact de chaque paramètre sur la morphologie de la spirale. Cette figure permet de mettre en évidence l'aspect trois dimensions du modèle, avec notamment la répercussion de l'angle d'ouverture sur l'apparence de la spirale vue de côté (4^e ligne, Fig. 2.38) ou vue de face (3^e ligne, Fig. 2.38). En pratique, dans le cas d'une vue de face ($i=0^\circ$ comme WR104), cet angle va avoir pour effet de changer l'épaisseur du bras spirale par effet de projection. Un autre aspect important mis en avant dans la Figure 2.38 concerne l'effet de la distance de nucléation (1^{er} ligne) ou de l'indice de décroissance (6^e ligne) sur le profil de brillance de la spirale. Plus la zone de nucléation sera proche de la binaire, plus la brillance relative des premiers anneaux sera importante. En effet, le flux à une distance donnée est représenté par un corps noir, qui sera en quelque sorte dilué suivant la taille de l'anneau. Celui-ci est d'autant plus petit qu'il est proche de la binaire (imposé par l'angle d'ouverture α).

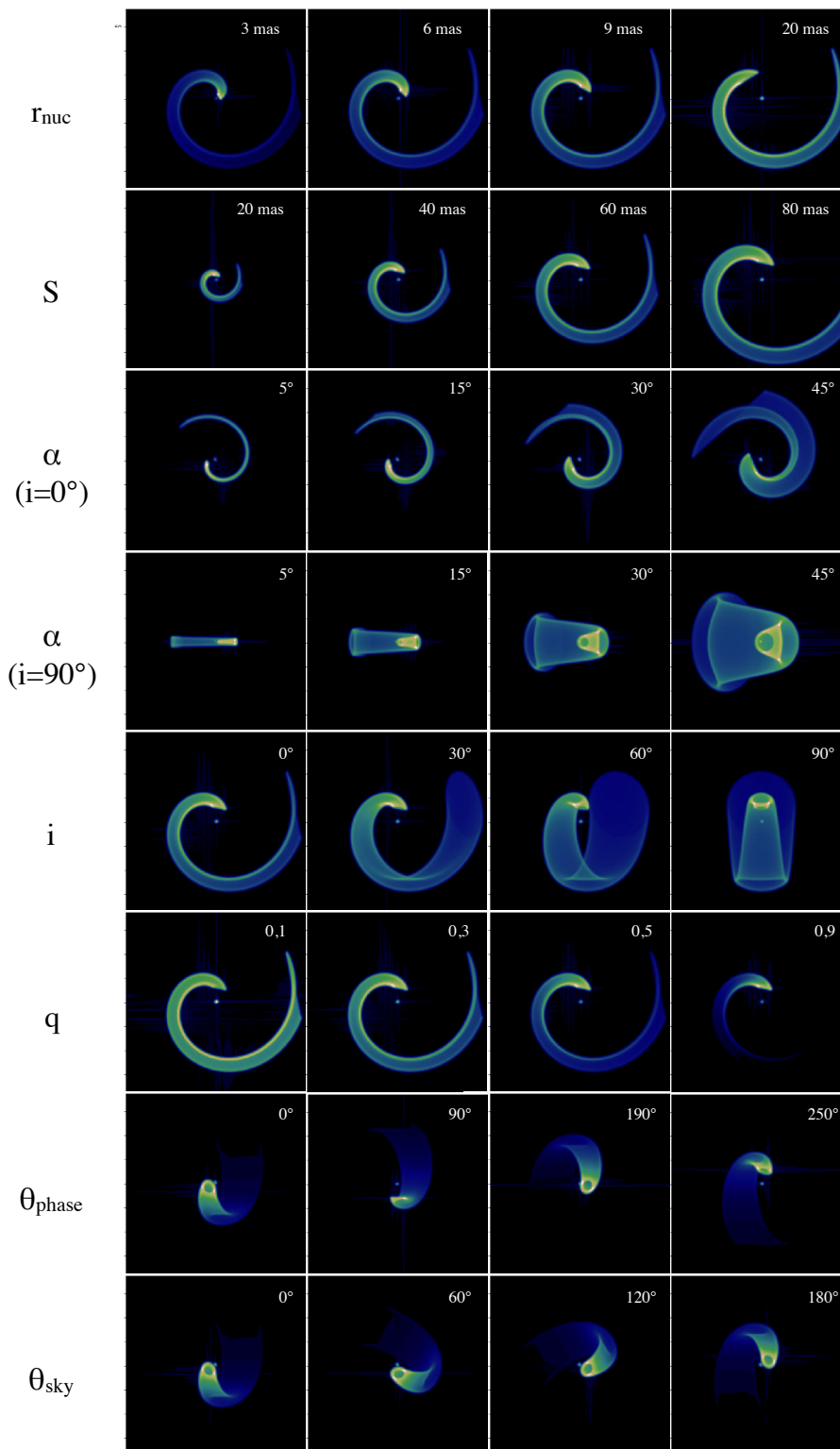


FIGURE 2.38 – Effet des différents paramètres clés du modèle phénoménologique d’une spirale creuse. **De haut en bas** : la distance de nucléation (r_{nuc}), le pas de la spirale (S), l’angle d’ouverture (α) vu de dessus ($i=0^\circ$) et de côté ($i=90^\circ$), l’angle d’inclinaison (i), l’indice de décroissance en température (q), l’angle de phase (θ_{phase}) et l’angle de position sur le ciel (θ_{sky}).

TABLE 2.4 – Liste des paramètres du modèle phénoménologique.

	Paramètres	Unités	Descriptions
Étoiles	T_{WR}	K	Température effective de l'étoile Wolf-Rayet.
	T_{OB}	K	Température effective de l'étoile OB.
	$C_{OB/WR}$	-	Rapport de luminosité entre les deux étoiles à 0,55 μm .
	$C_{B/P}$	-	Contribution relative de la binaire vis-à-vis de la spirale.
	d_{bin}	mas	Séparation angulaire de la binaire.
Morphologie de la spirale	N_{turns}	-	Nombre de tours de spirale.
	S	mas	Pas de la spirale.
	α	degrés	Angle d'ouverture de la spirale.
	MJD_0	jours	Date de référence pour le calcul de la phase orbitale de la spirale compte tenue de la période P .
	P	jours	Période de rotation de la binaire, qui est identique à celle de la spirale.
	θ_{phase}	degrés	Orientation de la spirale à la date de référence MJD_0 .
	θ_{sky}	degrés	Orientation du modèle autour de la ligne de visée.
	i	degrés	Inclinaison de la spirale correspondant à l'angle entre le plan de la spirale et la ligne de visée.
Poussières	x_0, y_0	mas	Décalage de l'ensemble du modèle sur les axes X et Y par rapport au centre de l'image.
	r_{nuc}	mas	Rayon de nucléation de poussière.
	T_{sub}	K	Température de sublimation du premier anneau à la distance r_{nuc} .
	q	-	Indice de la loi de décroissance en température.

2.4.2 Observables du modèle phénoménologique

L'immense avantage d'une approche purement analytique est sa grande rapidité d'exécution (entre 1 et plusieurs secondes suivant la résolution demandée) et sa flexibilité totale vis-à-vis des paramètres ajustables. De plus, notre modèle permet de générer de façon simultanée des observables dans l'espace image ou dans l'espace de Fourier. L'objectif initial de ce modèle étant l'ajustement de données interférométriques, le modèle est en pratique créé dans l'espace de Fourier et est ensuite traduit dans l'espace image grâce aux transformées de Fourier inverse. De plus, l'algorithme développé en `Python` qui permet de générer le modèle est construit de façon à ne travailler qu'avec des tableaux à une dimension, permettant de grandement gagner en temps d'exécution. Tous les calculs de visibilité complexe se font donc en une dimension (1D) et sont ensuite réorganisés dans des tableaux deux dimensions (2D) pour avoir accès soit à l'image de l'amplitude des visibilités, soit à la phase. Dans le cas d'une comparaison à des données d'imagerie, on fournit à l'algorithme un champ de vue (fov pour *field of view* en anglais),

un nombre de pixel (typiquement 128 par 128¹⁶), les paramètres du modèle (Tab. 2.4) et une longueur de base maximale (B_{max}) servant à la convolution du modèle par une FEP simulée. Cette convolution sert à avoir une première idée du modèle, tel qu'il serait vu par un télescope mono-pupille parfait présentant une résolution de $\lambda/2B$. Le facteur 1/2 est couramment utilisé en interférométrie pour signifier une sorte de super-résolution permise par l'utilisation de l'espace de Fourier, où les fréquences spatiales au delà de la fréquence de coupure (λ/B) sont extrapolées par l'utilisation d'un modèle. Un exemple de visualisation de sortie de notre algorithme est présenté dans la Figure 2.39, avec un modèle convolué vu par un télescope de 8 m en bande K ($2,2 \mu m$).

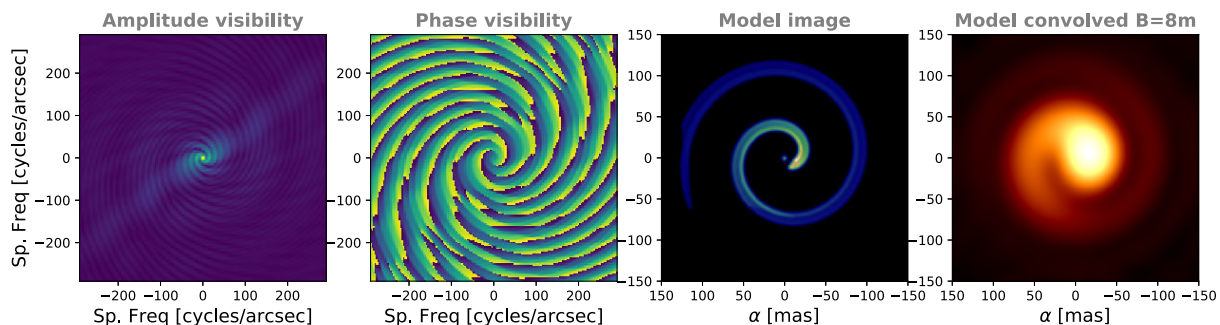


FIGURE 2.39 – De gauche à droite : l'amplitude de la visibilité complexe, la phase, l'image du modèle et l'image du modèle convolué par une FEP simulée.

La comparaison du modèle aux données d'imagerie se fait ensuite par convolution de l'image modélisée (3^e image, Fig. 2.39) avec la réponse instrumentale réelle de l'instrument.

Dans le cas d'une comparaison à des données interférométriques, les variables d'entrée sont les coordonnées u et v associées aux points de visibilité, la longueur d'onde, la date (en MJD servant au calcul de l'orientation de la spirale) et les paramètres du modèle. Les valeurs de visibilité complexe sont alors calculées et mises sous forme de visibilités carrées (V^2 , en calculant le module des visibilités au carré) pour être comparée aux données. Le modèle présenté ici ne comporte pas de calcul de clôture de phase pour le moment et devrait être inclus dans un futur proche.

2.4.3 Épaisseur de spirale et angle d'ouverture

On a pu voir dans les différents modèles présentés jusqu'ici, que l'angle d'ouverture du choc, approximé par Usov (1991), avait une incidence directe sur l'épaisseur de la spirale. Si cet angle est directement mesurable dans le cas de spirales vues de côté, la détermination de celui-ci est plus difficile dans le cas d'objets observés à faibles inclinaisons. La majorité des nébuleuses spirales détectées jusqu'à aujourd'hui, sont vues relativement de face ($i < 16^\circ$ pour WR104 Tuthill et al. 2008 ; $i < 35^\circ$ pour WR98a Monnier et al. 2007, $i < 26^\circ$ pour WR118 Millour et al. 2009).

J'ai considéré ici des nébuleuses spirales vues de face ($i = 0^\circ$), comportant différents angles d'ouvertures afin d'observer l'effet de celui-ci sur l'apparence de la spirale. On a pu voir dans la Figure 2.38 que l'épaisseur du bras spirale augmente à mesure qu'on accroît l'angle d'ouverture de la spirale. Afin de quantifier l'épaississement géométrique du bras spirale, j'ai utilisé le modèle phénoménologique pour mesurer l'épaisseur du premier tour de spirale en fonction de l'angle d'ouverture considérés. J'ai étudié des angles compris entre 5 et 50°, représentant ce qui peut

16. Ce nombre est préférentiellement un multiple de 2 permettant une plus rapide exécution des transformées de Fourier.

être trouver dans la littérature. Par exemple, un angle d'ouverture de $17,5^\circ$ est associé analytiquement à l'objet WR104, alors qu'un angle plus élevé de 45° est mesuré dans notre modèle hydrodynamique de binaire (Sect. 2.1.1).

De plus, le modèle phénoménologique permettant de prendre en compte les deux hypothèses de nucléation de poussière, j'ai considéré à tour de rôle, une spirale creuse (constituée d'anneaux, Fig. 2.40 à gauche) et une spirale pleine (constituée de disque uniforme, Fig. 2.40 à droite).

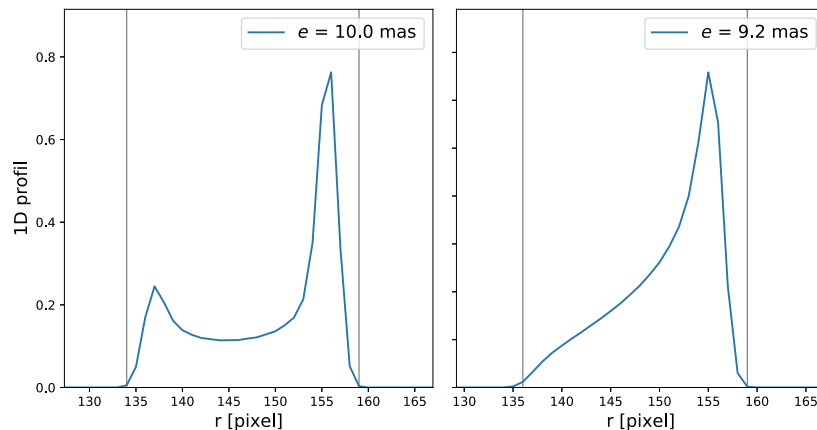


FIGURE 2.40 – Profil d'intensité une dimension du premier tour de spirale. **À gauche** : spirale creuse composée d'anneaux. **À droite** : spirale pleine composée de disque uniforme.

La forme des profils d'intensité étant très différentes entre le cas d'une spirale creuse et d'une spirale pleine (bimodale ou pic déformé), j'ai choisi de mesurer l'épaisseur comme étant le moment où le profil atteint 2% du maximum. L'épaisseur mesurée ainsi est représentée par les barres verticales dans la Figure 2.40.

J'ai ensuite tracé l'évolution de cette épaisseur en fonction de l'angle d'ouverture, qui peut être approximée par une loi polynomiale de 3^e ordre du type :

$$e = A\alpha^3 + B\alpha^2 + C\alpha + D, \quad (2.17)$$

où e est l'épaisseur du premier tour (en mas), α l'angle d'ouverture (en degrés) et A, B, C, D les paramètres du polynôme.

Je présente dans la Figure 2.41 les résultats de cette approximation par une loi polynomiale. On peut voir que l'épaisseur du premier tour varie légèrement suivant l'hypothèse de nucléation considérée. La différence relative est cependant très faible, et nécessite donc une très haute résolution spatiale pour être distinguée. Les paramètres des polynômes, utilisés pour approximer la relation existante entre l'épaisseur de la spirale et son angle d'ouverture, sont présentés dans le Tableau 2.5.

TABLE 2.5 – Paramètres des polynômes ajustés.

Paramètres	Spirale pleine	Spirale creuse
A	0,00014	0,00022
B	-0,00174	-0,00463
C	0,329	0,372
D	2,38	2,61

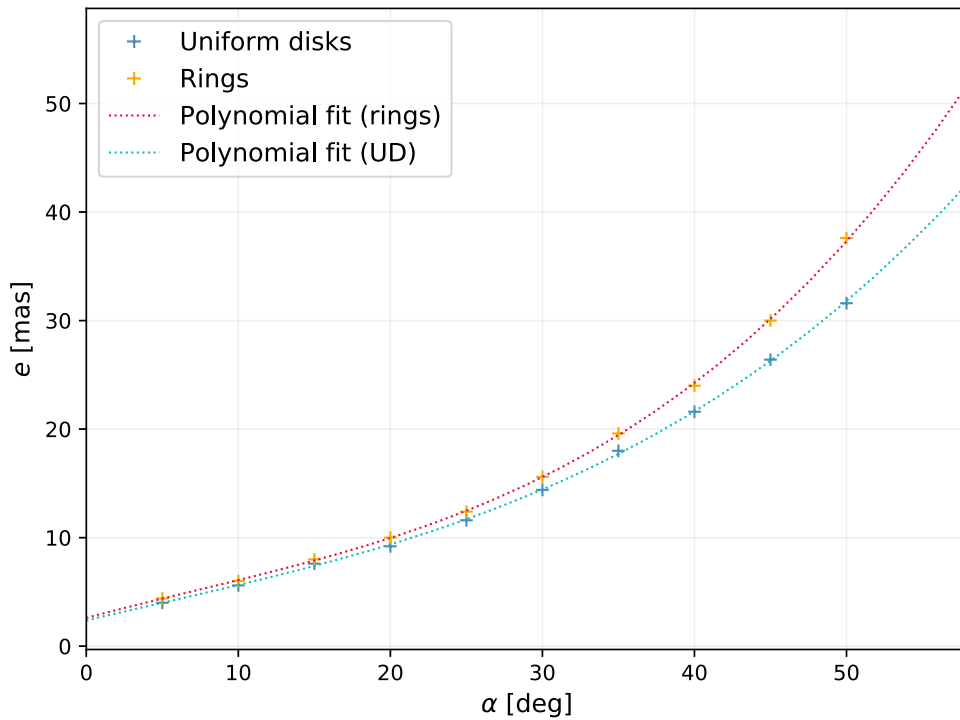


FIGURE 2.41 – Évolution de l'épaisseur du premier tour en fonction de l'angle d'ouverture de la spirale. Le résultat de l'ajustement par une loi polynomiale est indiqué en pointillés.

À partir de ces paramètres, il est alors facile de déterminer l'angle d'ouverture correspondant à une épaisseur donnée. Les épaisseurs de ce premier tour étant de l'ordre de quelques dizaines de mas, elles seront uniquement accessibles par les techniques de plus haute résolution angulaire, et notamment avec l'instrument de dernière génération MATISSE (Sect. 4.3).

2.5 Ce qu'il faut retenir

Au cours de ce travail de thèse, j'ai pu mettre en place différents modèles de nébuleuses spirales, comprenant chacun leurs avantages et leurs limitations. L'idée de ce travail était de partir du modèle le plus sophistiqué (incluant un maximum de phénomènes physiques) en couplant des simulations hydrodynamiques au transfert de rayonnement (RT), pour arriver à un modèle analytique le plus réaliste possible. Chaque modèle permet ainsi de contraindre divers aspects de ces objets en les comparant à différents types d'observations :

- **Modèle hydrodynamique + RT** : ce modèle représente l'état de l'art en terme de considération physique. L'hydrodynamique nous donne la forme exact du choc, les densités du gaz, les températures, la composition chimique, etc ; alors que le transfert radiatif permet de simuler des images réalistes à différentes longueurs d'onde comparables aux observations. Ce modèle, bien que très complet, ne représente qu'un instantané de l'objet, et ne pourra donc pas servir directement à ajuster les données mais plutôt à confirmer (ou non) ce que l'on pense sur l'objet. On simule ici la région interne de la binaire à collision de vent, là où devrait se former la poussière fournissant ainsi de précieuses informations sur la structure, la forme et la composition chimique de la zone de nucléation présumée.
- **Modèle de spirale 3D (RADMC-3D)** : ce modèle permet de simuler les grandes échelles

spatiales de ces objets. Il permet de reproduire de façon réaliste le profil de brillance associée à un environnement de poussière se présentant sous forme de spirale. Le transfert radiatif permet ainsi d'étudier les effets de compositions chimiques (taille de grain, distribution, type, etc.), de structures internes (et du mode de nucléation associé) ou encore de masses de poussière. Ces modèles pourront être comparés directement à des données d'imagerie ou d'interférométrie, ainsi qu'à la SED de l'objet. La seule limitation associée à ce modèle vient de son temps d'exécution (10–15 minutes pour cinq images et une SED) et fera donc l'objet d'une étude de type "recherche sur grille de modèles", en calculant des centaines de modèles différents, explorant ainsi un espace de paramètre restreint.

- **Modèle axisymétrique (RADMC-3D)** : le modèle d'anneaux permet de simuler les profils radiaux associés aux nébuleuses spirales. Ce modèle a l'avantage d'être plus rapide à calculer que le modèle 3D, et permet d'avoir une première idée de la température des grains et de la masse en poussière de ces objets. Ces modèles peuvent être comparés à des profils radiaux obtenus par imagerie directe et représentent donc une première étape de modélisation utilisant le transfert de rayonnement. Comme pour le modèle 3D, son utilisation se fera en créant une grille de modèle comparable aux données (Sect. 3.4).
- **Modèle phénoménologique** : enfin, le modèle phénoménologique permet d'approximer les différents aspects observés sur les modèles plus sophistiqués tout en présentant l'avantage de sa rapidité d'exécution. En étant analytique, il peut être utilisé pour être comparé à des données d'imagerie ou d'interférométrie, en utilisant les méthodes classiques d'ajustements de type minimisation des moindres carrés, chaîne de Markov (*Monte-Carlo Markov Chain*, MCMC), recuit simulé, réseaux neuronaux, etc. Sa versatilité permet ainsi d'explorer un espace de paramètre beaucoup plus large, mais il reste analytique et ne représente donc qu'une approximation de la réalité. C'est ce modèle qui a été utilisé pour contraindre nos observations SPHERE de WR104 (Sect. 3.4).

Après avoir présenté l'ensemble des modèles développés au cours de ce travail de thèse, nous allons maintenant les mettre en pratique à travers l'étude du prototype des nébuleuses spirales de poussière : WR104.

Étude multi-techniques et multi-longueurs d'onde du système WR104.

Sommaire

3.1	Le système de l'étoile Wolf-Rayet 104	89
3.1.1	Une complexité récemment révélée	89
3.1.2	Un jeune système de 7 millions d'années	91
3.1.3	Une production Archimédienne	92
3.1.4	Avancées numériques et nouvelles observations HRA	94
3.2	1000 UA : étude du système dans l'infrarouge moyen avec VISIR	95
3.2.1	L'instrument VISIR	95
3.2.2	Observation de WR104 avec VISIR	97
3.2.3	Réduction de données	99
3.2.4	Processus de déconvolution	101
3.2.5	Mesure de température et profondeur optique	105
3.2.6	Profils radiaux	107
3.2.7	Problèmes rencontrés avec les données de l'instrument VISIR	111
3.3	100 ua : étude du système par optique adaptative avec SPHERE	113
3.3.1	L'instrument SPHERE	113
3.3.2	Observation de WR104 avec SPHERE	116
3.3.3	Réduction de données	117
3.3.4	Processus de déconvolution	123
3.3.5	Profils radiaux et curvilignes	126
3.3.6	Spectroscopie résolue spatialement avec IFS	131
3.3.7	Spirale d'Archimède et mesure de distance	135
3.3.8	Un système plus complexe qui n'y paraît : système triple	139
3.4	Modélisation du système de WR104	144
3.4.1	Modèle phénoménologique	144
3.4.2	Modèle axisymétrique en transfert de rayonnement	150
3.5	Étude du système en interférométrie longue base : sonder l'imperceptible aux yeux des plus grands télescopes	154
3.5.1	L'interférométrie en quelques mots	154
3.5.2	10 ua : étude des régions les plus internes du système avec AMBER	159
3.5.3	WR104 : un système qui se cache aux yeux des interféromètres modernes	163

Dans ce chapitre, j'apporte par ma recherche un éclairage nouveau du système que représente Wolf-Rayet 104. J'utilise à ces fins les derniers instruments offerts à la communauté scientifique et la modélisation pour interpréter de manière la plus fidèle les observations. Pour y parvenir, le couplage de l'imagerie mono-pupille (ou imagerie directe) avec l'interférométrie longue base est utilisé, afin de caractériser les différentes échelles spatiales du système : de la binaire centrale avec l'instrument VLTI/AMBER jusqu'aux régions les plus externes avec VLT/VISIR, en passant par les régions intermédiaires avec VLT/SPHERE. Je montre ainsi la grande complémentarité qui existe entre ces deux techniques mais aussi leurs atouts et limitations actuelles.

3.1 Le système de l'étoile Wolf-Rayet 104

3.1.1 Une complexité récemment révélée

Le système de l'étoile Wolf-Rayet 104 dans la constellation du Sagittaire est étudié depuis des décennies. Son observation et sa modélisation ont conduit à des interprétations variées selon l'avancée de nos connaissances. WR104 est connue aujourd'hui comme étant le prototype des étoiles à nébuleuse spirale¹. Comme on l'a vu, les spirales associées aux étoiles WR sont contenues dans un plan, en suivant un angle d'ouverture précis ($\alpha \approx 20^\circ$ pour WR104). Celles-ci ne doivent donc pas être confondues avec les structures spiralées trois dimensions observées autour d'étoiles AGB (voir Sect. 2.1.1, Maercker et al. 2012).

Véritable usine à poussière, ce système produit l'équivalent de la masse de Mars en une année ($\approx 10^{-7} M_\odot$). Ce riche environnement circumstellaire fait de WR104 un objet extrêmement brillant en infrarouge (de magnitude 2,4 en bande K et jusqu'à -2,1 en bande L), et ce malgré sa distance (photométrique) de 2,4 kpc (van der Hucht 2001). La distance exacte du système est largement débattue depuis bientôt deux décennies; nous y reviendrons par la suite.

WR104 se situe dans une zone extrêmement riche de la galaxie, au centre d'un triangle formé par les objets M8 et M20 du catalogue de Messier et de l'étoile 4 Sgr (Fig. 3.1). Son éloignement et sa position dans la galaxie font d'elle un objet assez faible dans le visible (magnitude oscillant entre 12 et 14, Crowther 1997), représenté par une extinction visuelle A_v de 6,5 (Williams et al. 1987). Même si WR104 est intrinsèquement lumineuse avec près de 120000 L_\odot (Crowther 1997), l'importante extinction interstellaire la rend assez difficile à observer avec de petits télescopes. En effet, bien que très brillante en infrarouge, la plupart des instruments ont besoin d'une contrepartie visible pour permettre l'observation. Pour les interféromètres installés au mont Paranal par exemple, les sous-systèmes de correction du front d'onde (STRAP pour les AT² et MACAO pour les UT³) imposent une magnitude visible inférieure à 13,5 pour les AT⁴, et à 17 pour les UT (Haguenauer et al. 2016). De la même façon, la plupart des instruments d'optique adaptative (tel que SPHERE) ont des analyseurs de front d'onde observant dans le visible. Dans le cas de SPHERE et dans les meilleures conditions d'observation, sa capacité ultime de correction est atteinte pour une magnitude R de 9 (Fusco et al. 2014). L'extinction visible pose donc un problème (sauf si l'on s'intéresse au milieu interstellaire lui-même bien sûr) pour observer à l'aide des instruments présentant le plus haut niveau de résolution angulaire. C'est sans doute une des raisons pour lesquelles les connaissances sur le système de WR104 ont été très partielles pendant près de 40 ans. Il a fallu attendre les meilleures techniques de haute résolution angulaire (HRA)

1. *Pinwheel nebula* en anglais.

2. Auxiliary Telescope : télescope auxiliaire de 1,8m du VLTI (*Very Large Telescope Interferometer*).

3. Unit Telescope : grands télescopes de 8,2m pouvant également être utilisés au sein du VLTI.

4. <https://www.eso.org/sci/facilities/paranal/instruments/pionier/overview.html>

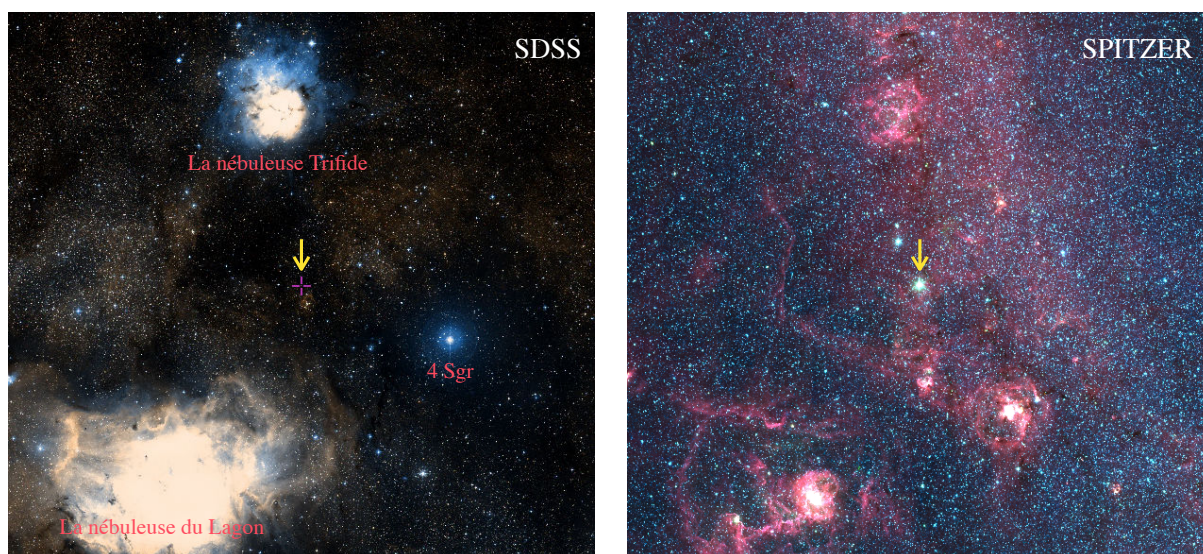


FIGURE 3.1 – **Gauche** : image visible de la région autour de WR104 (indiquée par la croix violette). **Droite** : image composite infrarouge ($3,5\mu\text{m}$ en bleu, $4,5\mu\text{m}$ en vert et $8,5\mu\text{m}$ en rouge) par le télescope américain Spitzer. la position de WR104 est indiquée sous la flèche jaune. La comparaison de ces 2 images montre clairement la brillance infrarouge de WR104. Le champ de vue est d'environ 2 degrés.

pour découvrir toute la complexité de ce système bien particulier. On peut dresser la chronologie de ces avancées sur la base de quelques dates clés :

- **1866** : Découverte des étoiles Wolf-Rayet (Wolf & Rayet 1866).
- **1962** : Premier catalogue des étoiles WR (Roberts 1962) : WR104 est connue sous le nom de MR80 et est caractérisée comme étant une WC8.
- **1972** : Mise en évidence d'un excès infrarouge (identifié comme corps noir à 930K) (Allen et al. 1972).
- **1975** : Mise en évidence d'une enveloppe de poussière par ajustement de SED (Cohen et al. 1975).
- **1981** : Première mesure de taille de l'enveloppe par interférométrie à tavelures⁵. WR104 est alors assimilée à une coquille creuse de graphite, dont le rayon interne se situerait à 0.043 arcsec à $2,2\mu\text{m}$ (Allen et al. 1981).
- **1984** : Détermination supplémentaire de taille par interférométrie à tavelures à $3,8\mu\text{m}$ et $4,8\mu\text{m}$. Cette fois WR104 est assimilé à un disque uniforme dont le diamètre augmente avec la longueur d'onde de 0,25 à 0,31 arcsec (Dyck et al. 1984).
- **1996** : Suggestion de binarité par Williams & van der Hucht (1996) et confirmation, l'année suivante, par (Crowther 1997). WR104 est maintenant reconnue comme système double (voire triple) produisant de la poussière en continu.
- **1999** : Découverte de la structure spirale de WR104 par interférométrie à masque d'ouverture (Tuthill et al. 1999).
- **2002** : Détection d'un second compagnon loin de la binaire centrale par le télescope spatial Hubble (Wallace et al. 2002).

5. *Speckle interferometry* en anglais.

- **2004-2008** : Modélisation en transfert radiatif de la spirale (Harries et al. 2004) et suivi du système par interférométrie à masque d'ouverture (Tuthill et al. 2008).
- **2012-2016** : Mise en évidence de la complexité des structures hydrodynamique à l'œuvre grâce à la modélisation en trois dimensions (Lamberts et al. 2012; Hendrix et al. 2016).

Comme on peut le voir, la complexité de notre compréhension du système de WR104 a été progressivement révélée avec le temps au gré des avancées technologiques. En 60 ans, le développement de la HRA a changé notre vision de WR104, la faisant passer de simple étoile Wolf-Rayet à un système triple comprenant une nébuleuse spirale de poussière. Plusieurs questions restent néanmoins en suspens : où se situe la zone de nucléation et de croissance de la poussière ? Sa composition et sa distribution en taille de grain ? Quelle est la structure interne de la spirale ? Sa liaison avec le second compagnon détecté avec le HST ? Et bien d'autres... C'est avec tous ces questionnements en tête que j'ai pu mener à bien une large campagne d'observation multi-techniques et multi-longueurs d'onde, afin de caractériser tous ces aspects. On veut maintenant présenter les caractéristiques connues de WR104, telles qu'elles étaient quand j'ai débuté ce travail de thèse en 2015.

3.1.2 Un jeune système de 7 millions d'années

WR104 (MR80, V5097 Sgr, Ve 2-45) est en fait un système d'étoile multiple constitué de deux composantes principales : une étoile Wolf-Rayet classique de type tardif (WC9 ; Sect. 1.1.3) et une compagne massive bleue de la séquence principale de type spectral B0.5V. La séparation entre l'étoile WR et son compagnon est de seulement quelques unités astronomiques, soit environ quelques millisecondes d'arc vue depuis la Terre (la distance du système sera discutée plus loin, voir Sect. 3.3.7). Ce compagnon étant encore sur la séquence principale, il est possible d'avoir une estimation de son âge et de sa masse, en accord avec les modèles d'évolution stellaire, à partir de sa température effective ($T_{eff,B}$) et de sa luminosité (L_B). D'abord, Crowther (1997) rapporte un ratio en luminosité de un pour deux en bande V avec l'étoile WR, cette dernière étant estimée à $L_{WR} = 10^{4.6} L_{\odot}$, j'en déduis la luminosité de l'étoile B à $L_B = 80000 L_{\odot}$. On connaît également la température de l'étoile B, estimée à 30000 K (Crowther 1997). Ces deux paramètres permettent d'avoir une estimation de la masse de l'étoile, en suivant les modèles les plus récents d'atmosphère stellaire d'étoiles massives (CMFGEN, Fierro et al. 2015). Je trouve pour nos paramètres stellaires, une masse de $20 M_{\odot}$ (voir Tab. 3 fourni par Fierro et al. 2015). À partir de là, il est possible de remonter à l'âge de l'étoile en utilisant des modèles d'évolutions stellaires permettant de tracer les isochrones associés à travers le diagramme luminosité-température (diagramme H-R⁶). J'ai choisi d'utiliser le modèle d'évolution de Genève, particulièrement bien documenté, avec des volets spécifiques aux étoiles massives (Meynet & Maeder 1997, 2000). On peut ainsi calculer le tracé évolutif d'une étoile de 20 masses solaires à travers le diagramme HR (Fig. 3.2). La luminosité du compagnon, associée à son type spectral (et donc sa température effective), nous permet d'estimer son âge aux alentours de 7 millions d'années.

Les systèmes multiples d'étoiles massives se forment (pour la plupart) à partir d'un même nuage moléculaire (Tan et al. 2014). Il est donc très probable que l'étoile Wolf-Rayet ait le même âge que son compagnon proche. On peut ainsi avoir une estimation de la masse initiale de l'étoile qui a donné naissance à l'étoile WR que l'on connaît aujourd'hui, en admettant que les deux étoiles ont le même âges.

On a vu en introduction de ce manuscrit (Chap. 1) que les étoiles WR représentent l'ultime étape des étoiles massives ($M > 25 M_{\odot}$). Or, la durée de vie de ce type d'étoiles massives est

6. inventé autour de 1910 par Ejnar Hertzsprung et Henry Norris Russell.

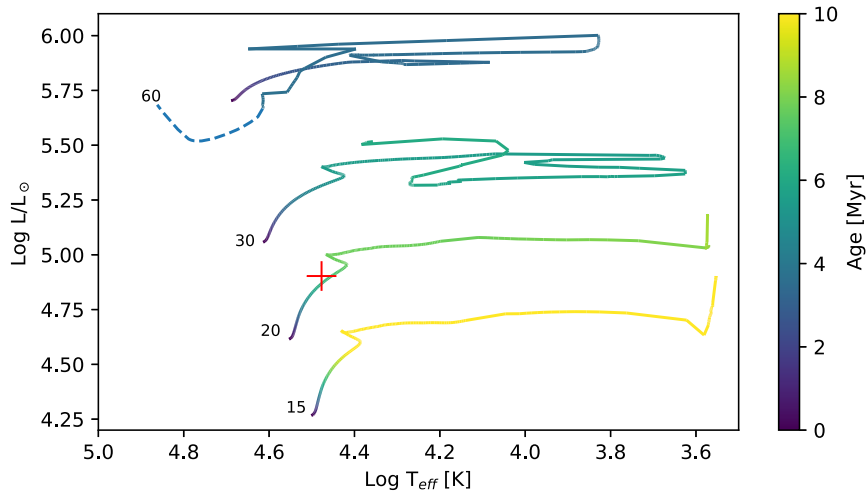


FIGURE 3.2 – Tracés évolutifs de quatre étoiles massives (15, 20, 30 et $60 M_{\odot}$) au travers du Diagramme H-R. L'âge est représenté par la barre de couleur (du plus jeune en violet au plus vieux en jaune). Les paramètres de l'étoile B sont représentés par le point rouge, situant son âge autour de 7 millions d'années. La partie en trait discontinu de l'étoile de $60 M_{\odot}$ représente la phase WR.

typiquement de l'ordre de 2 à 5 milliard d'année (Myr⁷) (Ekström et al. 2012; Yusof et al. 2013). Ainsi, si l'étoile B est réellement âgé de 7 Myr, l'étoile WR aurait dû exploser en supernova depuis longtemps. Il est donc intéressant de se demander si les mesures historiques de luminosités de WR104 (Crowther 1997) sont encore d'actualités.

3.1.3 Une production Archimédienne

C'est à la fin du siècle et millénaire dernier qu'on a détecté pour la première fois la nature spiralée de WR104 (Tuthill et al. 1999). On suspectait, jusque là, la présence de poussière par l'existence d'un excès infrarouge important mesuré dès les années 70. La technique utilisée par Tuthill et al. (1999) est l'interférométrie à masque d'ouverture, qui était la technique de pointe pour atteindre la limite de diffraction avant l'arrivée des optiques adaptatives modernes. L'idée est de traiter la pupille d'un grand télescope monolithique (comme le Keck américain ou le VLT européen) comme un interféromètre en y plaçant un masque présentant de multiples ouvertures. Chaque paire d'ouverture crée des franges d'interférence à une fréquence spatiale spécifique. Si le nombre d'ouvertures est suffisamment important et partiellement non redondant, il est possible de reconstruire l'image de l'objet à partir des informations obtenues dans le plan de Fourier (spectre de puissance et clôture de phase). Dans le cas du Keck, qui est le télescope utilisé à l'époque par Peter Tuthill et ses collaborateurs, le masque est placé devant le miroir secondaire (Tuthill et al. 2000). Le masque à 15 ouvertures utilisé pour reconstruire l'image de WR104 est présenté dans la Figure 3.3.

Il est important de noter le côté "reconstruit" de l'image obtenue par cette technique, qui reste malheureusement dépendante des méthodes d'inversion choisies. Il existe plusieurs algorithmes de reconstruction d'image qui sont largement documentés dans la littérature (Högbom 1974; Ireland et al. 2006; Sallum & Eisner 2017). Ces méthodes sont d'ailleurs similaires à celles utilisées pour obtenir les images des interféromètres du domaine radio (avec par exemple ALMA, l'IRAM, le VLBI, etc.).

7. Abréviation du terme anglais *méga years*.

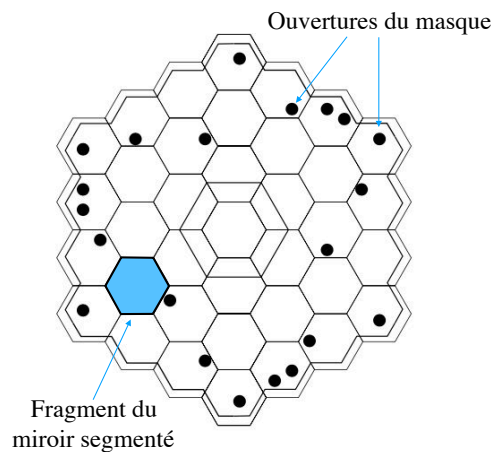


FIGURE 3.3 – Miroir primaire du télescope Keck à Hawaii avec son masque à 15 ouvertures (adapté de [Tuthill et al. \(2000\)](#)).

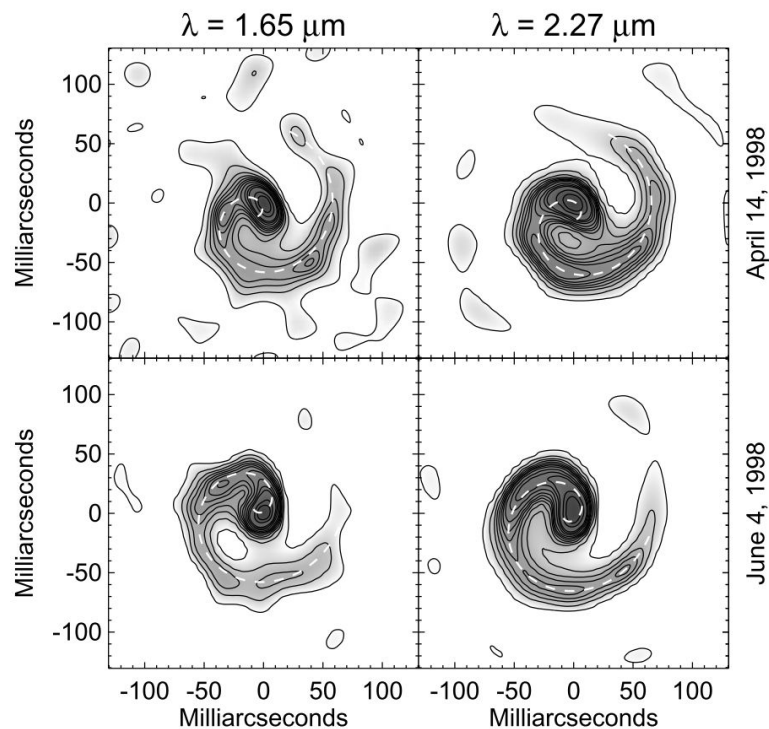


FIGURE 3.4 – Images de WR104 (en bande H et K) obtenues par interférométrie à masque d'ouverture en 1998 sur le télescope Keck. On peut clairement identifier le premier tour de spirale. Images extraites de l'article original publié dans le journal *Nature* par [Tuthill et al. \(1999\)](#).

Néanmoins, cette technique reste particulièrement utile dans le cas d'un objet brillant résolu par des petites longueurs de base (typiquement 10 m). Le principal inconvénient de l'interférométrie à masque d'ouverture est sa très faible dynamique (de l'ordre de 1%)⁸, ainsi que la nécessité

8. La dynamique représentant le contraste entre les plus petites et les plus grandes valeurs d'intensité de l'image. Une dynamique de 1% (ou 5 magnitudes) indique que la plus petite structure détectable dans l'image est 100 fois plus faible que le maximum d'intensité de l'image.

d’avoir des sources brillantes. Malgré cela, cette technique garde l’avantage de fournir des images (reconstruites) à la limite de diffraction et sera même utilisée par le futur JWST (*James Webb Space Telescope*) de la NASA dont le lancement est prévu en 2019 (Sivaramakrishnan et al. 2012).

La détection de la spirale autour de WR104 a suscité énormément de questions quant à son origine (Fig. 3.4). Des considérations physiques et géométriques sont rapidement apparues pour expliquer cette forme si particulière. D’après Tuthill et al. (2008), on peut obtenir une spirale à pas constant (ou spirale d’Archimède) en considérant une production de poussière continue, lancée à une certaine vitesse. Le mouvement orbital va déplacer l’emplacement de la zone de nucléation de poussière et ainsi former une spirale, entraînée par le vent stellaire. La poussière nouvellement créée va ensuite s’éloigner de la binaire dans un mouvement de chute libre.

Nous verrons par la suite l’importance de la vitesse d’éjection de ces poussières, qui est fortement corrélée à celle du gaz/vent. Une analogie peut facilement être faite avec les systèmes d’arrosage automatique, où l’eau éjectée prend une forme de spirale en suivant la rotation de la turbine (Fig. 3.5).



FIGURE 3.5 – Spirale d’eau formé par une turbine d’arrosage automatique en rotation.

Dans le cas de WR104, la binaire centrale ne présente pas d’excentricité et semble produire de la poussière en continu. Cela confirme que les conditions de nucléation de poussière sont satisfaites sur la totalité de l’orbite. Les conditions exactes de nucléation sont pour l’heure encore inconnues, et sont discutées dans le chapitre 2 consacré à la modélisation. Dans le cas d’une binaire excentrique, on peut imaginer que les conditions de nucléation ne soient satisfaites que sur une portion de l’orbite seulement, formant ainsi de la poussière de façon périodique. Ce genre de considération est utilisée pour expliquer la forme de certaines enveloppes de Wolf-Rayet, où la poussière se présente sous forme d’arcs de cercle comme autour de WR48a, WR112 ou WR140 (Monnier et al. 2002b; Marchenko & Moffat 2007; Lau et al. 2017). Tuthill et al. (2008) a ensuite réalisé un suivi de WR104 sur près de dix ans afin d’en déterminer précisément la période de révolution. Déjà estimée par les premières observations de 1999, la période orbitale a été affinée au fil des observations et est aujourd’hui bien connue ($P = 241,5 \pm 0,5$ jours).

3.1.4 Avancées numériques et nouvelles observations HRA

Les décennies suivantes ont vu l’émergence de nombreuses études en modélisations numériques, afin d’élucider les mystères demeurant autour de ce système particulier. On peut notamment citer les travaux de Lamberts et al. (2012), ou plus récemment de Hendrix et al. (2016) dont on a déjà discuté au chapitre précédent (Sect. 2.1.1). Ces modèles hydrodynamiques ont pu montrer une très grande richesse en termes de structures et de processus physico-chimiques pouvant exister au cœur de ces systèmes. Ces dernières avancées numériques ont grandement motivé la mise en place d’une large campagne d’observation autour de WR104 afin d’en apprendre davantage sur cet objet si particulier. L’idée de celle-ci est d’observer WR104 sous toutes ses

coutures : dès les premières dizaines d'unités astronomiques avec AMBER, jusqu'à plusieurs milliers avec SPHERE et VISIR. Les échelles spatiales de ce système étant de plusieurs ordres de grandeur supérieures à celles auxquelles nous sommes habituées avec le système solaire (et ses 120 UA de l'héliopause), j'ai voulu prendre pour étalon l'unité astronomique afin de retranscrire toute l'immensité du système présent autour de WR104.

3.2 1000 UA : étude du système dans l'infrarouge moyen avec VISIR

L'imagerie en infrarouge moyen permet de sonder les poussières froides présentes autour des étoiles. Elle permet ainsi d'obtenir des informations sur de très grandes échelles spatiales, à des milliers d'unités astronomiques de la source stellaire. À l'échelle du système solaire, cela nous situera au cœur de notre réservoir à comètes : le nuage de Oort.

3.2.1 L'instrument VISIR

VISIR est un imageur et spectrographe observant dans l'infrarouge moyen (entre 8 et 24 μm) (Lagage et al. 2004). Il est installé au foyer Cassegrain d'UT3 (nommé Melipal, la croix du sud en langue Mapuche), un des grands télescopes (VLT⁹) du Mont Paranal au Chili. Dans de bonnes conditions de seeing¹⁰, il permet de produire des images à la limite de résolution du télescope de 8,2 m sur lequel il est installé, on parle alors d'image limitée par la diffraction.

TABLE 3.1 – Fenêtre d'observation atmosphérique de l'infrarouge.

Bande	$\lambda[\mu\text{m}]$	$\Delta\lambda[\mu\text{m}]$
J	1,21	0,26
H	1,65	0,29
K	2,18	0,41
L	3,54	0,57
M	4,77	0,45
N	10,47	5,2
Q	20,1	7,8

Notes. Ces définitions sont issues du livre de Cox (2000).

VISIR observe dans les bandes photométriques M, N, Q où la transparence de l'atmosphère permet de détecter des sources de rayonnements astronomiques. En effet, l'atmosphère absorbe une grande partie des rayonnements extraterrestres et ne laisse que certaines fenêtres aux astronomes pour observer le ciel. Le ciel est par exemple opaque au rayonnement ultraviolet (UV) et nécessite l'utilisation de télescope spatiaux (comme le HST) pour être étudié. Ces fenêtres (ou bandes) photométriques sont désignées par des lettres plus ou moins explicites : U, B, V, R et I pour ultraviolet, bleu, vert/visible, rouge et infrarouge, suivies par l'ordre alphabétique J, K pour les

9. Very Large Telescope en anglais.

10. Le seeing désigne en astronomie la taille apparente d'une étoile dans le visible dégradée par la turbulence atmosphérique. Un seeing typique en France se situe entre 1 et 2 arcsec, alors que les meilleurs sites astronomiques comme Paranal ou Hawaiï peuvent descendre sous les 0,5 arcsec.

bandes infrarouges proches, avec l'ajout du H entre les deux. C'est un système qui a l'avantage d'être compris de tous, et fait référence dans le domaine. Les principaux contributeurs à l'absorption atmosphérique sont les molécules d'H₂O, de CO₂ ou encore d'ozone. C'est d'ailleurs une des raisons pour lesquelles on place les observatoires en hauteur, où l'atmosphère y est très sèche.

Par ailleurs, en infrarouge thermique, presque tout est source de rayonnement : la Terre, l'instrument, l'atmosphère en passant par les astronomes eux-mêmes. La loi de Wien nous permet de déterminer la position du pic d'émission d'un corps noir rayonnant à la température T (en Kelvin) comme :

$$\lambda_{max} = \frac{2900}{T} [\mu m], \quad (3.1)$$

Ainsi, un environnement à une température moyenne de 280–290 K (7-17 °C) produit un pic de rayonnement autour de 10 μm.

Afin de ne détecter que les photons issus de l'objet pointé par le télescope, plusieurs précautions sont prises. La première consiste à placer l'instrument dans un cryostat refroidi à l'azote liquide aux alentours de 29 K, afin d'éviter toute contamination interne à l'instrument. Un second étage de refroidissement est effectué sur le détecteur lui-même pour atteindre une température de 9 K. Malgré cette dernière étape, le nombre de photons issus du fond thermique atteignant le détecteur est encore très important et provient principalement de l'atmosphère elle-même. Par conséquent, il est impossible d'exposer longtemps sur les sources astronomiques sous peine de voir saturer très rapidement le détecteur. Les temps typiques d'intégration sur une exposition sont de l'ordre de quelques dizaines de millisecondes.

La seconde précaution (sans doute la plus importante) est d'ordre opérationnelle (et). Elle consiste à corriger l'image du fond thermique en observant alternativement la source et le fond de ciel de façon rapide (*Chopping*¹¹) ou lente (*Nodding*¹²). Pour le chopping, on utilise le miroir secondaire du télescope pour dépointer la source de quelques secondes d'arc dans 2 directions opposées. Le fond thermique est alors interpolé en utilisant les 2 estimations permises par le chopping et soustrait à l'image de la source. Néanmoins, un fond résiduel est encore présent et provient du fait que la lumière emprunte des chemins différents entre les positions de chopping, et surtout, du fait que le miroir secondaire n'est pas dans un plan pupille. On utilise alors la seconde technique de correction, dite de nodding, qui consiste cette fois à dépointer entièrement le télescope de la source. On estime une nouvelle fois le fond thermique, mais cette fois celui-ci emprunte le même chemin optique que la source. Il est donc sujet aux mêmes altérations produites par l'émission propre du train optique : télescope, miroir secondaire, tertiaire, ..., jusqu'aux optiques refroidies. Les images acquises dans les différentes positions de *chopping* et de *nodding* sont finalement combinées afin d'obtenir une image finale comportant une version positive et deux versions négatives¹³ de l'objet correctement corrigé du fond thermique (image A, Fig. 3.6). On utilise finalement les techniques classiques de corrélation d'image pour recalibrer les différentes versions de la source et obtenir une image finale corrigée du fond thermique, et présentant une meilleure dynamique (image B, Fig. 3.6). Cette technique de soustraction du fond ambiant n'élimine cependant pas le bruit de photon du fond thermique. Afin de s'en soustraire, il faudrait refroidir l'atmosphère, ou plus réalisable, aller dans l'espace ; c'est précisément le rôle du futur télescope spatial *James Webb Space Telescope* (JWST) opérant de 0,6 à 24 μm.

11. *Chopping* : modulation du fond.

12. *Nodding* : balancement de faisceaux.

13. Dans le cas d'un *chopping/nodding* parallèle. Il en existe des variantes en dépointant le télescope sur les axes nord-sud puis est-ouest, résultant en quatre versions de l'objet sur l'image finale.

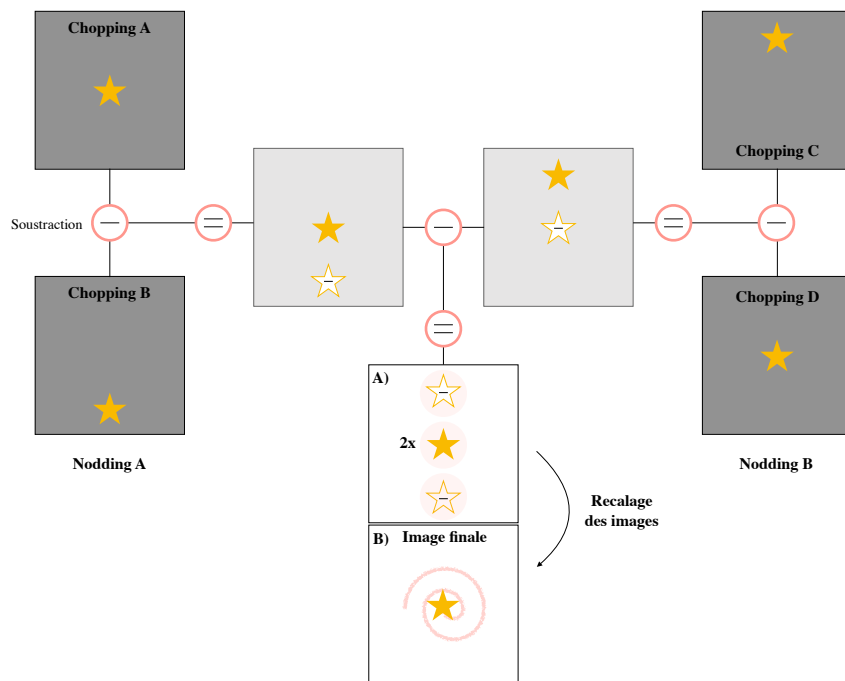


FIGURE 3.6 – Séquence de correction du fond thermique par les méthodes de chopping et de nodding.

3.2.2 Observation de WR104 avec VISIR

Nos observations ont été obtenues durant 1h pendant le temps de vérification scientifique de l'instrument (*Science Verification Time* en anglais). C'est une période qui suit le *commissioning* de l'instrument et précède la mise en service de l'instrument. Durant cette période, un appel à la communauté est lancé afin de tester les possibilités offertes par ce nouvel instrument. La mise à jour de VISIR correspondant à ce SVT consistait, entre autres choses, à l'ouverture de 2 nouveaux modes coronagraphiques et la mise en place d'un mode d'imagerie à masquage de pupille. WR104 a été observée la nuit du 22 mars 2016 (programme : 60.A-9639(A)) avec le nouveau détecteur Raytheon AQUARIUS possédant 1024 par 1024 pixels, et offrant une taille de pixel de 45,3 milli-seconde d'arc¹⁴. Nous avons utilisé les derniers modes coronagraphiques offerts avec l'instrument VISIR : le masque à 4-quadrants (4QPM-10,5 μm ; Kerber et al. 2014) et le masque à phase modulée (AGPM-12,4 μm ; Delacroix et al. 2012). Ces deux coronagraphes dernières générations permettent d'atténuer très fortement la lumière provenant de l'étoile afin de révéler les environnements circumstellaires. Ces deux types de coronagraphes utilisent la méthode des sauts de phases et font parties d'une large famille de coronagraphes comme ceux de Roddier, interférentiel achromatique de Jean Gay ou encore à couteau de phase.

Le masque de phase à quatre quadrants, développé par Rouan et al. (2000), consiste en l'utilisation d'un masque en transmission placé dans le plan focal de l'image. Le retard de phase de $\pi/2$ entre les 4 quadrants juxtaposés va créer des interférences destructrices et déplacer la lumière en dehors de la pupille. Comme pour un coronographe de Lyot (Sivaramakrishnan et al. 2001), l'utilisation d'un Lyot stop permet de supprimer la lumière diffractée résiduelle et ainsi d'éteindre la lumière provenant de la source. En pratique, l'alignement de l'étoile avec le coronographe n'est jamais parfait et ne permet pas d'atténuer totalement l'étoile et les fuites dites "stellaires". La

14. Dans la suite, nous utiliserons l'abréviation anglo-saxonne mas pour *milli-arc-seconds*.

sensibilité de ce coronographe aux aberrations du front d’onde, au chromatisme et à la forme de la pupille (Rouan et al. 2007), a inspiré par la suite le développement de nouveaux concepts de coronographe comme le masque de phase circulaire (AGPM). À la manière du 4QPM, ce masque de phase en réseau concentrique va générer des interférences destructrices sur l’axe optique, sans présenter l’inconvénient des zones de transition interquadrant propres aux 4QPM. L’AGPM s’appuie sur le concept de vortex optique et est décrit en détail par Delacroix et al. (2013). Il a l’avantage de présenter de meilleures performances de contraste proche de l’étoile, tout indiqué pour la détection d’exoplanètes ou de disques circumstellaires.

Les observations coronographiques ont été effectuées en utilisant les techniques de *chopping* et de *nodding*. À la différence de l’observation en imagerie classique, ces techniques permettent d’obtenir simultanément des images avec et sans coronographe. Plus précisément, elles permettent d’obtenir 1 fois l’image de la source avec le coronographe (comprenant 2 fois son flux) et 2 versions négatives de la source sans coronographe. En plus de WR104, nous avons observé une étoile de référence avec la volonté de pouvoir étalonner en photométrie et déconvoluer nos images. Nous avons observé l’étoile de référence (notée FEP¹⁵) HD169916 de type spectral K0III, non résolue par l’instrument VISIR. En effet, pour qu’une étoile soit considérée comme une bonne étoile de référence, il faut que son diamètre stellaire soit bien inférieur au pouvoir de résolution théorique du télescope et qu’elle ait une magnitude proche de celle de l’étoile science. La théorie de la diffraction nous dit que la résolution ultime atteignable par un télescope de diamètre D à la longueur d’onde λ est donnée par :

$$\theta = 1,22 \frac{\lambda}{D} \approx 300 \text{ mas (} 10 \mu\text{m)} \quad (3.2)$$

Où θ représente le premier zéro de la fonction d’Airy¹⁶. Le diamètre d’HD169916 étant estimé à $\theta_{\text{UD}} = 3,90 \pm 0,21 \text{ mas}$ ¹⁷ à $10 \mu\text{m}$ (Richichi et al. 2005), on peut considérer cette étoile comme notre étoile de référence. De plus HD169916 est également un étalon photométrique, qui a été observé et suivi durant de nombreuses années afin d’en connaître le flux absolu (Cohen et al. 1999). L’ensemble des informations concernant nos données VISIR sont présentées dans le Tableau 3.2.

TABLE 3.2 – Log des observations VISIR de WR104 et HD169916 (étoile de référence).

Étoile	MJD	Filtre	Temps d’exposition [s]	Masse d’air ¹⁸	Seeing ["]
WR104	57469,40	10_5_4QP	75,0	1,05	nc
WR104	57469,41	12_4_AGP	76,5	1,02	nc
HD169916	57469,41	10_5_4QP	75,0	1,07	nc
HD169916	57469,42	12_4_AGP	76,5	1,02	nc

Notes. Les mesures de seeing n’ont pas été communiquées par l’ESO pendant la durée de nos observations (observation à l’aube). Les derniers relevés indiquent une qualité de ciel dégradée en fin de nuit (seeing $>1,2''$). Néanmoins, il faut noter que les mesures de seeing sont effectuées dans la visible, et seront ainsi meilleures à $10 \mu\text{m}$.

15. Fonction d’Étalement de Point, ou PSF en anglais pour *Point Spread Function*

16. Image diffractée d’un point source par une ouverture circulaire

17. Diamètre de l’étoile considérée comme un disque uniforme (UD : *uniform disk*).

18. Paramètre d’observation qualifiant la quantité d’air traversée par les photons de la source jusqu’au télescope. Une masse d’air (AM) de 1 désigne une observation faite au zénith au niveau de la mer.

3.2.3 Réduction de données

Les données ont été réduites en utilisant le logiciel de réduction des données officiel fourni par l'ESO¹⁹. Les différentes procédures standard de corrections sont effectuées sur les images individuelles : correction du courant d'obscurité (*dark*), du champ plat (*flat*) et génération de la carte de pixels défectueux (*bad pixel map*). Les images issues du nodding et du chopping sont ensuite soustraites afin d'obtenir une image finale comportant trois fois l'image de la source. L'observation a été effectuée en utilisant le mode parallèle de chopping, les trois images de la sources sont donc alignées sur l'axe nord-sud du détecteur : deux versions négatives en haut et en bas du détecteur, et une version positive avec coronographe au centre comportant un temps d'intégration deux fois supérieur aux images sans coronographe (Fig. 3.7).

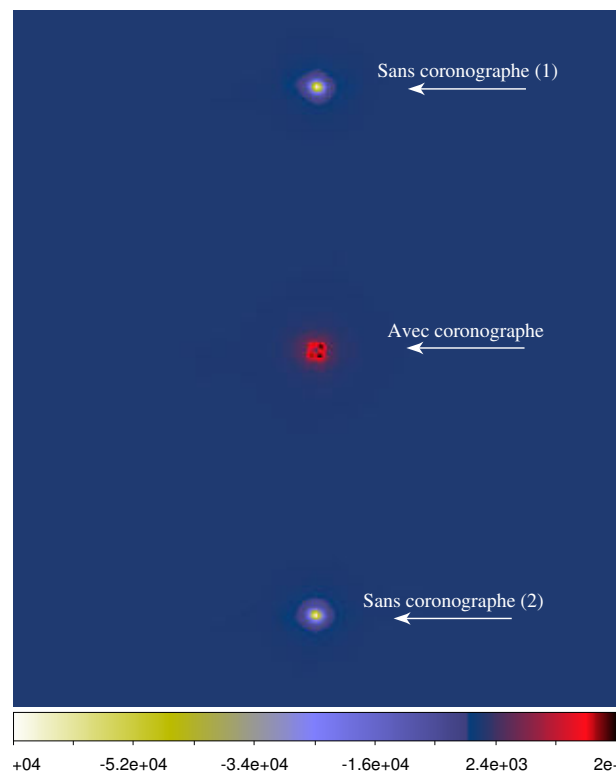


FIGURE 3.7 – Image finale de WR104 obtenue après correction du fond thermique. On obtient bien 3 versions de l'objet (avec et sans coronographe) dans une même image. L'étape suivante consiste donc à séparer ces 3 versions de l'objet afin d'obtenir les images calibrées que l'on pourra analyser ensuite.

Dans la suite, j'ai développé des codes d'analyse d'images écrits en Python afin d'extraire de l'image réduite les parties avec et sans coronographe. La position des trois versions de l'objet est dans un premier temps sélectionnée à la main. Le choix du recadrage est déterminé afin de ne pas être contaminé en flux entre les différentes sous-images. Chaque sous-image fait 256 pixels de côté, soit 11,6 secondes d'arc, ce qui couvre largement toutes les structures observables dans l'image. Les images sans coronographe sont recalées l'une par rapport à l'autre en utilisant la technique de corrélation dans l'espace de Fourier. La précision du décalage détecté entre les deux images est de l'ordre du centième de pixel, en comparant les images sur-échantillonnées d'un facteur 100 (Guizar-Sicairos et al. 2008). J'ai utilisé pour cela les fonctions disponibles dans

19. European Southern Observatory.

le très complet ensemble scikit-image²⁰ disponible en Python. Le même traitement est ensuite appliqué à l'étoile de référence afin de pouvoir pratiquer, par la suite, une déconvolution et une soustraction de FEP, dans le but de détecter d'éventuelles structures plus faibles autour de l'étoile.

La dernière étape de traitement consiste à étalonner la photométrie des images sans coronographe. Pour cela, on utilise les valeurs tabulées de flux disponible dans les bases de données produites par Cohen et al. (1999). On y trouve, pour notre étoile de référence, les flux en Jansky dans les deux filtres utilisés : 27,14 Jy pour le filtre 10_5_4QP et 20,33 Jy pour 12_4_AGP. Cette valeur de flux ($F_{\text{PSF}}^{\text{SI}}$) va nous permettre de transformer les flux de WR104 en unité de détecteur (ADU pour *Analog Digital Unit* en anglais) en unité de flux physique ($\text{W}/\text{m}^2/\mu\text{m}$). Pour cela, on mesure le flux en ADU de l'étoile de référence dans un disque de rayon $R_{\text{phot}} = 2''$, auquel on soustrait une mesure du fond de ciel moyennée dans un anneau entre $R_{\text{ciel}} = 3''$ et $3,3''$ (Fig. 3.8).

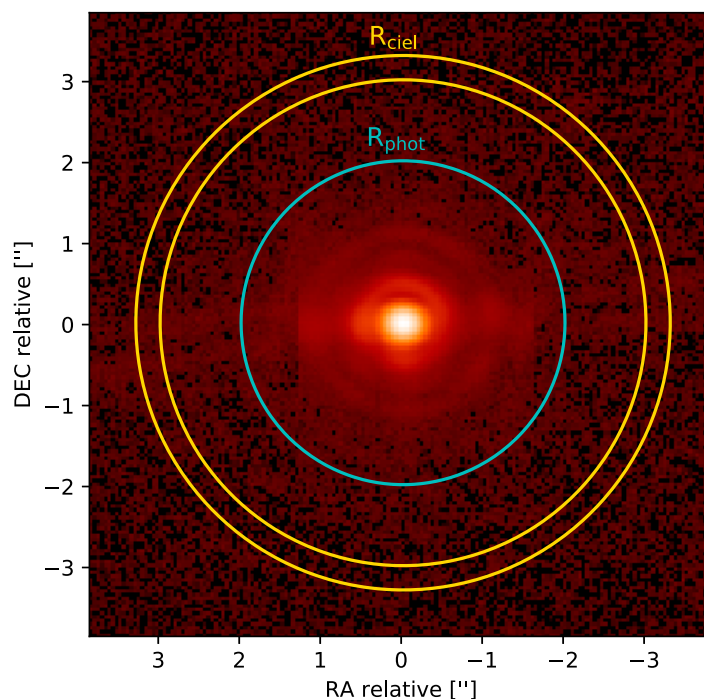


FIGURE 3.8 – Principe de la photométrie d'ouverture. Le flux de la source est mesuré dans le disque bleu auquel on soustrait une mesure du fond de ciel mesurée dans l'anneau jaune.

Ceci nous permet de déterminer le facteur de correction (p_{corr}) à appliquer aux images de science pour obtenir des images calibrées en photométrie :

$$F_{\text{sci}}^{\text{SI}} = \frac{F_{\text{PSF}}^{\text{SI}}}{F_{\text{PSF}}^{\text{ADU}}} \times F_{\text{sci}}^{\text{ADU}} = p_{\text{corr}} \times F_{\text{sci}}^{\text{ADU}} \quad (3.3)$$

Les images étalonnées de WR104 et de son étoile de référence sont présentées dans la Figure 3.9. Les images en coronographie n'ont pas besoin de l'étalonnage en photométrie et sont présentées dans la Figure 3.10.

20. Stéfan van der Walt, Johannes L. Schönberger, Juan Nunez-Iglesias, François Boulogne, Joshua D. Warner, Neil Yager, Emmanuelle Gouillart, Tony Yu, and the scikit-image contributors. scikit-image : Image processing in Python. PeerJ 2 :e453 (2014) <http://dx.doi.org/10.7717/peerj.453>

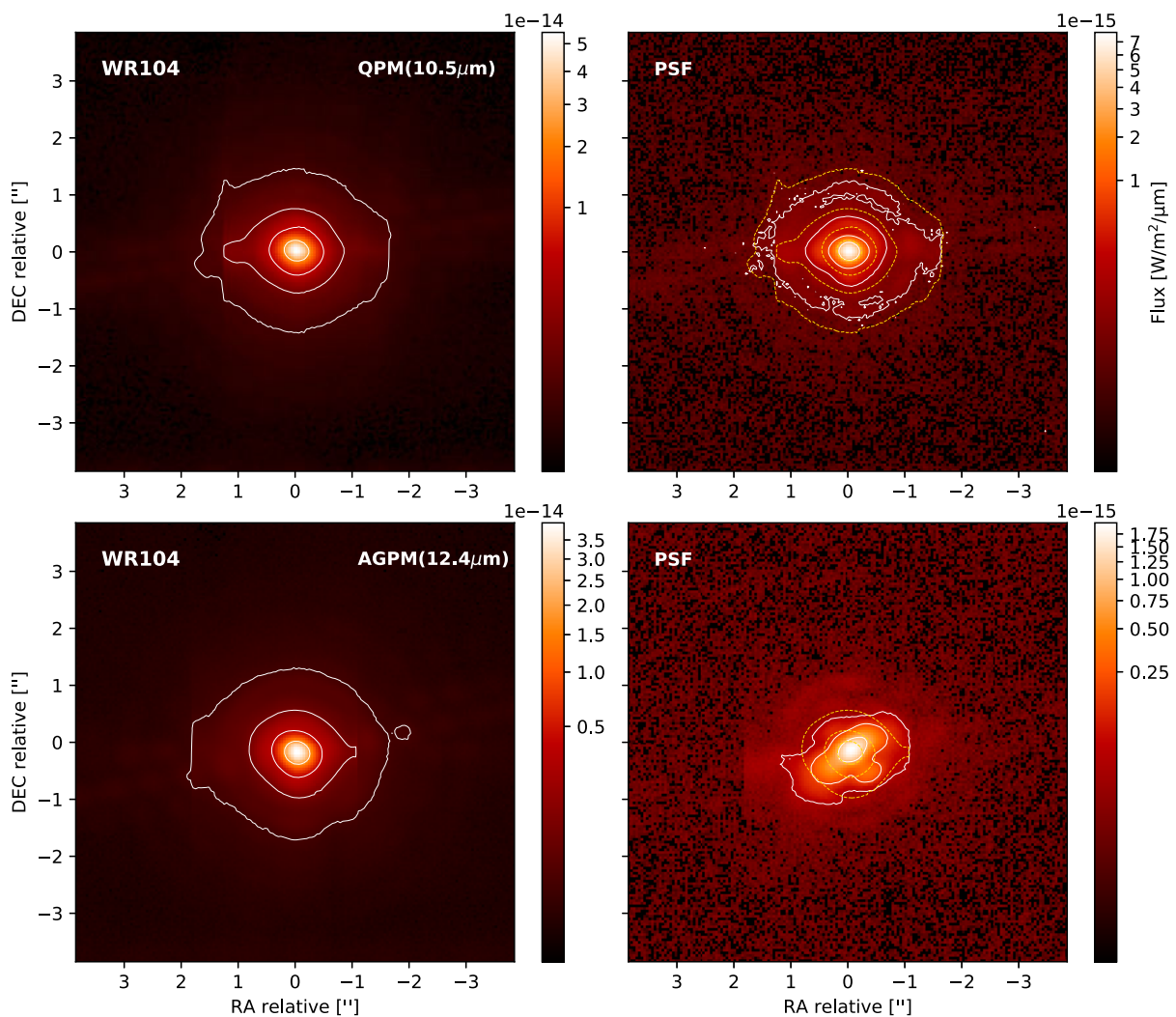


FIGURE 3.9 – Image de WR104 (à gauche) et de la FEP associée (à droite) dans les 2 filtres utilisés (en haut et en bas). On a tracé les contours à 0,3, 2, 10 et 50% du maximum en trait plein blanc. Le contour à 0.3% de la FEP n'a pas été tracé dans le filtre à $12,4\mu\text{m}$ pour des raisons de lisibilité. A titre de comparaison, on a également tracé les contours de WR104 sur l'image de la FEP (ligne discontinu jaune). On peut noter que WR104 semble résolu par comparaison à la FEP, avec néanmoins une assez mauvaise dynamique et beaucoup d'artefacts de détecteur.

3.2.4 Processus de déconvolution

Lorsqu'on observe en imagerie classique, il est nécessaire d'utiliser les techniques de déconvolution afin d'obtenir, en principe, une vue de l'objet réel, corrigée de la contribution du télescope. Pour cela, il est nécessaire d'avoir une bonne connaissance de la réponse instrumentale, et surtout, une bonne estimation de celle-ci. En effet, on rappelle que l'image obtenue d'une source astronomique après son passage dans le télescope est en fait un produit de convolution entre l'objet réel et la réponse instrumentale du télescope. Cette dernière est imposée par la taille du miroir primaire du télescope, et rend compte de la diffraction d'une onde plane par une ouverture circulaire : c'est la tâche de diffraction ou FEP.

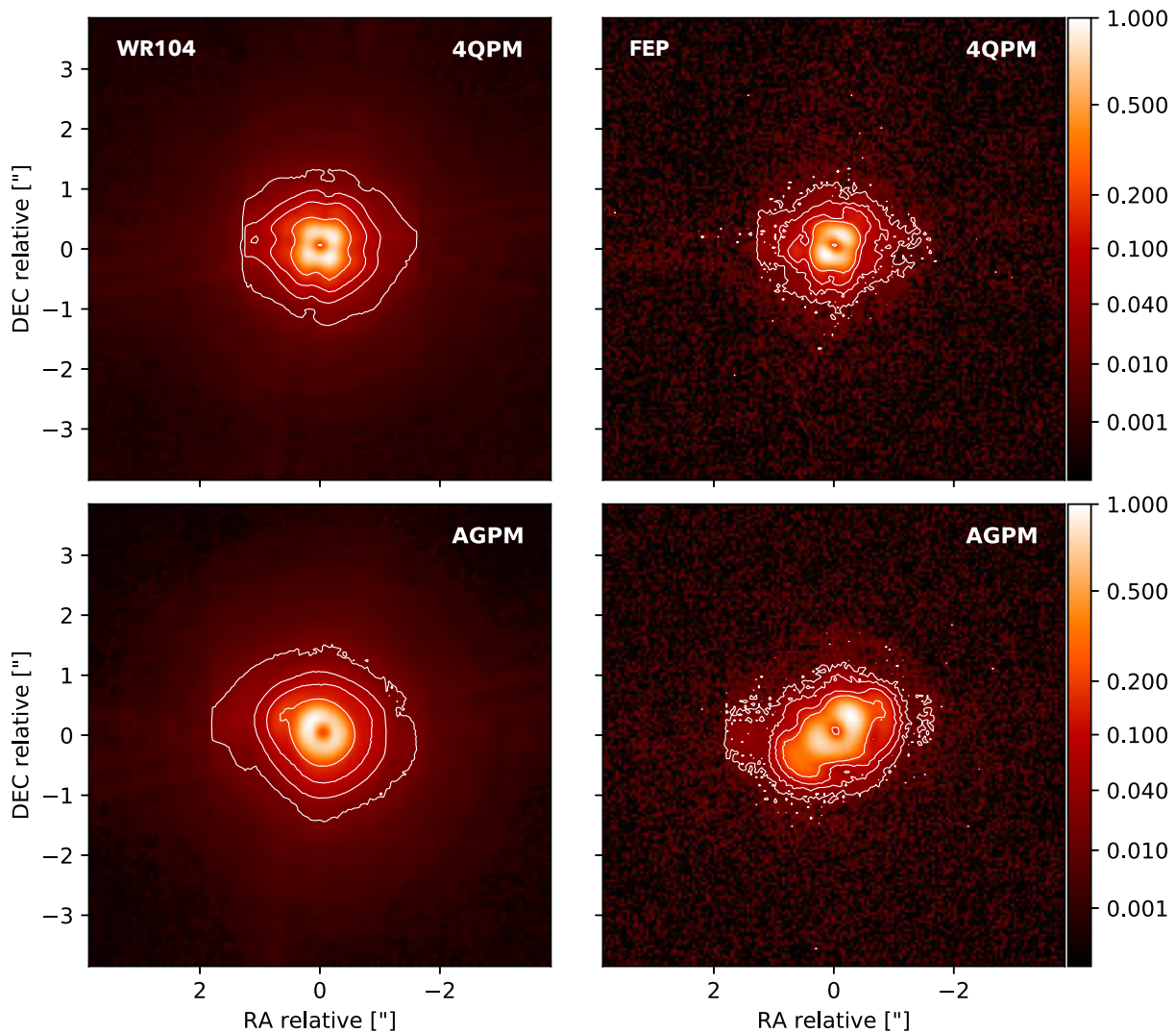


FIGURE 3.10 – Image de WR104 (à gauche) et de la FEP associée (à droite) dans les 2 filtres utilisés (en haut et en bas). On a tracé les contours à 2, 5, 10 et 20% du maximum en trait plein blanc. Une fois de plus, WR104 semble présenter des structures à grande échelle qui ne se retrouvent pas autour de l'étoile de référence.

Un exemple d'effet de convolution est présenté dans la Figure 3.11, où une image HST de la nébuleuse M20 se retrouve "dégradée" à cause de la résolution spatiale limitée du télescope. Dans cet exemple, on simule la réponse instrumentale par une fonction d'Airy dont la résolution serait 10 fois inférieure à celle de l'image originale.

Si l'on se place dans l'espace de Fourier, le produit de convolution revient à une simple multiplication des transformées de Fourier de l'objet et de la FEP. En théorie, il suffit de diviser ces images dans l'espace de Fourier pour corriger l'effet de la convolution. Malheureusement, la pratique n'est pas si simple, car certaines fréquences spatiales sont manquantes, et cela reviendrait à une division par zéro. En plus de la perte des fréquences spatiales élevées, la présence de bruit dans l'image empêche toute déconvolution naïve par division. En effet, la convolution consiste généralement en un filtre passe-bas, dont les valeurs tendent vers zéro lorsque les fréquences deviennent grandes. Par conséquent, le bruit éventuel de l'image sera largement amplifié et peut même dominer le signal en sortie. Il est donc nécessaire de gérer ces hautes fréquences spatiales

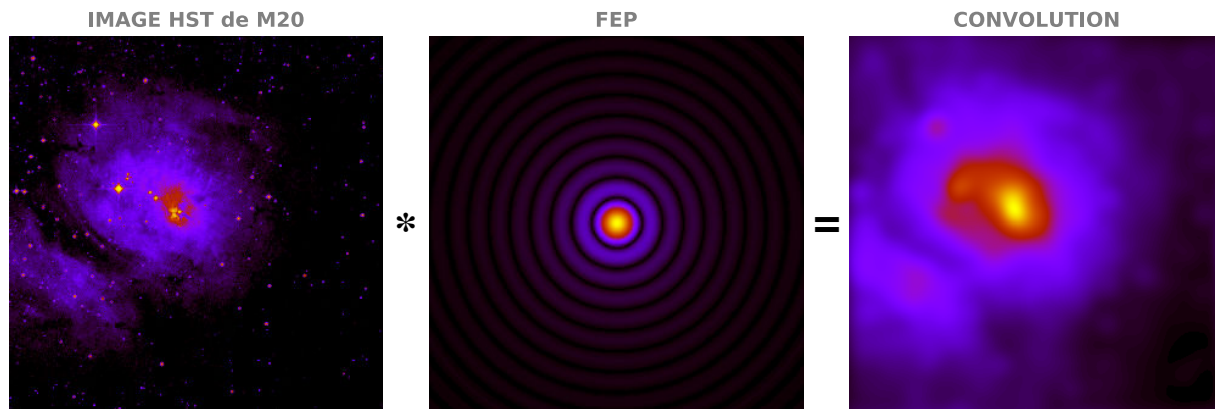


FIGURE 3.11 – Effet d’un produit de convolution sur l’image HST de la nébuleuse M20. On voit clairement apparaître la perte de résolution angulaire dû à la diffraction, où la plupart des étoiles ont disparues et laissent place à une tâche assez floue, sans structure distincte.

lors du processus de déconvolution. Plusieurs approches existent afin de traiter ce problème : la déconvolution directe (avec filtrage de fréquence : type Wiener [Orioux et al. 2010](#)) ou itérative. C’est cette dernière que nous avons choisi d’utiliser.

Nous avons utilisé pour cela une déconvolution de type Lucy-Richardson (LR) également implémentée dans les fonctions de *Scikit-image* présentées précédemment. La méthode de Lucy-Richardson consiste en un algorithme itératif qui a l’avantage d’être très facile à utiliser et relativement rapide à l’exécution. Présenté pour la première fois par Richardson en 1972, il a été repris sur des bases plus théoriques par Lucy en 1974 ([Lucy 1974](#)). Le processus itératif, appliqué à une estimation de l’image déconvoluée, assure que la suivante a une probabilité plus élevée de représenter correctement la réalité. En pratique, la déconvolution se résume à un problème inverse où l’on cherche à déterminer x connaissant y ($y = Hx$), avec H la fonction de transfert de l’instrument. Dans le cas général et pour un bruit Poissonien, les méthodes d’inversion s’appuient sur la détermination successive d’images que l’on compare aux données comme :

$$x_i^{(k+1)} = m_i + \alpha_i (x_i^{(k)} - m_i) \left(H^T \left[\frac{y}{(Hx^{(k)})_i} \right] \right) \quad (3.4)$$

L’équation est obtenue par une approche bayésienne où l’idée est de minimiser une certaine fonction de coût à chaque itération. Une excellente démonstration des différents algorithmes de déconvolution peut être trouvée dans la thèse de Muriel Roche ([Roche 2001](#)) et dans l’article correspondant ([Lantéri et al. 2001](#)). Pour l’algorithme LR, on parle de recherche de solution à pas constant (α_i) où l’on impose la positivité ($m_i = 0$). Le choix du paramètre $\alpha_i = 1$ représente en réalité le choix d’un certain algorithme de déconvolution, nous verrons dans la suite que l’on peut faire varier ce paramètre au cours de la recherche de solution : c’est la méthode par descente de gradient ou SGP (Sect. 3.3.4). Le nombre d’itérations joue un rôle très important dans le rendu de l’image finale. La méthode LR prend en compte les caractéristiques de bruit de l’image pour normalement arrêter automatiquement la déconvolution. Nous avons essayé plusieurs nombres d’itérations très différents sans jamais obtenir une image déconvoluée satisfaisante, la qualité de la FEP semblant être à l’origine du problème. En effet, il apparaît que la FEP présente une très faible dynamique (approximativement 0,1%) et est relativement déformée sur l’axe NE-SO (en particulier avec le filtre AGPM). Plusieurs raisons peuvent expliquer une si mauvaise FEP et seront discutées un peu plus tard dans cette section. Pour information, une vue des différents essais infructueux de déconvolution est présentée dans la Figure 3.12. On peut très difficilement

avoir confiance en ce qui ressort du processus de déconvolution de ces images, car chaque structure possible se retrouve corrélée avec des artefacts de détecteur présents dans l'image réduite. On peut notamment apercevoir l'effet de registre de la matrice du détecteur Aquarius (barres verticales), ou encore les multiples lignes horizontales liées aux aigrettes de diffraction. Ce détecteur est d'ailleurs de la même série que celui utilisé dans l'instrument MATISSE (Sect. 4.1).

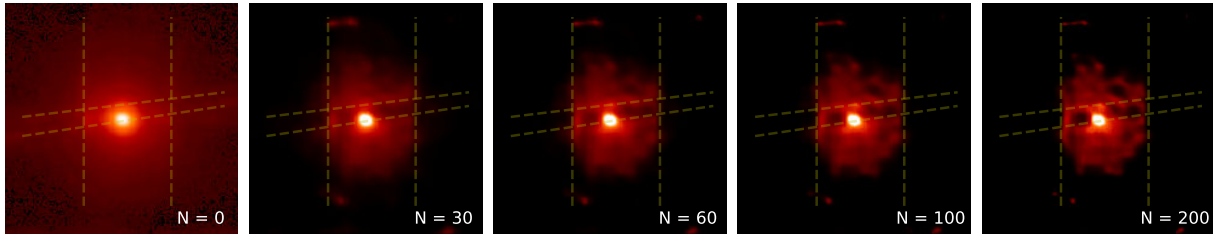


FIGURE 3.12 – Effet du nombre d'itérations sur le processus de déconvolution. La réalité des structures observées autour de WR104 est à mettre en défaut à cause de la mauvaise qualité de la FEP.

Compte tenu de l'impossibilité de se fier aux images déconvoluées, nous avons voulu vérifier ce qui apparaissait dans les images coronographiques en utilisant la technique de soustraction de FEP. Cette technique consiste à soustraire une estimation de la réponse instrumentale à l'image réduite, en prenant garde à bien recaler les deux images entre elles (science et FEP). Comme précédemment, on mesure le décalage entre l'image de science et sa FEP en utilisant une intercorrélacion dans l'espace de Fourier (au centième de pixel). On décale la FEP en conséquence, de façon à ce que les photocentres soient parfaitement centrés dans l'image. On soustrait finalement les deux images normalisées pour obtenir une estimation de l'objet corrigé partiellement de la contribution du télescope. On présente le résultat dans la Figure 3.13 (à gauche), avec une comparaison des profils radiaux obtenus de la soustraction de FEP avec l'image coronographique. On ne présente le résultat que pour le filtre à $10,5 \mu\text{m}$, la qualité de la FEP à $12,4 \mu\text{m}$ ne permettant pas une soustraction correcte.

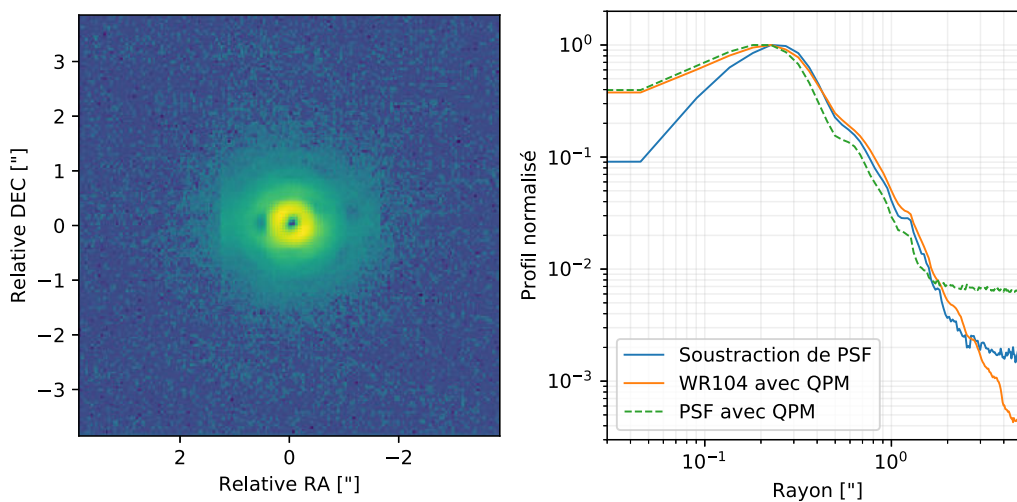


FIGURE 3.13 – Image obtenue en utilisant la technique de soustraction de FEP (à gauche) et tracés des profils radiaux (à droite). La différence n'est clairement pas nulle et met en évidence la poussière froide présente autour de WR104 jusqu'à (au moins) $2''$.

La soustraction de FEP met clairement en évidence la présence de poussière autour de WR104, avec un excès de flux allant jusqu'à 2–3". On verra plus tard qu'on peut mettre en relation cette taille angulaire avec l'histoire de la production de poussière. Un autre signe de la présence de poussière à grande échelle peut être trouvé dans la comparaison des profils radiaux des données coronographiques. Si l'on compare le profil de WR104 avec celui de la FEP, on observe que celui-ci est clairement supérieur jusqu'à environ 2", montrant une fois de plus la composante étendue présente dans ce système. Néanmoins, la relativement faible résolution spatiale de VISIR ne nous permet pas de juger quant à la réelle nature de cette composante étendue. À 10 μ m, la résolution spatiale d'un VLT est d'environ 300 mas, ce qui rend impossible toute détection de bras spiraux ou d'autres structures plus petites.

3.2.5 Mesure de température et profondeur optique

En plus des mesures d'intensités, il est possible d'estimer une température équivalente de poussière en corrélant les images dans deux filtres d'observations ($\lambda_1 = 10,5\mu\text{m}$ et $\lambda_2 = 12,4\mu\text{m}$) (Dayal et al. 1998). Si l'on prend comme hypothèse que la poussière se présente sous forme sphérique autour de la source d'émission²¹, les équations du transfert radiatif (pour une densité homogène) nous informent que l'intensité spécifique I_ν est directement corrélée à la température par la relation :

$$I_\nu = (1 - e^{-\tau_c})B_\nu(T)e^{-\tau_f}, \quad (3.5)$$

où τ_c représente la profondeur optique de la poussière chaude, τ_f celle de l'avant-plan plus froid et B_ν représente la fonction de Planck. Si l'émission est considérée comme optiquement fine ($\tau_c \ll 1$) et que l'extinction des poussières froides est négligeable ($\tau_f \approx 0$), il vient que $I_\nu \approx \tau_c B_\nu(T)$. De plus, dans cette gamme de longueurs d'onde, l'absorption par les grains est le mécanisme dominant de l'extinction stellaire donc $\tau \propto Q_{\text{abs}}$ (où Q_{abs} est l'efficacité d'absorption).

Dans le régime de température et de longueur d'onde qui nous intéresse ($kT \ll h\nu$), si l'on mesure l'intensité spécifique dans deux régions du spectre libre de toute raie d'émission ou d'absorption (i.e. : le continuum), on peut estimer la température des grains par :

$$T \approx \frac{1,44 \times 10^4 (\lambda_2^{-1} - \lambda_1^{-1})}{\log \left[\frac{I_{\nu 1} Q_{\text{abs}, \lambda_2}}{I_{\nu 2} Q_{\text{abs}, \lambda_1}} \left(\frac{\lambda_1}{\lambda_2} \right)^3 \right]}, \quad (3.6)$$

où λ_1 et λ_2 sont les longueurs d'onde d'observation, $I_{\nu 1}$ et $I_{\nu 2}$ sont nos images correctement recalées entre-elles, et $Q_{\text{abs}, \lambda_1}$ et $Q_{\text{abs}, \lambda_2}$ sont les coefficients d'absorption associés.

Il est donc nécessaire de connaître cette efficacité d'absorption pour déterminer la température des grains. Or, ce coefficient dépend de la taille des grains et des propriétés optiques du grain (imposé par sa composition chimique). Ainsi, suivant le type de grain présent dans l'environnement circumstellaire, la température mesurée sera différente. Les propriétés optiques (indice de réfraction réel n et imaginaire k) sont mesurées en laboratoire et retranscrites dans la base de données DOCCD²². On choisit d'utiliser des grains composés de carbone amorphe, tout indiqué dans le cas d'une production de poussière centrée autour de la chimie du carbone (Wolf-Rayet carbonée WC9).

L'étape suivante consiste à calculer les coefficients d'absorption et de diffusion du grain à partir des indices optiques n et k . On va utiliser la théorie de Mie, qui est une solution particulière des équations de Maxwell décrivant la diffusion d'une onde électromagnétique par une particule

21. Cette hypothèse est bien entendu incorrecte dans notre cas (spirale en 2 dimensions), mais permet de faire une première approximation simple de la température.

22. Database of Optical Constants for Cosmic Dust, <http://www.astro.uni-jena.de/Laboratory/OCDB/>.

sphérique. Pour cela, on va se servir d'un code très largement utilisé, initialement publié par (Bohren & Huffman 1983), et traduit en Python par Cornelis Dullemond en 2017²³. Une fois de plus, il est nécessaire de faire des hypothèses quant à la taille des grains de poussière, qui va changer l'allure des coefficients d'absorption et de diffusion. Comme discuté précédemment (Chap. 2), on impose ici des grains de taille submicrométrique de $0,1 \mu\text{m}$ (Zubko 1998). On présente les indices optiques et le coefficient d'absorption Q_{abs} correspondant dans la Figure 3.14.

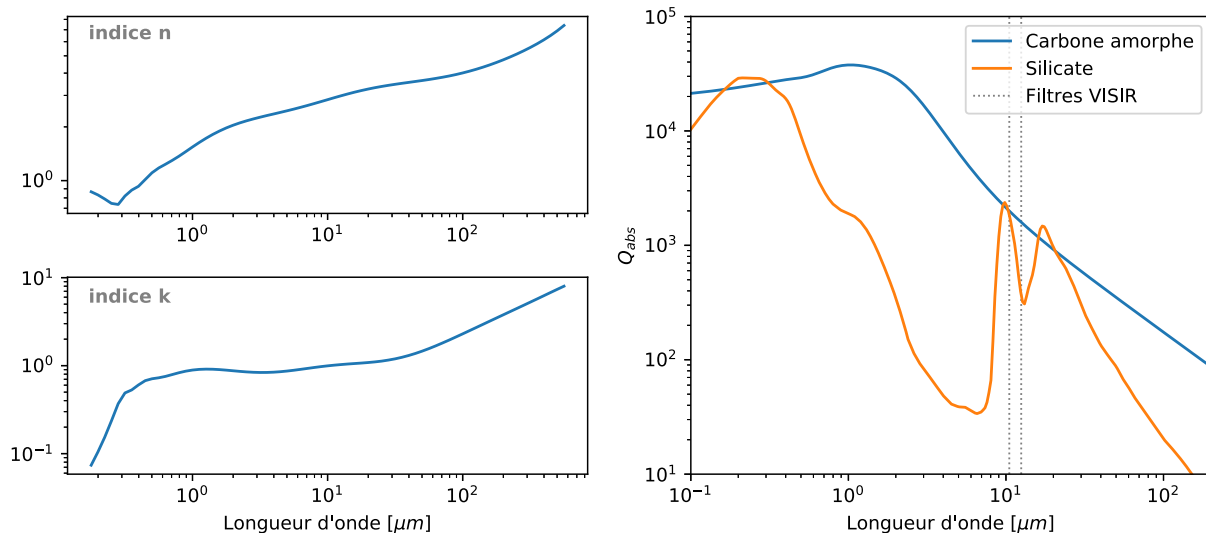


FIGURE 3.14 – **Gauche** : Indice de réfraction complexe (partie réelle n et imaginaire k). **Droite** : Coefficient d'absorption du carbone amorphe (notre poussière) et du silicate (pour indication). Les filtres utilisés avec VISIR sont également représentés en pointillé.

On peut maintenant calculer la température de nos poussières à l'aide de l'Équation 3.6 et du rapport des coefficients d'absorption aux longueurs d'onde appropriées (Fig. 3.14). La carte de température obtenue est présentée dans la Figure 3.15 (à gauche). Si l'on continue le raisonnement, on peut utiliser la nouvelle estimation de température pour calculer une profondeur optique associée à une longueur d'onde donnée ($\lambda_2 = 12,4 \mu\text{m}$). Pour cela, on peut inverser l'Équation 3.5 pour retrouver la profondeur optique associée aux poussières chaudes :

$$\tau_{\lambda_2} = -\log \left[1 - \frac{I_{\lambda_2}}{B_\nu(T)} \right], \quad (3.7)$$

Où I_{λ_2} est l'image VISIR à $12,4 \mu\text{m}$ et $B_\nu(T)$ est la fonction de Planck appliqué à la carte de température obtenue. La carte de profondeur optique est présentée dans la Figure 3.15 (à droite).

Les cartes de température et de profondeur optique nous apprennent beaucoup de choses quant à la répartition de poussière autour de WR104. Bien que la valeur absolue de la température (autour de 300K) soit sujette à la prudence (au vu des hypothèses erronées que nous avons utilisées pour la produire), on peut néanmoins noter l'uniformité de la température jusqu'à une distance de 3 arcsec. Cette uniformité de température n'est pas très réaliste, on s'attendrait plus vraisemblablement à une décroissance radiale. Les différentes zones de haute température sont pour la plupart associées à des artefacts présents dans les images réduites de VISIR (registres de la matrice CCD, aigrette de diffraction, etc.). La carte de profondeur optique nous révèle une zone de surdensité centrale (jusqu'à 0,5 arcsec) avec une profondeur optique plus élevée (> 0.01). Nous verrons plus tard que cette valeur spécifique de distance de 0,5 seconde d'arc marque la

23. <http://www.ita.uni-heidelberg.de/~dullemond/software/radmc-3d/>.

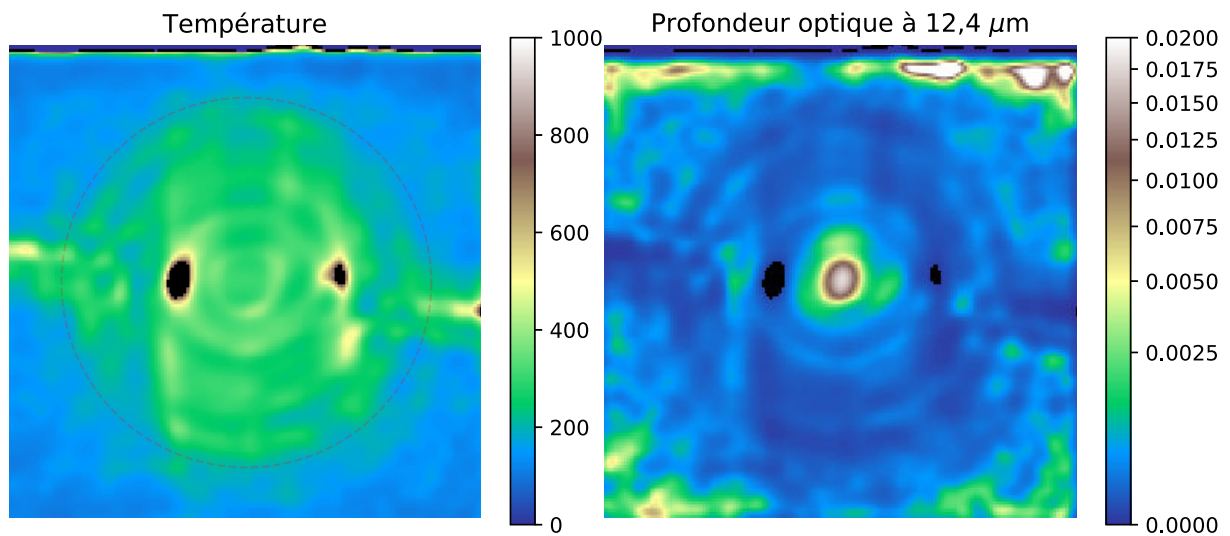


FIGURE 3.15 – **Gauche** : Carte de température obtenue à partir des images VISIR. **Droite** : Profondeur optique mesurée à $12,4 \mu\text{m}$. La carte de température semble indiquer une température uniforme jusqu'à 3 arcsec (indiqué par le cercle en pointillé).

fin de la spirale observée par l'instrument SPHERE. Il est néanmoins difficile de comparer les résultats des deux instruments, qui disposent de résolutions spatiales différentes et qui sondent des gammes de température également différentes.

3.2.6 Profils radiaux

L'absence apparente de structure dans les images non coronagraphiques rend intéressante l'étude globale du profil de décroissance en flux. Pour cela, il est nécessaire de déterminer précisément le photocentre de nos images²⁴, afin de calculer un profil radial moyenné sur tout l'azimut. Nous avons utilisé la technique des moments de l'image pour déterminer précisément la position du photocentre et donner une taille équivalente de l'objet (ainsi qu'une orientation). Ces tailles n'ont rien de physique et ne sont là que pour indiquer des ordres de grandeurs associés à l'objet.

Cette technique requiert un fond nul autour de l'objet étudié, nous avons donc mis à zéro tout flux sous un seuil choisi à 50% du maximum. Le choix de 50% a été motivé dans le but de donner une équivalence entre les tailles calculées par cette méthode et la traditionnelle largeur à mi-hauteur. Les moments d'images sont particulièrement utiles pour décrire des images ayant subi une segmentation, où l'on regroupe différentes régions de l'image suivant une condition d'intensité, de gradient, ou autres. Elle permet de calculer très rapidement le barycentre de l'objet, une taille équivalente (assimilée à une ellipse), une orientation et une aire (ou dans le cas présent un flux intégré). Les moments d'image sont également utilisés en traitement du signal pour reconnaître automatiquement des formes, des lettres ou encore compter un nombre de répétition dans une photographie (un nombre de flashes lors d'un concert par exemple). Pour une fonction en 2 dimensions $f(x,y)$ (une image), le moment (appelé aussi moment brut) d'ordre $(p+q)$ est défini comme :

$$M_{pq} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} x^p y^q f(x,y) dx dy, \quad (3.8)$$

pour $p, q = 0, 1, 2, \dots$ En adaptant cela à une image échantillonnée sur un certain nombre de

24. En astronomie, le photocentre désigne le barycentre de la distribution de brillance d'un objet.

nuances (échelles en niveau de gris), avec une intensité pour chaque pixel $I(x,y)$, les moments bruts M_{ij} sont calculés par :

$$M_{ij} = \sum_x \sum_y x^i y^j I(x,y). \quad (3.9)$$

Le barycentre de l'image est déterminé en utilisant les moments d'ordre 1 :

$$\bar{x} = \frac{M_{10}}{M_{00}} \quad \bar{y} = \frac{M_{01}}{M_{00}}, \quad (3.10)$$

avec ces deux valeurs (\bar{x} et \bar{y}), on peut maintenant calculer les moments centrés, définis comme étant :

$$\mu_{pq} = \sum_x \sum_y (x - \bar{x})^p (y - \bar{y})^q f(x,y). \quad (3.11)$$

On peut maintenant calculer l'orientation de l'objet et sa taille en utilisant les moments centrés d'ordre 2. Pour cela, il faut construire la matrice de covariance associée aux moments :

$$\mu'_{20} = \mu_{20}/\mu_{00}, \quad (3.12)$$

$$\mu'_{02} = \mu_{02}/\mu_{00}, \quad (3.13)$$

$$\mu'_{11} = \mu_{11}/\mu_{00}. \quad (3.14)$$

La matrice de covariance associée à l'image $I(x,y)$ est :

$$\text{cov} [I(x,y)] = \begin{bmatrix} \mu'_{20} & \mu'_{11} \\ \mu'_{11} & \mu'_{02} \end{bmatrix} \quad (3.15)$$

Les vecteurs propres de la matrice correspondent aux demi-grand axe et demi-petit axe de l'ellipse représentant l'objet. L'orientation peut alors être déduite des valeurs et vecteurs propres de la matrice comme étant :

$$\Theta = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{2\mu'_{11}}{\mu'_{20} - \mu'_{02}} \right) \quad (3.16)$$

On peut montrer que les valeurs propres de la matrice de covariance sont :

$$\lambda_{+-} = \frac{\mu'_{20} + \mu'_{02}}{2} \pm \frac{\sqrt{4\mu'_{11}^2 + (\mu'_{20} - \mu'_{02})^2}}{2}, \quad (3.17)$$

Et finalement aboutir à la taille de l'objet dans les 2 directions :

$$\sigma_+ = 4\sqrt{\lambda_+} \quad \sigma_- = 4\sqrt{\lambda_-} \quad (3.18)$$

TABLE 3.3 – Résultats de la méthode des moments appliquée aux données VISIR.

Filtres	$\sigma_+[mas]$	$\sigma_-[mas]$	$\Theta [^\circ]$
QPM ($10,5\mu m$)	404,5	326,3	19,3
AGPM ($12,4\mu m$)	431,3	363,8	14,9

Les profils radiaux sont ensuite calculés en moyennant le flux de l'image dans des cercles concentriques autour du photocentre (Eq. 3.10). L'espacement entre 2 cercles successifs est de 3 pixels (soit 135 mas sur VISIR), afin d'avoir suffisamment de pixels pour correctement estimer la

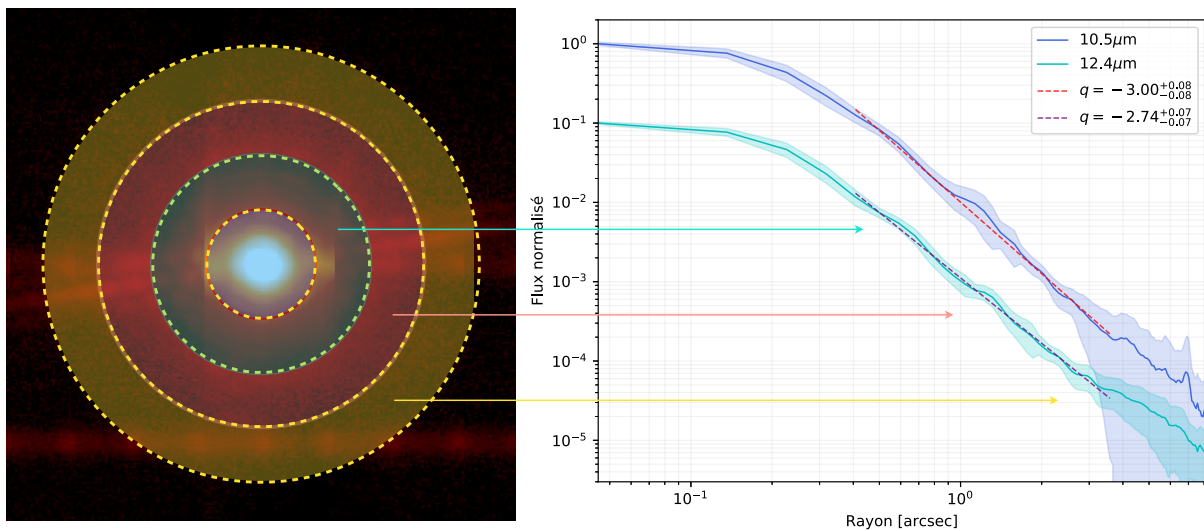


FIGURE 3.16 – **Gauche** : Illustration de l'extraction du profil radial en fonction du rayon. Les cercles ne sont pas à l'échelle et font figure d'exemples. **Droite** : Profils radiaux obtenus sur les images sans coronographe avec VISIR. On a également représenté le résultat de l'ajustement en loi de puissance (en rouge et violet). Les courbes sont décalées pour des raisons de la lisibilité.

valeur moyenne et son écart-type (Fig. 3.16). Le calcul de l'écart-type permet d'avoir une bonne idée de l'incertitude associée aux données VISIR. Je reviendrai sur l'estimation des incertitudes associées aux images (VISIR ou SPHERE) un peu plus tard dans ce chapitre (Sect. 3.3.3).

Nous avons choisi d'ajuster les profils radiaux par une loi de puissance, représentée par l'équation :

$$I(r) \propto I_0 \times r^q \quad (3.19)$$

Les profils d'intensité à plusieurs longueurs d'onde nous permettent d'en apprendre davantage quant à la nature même du rayonnement infrarouge. On considère une fois de plus que la poussière se présente sous la forme d'une coquille sphérique. Une loi de décroissance en $q = -2$ peut être associée à une émission optiquement mince. Un indice plus élevé ($q > -2$) indique la présence de processus plus complexe comme des effets d'ombrage, alors qu'un indice plus faible ($q < -2$) pourrait provenir d'un réchauffement interne (Rybicki & Lightman 1986). L'indice des lois de puissance a été ajusté en employant la méthode de Monte-Carlo par chaînes de Markov (noté MCMC). Cette technique consiste à explorer l'espace des paramètres du modèle de façon aléatoire, en itérant un grand nombre de fois afin de ne retenir que les paramètres représentant correctement les données. C'est une méthode très puissante qui permet d'éviter les minima locaux par la nature aléatoire de la recherche, et permet d'être moins dépendant des incertitudes associées aux données (qui sont dans notre cas assez mal connues et probablement surestimées). La méthode MCMC crée une longue chaîne de Markov (les itérations) dont les échantillons de paramètres sont distribués aléatoirement autour d'une valeur de départ (le prior). Chaque maillon de la chaîne (ou itération) a la mémoire du précédent et seulement du précédent et est donc parfaitement décorrélée. J'ai utilisé pour cela l'algorithme emcee²⁵ décrit en détail par Foreman-Mackey et al. (2013). Cet algorithme utilise la méthode Métropolis-Hasting (Metropolis et al. 1953, Hastings (1970)) afin de générer la chaîne de Markov et de conditionner la sélection des "bons" paramètres à chaque itération. Une explication récente et assez intuitive de la méthode peut être trouvée dans Robert (2015). En pratique, l'algorithme va calculer la fonction de vrai-

25. Package Python disponible sur le site <http://dfm.io/emcee/current/>

semblance de chaque échantillon et la maximiser afin de converger vers une solution unique (ou non).

Après avoir parcouru l'ensemble de la chaîne, on peut la représenter de façon très synthétique en affichant les distributions de probabilité associées à chaque paramètre. Cela revient à afficher les cartes de densité en deux dimensions corrélant les paramètres 2 à 2 (carte de covariance) et les histogrammes associés à chacun des paramètres. Cet affichage laisse notamment apparaître les corrélations existantes entre les différents paramètres. Les incertitudes sont basées sur les 16^e, 50^e et 84^e percentile²⁶ des distributions marginalisées (carte de covariance et histogramme), correspondant au classique $1\text{-}\sigma$ d'incertitude dans le cas d'une distribution gaussienne. Pour cela, j'ai utilisé le package Python *Corner* également distribué²⁷ et documenté (Foreman-Mackey 2016). Les cartes de covariance et les histogrammes associés sont présentés dans la Figure 3.17.

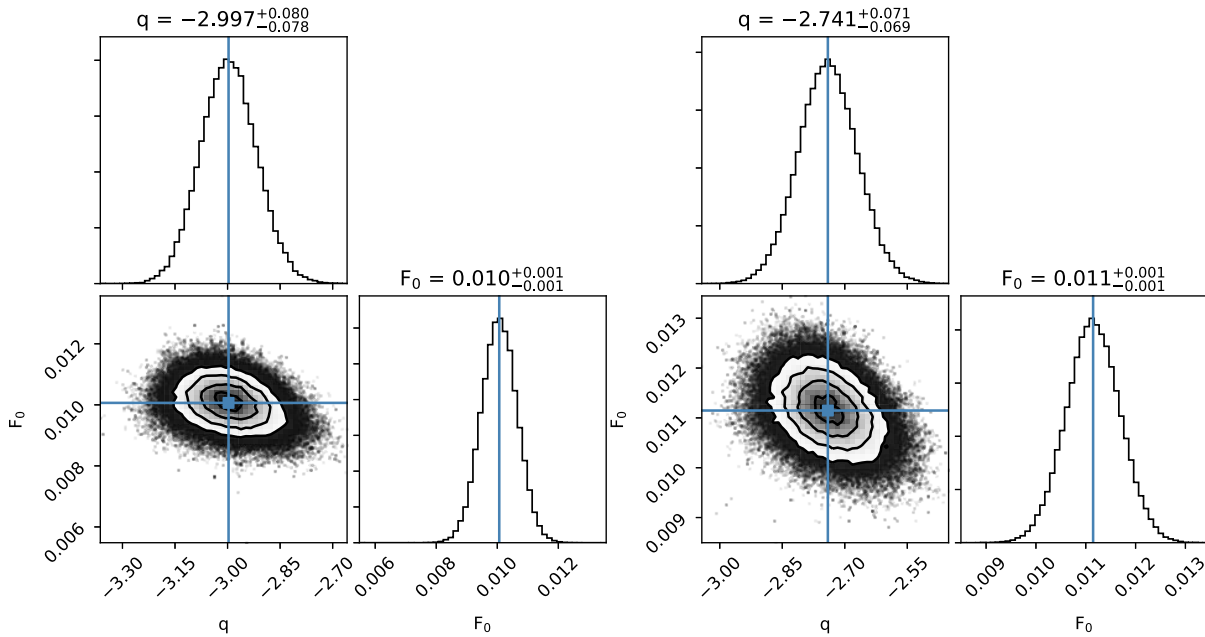


FIGURE 3.17 – Résultat de l'ajustement MCMC des profils radiaux de VISIR. **Gauche** : carte de covariance et histogrammes associés pour les paramètres d'indice de décroissance q et d'offset F_0 des données QPM ($\lambda = 10,5\mu\text{m}$). **Droite** : idem pour les données AGPM ($\lambda = 12,4\mu\text{m}$).

TABLE 3.4 – Résultats de l'ajustement MCMC sur les profils radiaux des données VISIR. L'ajustement est réalisé sur les profils normalisés par le maximum.

Filtres	q	I_0
QPM ($10,5\mu\text{m}$)	$-3,00\pm 0,08$	$0,010\pm 0,001$
AGPM ($12,4\mu\text{m}$)	$-2,74\pm 0,07$	$0,011\pm 0,001$

Pour les filtres VISIR, nous trouvons des indices de décroissance légèrement différents (aux incertitudes près) avec une chute d'intensité plus rapide à courte longueur d'onde (Tab.3.4). Ces indices étant assez similaires, avec des données dont la qualité n'est pas optimale (artefact de

26. Sous-ensemble d'un échantillon divisé en 100 parties égales : le 16^e percentile rassemble les 16 premiers pourcents de l'échantillon, le 84^e sépare les 84% inférieurs des données, etc.

27. <https://corner.readthedocs.io/en/latest/>

détecteur, faible dynamique, etc.), il est difficile de donner une interprétation physique à ces décroissances. On peut néanmoins observer une tendance à plus grande longueur d'onde, avec un décrétement moins rapide, signature d'une profondeur optique moins élevée. L'interprétation des données VISIR fut dans l'ensemble assez difficile en termes de réelle quantification, mais révèle toutefois la présence de poussière à très grande distance d'étoile. Les rapports signaux à bruits étant encore très bons jusqu'à environ 2–3 arcsec, le flux observé jusqu'à ces limites est donc assez fiable. Les poussières circumstellaires s'étendent donc sur au moins 2 arcsec, soit environ 5200 UA à la distance de 2,6 kpc (Sect. 3.3.7), retraçant ainsi l'historique de la perte de masse sur près de 20 ans. Cette échelle de temps est donnée en utilisant notre détermination du pas de la spirale détectée avec SPHERE (66 ± 3 mas, Sect. 3.3) et la bonne connaissance de la période orbitale ($P = 241,5 \pm 0,5$ jours). En effet, les 2 arcsec détectées par VISIR peuvent être associées à 30 révolutions de spirale (2/0,066), même s'il est impossible de confirmer si la poussière se présente toujours sous forme de spirale à une aussi grande distance de l'étoile.

$$T = \frac{2}{0,066} \times \frac{241,5}{365,25} \approx 20 \text{ ans} \quad (3.20)$$

On peut également noter l'absence de structure autour d'une seconde d'arc de distance de la binaire centrale, emplacement d'un second compagnon détecté avec nos données SPHERE. Ce compagnon, déjà observé avec le HST (Wallace et al. 2002), est situé à ≈ 970 mas de distance de la binaire. Si celui-ci était situé dans le plan orbital de la spirale de poussière, on s'attendrait à observer une contrepartie infrarouge par l'irradiation des poussières à son emplacement. Or, on ne détecte aucune surbrillance pouvant correspondre à un éventuel chauffage secondaire des poussières. La faible résolution spatiale de nos données et leur dynamique limitée ne nous permettent néanmoins que de donner une limite supérieure de non-détection. Nous reviendrons en détails sur ce point dans la section consacrée à l'étude de ce compagnon (Sect. 3.3.8).

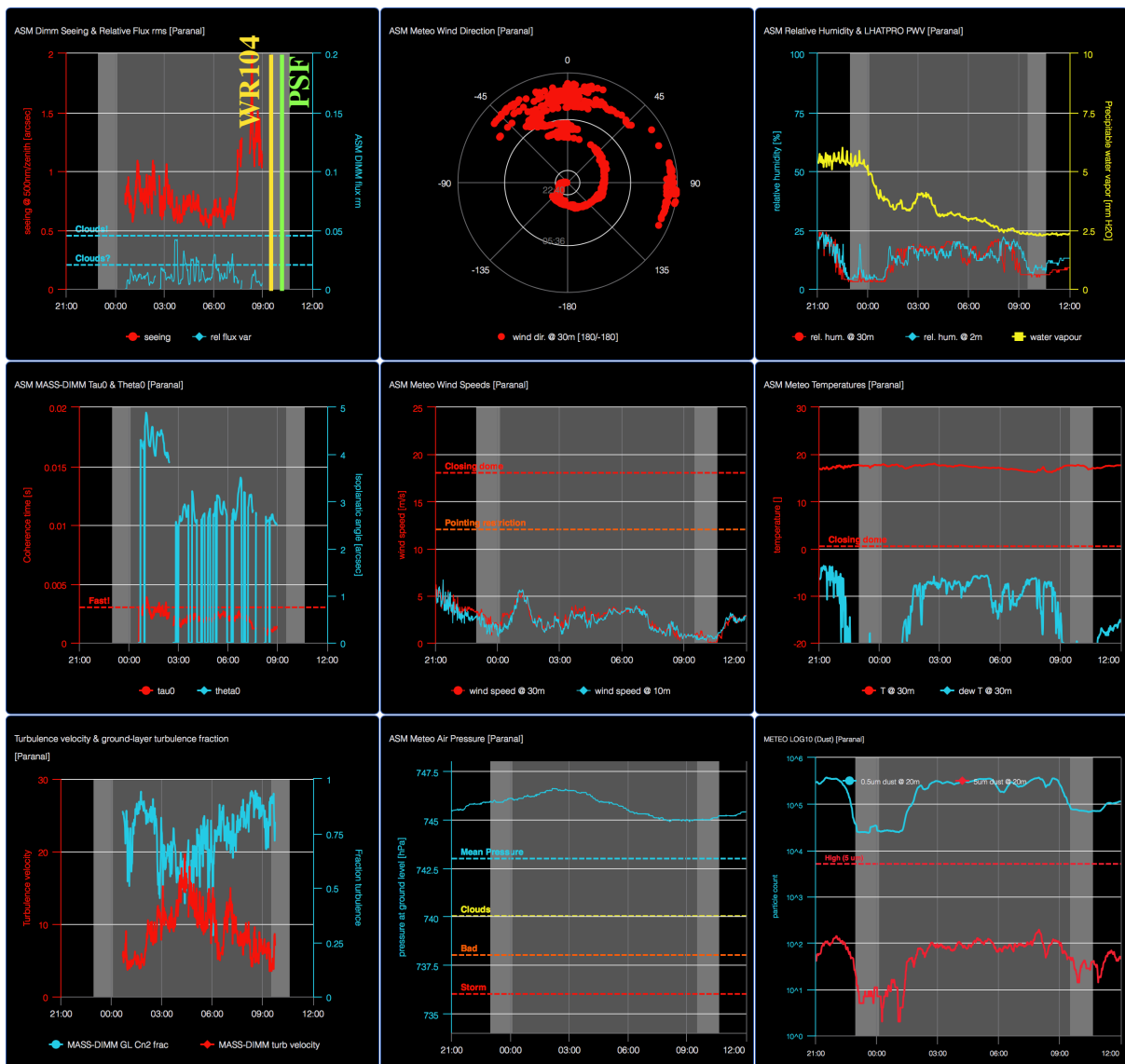
Il est assez difficile de donner plus d'information sur ce système, compte tenu de la relativement faible résolution spatiale du VLT à ces longueurs d'onde (≈ 300 mas) et la présence importante d'artefacts liés aux traitements des données. Une nouvelle campagne d'observation avec l'instrument VISIR serait bénéfique à l'avenir et permettrait d'estimer la quantité de poussière à grande distance, ce qui n'a pas pu être réalisé cette fois à cause de la trop mauvaise qualité de notre FEP.

3.2.7 Problèmes rencontrés avec les données de l'instrument VISIR

Au cours de l'exploitation des données VISIR, j'ai pu me rendre compte de leurs qualités assez limitées en terme de dynamique et d'artefacts. Les coronographes dernières générations de VISIR présentent en effet un contraste limité à environ 1 pour 1000. Plusieurs informations peuvent être utilisées afin d'expliquer la qualité limitée de nos données VISIR : tout d'abord, les observations ont été acquises durant le *Science Verification Time* de l'ESO, période durant laquelle l'instrument est encore en phase de rodage et de vérification (d'où son nom). Le temps réservé au SVT étant très limité, nos observations ont été faites en toute fin de nuit, et durant l'aube pour notre étoile de référence. La présence des premiers rayons du soleil n'est malheureusement pas optimale pour observer des sources astronomiques et a fortiori en infrarouge, où le fond thermique est important.

Ensuite, les outils de surveillance météo de l'ESO n'étaient pas opérationnels au moment de nos observations. Ces outils permettent en temps normal de collecter toutes les informations concernant la qualité des nuits d'observation. Ils permettent, entre autres, de juger de la qualité du ciel avec les mesures de *Seeing* et de temps de cohérence et de contrôler les informations

météo avec les mesures d'humidités, de vitesse des vents et de température. On peut donc seulement observer l'augmentation des valeurs de seeing en fin de nuit, qui a peut-être continué à se dégrader les heures suivantes. Comme le montre la Figure 3.18, les observations de notre étoile de référence se sont faites à l'aube, où le ciel devient lumineux par diffusion des rayons du Soleil, qui se trouve encore sous l'horizon. Les observations de FEP effectuées à ce moment-là montrent une déformation et un allongement dans la direction NO-SE. Une telle déformation peut s'expliquer par un mauvais fonctionnement de l'optique active au moment des observations. En effet, l'analyseur de front de type Shack-Hartmann, permettant d'assurer la forme du miroir primaire du VLT, opère dans le visible. Or, nos observations ont été réalisées à l'aube, où la brillance du ciel dans le visible devient trop importante pour permettre de continuer les observations dans de bonnes conditions.



21 Mar 2016 21:00 UTC - 22 Mar 2016 12:00 UTC
Presets.Paranal|SUN 22:58-10:39|Twilight 00:06-09:30|LST 07:25-16:50|MOON 21:46-10:04|98%

FIGURE 3.18 – Interface de visualisation de la qualité du ciel et des paramètres atmosphériques de Paranal. Le moniteur de site astronomique (ou ASM en anglais) permet de juger des conditions d'observations depuis n'importe où sur le globe via une interface web dédié ²⁸.

Enfin, il semblerait que le temps d'exposition choisi n'était pas optimal pour ces observations. Nous avons acquis des données sur WR104 durant environ 1 minute avec le coronographe et 20 secondes sans, un temps d'exposition finalement trop faible pour gagner suffisamment en rapport signal-à-bruit, et faire ressortir la faible composante étendue présente loin de la binaire. Nous avons choisi une faible durée d'exposition compte tenu de la brillance de l'objet (et de sa FEP) à ces longueurs d'onde (ce qui s'est révélé inadéquat à posteriori). Les relevés d'observation (plus communément appelés log d'observation), ont également noté l'absence de correction par optique active permettant d'assurer la forme parabolöide du miroir primaire du VLT. Tous ces signes nous incitent à traiter les données AGPM avec la plus grande prudence, et démontrent la nécessité d'obtenir de nouvelles séries de données sur cet objet.

3.3 100 ua : étude du système par optique adaptative avec SPHERE

Après avoir exploré la large composante étendue autour WR104 avec VISIR, j'ai utilisé l'instrument SPHERE pour sonder les poussières chaudes proches de la binaire et émettant principalement en infrarouge proche. Ce domaine de longueur d'onde représente un excellent compromis entre résolution spatiale (≈ 30 mas) et domaine de température inspecté (≈ 1500 K). C'est également le domaine de prédilection des optiques adaptatives modernes, avec des limites de correction extrêmes de 98/99% atteintes en bande H (à $1,6 \mu m$) grâce à des instruments comme SPHERE ou GPI (sur Gemini à Hawaï). Les échelles sondées avec SPHERE sont de l'ordre de la centaine d'unités astronomiques, soit, en comparaison de notre système solaire, à la fin de la sphère d'influence solaire (héliopause).

Nous avons voulu utiliser l'instrument européen délivrant la meilleure résolution angulaire par imagerie directe, afin de confirmer pour la première fois par une image directe la présence d'une spirale autour de WR104. Les données acquises dans de nombreux filtres nous ont permis de caractériser ce système sur plusieurs révolutions de spirale, de donner des contraintes sur la zone de formation de poussière et de confirmer une liaison gravitationnelle avec un compagnon éloigné.

3.3.1 L'instrument SPHERE

L'instrument SPHERE est un spectro-imageur comportant un système d'optique adaptative extrême (XAO), et fait partie des instruments de deuxième génération à équiper le VLT. Il est le fruit d'une collaboration regroupant un consortium de laboratoires et d'instituts européens, et fut assemblé à l'institut de planétologie et d'astrophysique de Grenoble (IPAG) entre 2012 et 2013. Il a connu ses premières lumières en mai 2014, installé au foyer Nasmyth d'UT3 (Melipal) et représente à l'heure actuelle, l'un des plus performants systèmes d'optique adaptative (Fig. 3.19). SPHERE, acronyme anglais de *Spectro-Polarimetric High-contrast Exoplanet REsearch*, a été conçu pour détecter et caractériser les exoplanètes géantes autour des étoiles proches. Cette tâche est éminemment difficile, et représente un véritable défi pour les instruments modernes. De nos jours, moins d'une centaine de planètes ont été détectées par cette technique (93 au moment d'écrire ces pages²⁹) sur un total de près de 3800. Le challenge de ces détectations provient du contraste très important existant entre l'étoile et sa planète (10^{-5} en infrarouge et 10^{-6} dans le visible). Les équipes du consortium SPHERE ont donc mis au point un instrument regroupant différentes techniques de pointe pour parvenir à imager ces exoplanètes. D'abord, il dispose d'une

28. <http://www.eso.org/asm/ui/publicLog>

29. [source:http://exoplanet.eu/catalog/](http://exoplanet.eu/catalog/)

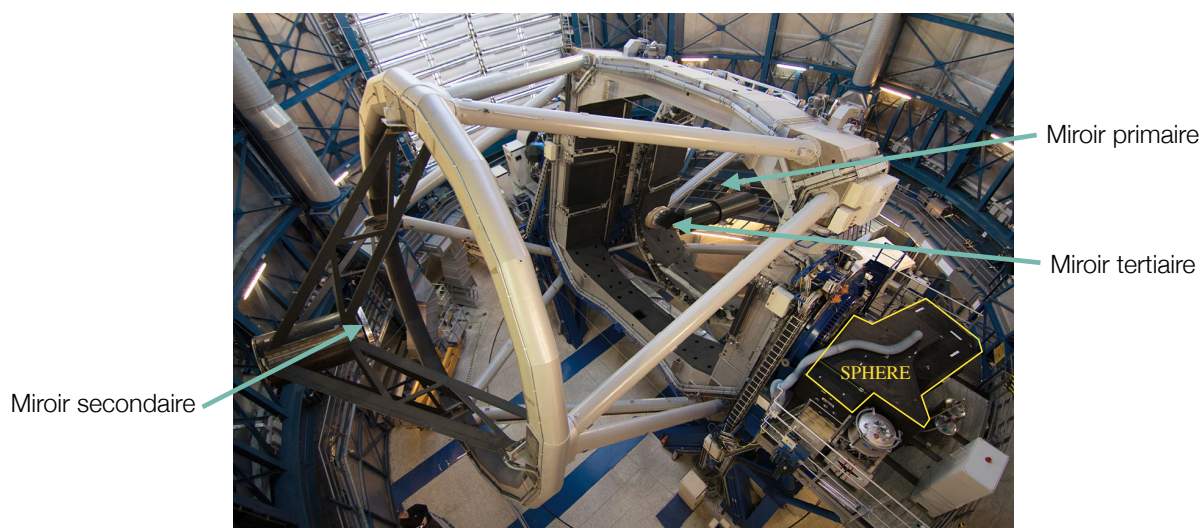


FIGURE 3.19 – L'instrument SPHERE installé au foyer Nasmyth d'UT3. On peut notamment apercevoir le miroir primaire de 8 m du VLT, les miroirs secondaire et tertiaire ainsi que l'instrument entouré de jaune (Crédit : ESO/J. Girard).

optique adaptative extrême permettant de corriger presque entièrement les effets de la turbulence atmosphérique. Le terme "extrême" désigne des performances généralement supérieures à 80% et pouvant atteindre 99% de rapport Strehl (SR) en bande H. Ce facteur de Strehl représente la restauration par l'optique adaptative de la résolution théorique du télescope, ainsi un rapport SR de 100% désigne une image présentant une résolution limitée par la diffraction (λ/D). Dans le cas de SPHERE, cette correction est rendue possible grâce à l'utilisation d'un miroir déformable à très grand nombre de degrés de liberté (1377 actionneurs) et d'un analyseur de front d'onde de type Shack-Hartman (SH) disposant d'une caméra EMCCD à lecture ultra rapide, le tout piloté par un ordinateur temps réel dernière génération (dont la latence est inférieure à 100 ms). Néanmoins, cette excellente correction de turbulence atmosphérique n'est pas suffisante pour dénicher ces fameuses exoplanètes. L'instrument SPHERE met donc à profit une autre technique de pointe : l'imagerie différentielle. Cette technique profite de la nature différente des émissions planétaire et stellaire, afin de réduire la contribution de l'étoile pour faire ressortir la planète (ou le compagnon stellaire faible). Ce post-traitement utilise notamment les caractéristiques spectrales (SDI), la polarisation (PDI) et le fait que le champ de l'instrument tourne au cours du temps (ADI). Pour y parvenir, SPHERE est en fait décomposé en 3 sous-instruments permettant d'observer dans le visible avec ZIMPOL (Zurich Imaging Polarimeter, Thalmann et al. 2008) et dans l'infrarouge avec IRDIS (Infra-Red Dualbeam Imager and Spectrograph, Dohlen et al. 2008; Langlois et al. 2014) et IFS (Integral Field Spectrograph, Claudi et al. 2008).

Dans cette étude, je me suis focalisé sur l'utilisation de la caméra infrarouge IRDIS dont nous donnons ici les principales caractéristiques. IRDIS est en fait un double imageur qui permet de produire des images sur le même détecteur dans deux filtres identiques (CI³¹) ou deux filtres différents (DBI³²). Une fois de plus, l'utilisation de deux filtres différents est préconisée pour gagner en contraste et faire ressortir des structures faibles circumstellaires ou des exoplanètes. IRDIS dispose d'un détecteur Hawaii II RG de 2048 par 1024 pixels dont un pixel représente

30. Common Path and Infrastructure, regroupant le système d'optique adaptative, le correcteur de dispersion atmosphérique (ADC), les coronographes, les lampes de calibrations, etc.

31. *Classical imaging.*

32. *Dual-band imaging.*

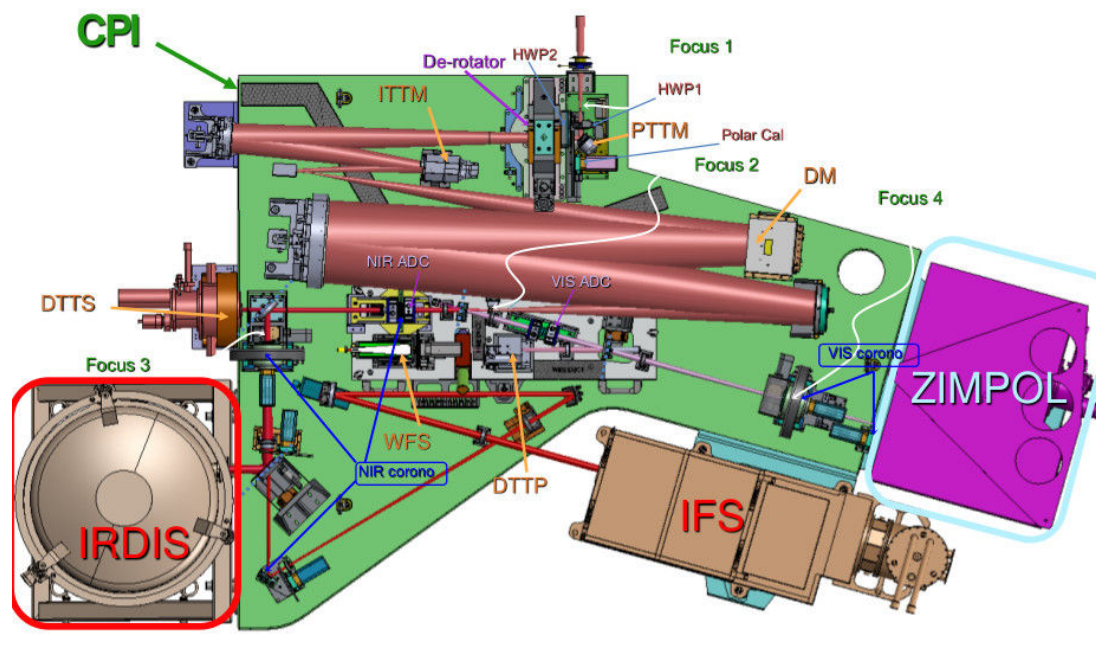


FIGURE 3.20 – Vue schématique de l’architecture de SPHERE représentant les 3 sous-instruments (ZIMPOL, IRDIS et IFS), ainsi que les différents sous-systèmes optiques communs aux 3 caméras (CPI³⁰, crédits : <https://sphere.osug.fr/>).

sur le ciel $12,255 \pm 0,009$ mas (Maire et al. 2016). Ce détecteur est monté sur un DMS³³ qui permet d’utiliser la technique classique de dithering. Celle-ci consiste à observer l’objet à plusieurs reprises, en le déplaçant à travers le détecteur sur un motif précis. Dans le cas de SPHERE, ce motif consiste en 16 déplacements (4×4) avec un décalage de 0, 1 ou 2 pixels sur les axes X et Y. Le dithering permet notamment d’obtenir une meilleure estimation du champ plat (*flat-field*) et de gérer davantage les problèmes de cosmétique dus au détecteur (meilleure correction des pixels défectueux). Un schéma du principe de dithering est représenté dans la Figure 3.21.

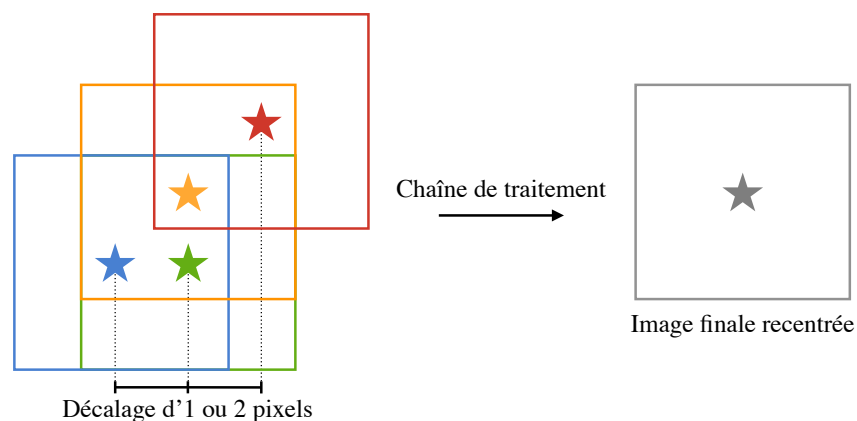


FIGURE 3.21 – Principe du décalage d’image utilisé dans la plupart des instruments imageurs. Le motif représenté est une version simplifiée du réel motif utilisé avec SPHERE pour nos observations (16 positions au lieu de 4 représentées ici).

33. Detector Motion Stage

3.3.2 Observation de WR104 avec SPHERE

La proposition d’observation soumise à l’ESO au début de ma thèse consistait à coupler les images obtenues par SPHERE en bande H, avec l’interféromètre PIONIER (Le Bouquin et al. 2011). L’idée était alors d’obtenir des observations dans des filtres étroits, afin de couvrir les courtes fréquences spatiales de l’objet (de 0 à 8 m) et de les combiner avec les moyennes et grandes fréquences spatiales apportées par PIONIER. Cette technique a notamment été utilisée en couplant l’interféromètre AMBER avec l’imageur NACO afin de reconstruire l’image du disque autour de L2 Puppis (Ohnaka et al. 2015). Nous avons donc obtenu près de 22h d’observation avec l’instrument PIONIER, et 2h avec SPHERE afin de réaliser notre ambitieux programme (ID : 097.D-0662). Les 22h de PIONIER étaient réparties entre les trois configurations disponibles du VLTI, couvrant des longueurs de bases allant de 11 à 131 m. La première observation s’est effectuée avec la plus petite configuration de VLTI (A0B2C1D0), la nuit du 26 au 27 juin 2016. Malheureusement, les observateurs de l’ESO n’ont jamais pu détecter les franges de WR104, malgré une détection des franges aisée sur l’étoile de référence. Les mesures météorologiques de Paranal au cours de la nuit montrent un temps de cohérence assez rapide cette nuit-là ($\approx 3/4$ ms), un paramètre rendant difficile la détection des franges d’interférence. De plus, les visibilité attendues en bande H sur WR104 sont très faibles (moins de 1%), il semblerait que la dynamique du détecteur de PIONIER ne permette pas leur détection. Je reviendrai en détail sur ces aspects de non-détection dans la section s’intéressant aux données interférométriques (Sect. 3.5.3).

Après la déconvenue de PIONIER, ce programme s’est transformé en une utilisation intensive des données SPHERE, d’excellente qualité, enrichies par un programme d’observation GTO³⁴ couvrant les bandes J et K. Nos observations ont requis au total 5h de temps de télescope. Elles ont été obtenues entre avril et juillet 2016 dans différents filtres couvrant les bandes J, H et K avec la caméra infrarouge de SPHERE, IRDIS (Infra-Red Dualbeam Imager and Spectrograph, Dohlen et al. 2008; Langlois et al. 2014). Un premier jeu d’observation a été effectué en utilisant le mode CI dans les filtres CntH ($1,554 \pm 0,023 \mu\text{m}$) et FeII ($1,644 \pm 0,024 \mu\text{m}$, Tab. 3.5). Un deuxième a été obtenu 12 jours plus tard, en utilisant le mode IRDIS+IFS, permettant d’acquérir des images avec le spectrographe à intégrale de champ (IFS, Claudi et al. 2008) en simultanée des images IRDIS en *dualband*. Les filtres utilisés en DBI sont H2 ($1,593 \pm 0,052 \mu\text{m}$), H3 ($1,667 \pm 0,054 \mu\text{m}$) et H4 ($1,733 \pm 0,057 \mu\text{m}$). IFS permet quant à lui de produire des données spectroscopiques résolues spatialement dans un champ de vue carré de 1,35 arcsec, avec un pixel de 7,4 mas. La couverture spectrale d’IFS s’étend de 0,95 à 1,35 micron, permettant une utilisation simultanée avec IRDIS en bande H et de l’IFS en J. Le pouvoir de résolution spectral d’IFS est de 50, permettant de produire des images sur 39 canaux spectraux. Un dernier set de données a été acquis en juillet 2016 grâce au temps GTO, dans les filtres HeI ($1,085 \pm 0,014 \mu\text{m}$), CntJ ($1,213 \pm 0,017 \mu\text{m}$), CntK2 ($2,266 \pm 0,032 \mu\text{m}$) et CO ($2,290 \pm 0,033 \mu\text{m}$). La transmission des différents filtres utilisés pour cette étude est présentée dans la Figure 3.22. De plus, à cause de la brillance importante de WR104 en bandes H et K, nous avons utilisé des densités neutres afin de ne pas saturer le détecteur. Une atténuation d’un facteur 100 (ND2) a été utilisée pour tous les filtres couvrant les bandes H et K et d’un facteur 10 (ND1) pour les filtres de la bande J.

Pour chaque filtre (excepté HeI et CO), nous avons observé une étoile de référence afin de pouvoir déconvoluer et étalonner la photométrie de nos images. Nous avons d’abord utilisé l’étoile 4 Sgr (de type spectral B9V) dont le diamètre estimé est de $\theta_{UD} = 0,40 \pm 0,03$ (catalogue Searchcal/JMMC Bonneau et al. 2006). Il s’est avéré que cette étoile comportait un compagnon visuel éloigné à 3 arcsec de distance. Suite à cette détection, les astronomes de nuit effectuant les observations GTO ont décidé d’observer une autre étoile de référence. Cette décision prise

³⁴. *Guaranteed Time Observation* : temps garanti d’observation réservé pour les consortia ayant fourni un instrument à l’ESO.

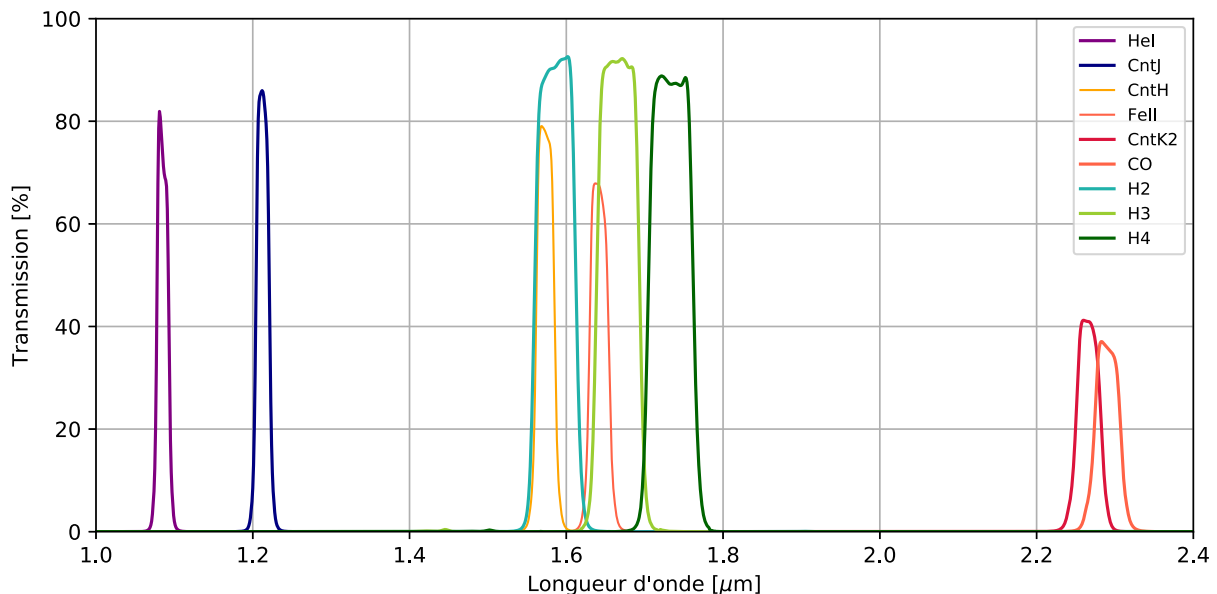


FIGURE 3.22 – Courbe de transmission des filtres SPHERE utilisés pour notre étude. L’ensemble de ces filtres permet de couvrir les bandes de l’infrarouge proche J, H et K.

sans nous consulter a eu des conséquences assez inattendues pour la suite. Cette seconde étoile de référence est TYC 6295-803-1 dont le diamètre estimé est de $\theta_{UD} = 0,40 \pm 0,03$, comporte en réalité un excès infrarouge visible dans son spectre. Cet excès indique la présence de poussière circumstellaire, ce qui par définition ne constitue pas une bonne estimation de la FEP. Heureusement, cette matière circumstellaire est suffisamment faible et de petite taille pour permettre de l’utiliser afin de déconvoluer nos images de WR104. Néanmoins, la présence de cet excès infrarouge ne nous a pas permis d’étalonner la photométrie de nos données, la contribution des émissions de poussières étant variable au cours du temps. Avec cette contribution variable, il est alors difficile d’utiliser les magnitudes tabulées dans les catalogues photométriques afin de correctement estimer le facteur de conversion à appliquer à nos images.

Toutes nos observations ont été faites en utilisant la technique de *dithering* décrite plus haut. Le motif couramment utilisé avec SPHERE consiste en 16 déplacements (4×4), avec un décalage de 1 ou 2 pixels sur les axes X et Y. Au total, nous avons enregistré 288 images en *classical imaging* ($4 \times 4 \times 3 \times 6$ pour chaque filtre) et 224 en DBI ($4 \times 4 \times 2 \times 7$). Un résumé des caractéristiques de nos observations est présenté dans le Tableau 3.5.

3.3.3 Réduction de données

Pour la réduction des données IRDIS, j’ai choisi de développer mon propre logiciel de réduction de données (*pipeline*) afin d’avoir une parfaite connaissance des différents processus appliqués à nos images. La mise en place de ce logiciel a aussi été partiellement motivée par des difficultés rencontrées lors de l’installation du pipeline officiel fourni par l’ESO.

Le logiciel de réduction a été entièrement développé en Python, et permet de traiter tous les aspects de correction associés à l’imagerie directe. Dans un premier temps il était nécessaire de comprendre comment étaient ordonnées les images en parcourant les différents fichiers FITS³⁵ récupérés après les observations.

35. Flexible Image Transport System, décrit dans (Pence et al. 2010).

TABLE 3.5 – Log de nos observations IRDIS de WR104 et de ses 2 étoiles de référence (4Sgr et TYC 6295-803-1). DIT désigne le temps d’intégration sur le détecteur (Detector Integration Time), NDIT est le nombre d’acquisitions sur une séquence, NEXP est le nombre total de séquences d’acquisition et SR désigne le rapport de Strehl mesuré en bande H.

No	Étoile	MJD	Filtres	DIT[s]×NDIT	Dither×NEXP	ΣDIT[s]	Seeing ["]	SR
1	WR104	57512.278	CntH, FeII	0.837×5	4×4×3	200.85	0.39	0.82
	4Sgr	57512.299	CntH, FeII	0.837×5	4×4×3	200.85	0.56	0.92
2	WR104	57524.125	H2, H3, H4	0.837×7	4×4×2	187.5	1.13	0.73
	4Sgr	57524.144	H2, H3, H4	0.837×7	4×4×2	187.5	1.2	0.78
3	WR104	57590.050	HeI, CntJ, CntK2, CO	0.837×6	4×4×3	241.02	0.45	0.87
	TYC 6295-803-1	57590.09	CntJ, CntK2	0.837×5	4×4×3	200.88	0.44	0.87

Pour les observations en *classical imaging*, où le même filtre est appliqué aux 2 parties de la caméra, une observation consiste en 48 fichiers, comportant chacun un cube de 5 ou 6 images. Pour chaque fichier, l’en-tête contient l’information du *dithering* utilisé, qui permet de recalculer les images entre elles. Ces valeurs de décalage sont comprises entre -1 et 2 pixels, sur les axes X et Y et sont référencées par les mots clés "HIERARCH ESO INS1 DITH POSX" ou "HIERARCH ESO INS1 DITH POSY". La première étape de traitement consiste à corriger chaque image du courant d’obscurité (*DARK*) et du champ plat (*FLATFIELD* ou *FLAT*). Un *DARK* doit être obtenu pour chaque temps d’exposition (le même dans notre cas), et correspond au signal enregistré alors qu’aucune source n’éclaire le détecteur. Ce signal est en fait dû à la création de charges (typiquement quelques événements par seconde) sans photon incident, par simple agitation thermique. On divise ensuite chaque image par un *FLAT* normalisé au maximum, qui rend compte de la réponse du détecteur à un éclairage uniforme. Le *FLAT* contient la réponse non-uniforme de la matrice de pixel (ou de CCD), et des informations sur les différents défauts provenant de la chaîne instrumentale (défauts des filtres, poussières des optiques, pixels défectueux, etc.). Un *FLAT* différent doit donc être obtenu pour chaque filtre utilisé. L’étape suivante consiste à corriger les images individuelles des cosmétiques de détecteur (pixel à réponse non linéaire ou mort). Les cartes de mauvais pixels sont générées en détectant automatiquement ces pixels défectueux dans le *DARK* et dans le *FLAT*. Pour cela, on applique un filtre médian aux images afin de réduire la contribution des pixels trop brillants (ou trop sombres). On regarde ensuite la différence entre cette image filtrée et l’image d’origine afin de détecter les pixels où la différence dépasse un certain seuil. J’ai choisi un seuil correspondant à 50% de l’écart-type sur la différence d’image. Ce choix arbitraire a permis de détecter de façon automatique la majorité des mauvais pixels. Il est important de remarquer ici que la production de la carte de mauvais pixels s’est faite en utilisant séparément le *DARK* et le *FLAT*. En effet, il est apparu que certains pixels apparaissaient comme mauvais dans le *FLAT* mais pas dans le *DARK*, et inversement. Une fois la carte générée, les pixels défectueux sont corrigés dans l’image de science en les remplaçant par une valeur médiane calculée sur les pixels adjacents. Finalement, un masque est appliqué sur les contours du détecteur (100 pixels) qui présentent une mauvaise dynamique même après correction.

Une fois les corrections standard effectuées, on se retrouve avec approximativement 300 images comportant chacune 2 images de la source (à gauche et à droite du détecteur). Dans le cas où le même filtre est utilisé dans les 2 parties du détecteur (CI), une intercorrélacion entre les 2 images permet de détecter le décalage existant entre les 2 branches (4 pixels en X et 11 en Y). Ces 2 images sont ensuite moyennées pour obtenir une première image intermédiaire. Dans le cas du *dualband*, les images sont traitées séparément. L’ultime étape consiste à traiter le *dithering* pour

correctement recalcr chaque image afin d'en calculer la moyenne et d'obtenir notre image finale. Un résumé de la chaîne de traitement peut-être vue comme :

- Correction du courant d'obscurité (DARK) et du champ plat (FLAT),
- Génération de la carte de mauvais pixels à partir du DARK et du FLAT,
- Correction des mauvais pixels par médiane des 6×6 pixels adjacents,
- Détermination du décalage entre les 2 parties du détecteur par intercorrélacion dans l'espace de Fourier (CI seulement),
- Recalage des images en utilisant les informations de *dithering* (motif 4×4),
- Moyenne des images correctement recalées et obtention de l'image finale.

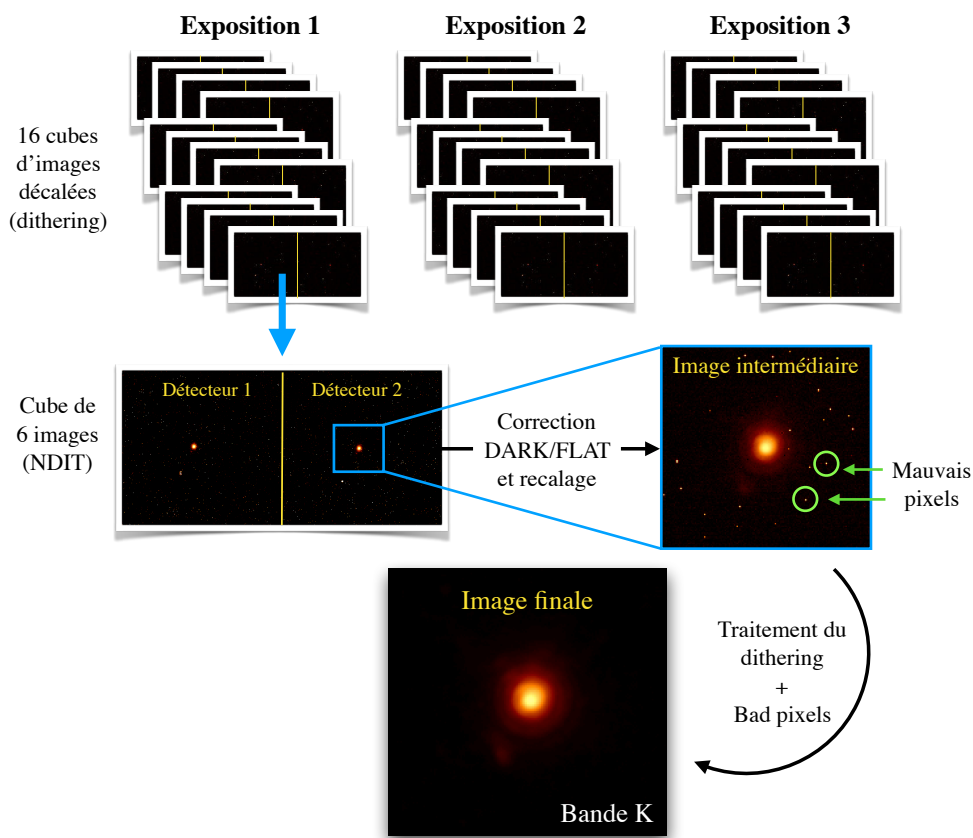


FIGURE 3.23 – Vue schématique du pipeline SPHERE développé en Python. La répartition des images à travers le nombre d'expositions, de *dithering* et d'intégration y est représenté. On utilise près de 300 images individuelles pour aboutir à une image réduite corrigée des contributions du DARK, du FLAT et des cosmétiques du détecteur.

Une vue schématique de la chaîne de traitement, avec ses différentes étapes, est présentée dans la Figure 3.23. Une fois les images réduites obtenues, il est nécessaire de connaître précisément l'orientation absolue de l'image sur le ciel. Nos observations ont été menées avec le mode de pupille stabilisée (*pupil-stabilized*), où la pupille reste fixe au cours de la séquence d'observation, ainsi que tous les éléments optiques qui sont fixes par rapport à elle. Dans ce mode, les rotations et translations des aberrations optiques sont fortement réduites et sont normalement identiques entre une étoile de science et sa référence. Cette configuration est idéale dans le cas d'observations demandant une bonne stabilité de FEP, nécessaire au processus de déconvolution. L'orientation

absolue des images est obtenue en prenant en compte l'angle parallactique de l'objet au moment de l'observation (PARANG), et les angles par rapport au nord absolu (TN) et par rapport au zéro de la pupille (pupil offset) fournis par le consortium SPHERE. L'estimation actuelle de l'angle par rapport au nord absolu est de $TN = -1,75 \pm 0,08^\circ$ (Maire et al. 2016). L'offset par rapport au point zéro de la pupille est quant à lui estimé à $PO = -135,99 \pm 0,11^\circ$. Finalement, l'angle de rotation à appliquer aux images pour placer le Nord en haut et l'Est à gauche est calculé comme :

$$\alpha_{corr} = -(PARANG + TN + PO) \quad (3.21)$$

Les données IFS, qui sont par définition beaucoup plus complexes à traiter que l'imagerie classique, ont été réduites par l'équipe du SPHERE Data Center³⁶ (DC, Delorme et al. 2017). Elles ont utilisé pour cela une chaîne de traitement automatisée³⁷ (Pavlov et al. 2008), qui permet d'appliquer les corrections standards (DARK et FLAT), d'étalonner les longueurs d'ondes et le *cross-talk*³⁸, et de corriger les pixels défectueux (Mesa et al. 2015). Pour les données IFS, les valeurs étalonnées de taille de pixel et de référence d'orientation angulaire sont respectivement de $7,46 \pm 0,02$ mas et $TN = -102,18 \pm 0,13^\circ$.

Les images réduites de WR104 obtenues avec la caméra IRDIS sont présentées dans la Figure 3.24, avec pour chaque filtre une estimation de la fonction instrumentale (4 Sgr ou TYC 6295-801-1). La campagne d'observation se déroulant sur plusieurs mois, la période de rotation de la binaire engendre une rotation de la spirale entre les différentes époques. Chaque image a donc été tournée de façon à présenter la même phase orbitale. Nous avons choisi comme référence la date du 21 juillet 2016 correspondant aux dernières observations (en bande J et K). La connaissance précise de la période de rotation ($241,5 \pm 0,5$), nous permet de calculer l'angle requis pour co-phaser nos images. La rotation de la spirale se faisant dans le sens horaire (ou anti-trigonométrique), les angles de rotation à appliquer sont de $116,27^\circ$ pour les filtres étroits en bande H (CntH et FeII) et de $98,27^\circ$ pour les images en *dualband* (H2, H3 et H4).

36. <http://sphere.osug.fr>

37. *SPHERE Data Reduction and Handling (DRH)*

38. Phénomène pouvant apparaître avec les CCD où le signal d'un pixel est contaminé par celui des pixels adjacents.

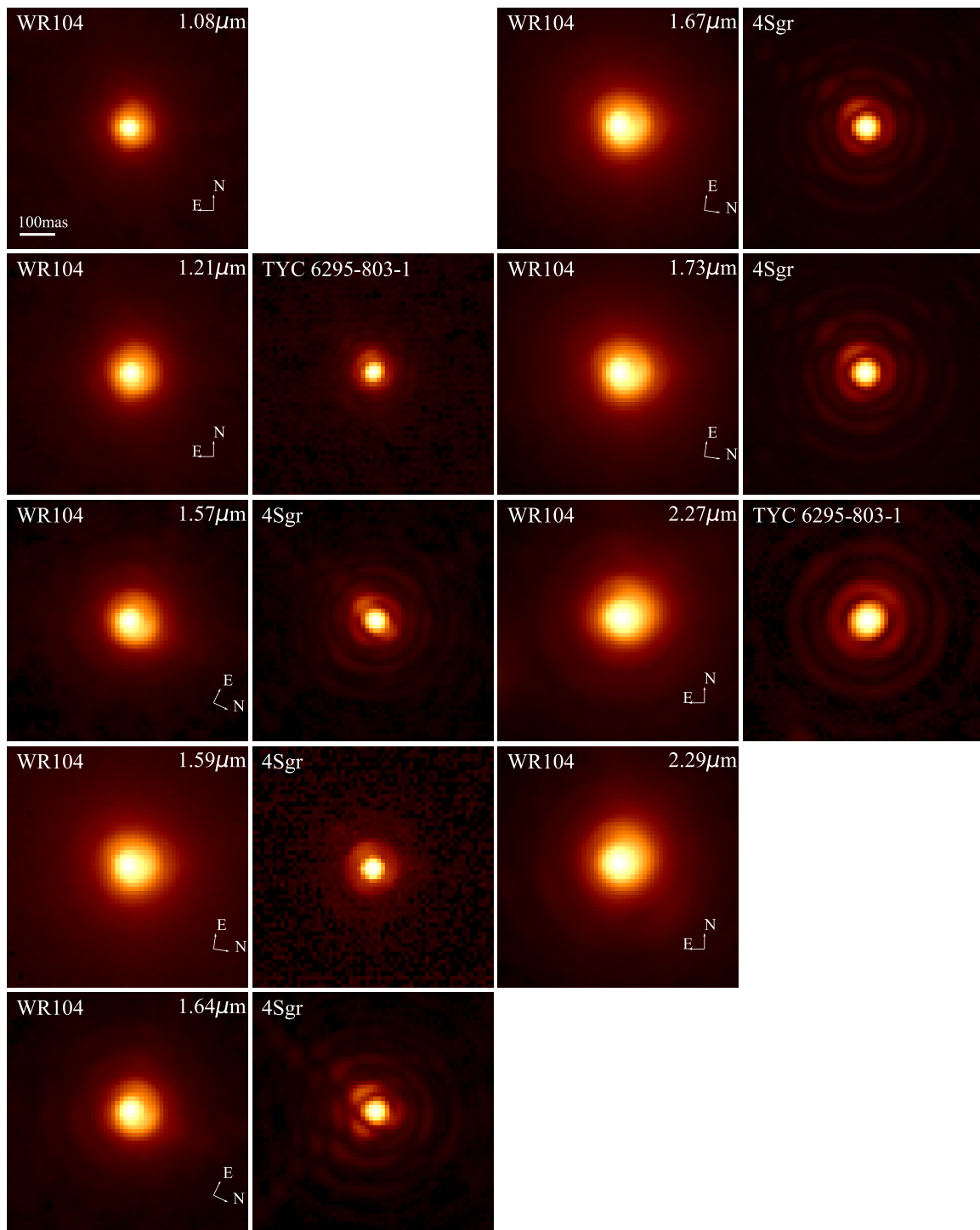


FIGURE 3.24 – Images réduites de WR104 obtenues avec la caméra infrarouge de SPHERE, IRDIS. Les images de la réponse instrumentale (FEP) sont également présentées (à l’exception des filtre HeI/1,08 μm et CO/2,29 μm). Les niveaux d’intensité reçus dans les pixels de l’image sont représentés à la puissance 0,4 de façon à faire ressortir les faibles structures. Les données en bande K (2,27 et 2,29 μm) laissent clairement entrevoir la forme spirale de WR104.

Détermination des incertitudes de SPHERE Comme discuté dans la section consacrée à l'instrument VISIR, la détermination des incertitudes associées à l'imagerie directe est une tâche ardue, plus complexe qu'on pourrait le croire. En effet, il n'existe pas de définition clairement établie pour déterminer l'erreur associée au pixel d'une image. Elle dépend du domaine de longueur d'onde considérée, du train optique suivi par la lumière (OA, coronographie, masque), de la position sur le détecteur, des conditions d'observations, de la magnitude de la source, etc. Une première tentative naïve (et erronée) consistait à considérer le bruit de photon comme unique source d'erreur. En effet, la nature quantique du rayonnement impose que la production du flux de photons soit de nature aléatoire. Une observation peut être vue comme un intervalle de temps, où une certaine quantité de photons peuvent arriver sur le détecteur et donner lieu à la création d'électrons, par la suite lus par les pixels de notre image. La création d'un photo-électron est donc un évènement aléatoire et indépendant, survenant dans un intervalle de temps T . Les théories de la statistique montrent que la loi suivie par un nombre N d'évènements comptés dans le temps T est une loi de Poisson de paramètre $\mu = \lambda T$:

$$p_n = \Pr [N = n] = \frac{(\lambda T)^n}{n!} e^{-\lambda T}. \quad (3.22)$$

On peut montrer que le paramètre λT est à la fois la moyenne et la variance de N . Par conséquent, le rapport signal à bruit associé à la statistique de Poisson est du type :

$$S/N = \frac{\mu}{\sqrt{\mu}} = \frac{\lambda T}{\sqrt{\lambda T}} = \frac{\text{Signal de photons}}{\sqrt{\text{Signal de photons}}}. \quad (3.23)$$

Cette définition couramment utilisée pour l'imagerie visible ne s'applique pas au domaine infrarouge pour lequel le fond thermique contribue fortement. De plus, un autre phénomène propre aux données de l'optique adaptative impose de considérer une autre source d'incertitude : le bruit de Speckle. Un premier formalisme du bruit induit par un miroir déformable dans l'infrarouge est apparu au milieu des années 80 (Roddier & Eisenhardt 1985). Ils ont notamment montré que des compensations du front d'onde en temps réel, pouvaient moduler le fond thermique et ajouter un bruit aux images. De nos jours, l'optique adaptative permet en effet de corriger partiellement les effets de turbulence atmosphérique par l'utilisation d'un miroir déformable. Les corrections appliquées au front d'onde se font, par définition, en temps réel. Ainsi, au cours d'une observation, la correction appliquée ne sera pas la même pour chaque temps d'intégration, et engendre l'apparition de tavelures (ou *speckles* en anglais) quasi-statiques résiduelles sur le détecteur. Si l'on suppose que les tavelures atmosphériques sont parfaitement indépendantes entre chaque pose individuelle, le théorème de la limite centrale s'applique et impose une diminution de leur dispersion avec la racine du nombre de poses. En pratique, ces tavelures ne se moyennent pas complètement au cours du temps, et il persiste des tavelures quasi-statiques qui ne sont pas indépendantes temporellement (Racine et al. 1999). Elles proviennent des composants optiques imparfaits de l'instrument et du télescope, et ont une grande durée de vie (de la seconde à plusieurs jours). Soummer et al. (2007) a notamment montré que ces tavelures résiduelles sont corrélées temporellement et ne peuvent donc pas disparaître en moyennant plusieurs images.

Les régions que l'on souhaite sonder avec l'optique adaptative se situent généralement à l'intérieur du halo de seeing à moins d'une arcsec de la source. C'est dans cette région, et cette région seulement, que les performances de correction du front d'onde sont optimales (représentées par le paramètre de Strehl). À l'intérieur de l'anneau de correction, c'est donc le bruit de Speckle qui va dominer toutes les autres sources de bruit éventuelles. En dehors de cette zone, il faut aussi considérer les autres sources de bruit provenant du détecteur (bruit de détecteur) et de la nature quantique du rayonnement (bruit de photon).

Pour nos données SPHERE, nous avons déterminé les erreurs pour chaque pixel de manière statistique, en mesurant l'écart-type non biaisé sur les images individuelles (près de 300 pour chaque filtre). Pour une variable aléatoire dont la distribution est normalement distribuée, l'écart-type non biaisé se calcule suivant l'équation :

$$S = k_n \left[\frac{1}{n-1} \sum_i (X_i - M)^2 \right]^{1/2} \quad (3.24)$$

$$k_n = \sqrt{\frac{n-1}{2} \frac{\Gamma(\frac{n-1}{2})}{\Gamma(\frac{n}{2})}}, \quad n \geq 2, \quad (3.25)$$

où n est le nombre d'images individuelles, M est la valeur moyenne calculée sur la totalité du cube (l'image finale ici), X_i correspond à la valeur d'intensité d'un pixel, k_n est un facteur correctif, et $\Gamma(x)$ est la fonction Gamma (intégrale d'Euler de deuxième espèce).

3.3.4 Processus de déconvolution

SPHERE est un instrument conçu à l'origine pour imager directement les exoplanètes autour d'autres étoiles que le Soleil. Les spécifications de cet instrument permettent de produire des images avec un très haut degré de correction de la turbulence atmosphérique ($SR \geq 90\%$ en bande K, Zurlo et al. 2014), permettant une utilisation plus facile des techniques de déconvolution par rapport aux précédents instruments équipés d'OA. Nous avons déconvolué, avec l'aide de Marcel Carbillet, les images IRDIS de WR104 en utilisant les estimations de FEP associées à l'aide d'un algorithme de déconvolution basé sur la projection de gradient (SGP³⁹, Bonettini et al. 2009). Il est implémenté en IDL⁴⁰ à l'intérieur du logiciel AIRY (Correia et al. 2002), et développé par une équipe du laboratoire Lagrange au sein de l'interface CAOS⁴¹ (Carbillet & La Camera 2018).

Une fois de plus, on considère une distribution de bruit Poissonnienne, où le problème de déconvolution est basé sur la minimisation de la fonctionnelle⁴² de Kullback-Leibler, qui entre dans la catégorie f-divergences introduite indépendamment par Csiszár (1967) et Ali & Silvey (1967). Cette fonctionnelle est aussi connue sous le nom de Csiszar I-divergence (Csiszar 1991), et permet de définir un critère de dissimilarité entre deux distributions de probabilité P et Q , qui sont en général constituées des données d'une part (P) et d'un modèle d'autre part (Q). En plus de ce critère de convergence, nous avons choisi d'ajouter une contrainte de positivité en ajoutant un paramètre de régularisation.

Dans le cas discret (comme une image pixelisée), la divergence KL de Q par rapport à P est définie comme :

$$D_{KL}(P||Q) = \sum_i P(i) \log \frac{P(i)}{Q(i)}. \quad (3.26)$$

La déconvolution SGP est basée sur une méthode de gradient qui permet d'accélérer le processus de déconvolution. Contrairement au cas précédent où l'on utilisait une déconvolution LR, les itérations se font à pas non constants et s'adaptent au résultat de l'image déconvoluée. Dans tous les cas, ces algorithmes itératifs doivent être arrêtés avant que l'amplification du bruit ne devienne dominante dans l'image. En effet, le nombre d'itérations effectuées avec les algorithmes de type LR doit être limité pour éviter l'effet damier apparaissant dans le cas d'objets étendus

39. *Scaled Gradient Projection* en anglais

40. <http://www.harrisgeospatial.com/SoftwareTechnology/IDL.aspx>

41. Code for Adaptive Optics Systems, plus de détails peuvent être trouvés sur le site web : <https://www-n.oca.eu/caos/>.

42. Une fonctionnelle, en mathématique, est une fonction d'un espace vectoriel vers un scalaire.

(Bertero et al. 2009). L’effet damier peut être traduit en anglais comme un *checkerboard effect*, où les pixels individuels apparaissent plus ou moins brillants dans l’image déconvoluée, à la manière d’un jeu de dames (Fig. 3.25).

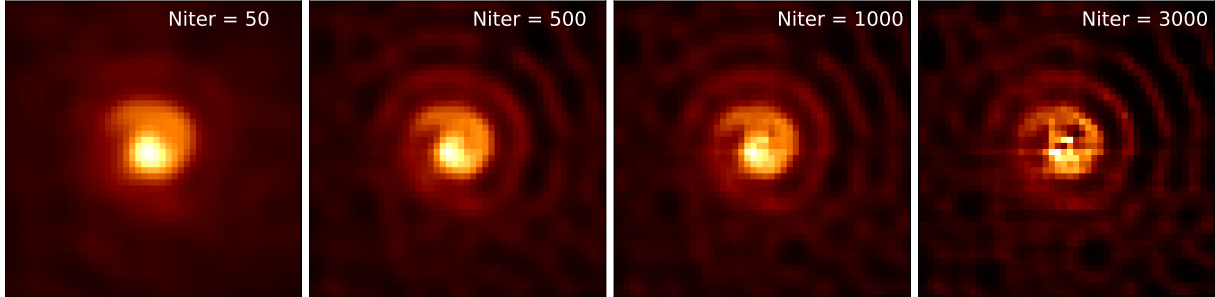


FIGURE 3.25 – Exemple de déconvolution avec un nombre croissant d’itération. L’effet damier apparaît sur les images à partir de 1000 itérations, dégradant la structure spirale par une suite de pixels sombres et brillant.

Dans le cadre de l’algorithme SGP, nous avons stoppé les itérations lorsque la fonction de coût (somme de la fonctionnelle KL et du terme de régularisation) devenait constante, avec un critère de tolérance de 10^{-7} . En amont de l’utilisation de l’algorithme SGP, il était nécessaire de prétraiter les images de WR104 ainsi que la FEP. Nous avons tout d’abord fixé le minimum d’intensité de chaque image à zéro, normalisé la FEP de façon à ce que son intégrale soit égale à 1 et enfin ajouté un petit offset aux images pour éviter toute division par zéro. Le fond des images a ensuite été calculé au sein de l’algorithme (Bertero et al. 2009). De plus, nous avons appliqué un second niveau de régularisation afin d’éviter l’apparition d’effet damier pendant le processus de déconvolution (en particulier pour les bandes J et H). Cette seconde régularisation est de type Tikhonov, s’appuie sur le Laplacien de l’image. Cela permet d’avoir un résultat final plus net, avec des bords francs et une spirale mieux définie. Le choix du paramètre de régularisation associé (β), qui donne l’importance de celle-ci dans le processus de déconvolution, est déterminé pour chaque filtre comme un compromis entre la création d’artefacts indésirables et une image trop nette. Un résumé des différents paramètres choisis pour la déconvolution est présenté dans le tableau 3.6.

TABLE 3.6 – Paramètres de déconvolution SGP utilisés pour nos images SPHERE. Les données en bande K n’ont pas nécessité l’utilisation d’un second niveau de régularisation.

Filtres	Nombre d’itérations	Régularisation Tikhonov (β)
CntJ (1,21 μ m)	82	0,05
CntH (1,57 μ m)	94	0,01
FeII (1,64 μ m)	188	0,05
CntK2 (2,27 μ m)	114	-
CO (2,29 μ m)	169	-

Les paramètres de régularisation utilisés ici (Tab. 3.6) indiquent clairement la nécessité de régulariser davantage les images à courte longueur d’onde, où la correction de l’optique adaptative est moins performante (SR plus faible). Malgré nos tentatives, les conditions d’observations en *dualband* (filtres H2, H3 et H4) n’ont pas permis d’obtenir une déconvolution satisfaisante, due

vraisemblablement à un mauvais seeing (>1 arcsec) et un rapport signal à bruit trop faible. Le résultat de la déconvolution SGP est présenté dans la Figure 3.26, dans les continums J, H et K ainsi que dans la raie du fer (FeII).

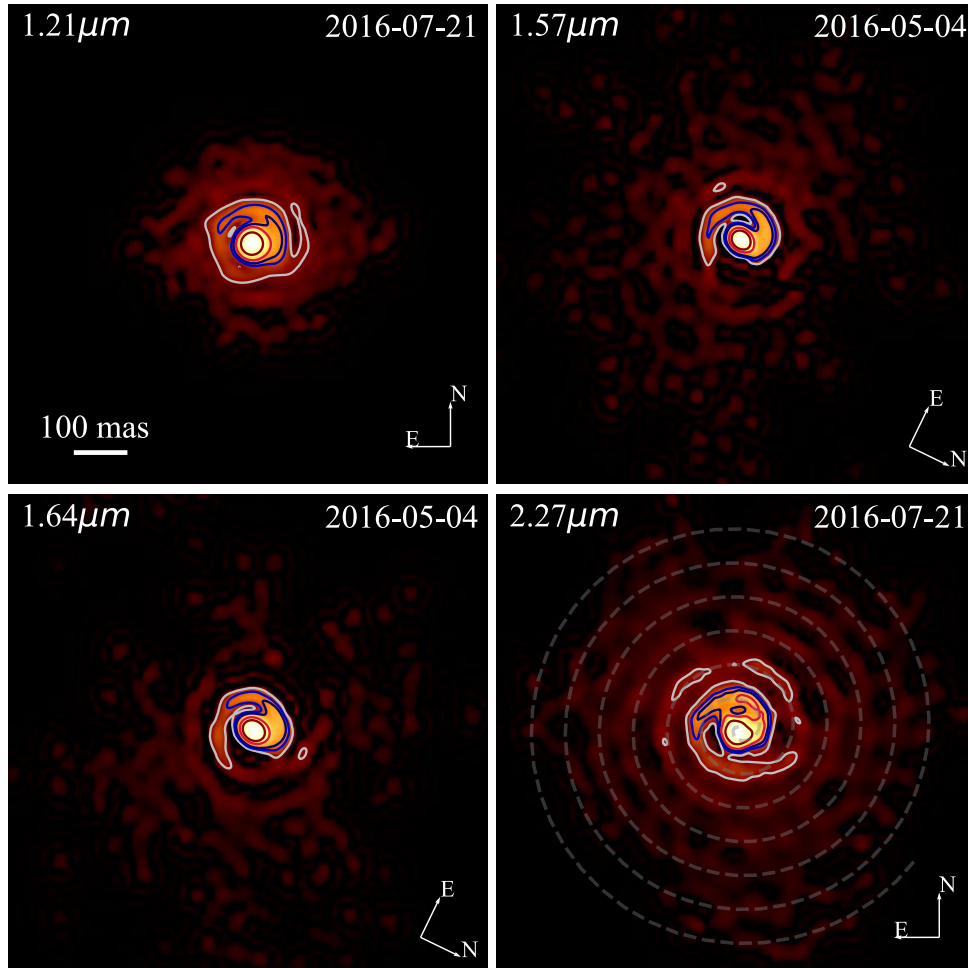


FIGURE 3.26 – Déconvolution SGP dans les continums J/ $1,21\mu m$, H/ $1,57\mu m$ et K/ $2,27\mu m$ et la raie du fer (filtre FeII/ $1,64\mu m$). Les niveaux de contours représentés correspondent à 1, 5, 10, 20 et 50% du maximum d'intensité. Comme pour les images réduites, elles ont été tournées pour présenter la même phase orbitale (à la date du 21 juillet 2016). Les images sont représentées à la puissance 0,3, afin de révéler les structures faibles. Le champ de vue est de 980 mas. On peut clairement identifier la forme spirale de WR104, avec sa première révolution visible dans tous les filtres.

Les images déconvoluées de WR104 laissent clairement apparaître la structure spiralee de son environnement circumstellaire. Un premier tour de spirale est clairement visible dans tous les filtres, avec une baisse d'intensité par rapport au maximum d'environ 95%. Nous verrons dans la section suivante (Sect. 3.3.5), que cette baisse de flux le long de la spirale est relativement monotone. L'image en bande K laisse même apparaître près de 5 tours complets de spirale, avec le dernier tour montrant une intensité 1000 fois inférieure au pic central de l'image. En plus des contours, nous avons représenté notre meilleur ajustement de spirale d'Archimède sur l'image en bande K (Fig. 3.26, en bas à droite) où l'on peut voir que même les structures les plus faibles sont bien ajustées par ce modèle.

Plusieurs tests ont été réalisés afin de vérifier que ces tours de spirales n'étaient pas corrélés avec la position des anneaux d'Airy, et ces derniers sont très clairement dissociés de la position observée de la poussière (Fig. 3.27). Nous avons également testé la méthode de déconvolution RL sur l'image en bande K afin de vérifier si les structures observées étaient indépendantes de l'algorithme SGP. L'image et la FEP associée étant de très bonne qualité, nous avons pu pousser le nombre d'itérations à 300 sans trop amplifier le bruit. Une comparaison plus formelle est présentée dans la Figure 3.27, où l'on a mis côte à côte l'image réduite, la FEP et les 2 images déconvoluées. Ces images IRDIS, et plus particulièrement en bande K, représentent la première détection par imagerie directe de la spirale autour de WR104. Les techniques employées jusque-là étaient des méthodes de reconstruction indirectes (interférométrie à masque d'ouverture), utilisant des méthodes de reconstruction d'image qui peuvent présenter certaines limites (dynamique, dépendance de l'algorithme utilisé, etc.).

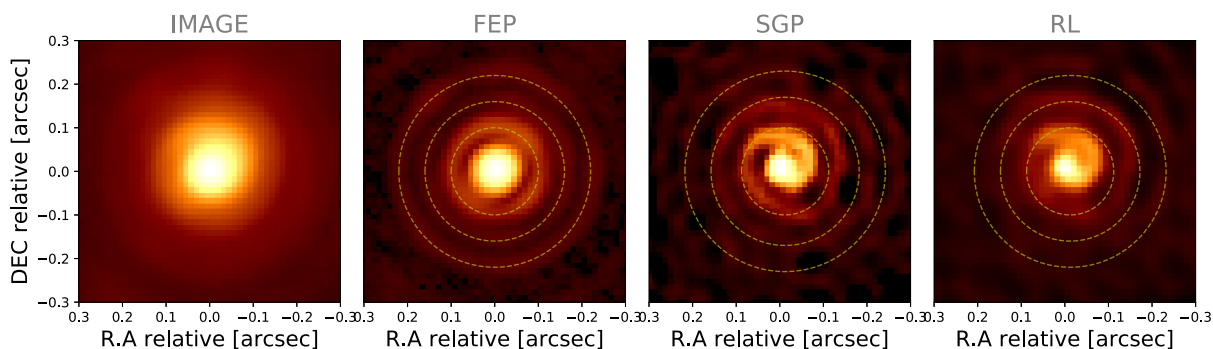


FIGURE 3.27 – Zoom sur la partie centrale de l'image en bande K. **De gauche à droite** : l'image réduite, la FEP, la déconvolution SGP et la déconvolution RL. On peut voir que le résultat des 2 méthodes de déconvolution est assez similaire, avec l'avantage de bords plus franc pour méthode SGP. Les 3 premiers tours sont visibles avec les 2 méthodes. On a également représenté la position des anneaux d'Airy de la FEP dans les images déconvoluées (cercle pointillé jaune).

Grâce à la détection de la spirale avec un tel niveau de dynamique, nous pouvons analyser de façon approfondie les profils de flux existants dans les différents filtres afin d'en apprendre davantage sur la physique du système de WR104. Je présenterai, un peu plus loin dans ce chapitre, les différents ajustements effectués sur les données IRDIS (Sect. 3.4), d'abord avec le modèle phénoménologique (Sect. 2.4) puis avec le modèle axisymétrique (Sect. 2.3) présentés dans le chapitre 2.

3.3.5 Profils radiaux et curvilignes

En attendant de nous lancer dans une modélisation physique détaillée du système (Sect. 3.4), nous avons d'abord essayé d'utiliser les données d'imagerie afin d'extraire des informations simples concernant la poussière présente autour de WR104.

Profils radiaux À la manière des données VISIR (Sect. 3.2.6), j'ai d'abord calculé les profils radiaux moyennés en azimuth pour tous les filtres IRDIS à ma disposition. Bien que la spirale détectée ici soit fortement asymétrique, les profils d'intensité à différentes longueurs d'onde peuvent nous renseigner sur la physique des émissions observées. Les profils d'intensité observés peuvent être ajustés par une simple loi de puissance (c.-à-d. : $I(r) \propto r^{-q}$).

Les profils radiaux ont été obtenus de la même manière que pour les images VISIR, en moyennant le flux dans des anneaux concentriques (avec un pixel de résolution spatiale). La comparaison des profils radiaux de WR104 et de sa FEP est présentée dans la Figure 3.28.

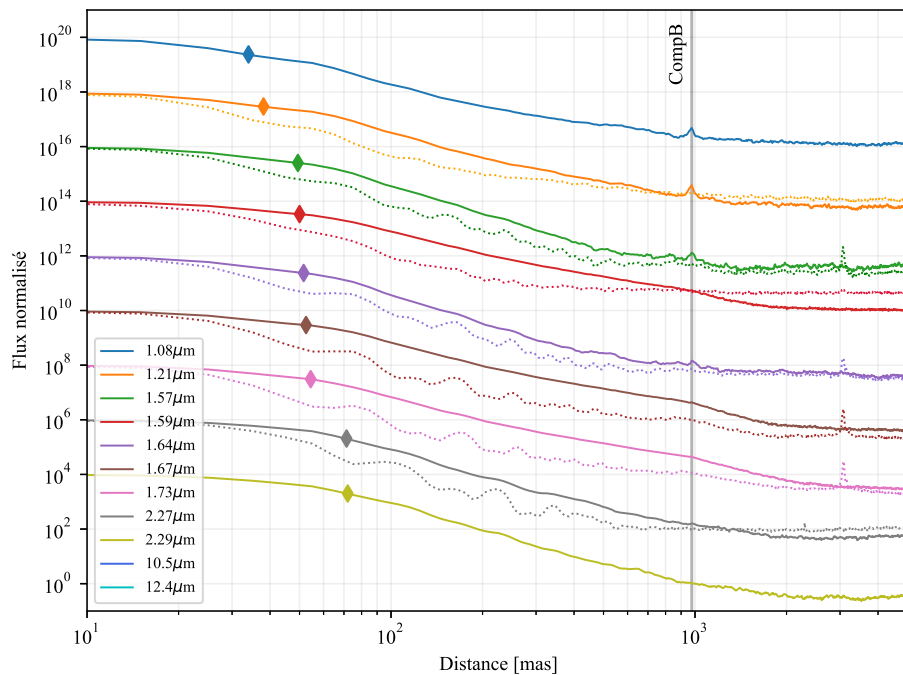


FIGURE 3.28 – **Traits pleins** : profils radiaux moyennés et normalisés des images SPHERE non déconvoluées. Chaque profil est décalé d'un facteur 100 pour des raisons de lisibilité. **Traits pointillés** : profils radiaux des FEP associées. Les points indiquent la résolution théorique (λ/D) d'un télescope de 8 m à la longueur d'onde considérée. La ligne verticale indique la position du second compagnon éloigné de 976 mas.

Avant même l'ajustement, ces profils nous confirment que WR104 est bien résolue. On peut également avoir une idée de la qualité de nos données, à en juger par la dynamique totale de l'image. La plupart des images de WR104 présentent une dynamique plutôt bonne (de l'ordre 0,01%), alors que certaines FEP montrent une dynamique inférieure. C'est notamment le cas pour les filtres CntJ/1,21 μm , H2/1,59 μm ou CntK2/2,27 μm où le flux de la FEP est supérieur à celui de WR104 après 1 arcsec. Les données en *dualband* (H2/1,59 μm , H3/1,67 μm et H4/1,73 μm) semblent montrer une cassure dans le profil, avec une "bosse" aux alentours d'une arcsec. Cette structure n'est pas observée dans les autres filtres et doit être traitée avec prudence au vue des conditions et qualité des observations (mauvais seeing, filtres plus larges, impossibilité de déconvoluer, etc.).

En plus de cela, ces données indiquent la présence d'un compagnon éloigné (autour d'une arcsec, Sect. 3.3.8), particulièrement visible à plus courte longueur d'onde. On peut également noter la présence d'un compagnon à 3 arcsec autour de l'étoile de référence 4 Sgr.

Nous avons ensuite ajusté l'ensemble des profils IRDIS par une loi de puissance, représentée par l'indice de décroissance q (Tab. 3.7). L'ajustement est basé sur une méthode des moindres carrés calculés pour chaque point du profil :

$$\chi^2 \propto \sum_i \frac{(O_i - M_i)^2}{e_i^2}, \quad (3.27)$$

où O_i représente les points d'observations, e_i l'erreur associée et M_i la prédiction du modèle. Nous avons choisi d'utiliser un ajustement de type Levenberg-Marquardt (LM) afin de minimiser le χ^2 et trouver la meilleure solution au problème posé.

Ce travail d’ajustement ayant été réalisé avant l’ajustement des données VISIR, je n’avais pas (à ce moment là) connaissance de la méthode MCMC, imposant ainsi le choix de la méthode LM plus répandue. Cet ajustement est implémenté dans le package Python Scipy⁴³ avec `scipy.optimize.leastsq`. Celui-ci présente l’avantage d’être très rapide à l’exécution, si l’on a une bonne idée a priori des paramètres attendus.

En pratique, nous avons restreint la zone du profil à ajuster pour ne pas être affectés par la résolution limitée de l’instrument (entre 40 mas en bande J et 70 mas en bande K), et rester en dehors des zones dominées par le bruit (autour de 700 mas). Nous avons ensuite fait varier légèrement ces limites (de quelques dizaines de mas) afin d’avoir une estimation de l’incertitude sur nos paramètres.

TABLE 3.7 – Résultat de l’ajustement des profils radiaux par une loi de puissance. Le paramètre q correspond à l’indice de décroissance ajusté sur une zone restreinte du profil. Les profils radiaux avec leurs incertitudes sont présentés dans la Figure 3.29.

Filtres	Longueurs d’onde [μm]	q	χ_{red}^2
HeI	1.08	-2.7 ± 0.3	644
CntJ	1.21	-3.0 ± 0.2	33
CntH	1.57	-3.3 ± 0.6	3
H2	1.59	-2.4 ± 0.2	0.01
FeII	1.64	-3.0 ± 0.6	8.2
H3	1.66	-2.5 ± 0.2	1.5
H4	1.73	-2.4 ± 0.2	7.7
CntK2	2.27	-3.0 ± 0.2	1.1
CO	2.29	-3.0 ± 0.2	0.3

Il est important de noter l’invraisemblance de certains χ_{red}^2 obtenus par cette méthode, le problème venant de la difficulté de correctement estimer les incertitudes associées à nos profils radiaux. Néanmoins, les lois de puissance ajustées semblent bien correspondre aux données d’observations (Fig. 3.29) pour les bandes H et K. Cette figure montre 3 cas distincts d’ajustement qui peuvent conduire à une estimation erronée (ou non) du χ^2 . Le premier cas de figure concerne les profils en CntH/1,57 μm et CntK2/2,27 μm où l’ajustement correspond parfaitement aux données avec χ^2 proche de 1. Ces profils montrent une bonne estimation des barres d’erreurs associées aux données, avec une erreur relative qui augmente avec la distance et devient très importante une fois passé l’anneau de correction de l’OA (autour d’une arcsec). Le second cas concerne les données en *dualband* (H2 et H3), où l’ajustement semble très bon si l’on se fie au χ^2 , mais qui s’avère être sous-estimé à cause de la surestimation des erreurs du profil. Ces deux profils laissent notamment apparaître une bosse autour d’une arcsec qui peut correspondre au compagnon B avec un très mauvais SR. Le dernier cas concerne les profils ajustés en bande J, où l’on voit clairement une déviation à la loi de puissance, avec des χ_{red}^2 associés plus élevés.

De manière générale, la loi de puissance permet de représenter assez fidèlement la plupart des profils IRDIS observés. L’indice de décroissance obtenue étant de -3 (aux incertitudes près), on peut supposer que l’émission résultant du chauffage des poussières dans la spirale n’est pas purement optiquement mince. En effet, la poussière ne se présente pas de façon continue autour de la source de radiation, mais sous la forme d’une spirale. Pour un azimuth donné, on peut assimiler

43. <https://www.scipy.org>

cet environnement à des anneaux (ou des murs) de poussières successifs. Ainsi, le chauffage ne se fait pas de façon directe sur tout l'environnement, mais avec des sauts en densité, conduisant certainement à des effets d'ombrage ou de chauffage indirect. Ces processus secondaires peuvent expliquer des profils à décroissance plus rapide (que dans le cas optiquement mince), et nécessitent une étude plus approfondie par l'emploi de modèles de transfert radiatif (Chap. 2).

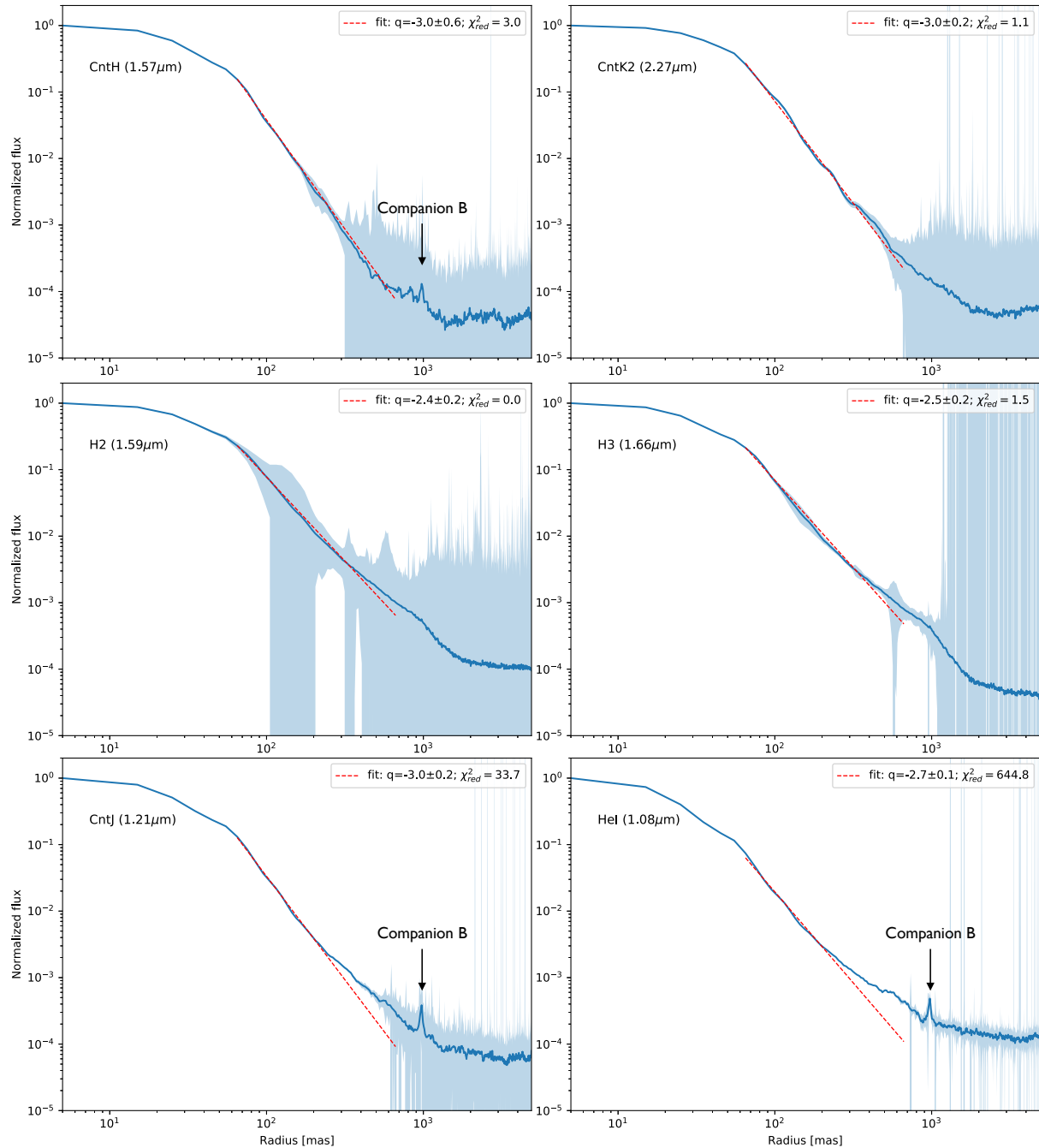


FIGURE 3.29 – Résultat de l'ajustement par une loi de puissance des profils radiaux IRDIS. Les deux panneaux supérieurs montrent deux bons ajustements avec une bonne estimation des incertitudes (en bleu clair). Les panneaux du milieu montrent un bon ajustement sur des données de mauvaise qualité. Les panneaux du bas montrent que les données de la bande J dévient clairement d'un modèle en loi de puissance.

Profils curvilignes Compte tenu de la nature spiralée de l’environnement présent autour de WR104, j’ai suivi l’approche de [Tuthill et al. \(2008\)](#) afin de calculer le profil de brillance le long de la spirale. Pour se faire, j’ai ajusté un modèle de spirale aux images en bandes J, H et K. La description complète de ce modèle et des différents paramètres ajustés sur la spirale ont été discutés en détails dans le chapitre consacré à la modélisation (Sect. 2.4). L’ajustement de ce modèle (convolué par la FEP) a permis de déterminer l’orientation, l’origine et le pas de la spirale (distance entre 2 tours successifs) pour les bandes J, H et K. Le flux est alors extrait à la position attendue de la spirale (représentée en bas à droite, Fig. 3.26) par interpolation cubique sur les coordonnées des pixels, avec un point de mesure tout les 10° d’azimut. Les profils de brillance correspondants sont présentés dans la Figure 3.30.

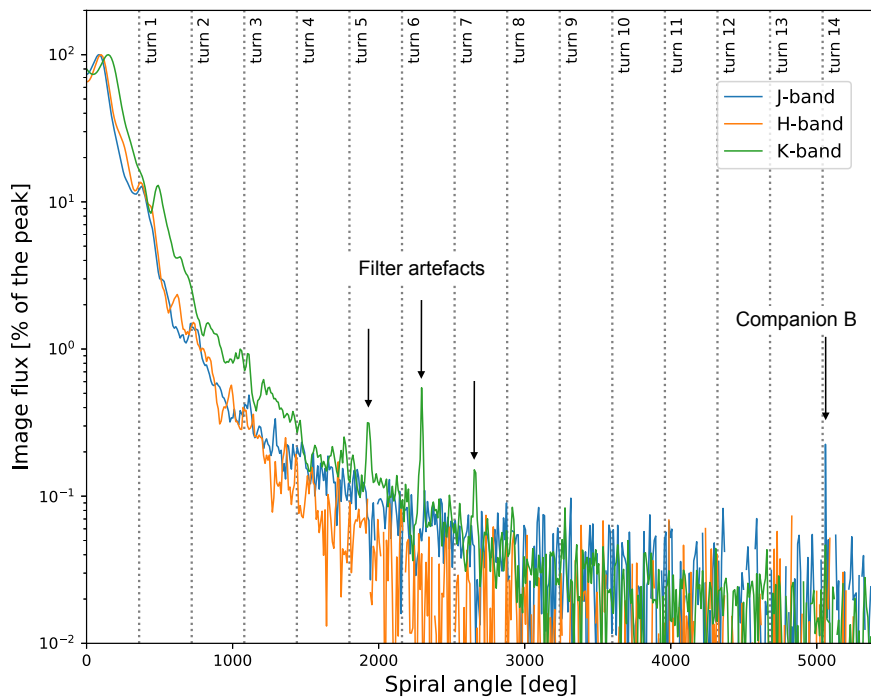


FIGURE 3.30 – Profils de brillance obtenus en fonction du déplacement angulaire le long de la spirale. Ces profils sont obtenus sur les images non-déconvoluées. Les lignes verticales représentent la position des tours de spirale (c.-à-d. : intervalle de 360°). On peut noter la présence d’artefacts dus au filtre CntK2 (autour du 6^e tour), ainsi que la position du compagnon B (autour du 14^e tour).

Les profils obtenus montrent des structures assez similaires dans les 3 filtres, avec un meilleur rapport signal à bruit pour la bande K ($2,27 \mu m$). Le flux décroît de façon quasi monotone avec la distance sur les 2–3 premières révolutions, ce qui est en contradiction avec ce qui avait été observé par [Tuthill et al. \(2008\)](#). À l’époque, les images reconstruites obtenues avec le télescope Keck de 10 m à Hawaï avaient permis de détecter un très fort assombrissement (d’un facteur 10) après le premier tour de spirale. Cette chute d’intensité avait alors été interprétée comme un effet d’ombrage dû à un premier tour optiquement épais. Nos données SPHERE ne semblent pas montrer la même chute d’intensité sur les premiers tours, mais plutôt sur les tours suivants avec un effet marche d’escalier après les tours 3 et 4. C’est particulièrement le cas pour la bande K, où le rapport signal à bruit permet de détecter du flux jusqu’à au moins 6–7 tours. Nous observons néanmoins des structures plus ou moins marquées autour des premier et deuxième tours, avec une variabilité importante et rapide. Ces variations d’intensité ne semblent pas réelles et proviennent

certainement d'effet de convolution par la FEP (voir les détails dans Sect. 2.4). La décroissance en intensité est assez marquée le long de la spirale, avec un 6^e tour quasiment éteint en bande K ($< 0,1\%$ du maximum). La présence de poussière peut néanmoins être confirmée jusqu'au 10^e tour, permettant de retracer l'historique de la perte de masse sur les 7 dernières années. Il serait très intéressant d'observer WR104 à des longueurs d'onde plus élevées avec une aussi bonne résolution que SPHERE, afin d'analyser les poussières froides et anciennes présentes loin de la binaire.

De la même manière que Tuthill et al. (2008), nous observons également un décalage systématique entre le maximum d'intensité et le début de la spirale. Ce maximum se produit à un azimut de 90° pour les bandes J et H, et 110° pour la bande K. Cette détection est en accord avec la valeur de $85 \pm 14^\circ$ obtenue précédemment qui correspondait à une distance linéaire de $13,3 \pm 1,4$ mas de la binaire Tuthill et al. (2008). La détermination précise de ce pic d'émission permet de donner une forte contrainte sur l'emplacement de la nucléation de poussière. Plusieurs indices nous indiquent que cette zone de nucléation se produit assez loin de la binaire (≈ 30 UA), et pas directement au niveau de la première zone de choc très proche de la binaire (Usov 1991). En effet, même si les conditions de densité peuvent soutenir la création des premiers germes de poussière, la température du gaz choqué est, elle, beaucoup trop élevée (Sect. 2.1.1.4). Plusieurs hypothèses sont de nos jours débattues concernant l'emplacement de cette zone de nucléation (interface de mélange des vents ou zone de sur-densité post-choc), et ont été largement discutées dans le chapitre précédent (Chap. 2).

3.3.6 Spectroscopie résolue spatialement avec IFS

En plus des images IRDIS, nous avons pu obtenir des données d'imagerie spectralement résolues grâce à la partie IFS de SPHERE. IFS fournit un cube d'image comportant 39 canaux spectraux couvrant les bandes Y et J (de $0,95\text{--}1,35\mu\text{m}$). Un spectre de l'objet peut donc être obtenu en différents points de l'image dans l'idée de détecter des signatures spectrales provenant de régions précises de l'image. Pour WR104, nous avons dans un premier temps extrait le spectre sur la totalité de l'image afin de trouver une éventuelle signature spectrale. Le spectre est obtenu en intégrant le flux de chaque pixel de l'image, pour les différents canaux spectraux. Le spectre ainsi obtenu est brut et comporte des signatures pouvant provenir de l'instrument (transmission spectrale différente des optiques) ou de l'atmosphère (bande d'absorption atmosphérique). Le spectre de WR104 est donc étalonné en utilisant le spectre brut calculé sur sa FEP. Cette première correction permet d'obtenir un spectre étalonné, nettoyé des effets instrumentaux. Celui-ci est ensuite ajusté par un polynôme de degré 3 afin de normaliser le continuum à 1. Le spectre final de WR104 dans l'infrarouge proche est présenté dans la Figure 3.31.

L'intérêt des données IFS provient de leur nature spatio-spectrale. Nous avons utilisé le spectre de WR104 (Fig. 3.31) afin de produire 3 images moyennées sur 3 sous-ensembles de canaux spectraux autour de $1,01\ \mu\text{m}$ (bande Y, région bleue, Fig. 3.31 à gauche), de $1,08\ \mu\text{m}$ (raie d'hélium, région verte, Fig. 3.31 au milieu) et de $1,20\ \mu\text{m}$ (bande J, région violette, Fig. 3.31 à droite). Chaque image est ensuite normalisée par le nombre de canaux spectraux utilisés pour produire l'image afin de pouvoir comparer leurs flux respectifs. Dans un souci de simplicité, les données IFS ont été déconvoluées en utilisant la méthode RL implémentée en Python (déjà discuté dans Sect. 3.2.4). Nous avons testé différents nombres d'itérations (entre 10 et 300), afin de déterminer le meilleur compromis entre la qualité de la déconvolution, l'apparition d'artefacts et l'augmentation du bruit. L'apparence des images déconvoluées en bande J étant assez stables après 60 itérations, nous avons choisi d'appliquer ce nombre d'itérations à l'ensemble des données IFS. Le résultat de la déconvolution ainsi que les images obtenues sont présentés dans la Figure 3.32.

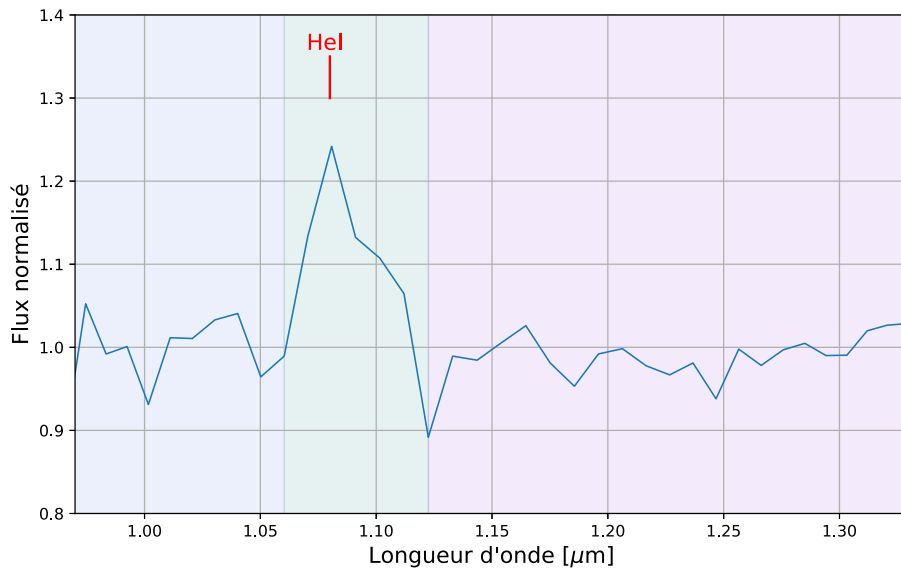


FIGURE 3.31 – Spectre de WR104 dans l’infrarouge proche ($0,95\text{--}1,35\mu\text{m}$). Une raie spectrale est clairement visible autour de $1,08\mu\text{m}$, attribuée à l’émission de l’atome d’hélium (HeI). On a représenté en couleur 3 zones sur le spectre, desquelles sont extraites 3 images : bande Y ($1,01\mu\text{m}$, région bleue), raie d’hélium ($1,08\mu\text{m}$, région verte) et bande J ($1,20\mu\text{m}$, région violette). Les images correspondantes sont présentées dans la Figure 3.32.

Comme on peut le voir dans la Figure 3.32, les FEP associées aux données IFS ne sont pas de très bonne qualité ; la faible séparation entre le cœur de la FEP et les anneaux d’Airy étant due au SR moins élevé à courtes longueurs d’onde. Les images déconvoluées qui en découlent montrent une assez faible dynamique, avec une quantité importante de bruit. Néanmoins, l’image déconvoluée en bande J (en bas à droite) laisse apparaître une structure que l’on peut assimiler à un début de spirale. La partie à plus courte longueur d’onde montre quant à elle une structure plus ponctuelle, et assez peu résolue.

J’ai ensuite utilisé les trois images réduites et non-déconvoluées afin de produire des cartes de couleur par soustraction. De cette manière, on peut comparer les flux en bande Y et J, ainsi que le continuum par rapport à la raie. Les couleurs calculées sont J-Y, He-Y et He-J (Fig. 3.33).

Si l’on réfléchit en termes de contribution d’émission dans l’image, il est raisonnable de penser que l’émission à plus courte longueur d’onde (bande Y) est dominée par l’étoile, alors que la partie plus infrarouge (bande J) est dominée par l’émission thermique des poussières. C’est exactement ce que montre la Figure 3.33, où les différentes couleurs permettent de révéler les différentes composantes du système :

- Dans l’image (J-Y), la poussière (en rouge) est séparée de l’étoile (en bleu) et révèle l’environnement en spirale de WR104.
- Dans l’image (He-Y), la plupart du flux provient de la poussière et révèle l’environnement de poussière du système.
- Dans l’image (He-J), on a soustrait la majorité de l’émission de poussière ce qui permet de déceler la position de l’étoile (binaire WR+O).

La comparaison des images par ces cartes de couleurs permet de révéler de façon très simple la structure complexe de l’environnement présent autour de WR104. En effet, l’image (J-Y) laisse clairement apparaître la forme spirale de l’environnement de poussière par simple soustraction, et sans faire appel aux techniques de déconvolution (qui peuvent dépendre des paramètres utilisés).

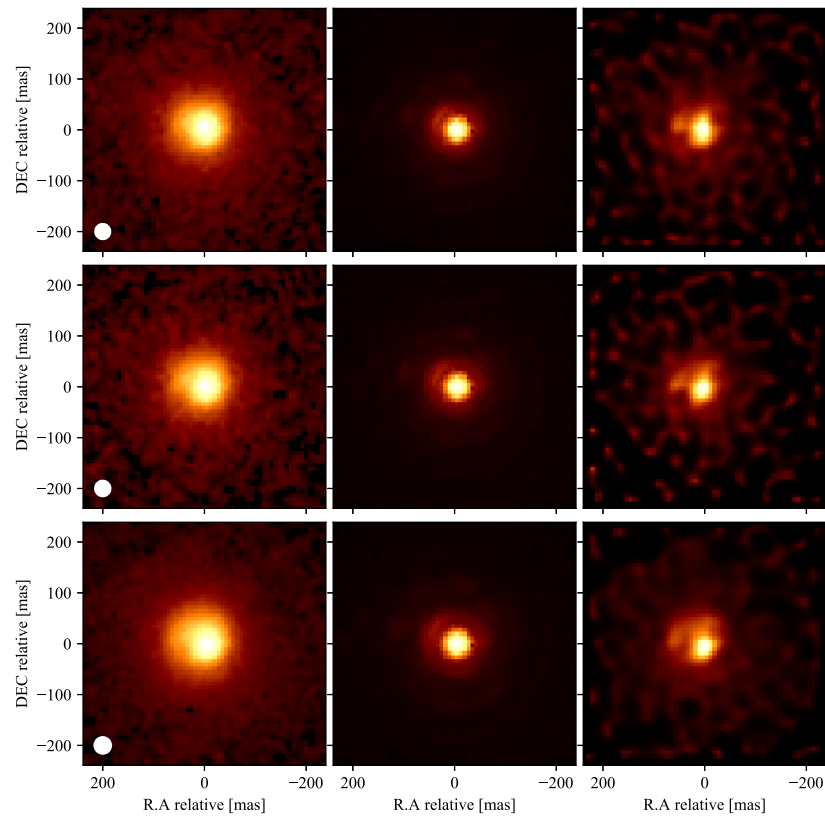


FIGURE 3.32 – Images IFS de WR104 dans les différentes parties du spectre (voir Fig. 3.31). **Haut** : partie bleue du spectre (Bande Y ; $\lambda = 1,01 \pm 0,07 \mu m$). **Milieu** : partie verte du spectre (raie d'hélium ; $\lambda = 1,09 \pm 0,03 \mu m$). **Bas** : partie violette du spectre (Bande J ; $\lambda = 1,20 \pm 0,07 \mu m$). On représente l'image réduite (à gauche), la FEP associée (au milieu) et l'image déconvoluée (à droite). Les images sont représentées en échelle racine carrée. La largeur à mi-hauteur de la FEP est également représentée par le cercle blanc sur les images réduites.

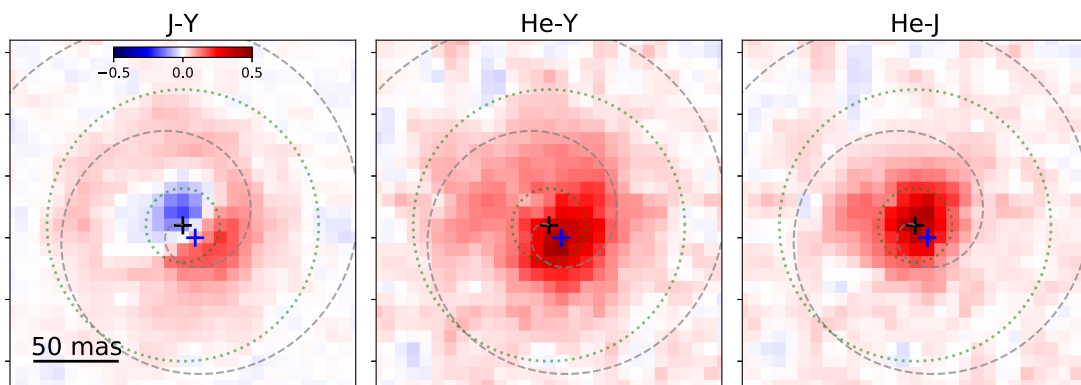


FIGURE 3.33 – Cartes de couleur obtenues par soustraction d'image dans les bandes Y et J, et dans la raie d'hélium. Les photocentres dans les bandes Y (croix noire) et J (croix bleue) sont représentés, ainsi que notre meilleur ajustement de spirale d'Archimède (en gris). Les cercles en vert représentent les zones d'extraction des spectres : de l'étoile (région interne) et de la spirale (entre les 2 cercles).

Cette technique est d'autant plus efficace pour les étoiles WR, qu'elles présentent l'avantage de posséder une signature spectrale caractéristique de l'hélium dans la région du spectre sondé par l'instrument IFS de SPHERE. L'idée d'une large campagne d'observation IFS concernant les étoiles WR avec de la poussière (type WC8–9d) est fortement envisagée dans un futur proche, avec la possibilité de détecter facilement les environnements complexes autour de ce type d'objet.

Les données IFS ont également montré une différence de position des photocentres entre les images Y et J (entre 0,95 et 1,35 μm). La position des photocentres (représentés dans la Figure 3.33) a été obtenue par ajustement d'une fonction gaussienne en 2 dimensions. Le même travail a été fait sur les images de la FEP afin de vérifier que l'offset mesuré n'était pas de nature instrumentale. Le résultat de l'ajustement est présenté dans la Figure 3.34, avec la position relative du photocentre de chaque image du cube comparée à la première.

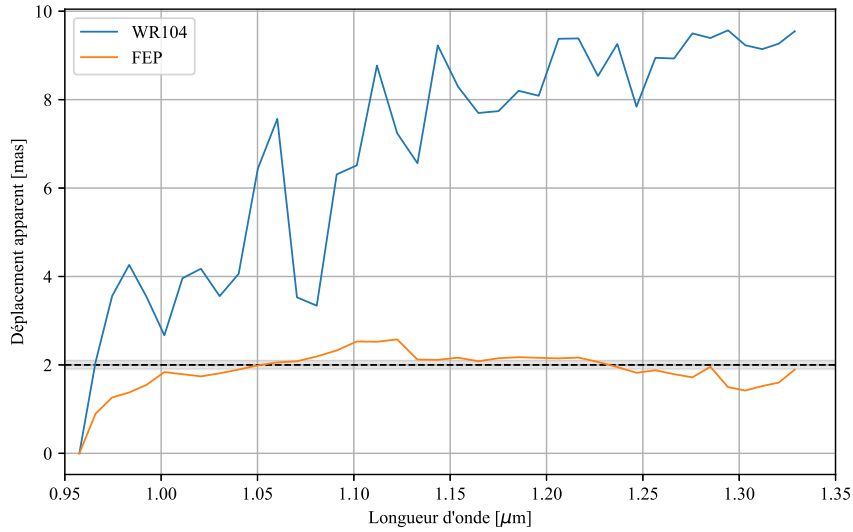


FIGURE 3.34 – Position relative du photocentre de chaque image IFS par rapport à l'image en bande Y (première image). Nous avons également représenté le seuil de tolérance de correction atmosphérique fournit par le ADC de SPHERE (< 2 mas, en gris). L'offset mesuré pour WR104 est de 9,7 mas contre 1,8 mas pour la FEP.

La différence de position des photocentres mesurée entre les bandes Y et J est d'environ 10 mas, avec un angle de position de $\theta_{\text{offset}} = -140^\circ$. Cet angle semble décorrélié de l'angle parallactique au moment de l'observation, indiquant qu'il ne s'agit pas d'un simple décalage dû à l'observation elle-même. L'offset observé pourrait être dû à une mauvaise utilisation du correcteur de dispersion atmosphérique (ADC), mais celui-ci a été fabriqué de façon à corriger l'effet de la dispersion⁴⁴ avec une tolérance de 2 mas de déplacement avec la longueur d'onde. La FEP montre en effet un déplacement de photocentre entre le début et la fin du spectre de seulement 1,8 mas. La valeur de ce déplacement de photocentre (10 mas) est d'ailleurs très similaire à la distance fournie par Tuthill et al. (2008), où ils indiquaient avoir détecté la zone de formation de poussière autour de 12 mas. Comme discuté précédemment, l'émission observée à 0,95 μm peut être attribuée à l'étoile, alors que l'émission à 1,35 μm provient vraisemblablement de l'émission thermique des poussières. Si l'on se place au niveau de la zone de nucléation, les poussières sont chauffées à leur température de sublimation (soit environ 2000–2200 K pour du carbone), avec un pic d'émission aux alentours de 1,36 μm (loi de Wien). Ainsi, le décalage observé entre les bandes Y et J peut

44. Effet prisme de l'atmosphère qui dévie plus ou moins le rayonnement en fonction de la longueur d'onde, dû à la dépendance spectrale de l'indice de réfraction atmosphérique ($n \propto \lambda^{-2}$).

être attribué à la détection de la zone de nucléation des poussières autour de WR104. Bien sûr, cette détection est bien en deçà de la limite de résolution spatiale du VLT ($\lambda/D = 25\text{--}35$ mas) pour cette gamme de longueurs d'onde. Néanmoins, la cohérence de cette mesure avec le décalage de maximum observé dans notre profil curviligne (Sect. 3.3.5) et celui de Tuthill et al. (2008) nous incite à considérer sérieusement cette détection.

Après la détection de la raie d'hélium dans le spectre de WR104, nous nous sommes posé la question quant à son origine. L'hypothèse la plus probable est que celle-ci soit formée dans le vent de la Wolf-Rayet par recombinaison de l'hélium (changement de niveau électronique). On peut alors se demander si l'on peut isoler l'émission de l'étoile (binaire WR+OB) de celle de la poussière, afin de confirmer cette idée. On a donc extrait les spectres dans 2 régions de l'image : une région interne comprenant la binaire et la zone de choc (1^{er} cercle en pointillé de 22,4 mas de rayon, Fig. 3.31), et une région externe comprenant le premier tour de la spirale (2^d cercle en pointillé de 82,1 mas de rayon, Fig. 3.31). Les spectres sont étalonnés et normalisés au continuum comme dans le cas précédent et sont présentés dans la Figure 3.35.

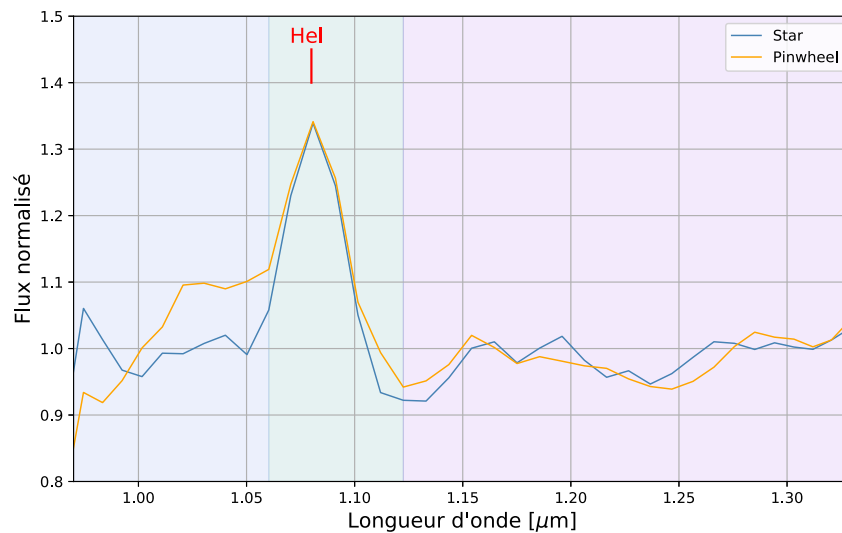


FIGURE 3.35 – Spectre de WR104 extrait dans la région interne provenant de l'étoile (en bleu) et de la région externe provenant de l'environnement (orange). La représentation des régions d'où sont extraits les spectres est présentée dans la Figure 3.33. La position de la raie d'hélium est toujours visible (à $1,08 \mu m$) mais n'est pas différenciée entre les 2 régions.

La même signature spectrale attribuée à l'hélium est présente de façon indifférenciée dans les 2 régions de WR104. Cette non-différence semble indiquer que le spectre issu de la spirale (en orange, Fig. 3.35) est en réalité, la réflexion du spectre stellaire (en bleu, Fig. 3.35). Néanmoins, le manque de résolution spatiale d'IFS ne permet pas distinguer si la raie observée (HeI, à $1,08 \mu m$) provient de l'étoile, ou si elle est émise par le plasma chaud à l'interface du choc entre les 2 vents stellaires (WCZ)⁴⁵, ces 2 sources étant comprises dans la région interne (de 22,1 mas de rayon) d'où est extrait le spectre.

3.3.7 Spirale d'Archimède et mesure de distance

L'étude des nébuleuses spirales de poussière autour des étoiles Wolf-Rayet représente un moyen unique d'obtenir la distance astrométrique de ces objets, moyennant quelques hypothèses

45. *Wind Collision Zone.*

concernant la physique des vents stellaires. Des études ont montré que dans le cas de WR104, l'orbite de la binaire qui donne naissance à la nébuleuse est quasiment circulaire ($e < 0,06$, Tuthill et al. 2008). La forme de la spirale est ainsi directement liée à la période orbitale du système binaire, et à la vitesse d'expansion de la poussière. Avec les données SPHERE, on est capable de donner la distance angulaire entre 2 tours successifs de spirale, qui apparaît constante dans le cas d'une spirale d'Archimède (cas des binaires à orbites circulaires). Si l'on rapporte cette distance angulaire au temps qu'il a fallu pour parcourir une orbite ($P = 241,5$ jours pour WR104), on peut avoir accès à une vitesse de poussière projetée sur le ciel. Un moyen simple de visualiser ce phénomène consiste à considérer uniquement l'emplacement où la poussière est créée. À chaque instant, l'interaction des 2 vents stellaires va créer une zone propice à la formation de poussière, de forme inconnue pour le moment et à une certaine distance de la binaire. La poussière créée à cet emplacement va être lancée dans le milieu interstellaire à une certaine vitesse en chute libre, et parcourir une distance quelconque pendant le temps d'une orbite. Après exactement une orbite, la position de la zone de nucléation sera de nouveau au même emplacement et va générer de la poussière, créant une nébuleuse spirale dont le nombre de tours permet de retracer l'historique du déplacement orbital des étoiles (WR+O). Ainsi, si l'on connaît la vitesse du vent stellaire à l'emplacement de la zone de nucléation, on peut faire l'hypothèse que la vitesse imprimée à la poussière nouvellement formée sera la même. Tuthill et al. (2008) ont montré que la vitesse imprimée à la poussière au moment de sa création était fortement dominée par la vitesse terminale du vent de la WR. En effet, loin de la binaire, l'importante perte de masse de l'étoile WR va dominer la cinétique du gaz ($\dot{M}_{WR} = 0,8 \cdot 10^{-5} M_{\odot}/\text{an}$ Monnier et al. 2002a contre $\dot{M}_{OB} = 0,5 \cdot 10^{-7} M_{\odot}/\text{an}$ Fierro et al. 2015). Cette hypothèse est également soutenue par les modèles hydrodynamiques récents de binaires à interaction de vent (Lamberts et al. 2012; Hendrix et al. 2016), où la vitesse du gaz loin de la binaire (au niveau des zones de mélange des vents) n'est que très peu perturbée par le vent rapide ($V_{\infty,OB} = 2000$ km/s) de l'étoile O. Néanmoins, la possible présence de refroidissement radiatif peut entraîner une baisse de vitesse du gaz, et ainsi fausser notre hypothèse de domination des vitesses par l'étoile WR (Hendrix et al. 2016).

Ainsi, si l'on fait une hypothèse forte sur la vitesse du gaz à l'emplacement de la nucléation, on peut convertir la vitesse projetée de la poussière (en mas/an) en une vitesse physique (km/s) pour remonter à la distance du système. Les vitesses terminales des étoiles de type WC9 (comme WR104) relevées dans la littérature sont comprises entre 1220 km/s (Howarth & Schmutz 1992; Crowther 2007) et 1600 km/s (Sander et al. 2012). En se basant sur la période orbitale de WR104 ($P = 241,5$ jours), notre meilleur ajustement du modèle de spirale (Sect. 3.4) nous donne une vitesse de poussière projetée sur le ciel de $v_{ang} = 0,273 \pm 0,013$ mas/jour, qui correspond à une séparation (S) entre les tours de spirale de :

$$S = 0,273 [\text{mas/jour}] \times 241,5 [\text{jours}] = 66 [\text{mas}]. \quad (3.28)$$

L'équation permettant de déterminer la distance du système (D), connaissant le pas de la spirale (S) et la vitesse de la poussière (v_{dust}) est :

$$\frac{D}{[\text{kpc}]} = 5,779 \cdot 10^{-4} \times \left(\frac{v_{dust}}{[\text{km/s}]} \right) \times \left(\frac{P}{[\text{jours}]} \right) \times \left(\frac{[\text{mas}]}{S} \right), \quad (3.29)$$

où la constante $5,779 \cdot 10^{-4} \left(\frac{24 \times 3600}{1 \text{UA} [\text{km}]} \right)$ permet d'employer les unités appropriées pour les paramètres de la spirale. Pour la plus petite valeur de vitesse de 1220 km/s, on trouve une distance de $D = 2,58 \pm 0,12$ kpc, ce qui est en accord avec les mesures trouvées dans la littérature ($2,6 \pm 0,7$ kpc, Tuthill et al. 2008), et place potentiellement WR104 dans l'association d'étoiles Sgr OB1 (Lundstrom & Stenholm 1984). Pour la mesure plus récente de 1600 km/s (Sander et al. 2012)

obtenue par spectroscopie⁴⁶, on obtient une distance de $D = 3,38 \pm 0,15$ kpc, ce qui placerait WR104 derrière l'association Sgr OB1.

L'étude des nébuleuses spirales permet donc d'obtenir assez facilement une estimation de leur distance. Les mesures spectroscopiques permettant de déterminer la vitesse terminale des vents étant assez peu précise (de l'ordre de 25%), on reste limité par notre connaissance de ces vitesses. Néanmoins, l'Équation 3.29 montre qu'on peut poser le problème à l'envers en fixant maintenant la distance (obtenue par parallaxe par exemple) afin d'obtenir une estimation de la vitesse des poussières. Cette vitesse donne elle-même de fortes contraintes sur les hypothèses de couplage gaz/poussière et sur l'emplacement de la zone de nucléation. Cette mesure précise et indépendante de distance est aujourd'hui rendue possible grâce à la mission Gaia de l'agence spatiale européenne (ESA)⁴⁷. Ce satellite d'astrométrie de précision a commencé à cartographier le ciel en décembre 2013 pour une mission d'une durée minimale de 5 ans. Il permettra à terme de connaître les paramètres astrométriques (distance, mouvement propre, vitesse radiale, etc.) de plus d'un milliard d'étoiles avec une précision sans commune mesure avec son prédécesseur Hipparcos⁴⁸. L'objectif de la mission Gaia est d'avoir une idée précise de la dynamique de notre galaxie en 3 dimensions, avec une précision sur les coordonnées des étoiles de quelques microarcsec (10 à 100 fois mieux qu'Hipparcos) et une incertitude sur les distances de quelques pour cent (meilleur que 1% pour 20 millions d'entre-elles). Cette mission va révolutionner notre manière de voir la Voie Lactée, poser énormément de questions quant à son origine et son évolution et affecter grandement tous les domaines de l'astronomie (système solaire, exoplanètes, physique stellaire, supernova, etc.). Nous avons donc utilisé la toute dernière mesure de distance disponible fournie par le consortium Gaia lors de la DR2⁴⁹(Gaia Collaboration et al. 2018). Avec la parallaxe Gaia disponible pour WR104 ($\text{plx}_G = 0,2431 \pm 0,0988$ mas), nous avons naïvement calculé la distance du système comme :

$$D_{\text{Gaia}} = 1/\text{plx}_G = 4,11 \pm 1,67 \text{ kpc} \quad (3.30)$$

Cette nouvelle mesure de distance place WR104 plus loin qu'attendue, avec néanmoins une incertitude de mesure assez importante. L'Équation 3.29 permet ensuite de mesurer une vitesse de poussière associée de $v_{\text{dust}} = 1945 \pm 795$ km/s, qui reste compatible, mais plus élevée que les mesures spectroscopiques.

Bailer-Jones et al. (2018) ont utilisé une méthode plus sophistiquée pour calculer les distances astrométriques des objets à partir des parallaxes Gaia. La non-linéarité de la transformation (calcul d'inverse) et l'asymétrie de la distribution de probabilité associée ne permettent pas de simplement inverser les parallaxes Gaia (calcul naïf que nous avons d'abord utilisé). Ils ont utilisé une méthode statistique (bayésienne) et un modèle de galaxie afin de donner une estimation plus précise des distances avec un intervalle de confiance de 68%. Cette méthode fournit une distance pour WR104 de :

$$D_{\text{Bailer}} = 3,64^{+1,92}_{-1,02} \text{ kpc} \quad (3.31)$$

Cette distance est toujours plus élevée qu'attendu, mais reste marginalement compatible avec notre estimation ($D = 2,58 \pm 0,12$ kpc). Cette mesure de distance nous permet de déduire une

46. La vitesse mesurée ici est déterminée à partir de plusieurs profils de raies dans le visible. Il faut néanmoins noter que cette mesure ne prend pas en compte la contribution de l'étoile O dans le spectre, ce qui peut surestimer la vitesse du vent attribué à la WR.

47. <http://sci.esa.int/gaia/>

48. dont le catalogue était constitué de 120000 étoiles, avec une précision de quelques millisecondes d'arc ; <http://sci.esa.int/hipparcos/>

49. Les données sont distribuées par vagues successives : les *Data Release*, au rythme d'une tous les 2 ans, où les paramètres sont raffinés et ajoutés au fur et à mesure des observations.

vitesse de poussière de $v_{\text{dust}} = 1721 \pm 911$ km/s, en prenant en compte la borne supérieure de l’incertitude sur la distance (1,92 kpc) pour propager l’erreur sur la vitesse. Les données Gaia révèlent donc une vitesse de poussière plus élevée que la vitesse terminale du vent de l’étoile WR, couramment attribuée à la vitesse de propagation de la poussière (Tuthill et al. 2008). Il est cependant difficile de donner une conclusion ferme sur ces aspects, compte tenu de l’incertitude importante présente dans les données Gaia (près de 40% sur la parallaxe). Néanmoins, une tendance peut être identifiée soutenant une vitesse de propagation de poussière plus élevée qu’attendu (1700–1900 km/s). Plusieurs hypothèses peuvent expliquer un tel phénomène : une zone de nucléation plus proche de la binaire (où la vitesse du gaz est plus grande) ou une contribution plus importante de l’étoile O dans la vitesse moyenne du gaz. Si la tendance se confirme dans les futures *data releases*, cela pourra donner de fortes contraintes quant à l’emplacement de la zone de nucléation de poussière, en combinant les vitesses de propagation mesurées aux modèles hydrodynamiques de binaire à collision de vent.

Les premières *data release* de Gaia sont d’une grande richesse, mais ont soulevé beaucoup d’interrogations dans leur exploitation. Plusieurs avertissements sont ressortis de la part de la communauté mettant en garde sur l’utilisation des mesures de parallaxe de la DR2, en particulier dans le cas d’objets brillants ($G < 13$, Lindegren et al. 2018), étendus (non ponctuels), lointains ($D > 100$ pc) et pour lesquels aucune mesure de vitesse radiale n’est disponible. Malheureusement, WR104 remplit ces 4 critères et nous incite à traiter les distances estimées avec la plus grande prudence. L’utilisation des distances fournies par Bailer-Jones et al. (2018), nous a incité à regarder de plus près les distances estimées pour d’autres étoiles Wolf-Rayet de même type⁵⁰, dont on a une idée des distances par photométrie ou d’autres techniques (Monnier et al. 2007). La comparaison systématique de ces deux mesures de distances n’indique aucune tendance claire, quant à un éventuel biais dans les données Gaia (Fig. 3.36).

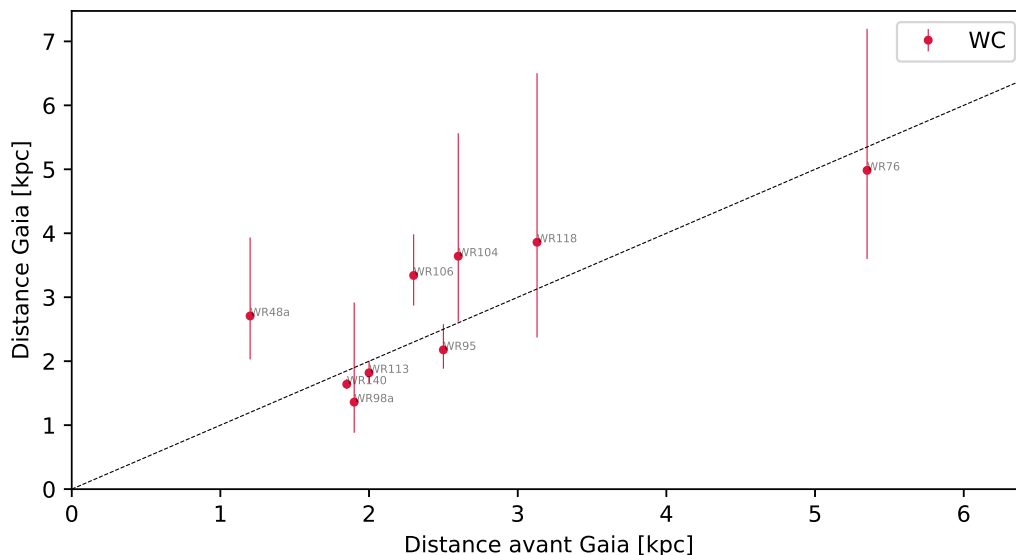


FIGURE 3.36 – Comparaison des distances obtenues par Bailer-Jones et al. (2018) à celles cataloguées par Monnier et al. (2007). Les étoiles présentant une nébuleuse spirale (WR48a, WR98a, WR104, WR118) affichent une incertitude plus élevée et se placent à plus grande distance que ce que prédit la littérature (à l’exception de WR98a).

50. Wolf-Rayet connues pour avoir un excès infrarouge ou un environnement de poussière confirmé. Les étoiles répertoriées par Monnier et al. (2007) présentent toutes dans leur type spectral la lettre d qui suit le stade évolutif de la WR (WCXd) indiquant la présence de poussière.

On observe toutefois que les étoiles WR connues comme arborant une spirale (comme WR48a, WR98a, WR104 ou WR118) présentent une incertitude importante, et sont plus éloignées que prévu (à l'exception de WR98a). Plusieurs effets combinés peuvent expliquer l'imprécision de Gaia sur ces objets, le premier étant dû à la binarité confirmée de ces objets. Des discussions avec les membres du consortium Gaia présents au sein de mon laboratoire ont soulevé la difficulté de donner une solution précise au mouvement de parallaxe lorsque les trajectoires observées sont perturbées par le mouvement orbital intrinsèque de la binaire. Le raffinement des mesures de parallaxe sera effectué dans les prochaines *data releases*, et pourra vraisemblablement nous donner une mesure directe de la séparation existante entre WR104 et son compagnon proche. La séparation attendue étant d'environ une mas, il faudra sans doute attendre la fin de la durée nominale de la mission Gaia pour atteindre les performances requises à cette détection.

3.3.8 Un système plus complexe qui n'y paraît : système triple

Au cours de l'étude de la nébuleuse autour de WR104, les images à plus courte longueur d'onde (en particulier en bande J) ont révélé la présence d'un compagnon éloigné à environ une seconde d'arc de la binaire centrale. Il s'est avéré que ce compagnon, que nous nommerons compagnon B ("compB") dans la suite, a déjà été observé avec le *Hubble Space Telescope* (HST) en 1998 par [Wallace et al. \(2002\)](#). À l'époque, les auteurs ont rapporté que cette 3^e composante (en plus de l'étoile WR et de sa compagne massive proche) présentait une possible liaison gravitationnelle avec la binaire (forte correspondance de couleur).

Nous avons donc décidé de vérifier cela en utilisant les nouvelles données SPHERE à notre disposition, ainsi que les dernières mesures du mouvement propre de WR104 offert par la mission Gaia ([Zacharias et al. 2017](#)). Parce que [Wallace et al. \(2002\)](#) avaient pour ambition la détection de compagnons, et non pas la mesure astrométrique précise, j'ai récupéré les données HST disponibles dans les archives de l'ESA afin de recalculer le vecteur de position existant entre WR104 et le compagnon B. Trois images ont ainsi pu être exploitées dans les filtres en bande U (F336W ; $\lambda = 0,336 \mu\text{m}$), B (F439W ; $\lambda = 0,439 \mu\text{m}$) et V (F555W ; $\lambda = 0,555 \mu\text{m}$). Nos images SPHERE-IRDIS et ces données HST ont été observées à 18 ans d'intervalle ; cette large plage de temps laisse entrevoir la possibilité de détecter un éventuel déplacement entre les deux époques. Les positions du compagnon B et de la binaire ont été déterminées par l'ajustement de deux fonctions gaussiennes à deux dimensions. Nous avons une fois de plus utilisé la méthode Levenberg-Marquarth (LM) afin de déterminer la meilleure solution au problème posé. Le vecteur de position du compagnon B, paramétrisé par les séparations linéaire (d) et angulaire (θ), est calculé pour chaque époque couvrant les bandes U, B, V (avec HST) et J, H, K (avec IRDIS). Le résultat obtenu est présenté dans le Tableau 3.8. Les incertitudes données correspondent aux erreurs statistiques obtenues à partir de la matrice de covariance calculée par la méthode LM, et sont normalisées par la valeur du χ^2 .

Les valeurs de séparation montrent un très léger déplacement du compagnon dans la direction de WR104 de 4 ± 1 mas entre les deux époques, sans mouvement angulaire (compatible avec zéro). La dispersion relative des points de mesures SPHERE et HST étant assez faible, tout semble indiquer que le compagnon est resté relativement immobile sur les 20 dernières années. Les précisions données ici sont de l'ordre du centième de pixel pour le HST ($\text{pix}_{\text{HST}} = 50$ mas) et du dixième de pixel pour SPHERE ($\text{pix}_{\text{IRDIS}} = 12,25$ mas)

Nous avons ensuite voulu vérifier que ce compagnon lointain n'était pas une étoile d'arrière-plan en utilisant les dernières mesures de mouvement propre de WR104. La première *data release* de Gaia DR1 ([Gaia Collaboration et al. 2016](#)) a permis de connaître précisément les coordonnées célestes de WR104 (à la micro seconde d'arc). [Zacharias et al. \(2017\)](#) ont combiné ces positions Gaia avec le catalogue astrométrique NOMAD (Naval Observatory Merged Astrometric Data-

set) afin d'estimer le mouvement propre de plusieurs millions d'étoiles. Ce catalogue nommé UCAC5 (The US Naval Observatory CCD Astrograph Catalog) fournit un mouvement propre pour WR104 de $pm_{\text{RA}} = -3,1 \pm 1$ mas/an et $pm_{\text{DEC}} = -2,4 \pm 1$ mas/an.

TABLE 3.8 – Résultats astrométriques du compagnon B à partir des données HST et SPHERE. θ est l'angle de position du compagnon par rapport au nord compté dans le sens trigonométrique (inverse des aiguilles d'une montre).

Instrument	Filtres	d [mas]	θ [°]
HST	F336W	979.0±1.5	74.6±0.1
	F439W	976.8±1.1	74.7±0.1
	F555W	978.5±1.1	74.8±0.1
IRDIS	HeI	975.5±0.9	74.8±0.1
	CntJ	973.3±1.0	74.8±0.1
	CntH	973.6±1.3	74.4±0.1
	H2	974±14	74.4±0.8
	FeII	967±13	74.5±0.5
	H3	976±12	74.4±0.7
	H4	975±15	74.4±0.9
	CntK2	974.8±2.9	75.5±0.2
CO	970.0±3.3	75.2±0.1	

Si le compagnon était une étoile d'arrière plan (c.-à-d. : avec un mouvement propre négligeable), WR104 aurait dû s'être déplacée de 68 ± 17 mas entre les observations HST et SPHERE : un tel déplacement aurait facilement été détecté par nos instruments. Cet éloignement n'étant pas observé (seulement 4 mas entre HST et SPHERE), il semble donc que le compagnon B n'est pas une étoile de fond.

La Figure 3.37 permet d'avoir une représentation visuelle des mouvements mis en jeu dans le système de WR104. On a représenté le mouvement attendu du compagnon B par rapport à WR104, si celui-ci était une étoile de champ, en utilisant les mouvements propres de WR104 déterminés dans UCAC5. L'encart de la figure montre un zoom de la région autour du compagnon, et indique que la position mesurée du compagnon n'a que très peu changé entre les deux époques. Si le compagnon B était une étoile de champ, elle aurait dû se trouver à la position attendue en 1999, et non pas à l'emplacement mesuré pour les données HST (c.-à-d. : autour de la position attendue en 2016). Ceci démontre que ce compagnon B a un mouvement propre commun avec celui de WR104 (en direction et en valeur). Ce mouvement propre similaire est un argument fort en faveur d'une liaison gravitationnelle entre le compagnon B et la binaire centrale (WR+O), comme l'expliquent [Moe & Di Stefano \(2017\)](#). En effet, d'après leur définition d'une étoile binaire, deux étoiles présentant un mouvement propre identique (en direction et en vitesse) et assez proches l'une de l'autre (quelques seconde d'arc de séparation) sont considérées comme un système binaire à mouvement propre commun (*common proper motion binary*). Ainsi, en considérant que WR104 et ce compagnon B sont à la même distance, on identifie ces trois étoiles (WR+O+compB) comme faisant partie d'un même système stellaire, faisant de WR104 un système triple.

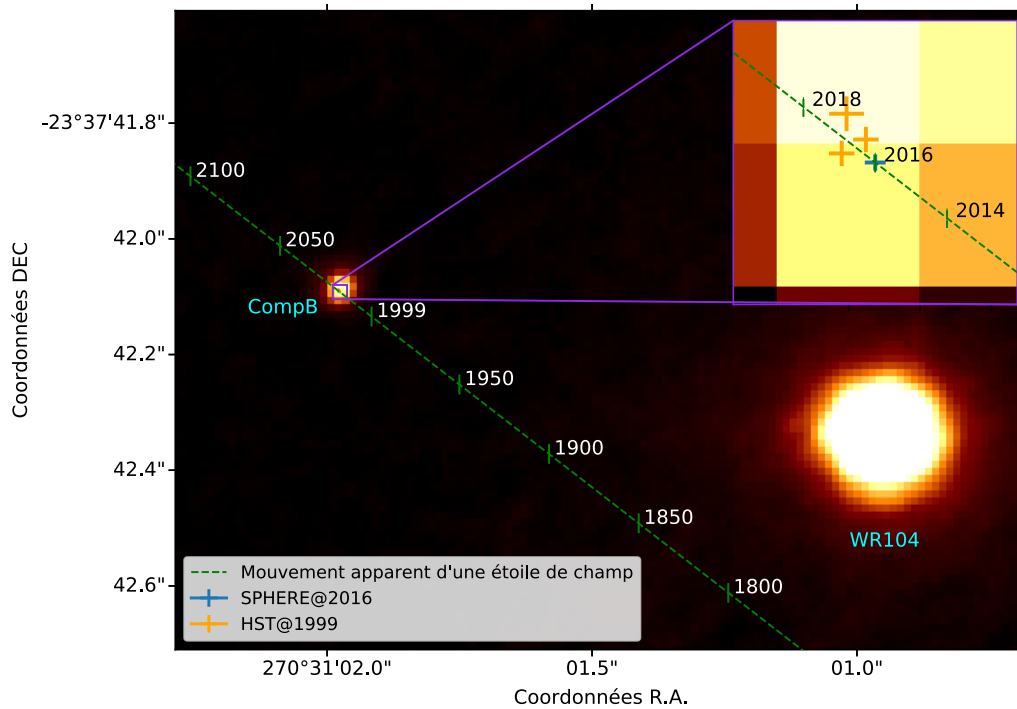


FIGURE 3.37 – Positions mesurées du compagnon (compB) par rapport à la position de WR104, à l'époque des observations SPHERE. Le déplacement au cours du temps d'une étoile de champ hypothétique est représenté par la ligne verte (avec sa position à différentes dates). Les positions mesurées du compagnon B sont représentées avec les croix bleues (SPHERE@2016) et oranges (HST@1999). La largeur de ces croix indique l'incertitude sur les mesures de positions.

Paramètres stellaires du compagnon B En plus de la mise en évidence de la liaison gravitationnelle existante entre WR104 et le compagnon B, nous avons voulu avoir une estimation de la température de ce compagnon, afin d'avoir une idée de son type spectral. Pour ce faire, nous avons mesuré le rapport de flux existant entre le compagnon B et WR104 pour les différentes longueurs d'onde disponibles (de 0,336 à 2,29 μm). On considère ici WR104 comme une seule entité formée d'une étoile Wolf-Rayet, d'une compagne massive proche et d'une nébuleuse de poussière. Ce rapport de flux est ensuite ajusté en utilisant plusieurs modèles d'atmosphères stellaires pour représenter la densité spectrale d'énergie (SED) totale du système. Les modèles d'atmosphère utilisés sont les modèles PoWR⁵¹ développés par Sander et al. (2012) pour l'étoile WR et les modèles Kurucz pour les deux compagnons (étoile OB proche et compagnon B, Castellini & Kurucz 2004). L'émission de l'environnement de poussière présent autour de la binaire WR+O est représentée par un modèle de corps noir à la température T_{dust} . On utilise le type spectral (WC9) reporté par Rosslowe & Crowther (2015) pour choisir le modèle correspondant dans les grilles de modèle PoWR. De la même façon, on utilise le type spectral du compagnon proche (B0.5V, Rosslowe & Crowther 2015) pour sélectionner le modèle Kurucz adéquate. La SED de l'ensemble formé par l'étoile WR et sa compagne proche est ensuite normalisée de façon à correspondre à une luminosité totale de $120000L_{\odot}$ déterminés par Crowther (1997). Finalement, on utilise notre mesure de distance ($D = 2,58 \pm 0,12$ kpc, Sect. 3.3.7) pour calculer la densité de flux de l'ensemble tel qu'il est vu depuis la Terre.

51. *The Potsdam Wolf-Rayet Models*, voir les détails sur <http://www.astro.physik.uni-potsdam.de/~wrh/PoWR/powrgrid1.php>.

Le rapport de flux entre WR104 et son compagnon est ensuite ajusté à partir de quatre paramètres libres du modèle que l'on cherche à déterminer :

- La température effective du compagnon imposant le choix du modèle d'atmosphère Kurucz (T_B),
- Le paramètre d'échelle associé au compagnon représentant son rayon stellaire (r_B),
- La température de la poussière entourant le système binaire (WR+O) assimilée à un corps noir (T_{dust}),
- Le paramètre d'échelle associé à la spirale de poussière, représentant l'équivalent de son angle solide vu depuis la Terre (Ω_{dust}).

On a utilisé la méthode LM de minimisation du χ^2 afin de trouver la meilleure solution pour représenter le rapport de flux entre le compagnon B et l'ensemble WR+O+Poussière (WR104). L'ajustement LM permet d'avoir une estimation des incertitudes concernant les paramètres d'échelles (r_B et Ω_{dust}) à partir des matrices de covariance des paramètres. Nous avons utilisé une incertitude relative constante (de 3%) sur l'ensemble de nos rapports de flux afin de ne pas différencier les données SPHERE des données HST. Cette valeur de 3% représente une erreur relative sur le flux mesuré d'environ 2%, déterminée en moyenne sur les données SPHERE (Sect. 3.3.3). Cette estimation de l'erreur entachant nos rapports de flux présente également l'avantage de donner des valeurs χ^2 proches de 1 sur l'ajustement LM, indispensables pour établir une bonne estimation des incertitudes sur les paramètres ajustés. Afin de donner une estimation plus robuste aux paramètres importants du problème (T_B et T_{dust}), nous avons fait un ajustement en plusieurs étapes, en explorant un espace de paramètres préétabli pour les valeurs de température. En pratique, nous avons créé une grille de valeurs pour les températures ($15000 < T_B < 45000$ K et $1000 < T_{dust} < 3000$ K), et fait un ajustement LM pour chaque jeu de température en laissant libres les paramètres d'échelles (r_B et Ω_{dust}).

La carte de χ^2 obtenue est présentée dans la Figure 3.38, où l'on a soustrait la valeur minimum de χ^2 réduit ($\chi_{min}^2 = 2,3$). Les valeurs de différence de χ^2 représentées sont limitées entre 0 et 10, où les contours indiqués représentent les intervalles de confiance à 1σ (en rouge) et à 2σ (en violet).

TABLE 3.9 – Résultats de l'ajustement du rapport de flux existant entre WR104 et le compagnon B. Notre meilleur modèle semble indiquer que ce compagnon est également une étoile massive.

Paramètres	Fit ($\chi_{red}^2 = 2.3$)	Intervalle de confiance
T_B	≥ 33000 K	1σ (carte de χ^2)
T_{dust}	2200 ± 400 K	1σ (carte de χ^2)
r_B	$4.3 \pm 0.5 r_\odot$	Matrice de covariance
Ω_{dust}	$3 \pm 2 \times 10^{-16}$ sr	Matrice de covariance
L_B	$68000 L_\odot$	-
Type spectral	O8V to O5V	-

Les résultats de notre ajustement sont présentés dans le Tableau 3.9. Les longueurs d'onde utilisées pour cette étude (U, B, V avec le HST et J, H, K avec SPHERE) nous permettent de donner une valeur limite inférieure à la température du compagnon. Sa température, sa taille et sa luminosité nous permettent d'estimer que ce compagnon est également une étoile chaude et massive, à l'instar du compagnon proche. Le résultat de l'ajustement du rapport de flux pour la

borne supérieure de température est présenté dans la Figure 3.39.

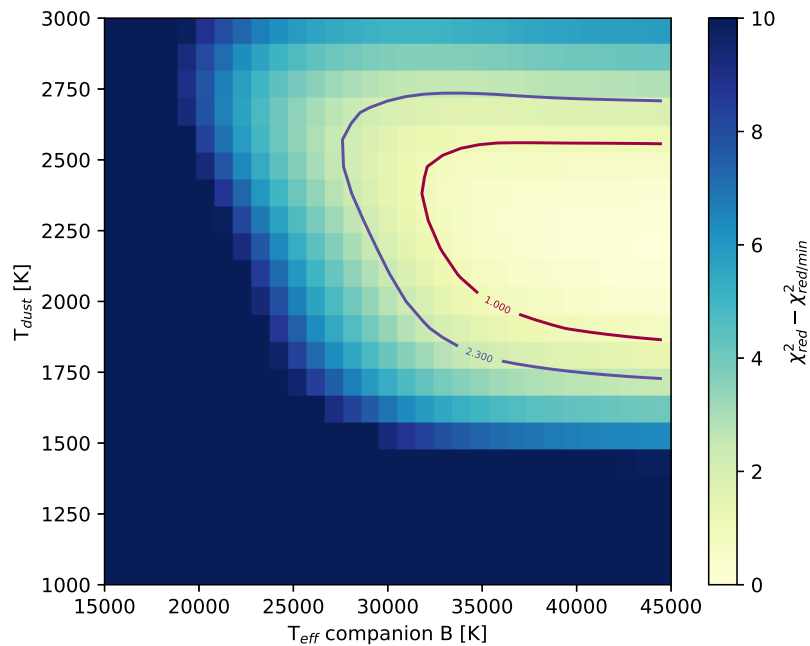


FIGURE 3.38 – Carte de χ_{red}^2 obtenue sur l’ajustement du rapport de flux existant entre WR104 et le compagnon B. On représente ici en couleur la valeur $\Delta\chi_r^2 = \chi_r^2 - \chi_{r,min}^2$ avec les intervalles de confiance à 1σ et 2σ (lignes rouge et violette respectivement).

L’absence de données UV (lointain) nous empêche de contraindre la limite supérieure de cette température. Néanmoins les données HST montrent un rapport de flux assez constant dans le visible (Fig. 3.39), indiquant que la température du compagnon est très similaire à celle de l’étoile B interne, qui domine cette partie du spectre (Fig. 3.40).

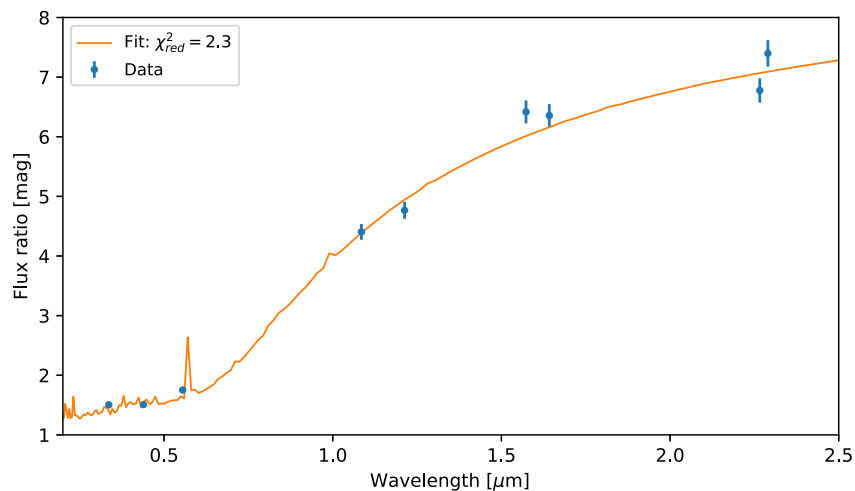


FIGURE 3.39 – Rapport de flux entre le compagnon B et WR104 (constitué de la binaire central WR+O et d’une nébuleuse de poussière). Notre meilleur ajustement est présenté en orange pour une température de poussière de $T_{dust} = 2200$ K et une température effective du compagnon de $T_B = 45000$ K.

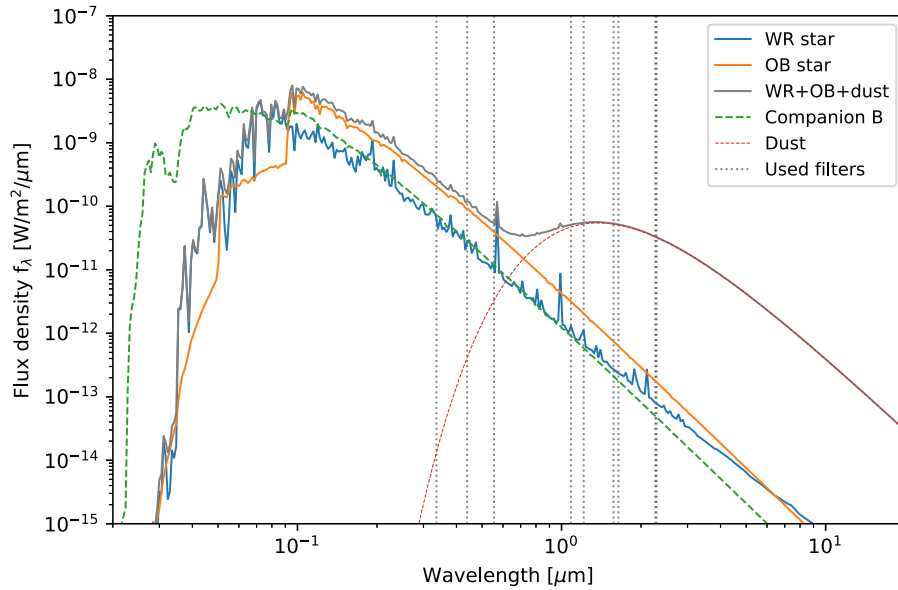


FIGURE 3.40 – SED modélisée du système de WR104 constituée de : **1**) Deux modèles d’atmosphère Kurucz représentant le compagnon B (en vert) et le compagnon interne (en orange), **2**) un modèle PoWR représentant l’étoile Wolf-Rayet (WC9, en bleu), et **3**) un modèle de corps noir représentant la spirale de poussière (en rouge). Le rapport de flux (Fig. 3.39) est obtenu par comparaison de l’ensemble constitué de l’étoile WR, du compagnon interne et de la poussière (en gris) avec le compagnon B (en vert). On a également représenté la position des différents filtres utilisée pour cette étude (ligne verticale pointillée).

3.4 Modélisation du système de WR104

Comme discuté précédemment, j’ai pu appliquer deux des modèles présentés dans le chapitre 2 aux données SPHERE acquises sur WR104. Ces ajustements de modèles ont fait l’objet d’une publication dans le journal *Astronomy & Astrophysics* (Ann. A).

3.4.1 Modèle phénoménologique

Les images SPHERE en bande J, H et K présentées précédemment (Sect. 3.3.4) ont déjà montré un grand potentiel vis-à-vis des informations qu’elles apportent sur le système de WR104. Les images déconvoluées et non-déconvoluées étant de très bonne qualité, elles m’ont permis de contraindre le modèle phénoménologique (Sect. 2.4) que j’ai utilisé pour reproduire ces observations. Je me suis d’abord concentré sur les images en bande K, qui présentent l’avantage d’avoir un très bon rapport de Strehl (et donc une meilleure résolution spatiale), ainsi qu’une image déconvoluée comportant plusieurs tours de spirale.

3.4.1.1 Paramètres du modèle

Les différents paramètres associés à notre modèle phénoménologique ont été décrits en détail dans le Chapitre 2 (Sect. 2.4). Pour l’ajustement de nos données SPHERE, les paramètres laissés libres lors de l’ajustement sont le pas (S), le rayon de nucléation (r_{nuc}), l’indice de décroissance (q) et l’angle de référence ou angle de phase (θ_{phase}). Tous les autres paramètres sont fixés et choisis pour correspondre aux informations disponibles dans la littérature dont je rappelle ici les principaux résultats (Tab. 3.10).

TABLE 3.10 – Paramètres de WR104 reportés dans la littérature.

Paramètres	Valeurs	Références
T_{WR}	45000 K	Crowther (1997)
T_{OB}	30000 K	Harries et al. (2004)
$C_{OB/WR}$	2	Crowther (1997)
α	17,5°	Tuthill et al. (2008)
P	241,5 ± 0,5 jours	Tuthill et al. (2008)
i	< 16°	Tuthill et al. (2008)

Un ajustement détaillé des lois de température en jeu dans le système de WR104 n'étant pas notre objectif, nous avons décidé de tester plusieurs températures de sublimation afin d'en déterminer l'indice de décroissance correspondant. Nous sommes d'abord partis des précédentes estimations de température de sublimation, fournies par Harries et al. (2004), fixant ainsi T_{sub} à 1500 K. Dans un second temps, prenant comme hypothèse que les poussières présentes dans l'environnement de WR104 sont des poussières de carbone amorphe, nous avons fixé la température de sublimation à 2000 K (Kobayashi et al. 2011). L'ajustement de l'image en bande K seule ne permettant pas de lever la dégénérescence qui existe entre la température de sublimation et l'indice de décroissance, nous avons choisi de présenter ces deux résultats indépendamment. De plus, l'ajustement se fait sur les images normalisées et ne prend donc pas en compte le flux absolu de l'objet.

Un autre paramètre à estimer pour utiliser notre modèle phénoménologique est la séparation entre les deux étoiles notée a . On a vu précédemment (Sect. 2.1.1, 3.1) que la masse des étoiles de WR104 étaient de $M_{WR} = 10 M_{\odot}$ pour la Wolf-Rayet et de $M_{OB} = 20 M_{\odot}$ pour son compagnon proche. On peut ainsi estimer la séparation a entre les deux étoiles en utilisant la forme Newtonienne de la 3^e loi de Kepler :

$$a = \frac{1}{D} \times \left(\frac{G(M_{WR} + M_{OB}) \times P^2}{4\pi^2} \right)^{1/3} = 0,9 \text{ mas}, \quad (3.32)$$

où G est la constante gravitationnelle et en utilisant notre estimation de distance ($D = 2,58 \pm 0,12$ kpc, Sect. 3.3.7). Comme on peut le voir, la séparation de la binaire est égale à une fraction de pixel du détecteur de SPHERE (étant de 12,25 mas) et est bien inférieur à la résolution spatiale accessible avec le VLT. Par conséquent, le paramètre de séparation sera fixé à 0,9 mas pour l'ensemble des ajustements des données SPHERE. De plus, l'inclinaison du système étant très faible, nous avons choisi de considérer une spirale vue depuis le pôle ($i=0^\circ$); les déformations engendrées par une inclinaison inférieure à 20° étant de l'ordre du %, elles sont imperceptibles dans notre gamme de résolution spatiale. Avec ce dernier paramètre fixé, il est alors possible de donner des contraintes sur les paramètres morphologiques et de température de la spirale présente autour de WR104.

3.4.1.2 Méthode d'ajustement

La stratégie adoptée pour l'ajustement des images SPHERE a été choisie afin d'être le moins tributaire possible des images déconvoluées. En effet, on a pu voir que les images déconvoluées peuvent être sujettes à caution suivant la qualité de la FEP associée, ou le choix des paramètres de déconvolution (nombre d'itération, régularisation, etc.). L'ajustement se fait donc en deux étapes : une première estimations des paramètres est faite en ajustant le modèle sur l'image

déconvoluée, puis un second ajustement est ensuite réalisé sur les images réduites avec comme paramètres de départ l'estimation obtenue sur l'image déconvoluée. On n'ajuste ici que les trois premiers tours de spirales de l'image en la recadrant autour du maximum d'intensité sur un champ de vue de 490 mas (40 pixels). L'ajustement est ensuite réalisé sur chaque pixel de l'image recadrée par minimisation du χ^2 , en utilisant une fois de plus l'algorithme Levenberg-Marquardt (LM) afin de trouver la meilleure solution. Le calcul du χ^2 est calculé à partir des intensités de chaque pixels du modèle et de l'image, en prenant en compte les erreurs associées comme :

$$\chi^2 = \sum_{i=0}^N \frac{(O_i - M_i)^2}{e_i^2}, \quad (3.33)$$

où O_i représente l'intensité d'un pixel de l'image, e_i l'erreur associée et M_i l'intensité d'un pixel du modèle. On somme ici sur l'ensemble des pixels de l'image recadrée ; soit un nombre de pixels $N = 40^2 = 1600$.

Afin d'assurer que l'ajustement automatique ne converge pas vers un minimum local, nous avons réalisé une recherche supplémentaire autour des paramètres ajustés afin de tracer l'allure du χ_{red}^2 et d'estimer l'incertitude sur nos paramètres (Fig. 3.42). En pratique, l'ajustement LM permet de fournir des incertitudes basées sur la matrice de covariance mais ces incertitudes sont très souvent sous-estimées et sont extrêmement sensibles aux erreurs des données. Les tracés de χ^2 nous permettent ainsi de donner des barres d'erreurs raisonnables sur les paramètres de notre modèle et permettent de minimiser l'impact de l'estimation des erreurs associés aux images SPHERE.

Pour l'ajustement des images déconvoluées, nous avons comparé l'image SPHERE à l'image de notre modèle convolué par une gaussienne à deux dimensions. La largeur à mi-hauteur de cette gaussienne a été choisie de façon arbitraire afin de représenter la résolution observée dans l'image déconvoluée. La valeur choisie est de 30 mas correspondant à une résolution de $\lambda/2D$ à $2,27 \mu m$ avec un télescope de 8 m de diamètre. Ce choix arbitraire permet d'avoir une première estimation assez robuste des paramètres d'orientation de la spirale, ainsi que du pas de celle-ci. Comme le montre la Figure 3.41 (à gauche), l'image déconvoluée laisse clairement apparaître la distance entre 2 tours de spirale successifs, ce qui n'est pas le cas dans l'image réduite (Fig. 3.24). Néanmoins, les images déconvoluées ne permettent pas de correctement estimer les paramètres associés à la distribution de brillance de la spirale (loi de température et rayon de nucléation). La Figure 3.41 montre une première comparaison entre l'image déconvoluée en bande K et notre modèle convolué par une FEP synthétique.

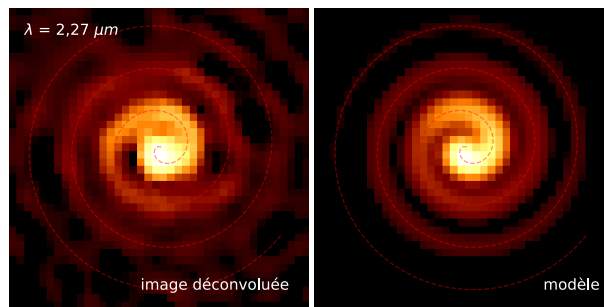


FIGURE 3.41 – Comparaison de l'image SPHERE de WR104 (à gauche) en bande K ($\lambda = 2,27 \mu m$) et l'image convoluée de notre meilleur ajustement de modèle (à droite).

La seconde étape de l'ajustement consiste donc à réutiliser les paramètres morphologiques de la spirale déterminés grossièrement grâce à l'image déconvoluée, afin d'ajuster l'image non-déconvoluée (image réduite). Pour ce faire, on convolue cette fois le modèle par la FEP réelle de

l'instrument correspondant au filtre utilisé. Les résultats de l'ajustement de l'image réduite en bande K ont ensuite été utilisés comme paramètres initiaux pour l'ajustement des bandes J et H.

3.4.1.3 Résultats et interprétations

Les paramètres morphologiques et les paramètres de température qui sont contraints par nos données SPHERE sont extraits de l'image en bande K uniquement (Tab. 3.11). L'ajustement des images en bande J et H a seulement été utilisé pour déterminer l'orientation de la spirale afin d'en extraire les profils de brillance curviligne présentés dans précédemment (Fig. 3.30).

TABLE 3.11 – Résultat de l'ajustement de l'image réduite en bande K. Le premier χ^2 correspond à la loi de décroissance en température déterminée pour une température de sublimation de 1500 K, le second pour une température de 2000 K.

Paramètres	Fit ($\chi^2 = 1.34/1.24^*$)
S	66 ± 3 mas
r_{nuc}	12 ± 2 mas
q_{1500}	0.37 ± 0.03
q_{2000}^*	0.45 ± 0.03
θ_{phase}	260 ± 2 deg

Les incertitudes fournies ici à 1σ sont déterminées à partir des courbes de χ_{red}^2 générées pour chaque paramètre libre (S, r_{nuc} , q et θ_{phase}). Les χ^2 en jeu étant proches de 1, on peut estimer l'erreur associée aux paramètres en croisant la courbe de χ^2 soustraite du minimum aux droites valant 1 (erreur à 1σ), 2,71 (erreur à 2σ) ou 6,63 (erreur à 3σ)⁵². Un exemple de détermination d'incertitude du paramètre q est présenté dans la Figure 3.42. On peut notamment y voir la valeur de $\chi^2 - \chi_{min}^2$ en fonction du paramètre q, ainsi que les droites correspondant aux intervalles de confiance à 1, 2 et 3σ .

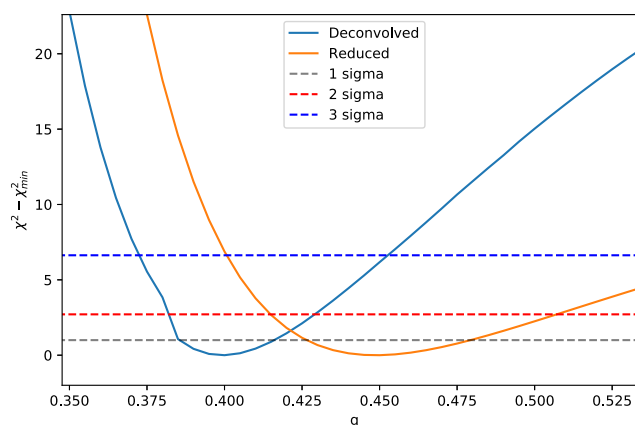


FIGURE 3.42 – Courbe de χ_{red}^2 autour de la valeur ajustée du paramètre de décroissance en température q. La courbe orange correspond à l'ajustement de l'image réduite (résultat présenté dans le Tableau 3.1 pour $T_{sub} = 2000$ K), la bleue à l'image déconvoluée.

⁵². On prend comme hypothèse que la distribution de probabilité suit une loi du χ^2 avec un degré de liberté. Les chiffres donnés ici correspondent aux quantiles valant 68,3, 90 et 99%.

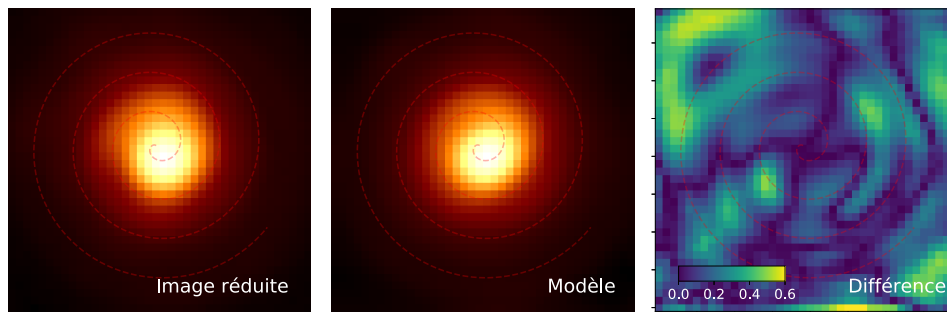


FIGURE 3.43 – Comparaison du meilleur ajustement de modèle avec l’image réduite en bande K. L’image de droite représente la différence relative entre l’image et le modèle. La position de la spirale d’Archimède ajustée est également représentée en trait pointillé rouge dans les trois images.

La Figure 3.43 présentent la différence relative entre l’image réduite et et notre meilleur modèle, avec des erreurs inférieures à 20% sur les deux premiers tours de spirale.

Pas de spirale et distance astrométrique Le premier paramètre contraint par les données SPHERE est le pas de la spirale S . Ce pas représente la distance entre deux tours de spirale, qui est constant dans le cas d’une spirale d’Archimède. Les images réduites associées aux images déconvoluées permettent d’estimer celui-ci à 66 ± 3 mas, soit une vitesse de déplacement de la poussière de $0,273 \pm 0,013$ mas/jours sur la base d’une période de 241,5 jours. Cette mesure confirme la précédente estimation faite par [Tuthill et al. \(2008\)](#), où ils donnaient une vitesse de $0,28 \pm 0,02$ mas/jours. Cette vitesse permet d’ailleurs d’avoir une estimation de la distance absolue du système de WR104. La méthode d’obtention de cette distance a déjà été décrite dans la Section 3.3.7, et permet de donner nouvelle estimation à la distance du système de WR104 de $2,58 \pm 0,12$ kpc.

Profil de température et type de poussière Un nouvel aspect apporté par notre modèle phénoménologique consiste à utiliser des lois de décroissance en température pour représenter l’intensité de la spirale en fonction de la distance à la binaire. Les deux températures de sublimation testées permettent d’avoir une idée du type de poussière à l’œuvre dans ce type de système. Comme le montre les résultats de notre ajustement (Tab. 3.11), une meilleure correspondance est obtenue pour une température de sublimation fixée à 2000 K avec un indice de décroissance de $0,45 \pm 0,03$. Même si la différence en χ^2 n’est pas significative (1,24 contre 1,34), la tendance est en accord avec l’idée que la poussière est constituée de grains de carbone amorphe. En effet, WR104 est une Wolf-Rayet de type WC9, où le terme WC indique qu’une large proportion d’atome de carbone est présente dans son vent. [Zubko \(1998\)](#) a notamment montré que des enveloppes constituées de carbone amorphe semblent mieux reproduire les SED observés du catalogue IRAS, en particulier dans le cas de Wolf-Rayet productrices de poussière (WC8-9d). Le profil de température mesuré ici est également en accord avec les profils obtenus par [Harries et al. \(2004\)](#), où les auteurs ont pu produire les profils de température associés à une spirale de poussière en trois dimensions en utilisant le code de transfert radiatif TORUS ([Harries 2000](#)).

Zone de nucléation Comme discuté dans la Section 3.3.5, on constate que le début de la spirale ne coïncide pas avec le maximum d’intensité de l’image. Ce dernier se situe légèrement plus loin et peut être interprété comme le signe d’une formation de poussière éloigné de la binaire centrale. Ce décalage est d’ailleurs assez bien contraint par notre modèle avec une estimation de

r_{nuc} à 12 ± 2 mas. Ce chiffre est remarquablement en accord avec les précédentes estimations de distance de nucléation faite par Tuthill et al. (2008), où ils observaient le même type de structure à $13,4 \pm 1,4$ mas. Cette mesure vient renforcer l'idée d'une formation de poussière loin de la binaire, également détectée grâce au déplacement de photocentre observé dans nos images IFS (Sect. 3.3.6).

Profils curviligne et effet d'ombrage Les profils de température, et de brillance qui en découlent, qui ont servi à ajuster nos images SPHERE permettent de tester différentes hypothèses concernant la profondeur optique du premier tour de la spirale de WR104. En effet, les précédentes études de ce système ont rapporté la présence d'une chute d'intensité importante après le premier tour de spirale. Le profil curviligne mesuré par Tuthill et al. (2008) et les différents efforts de modélisation qui en découle (Harries et al. 2004) ont révélé la présence du baisse de température après une première révolution de spirale. Cette baisse d'intensité était alors attribuée à un effet d'ombrage du premier tour sur les suivants, abaissant la température de la poussière et la brillance qui en découle. Néanmoins, les profils curvilignes mesurés à partir de nos images SPHERE ne semblent pas indiquer la présence d'un tel phénomène. De plus, le profil de température utilisé dans notre modèle est continu et ne permet pas de prendre en compte une éventuelle chute brutale d'intensité. La présence d'un premier tour engendrant un accroissement de la profondeur optique et un effet d'ombrage significatif est donc une question encore ouverte.

Pour répondre à cette interrogation, j'ai décidé d'ajouter une chute artificielle (ou gap dans la suite) de température après le premier tour afin de reproduire les profils observés dans la littérature. Ce gap représente l'effet d'ombrage du premier tour sur le second, et peut être donc utilisé afin de reproduire un premier tour optiquement épais. En suivant Tuthill et al. (2008), nous avons décidé de fixer ce facteur d'atténuation de température à 10. Les paramètres du modèle utilisé correspondent à ceux présentés dans le Tableau 3.11. Nous avons ensuite calculé les profils curvilignes de nos modèles avec et sans atténuation de température afin de les comparer aux données.

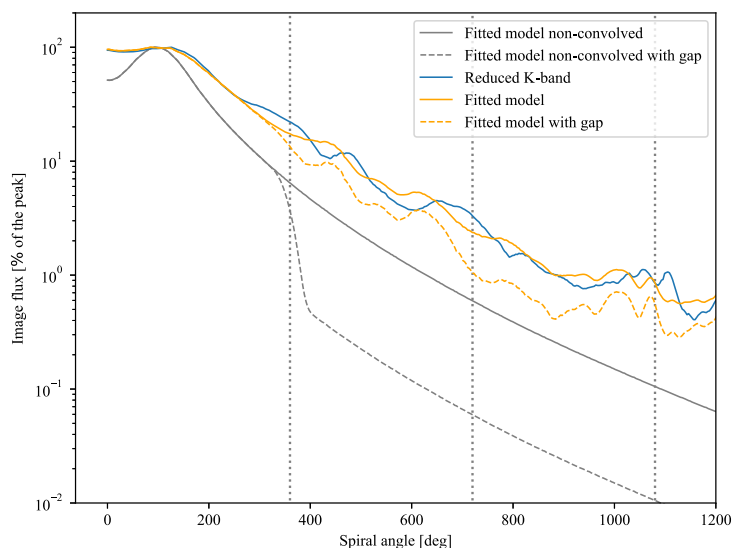


FIGURE 3.44 – Comparaison de profils curvilignes en bande K sur trois révolutions. On représente le meilleur modèle avec gap (ligné pointillé) et sans gap (ligne continue). Les données sont représentées en bleu et le modèle non-convolué par la FEP en gris. L'hypothèse d'un premier tour sans accroissement significatif de la profondeur optique semble être à privilégier ($\chi_{gap}^2 = 4,3$, $\chi_{nogap}^2 = 1,5$).

Dans la Figure 3.44, on montre le profil de chaque modèle : avec un premier tour optiquement mince (sans atténuation de température, en gris) et optiquement épais (avec atténuation, en pointillé gris). On convolue ensuite ces modèles par la réponse instrumentale associée en bande K, afin de produire les profils curvilignes (en orange) comparables aux données (en bleue). Pour finir on calcule les χ^2 associés aux deux hypothèses afin d’avoir une base de comparaison. À en croire les χ^2 et l’aspect des profils d’intensité, il semblerait qu’il n’existe pas d’effet d’ombrage dans nos données de WR104. On n’observe en effet aucune baisse significative d’intensité après la première révolution, contrairement à ce qui avait été rapporté précédemment. Cette conclusion est en apparente contradiction avec les résultats présentés par [Harries et al. \(2004\)](#). Les différences entre les observations de [Tuthill et al. \(2008\)](#) et les nôtres proviennent sans doute de la nature de ces observations. En effet, les précédentes études s’appuient sur des images obtenues par reconstruction, qui sont connues pour produire des artefacts dans la distribution de brillance observée. Dans notre étude, nous basons notre analyse sur des images obtenues par imagerie directe (au contraire de l’imagerie à masque d’ouverture) présentant un très bon rapport de Strehl (87%). Néanmoins, la Figure 3.44 montre que l’imagerie directe souffre d’un autre type de problème : l’effet de convolution qui domine les structures observées. C’est notamment le cas pour le profil curviligne, où le gap d’un facteur 10 est très largement atténué par le processus convolution. Tout ceci montre la nécessité d’obtenir des images présentant une bien meilleure résolution spatiale. Ces images seront très certainement fournies prochainement par le spectro-interféromètre de toute dernière génération MATISSE (Chap. 4) ou le futur Extremely Large Telescope (ELT).

3.4.2 Modèle axisymétrique en transfert de rayonnement

Je présente maintenant une application du modèle axisymétrique présenté dans le chapitre précédent (Sect. 2.3). Ce travail a constitué une première utilisation d’un modèle incluant le transfert de rayonnement pour reproduire nos données SPHERE. Il a été réalisé en collaboration avec Alexis Matter, astronome adjoint à l’observatoire de la Côte d’Azur.

À la différence des modèles de spirales, ce modèle permet de simuler uniquement les profils radiaux d’intensité issus de données d’imagerie, et non pas la spirale à proprement dit. Il apparaît donc nécessaire de bien choisir le profil que l’on sélectionne dans l’image afin de le comparer au bon modèle. Si l’on se place à un azimut donné, le premier tour se situera à une distance bien précise de l’étoile. Le choix de cet azimut conditionne donc la position du premier anneau et des suivants. J’ai fait le choix de me concentrer sur la comparaison d’un seul profil d’intensité radial, en plaçant le premier anneau à une distance de 30 mas correspondant à la coordonnée curviligne de 163° . Cette position est suffisamment éloignée de la zone de nucléation pour considérer un chauffage directe du premier anneau par l’étoile. Compte tenu de la résolution spatiale de nos images SPHERE, il est difficile d’estimer à quel point le profil sélectionné correspond au placement choisi pour les anneaux dans le modèle. Cependant, cela n’a que peu d’incidence sur notre ajustement de modèle. En effet, le point important est de s’éloigner suffisamment de l’azimut zéro afin de pouvoir considérer un premier tour de spirale directement illuminé. La Figure 3.45 indique l’emplacement du profil utilisé pour notre étude.

Bien que notre idée de départ était de tester l’effet des paramètres géométriques (épaisseur w et fraction de vide h) sur le profil d’intensité simulé, il est rapidement apparu que résolution spatiale limitée de SPHERE ne nous permettait pas une telle étude. En effet, les faibles effets d’opacité engendrés par les variations de ces paramètres n’ont que peu d’incidence sur le profil simulé convolué par la FEP de l’instrument. Par conséquent, j’ai choisi de fixer ces deux paramètres afin de me concentrer uniquement sur les différences induites par les trois hypothèses de nucléation. Pour le modèle à anneaux creux (modèle 2), l’épaisseur des anneaux est fixée à

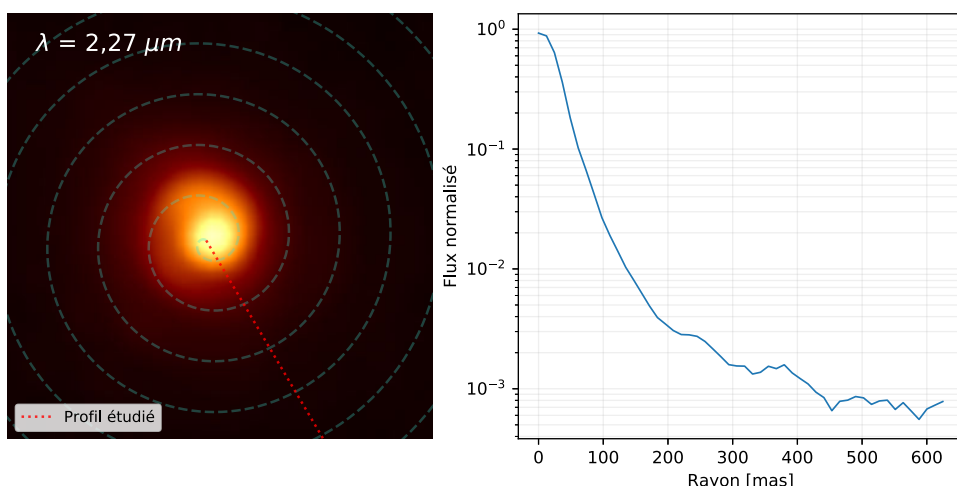


FIGURE 3.45 – **Gauche** : image en bande K avec l’azimut (en pointillé rouge) d’où est extrait le profil. On a également superposé le meilleur ajustement de spirale d’Archimède (trait discontinu) obtenue avec le modèle phénoménologique (Sect. 2.4). **Droite** : profil d’intensité radial étudié.

$w = 10\%$ de la hauteur totale. Pour le modèle à anneaux creux troué (modèle 3), l’épaisseur des parois est également fixée à 10% avec une fraction de vide du premier anneau de $h = 30\%$. Notre étude se concentre donc sur l’exploration du paramètre de masse de poussière, représenté par le rapport gaz-poussière ξ . Nous avons généré des modèles sur un large intervalle de masse avec un rapport ξ allant de $0,1\%$ à 50% . La masse des anneaux testée varie ainsi entre $5,3 \times 10^{-9} M_{\odot}$ et $2,7 \times 10^{-6} M_{\odot}$. Il est important de noter que ces masses représentent la quantité de poussière produite par WR104 sur une période orbitale. La quantité totale de poussière présente autour du système est donc proportionnelle aux nombres de tours/d’anneaux considérés.

Je compare ainsi les profils d’intensité issus du modèle convolué par la FEP de SPHERE, aux profils observés en bande J, H, et K ($\lambda = 1,21, 1,57$ et $2,27 \mu m$). Il n’est pas apparu nécessaire de considérer l’ensemble des filtres étroits à notre disposition, tant sur l’aspect temps de calcul requis que celui de l’intérêt scientifique. En effet, l’idée de ce modèle est d’avoir une première estimation des quantités de masse de poussière en jeu dans le système de WR104, et non pas un ajustement précis de ses caractéristiques spectrales. Afin d’éviter toute perturbation causée par la mauvaise qualité de notre étoile de référence (faible dynamique, Sect. 3.3), nous avons uniquement fait la comparaison entre 30 et 300 mas. Ces bornes correspondent à l’intervalle entre la position attendue du premier anneau et le début de la zone du profil dominé par le bruit de fond de l’image. Le critère de comparaison utilisé se base sur le calcul d’un χ^2 associé à chaque modèle. Afin de donner un poids équivalent à chaque longueur d’onde, on calcul un χ^2 séparé pour chaque bande. En pratique, on compare uniquement les profils observés et simulés à la position des différents anneaux (30, 96, 162, 228 et 294 mas). Le calcul du χ^2 réduit s’effectue donc sur cinq points de comparaison ($N = 5$), avec un modèle comportant un degré de liberté ($n = 1$) représenté par le rapport gaz-poussière ξ :

$$\chi_{red}^2 = \frac{\chi_H^2 + \chi_K^2}{N - n}. \quad (3.34)$$

Comme discuté précédemment (Sect. 3.3.3), le calcul des incertitudes associées à nos données SPHERE s’est révélé être un problème assez épineux. Afin de calculer les χ^2 associé à notre étude, nous avons d’abord considéré uniquement le bruit de photon comme source d’erreur. Pour cela, on a pris comme erreur la racine carré de l’image, que l’on a divisé par l’image afin d’estimer

une erreur relative pixel à pixel. Cette première estimation d'incertitude donnait des valeurs de χ_{red}^2 très grandes et assez peu représentative de la qualité de l'ajustement. Les données à notre disposition provenant d'un instrument d'optique adaptative, il s'est avéré plus judicieux de considérer le bruit de Speckle comme source d'incertitude (Sect. 3.3.3). La Figure 3.46 présente l'incertitude relative associée au bruit de Speckle pour l'image en bande H. Elle permet de mettre en évidence l'augmentation drastique de l'erreur au delà de 300 mas autour du centre, justifiant notre choix de restreindre la zone de comparaison.

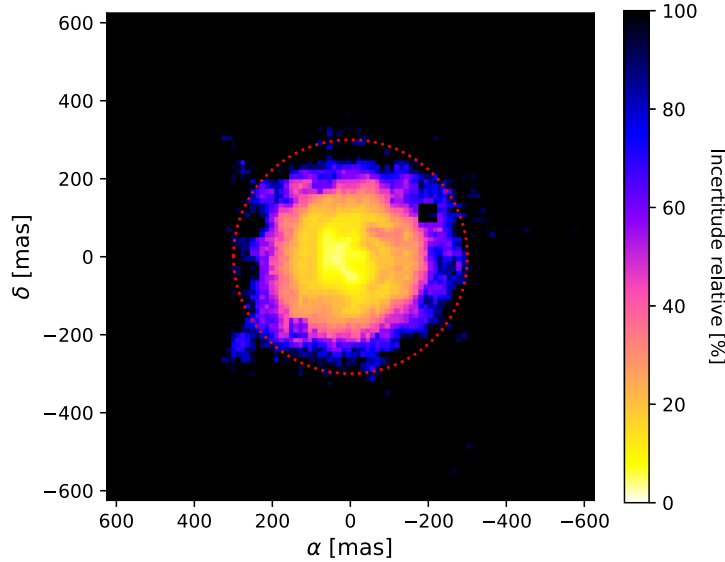


FIGURE 3.46 – Carte d'incertitude relative associée à l'image en bande H. Le cercle rouge indique la limite au delà de laquelle les données ne peuvent plus être considérées comme fiable.

Contrainte sur la masse de poussière L'utilisation de notre modèle axisymétrique s'est finalement révélé moins fructueuse qu'attendue sur l'aspect concernant la zone de nucléation. Malgré les différences qui existent entre les trois types de distribution de poussière, aucune tendance ne semble émerger de notre étude. Pour chaque modèle considéré, nous ne sommes pas parvenu à reproduire de façon satisfaisante les profils d'intensité observés avec l'instrument SPHERE. En particulier en bande J, où l'émission des anneaux (incluant l'émission thermique et la diffusion) se révèle être négligeable en comparaison de la brillance de l'étoile (de près de quatre ordres de grandeur). Pourtant, l'image dans cette bande est parfaitement résolue par notre instrument et révèle clairement la présence d'émission circumstellaire (Fig. 3.26). En pratique, le modèle dévie très peu de la FEP observée et cela même en considérant la plus grande quantité de masse. Il semblerait que notre modèle surestime la contribution de l'étoile en comparaison de ce qui est observé avec SPHERE. Cela peut suggérer la présence de poussière le long de la ligne de visée, qui peut obscurcir d'avantage l'étoile en bande J. La comparaison du profil en bande J est un indice supplémentaire, car la présence de poussière sur la ligne de visée a déjà été suggérée par notre étude menée en interférométrie avec AMBER (Sect. 3.5.2). À ce point, nous ne pouvons pas conclure quant à la géométrie prise par la poussière responsable de l'atténuation stellaire. Cette conclusion est une fois de plus supportée par le fait que WR104 présente des éclipses régulières observées dans le visible (Williams 2014). Par conséquent, nous avons décidé de ne pas inclure cette bande dans le calcul de χ^2 présenté ci-après.

La Figure 3.47 présente les courbes de χ_{red}^2 obtenue en considérant uniquement les données en bandes H et K. Les différences de χ^2 observées entre les trois types de distribution ne sont pas significatives pour considérer qu'une des hypothèses prévaut sur les autres. Néanmoins, le

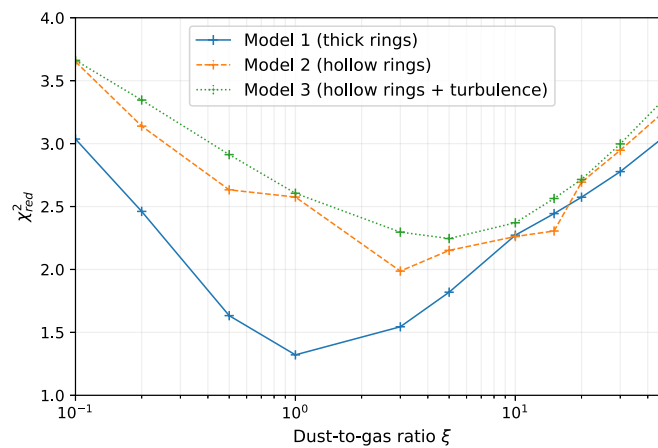


FIGURE 3.47 – Comparaison des χ^2 obtenus pour les trois distributions de poussière considérées : modèle 1 (en bleu), modèle 2 (en orange) et modèle 3 (en vert).

premier modèle à anneaux plein fournit une meilleure correspondance avec les données ($\chi_{red}^2 = 1,31$), avec un rapport gaz-poussière intermédiaire de 1%. Les correspondances obtenues avec les modèles 2 et 3 sont légèrement moins bonnes ($\chi_{red}^2 = 2,15$ et $2,25$ respectivement), avec une tendance en terme rapport gaz-poussière autour de 5%. On présente dans la Figure 3.48 une comparaison des profils observés et simulés avec les paramètres de notre meilleur modèle (modèle 1, $\xi = 1\%$). Cette figure illustre notamment l'impact important du processus de convolution sur le profil d'intensité observé. Les structures présentes dans le modèle sont significativement atténuées par la convolution et ne se retrouvent que très sommairement dans le profil simulé (en rouge). En pratique, le profil simulé ne comporte plus aucune structure attribuable à la position des anneaux individuels. Néanmoins, les anneaux sont suffisamment brillants pour reproduire raisonnablement le profil observé ; Profils observés et simulés se retrouvant clairement au-dessus du profil associé à la FEP.

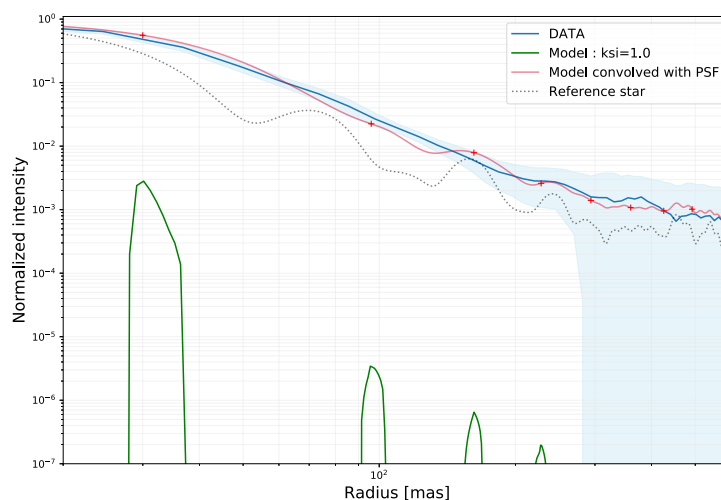


FIGURE 3.48 – Comparaison de notre meilleur modèle (modèle 1, $\xi = 1\%$) avec les données en bande H. On a représenté les profils radiaux : du modèle (en vert), de la FEP (en pointillé gris), du modèle convolué par la FEP (en rouge), et des données (en bleu). Les points de comparaison correspondant à la position des anneaux est représenté par les croix rouges.

Mon étude permet d'identifier une tendance concernant la masse de poussière du système de WR104. En effet, les trois types de distributions favorisent toutes un rapport gaz-poussière intermédiaire d'une valeur comprise entre 1% et 10%. Cela correspond à des masses de poussière comprises entre $5,3 \times 10^{-8} M_{\odot}$ et $5,3 \times 10^{-7} M_{\odot}$. Pour comparaison, [Harries et al. \(2004\)](#) avaient utilisé un taux de perte de masse de $\dot{M} = 3 \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{an}$ dans leur modèle et déterminé un taux de création de poussière de $\dot{M} = 8 \times 10^{-7} M_{\odot}/\text{an}$. Ces deux paramètres nous permettent de calculer un rapport gaz-poussière de $\xi_{\text{Harries}} = 2,7\%$, conduisant à une masse de $5,3 \times 10^{-7} M_{\odot}$. Les résultats de notre étude sont donc compatibles avec ces valeurs mais suggère néanmoins un environnement moins massif que ce qui a été déterminé par [Harries et al. \(2004\)](#).

Après avoir modélisé le système de WR104, nous allons maintenant nous intéresser au dernier jeu de données à notre disposition : les données de l'instrument interférométrique AMBER.

3.5 Étude du système en interférométrie longue base : sonder l'imperceptible aux yeux des plus grands télescopes

De nos jours, la HRA a grandement bénéficié des dernières avancées technologiques en termes d'optique adaptative mise en place sur les plus grands télescopes du monde. En Europe, l'instrument SPHERE équipant le VLT est sans doute un des plus beaux exemples de ces technologies, capable de corriger presque entièrement la turbulence atmosphérique ($SR > 90\%$), permettant ainsi d'atteindre la limite de diffraction du VLT ($\lambda/D \approx 50$ mas en bande K). Si l'imagerie nous a permis d'en apprendre beaucoup sur le système de WR104, les mystères encore non résolus nécessitent de passer une marche supplémentaire en termes de résolution spatiale, uniquement atteignable grâce à la technique de l'interférométrie longue base.

3.5.1 L'interférométrie en quelques mots

Bref historique Lorsque l'on veut augmenter la taille d'un télescope pour gagner en résolution spatiale, on se retrouve vite confronté aux difficultés imposées par la surface imposante de ces derniers. Lorsqu'on augmente la taille du miroir primaire, on augmente d'autant les différentes optiques secondaires associés (miroir secondaire, tertiaire, laboratoire focal, etc.), les structures pour le supporter ou encore la coupole qui le protège.

Pour pallier à ce problème de taille, [Fizeau \(1851, 1868\)](#) fut le premier à proposer d'utiliser la nature ondulatoire de la lumière pour mesurer des objets extrêmement petit comme une étoile. Ces travaux s'appuyant sur le principe de création de franges d'interférences découvertes par [Young \(1800\)](#) quelques années auparavant, ont révélé que le contraste des franges stellaires n'était que très peu affecté par les turbulences atmosphériques.

Quelques années plus tard, Édouard Stephan, alors directeur de l'Observatoire de Marseille, prend connaissance de l'idée de Fizeau pour tenter de mesurer le diamètre des étoiles. Il observe entre 1873 et 1874 la plupart des étoiles connues en utilisant le plus grand télescope de l'époque de 80 cm de diamètre construit par Foucault. Il place alors sur le miroir un masque comportant deux ouvertures séparé de 65 cm et obtient des franges très nettes, mais non résolues par l'interféromètre. Il rapporte à Fizeau et à l'académie des sciences que "le diamètre apparent des toutes les étoiles observées est considérablement inférieur à 1/6 de seconde d'arc" ([Stephan 1874](#)). Ce résultat est très important car on n'avait, à l'époque, aucune idée de la taille des étoiles.

Outre-Atlantique, [Michelson \(1891\)](#) met également à profit cette méthode en utilisant le télescope de 2 m 50 installé au mont Wilson (USA) où reposaient de petits miroirs dont la lumière combinée créait les fameuses franges d'interférences. Cela lui a permis de mesurer avec précision le diamètre apparent des satellites de Jupiter pour la première fois. Un peu plus tard,

[Michelson & Pease \(1921\)](#) mesurèrent pour la première le diamètre d'une étoile, Bételgeuse, égal à 47 mas qui est encore aujourd'hui considérée comme une excellente mesure, compte tenu des instruments les plus modernes.

Les décennies suivantes n'ont pas été très fructueuse pour l'interférométrie, où la majeure partie de la communauté scientifique laissa un peu de côté cette technique jugée trop complexe à réaliser techniquement, lui préférant le développement de plus grands télescopes. Il a fallu attendre les années 70 pour voir resurgir l'intérêt de l'interférométrie stellaire avec les travaux du professeur Antoine Labeyrie, qui fut le premier à obtenir des franges d'interférences à partir de deux télescopes séparés de 16 m ([Labeyrie 1975](#)). Par un astucieux système mécanique, il permit de focaliser et conserver les franges d'interférence d'un objet en compensant la rotation terrestre par un déplacement de la table optique pendant la nuit.

Cet exploit fut alors repris par différents instituts de par le monde en vue d'une exploitation scientifique à plus grande échelle, en réalisant différents prototypes à l'origine d'instrument scientifique. Le concept d'A. Labeyrie a ensuite été amélioré au fil des années, avec l'utilisation de ligne à retard et de télescopes fixes ([Merkle 1986](#)), de filtrage spatial ([Coudé du Foresto et al. 1997](#)) et de calibration photométrique permettant d'obtenir des observables plus faciles à étalonner et d'une meilleure précision ([Perrin 2003](#)).

Aujourd'hui, il existe deux principaux projets d'interféromètres exploités dans le monde : CHARA installé sur le site historique du mont Wilson géré par des instituts américains et le VLTI installé sur le mont Paranal au Chili piloté par l'ESO.

L'interféromètre européen : VLTI Le VLTI, pour *Very Large Telescope Interferometer*, permet de recombinaison la lumière provenant de quatre télescopes simultanément au sein d'un foyer où sont installés les différents instruments de dernière génération : PIONIER, GRAVITY et maintenant MATISSE. L'infrastructure du VLTI permet de faire interférer la lumière provenant des très grands télescopes de 8 m fixes (les UTs) ou des télescopes auxiliaires plus modestes de 1,8 m (les ATs).

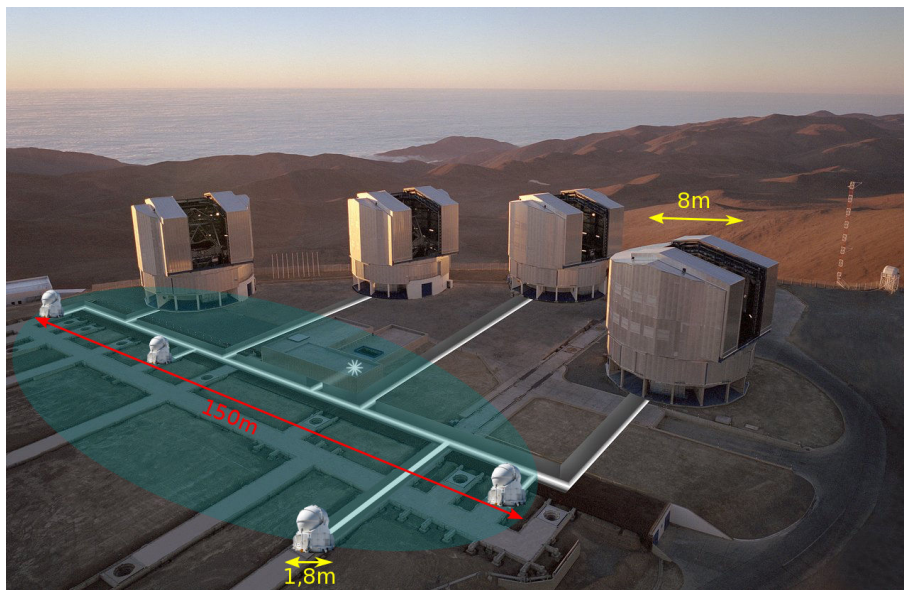


FIGURE 3.49 – Vue aérienne du mont Paranal présentant les grands UTs de 8 m de diamètre, les ATs de 1,8 m et la surface équivalente des télescopes atteignable par interférométrie. Les différents instruments sont situés dans le laboratoire focal du VLTI figuré par l'astérisque centrale.

Les télescopes auxiliaires sont de véritables VLT miniatures mobiles pouvant être disposés sur 30 stations à travers la plateforme. Celle-ci mesure environ 250 m et permet d'accueillir des longueurs de base allant de 11 à 135 m, avec des lignes à retard souterraine de 50 mètres de long. Ces lignes à retard servent, comme leur nom l'indique, à compenser la différence de marche optique entre les différents télescopes (Fig. 3.53). L'utilisation actuelle du VLTI permet d'accéder à trois configurations différentes (compacte, intermédiaire et étendue) pensées pour fournir une couverture (u-v) optimale, à l'ère de la reconstruction d'image (Sect. 4.3). Une quatrième configuration "astrométrique" est venue s'ajouter aux trois précédentes depuis l'ouverture du mode double champ de l'instrument GRAVITY en octobre 2017, qui nécessite de placer les télescopes d'un même côté des lignes à retard.

De par la longueur finie des lignes à retard et la présence des grandes coupoles abritant les UTs, une partie du ciel austral n'est pas accessible depuis les ATs venant conditionner le temps d'observabilité des objets au cours de la nuit (Fig. 3.50).

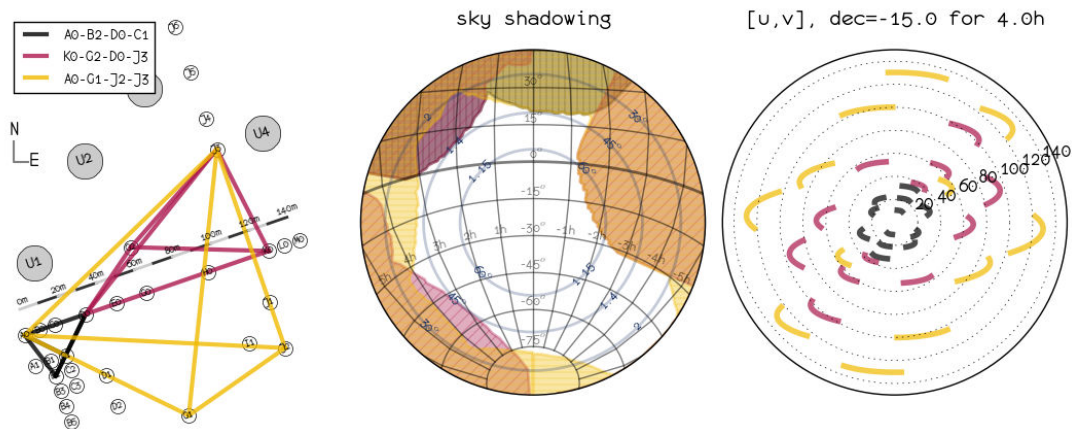


FIGURE 3.50 – **À gauche** : schéma des différentes configurations disponibles au VLTI. **Au milieu** : ciel observable avec ces configurations. **À droite** : couverture (u-v) obtenue en 4h de temps sur une étoile de déclinaison égal à 15° (Crédits : ESO ⁵³).

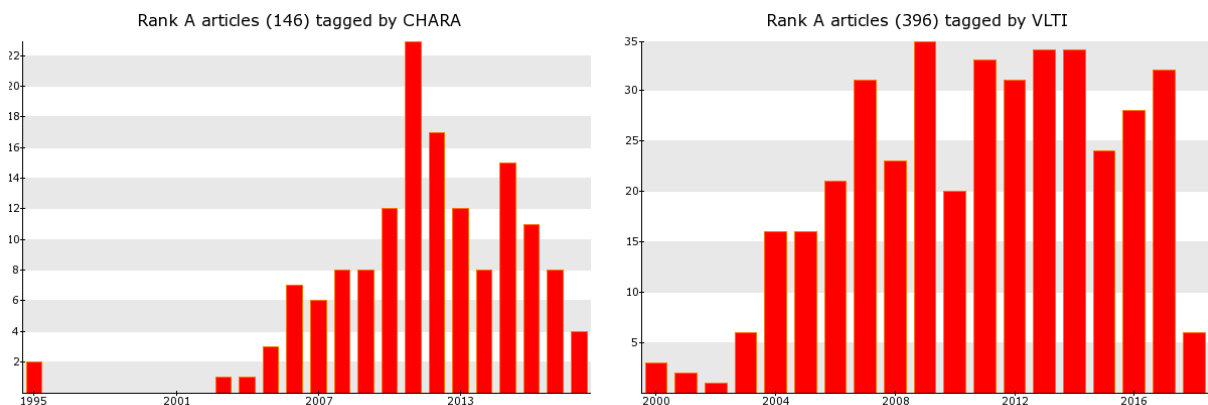


FIGURE 3.51 – **À gauche** : histogramme du nombre de publications de rang A associé à l'interféromètre CHARA. **À droite** : publication de rang A associée au VLTI. La figure est extraite de l'outil dibdb développé par le JMMC ⁵⁴.

53. <http://www.eso.org/sci/facilities/paranal/telescopes/vlti/configuration/P100.html>

Les caractéristiques uniques du VLTI font de lui, le premier interféromètre au monde en termes de publication scientifique (Fig. 3.51). Si l'interférométrie a longtemps été un domaine réservé aux initiés de la communauté des physiciens stellaires, les avancées en matière de reconstruction d'image et les efforts actuellement menés au sein du nouveau Service aux Utilisateurs du VLTI⁵⁵ devraient accroître davantage l'attrait du VLTI dans les prochaines années. En particulier avec l'ouverture à la communauté en mars 2019 de l'instrument MATISSE conçu pour étudier les environnements circumstellaires à une résolution spatiale inégalée (Chap. 4).

Les observables interférométriques Après avoir parlé des infrastructures utilisées en interférométrie, il est important de discuter des observables associées à cette technique qui sont assez différentes des images ou des spectres que l'on peut obtenir avec un télescope mono-pupille.

En pratique, une observation consiste à acquérir la distribution spatiale de brillance associée à une source astrophysique. On a vu que lorsqu'on observe au moyen d'un instrument imageur (télescopes ou lunette), on reproduit cette distribution à l'aide d'une caméra numérique (détecteur) remplaçant les photos argentiques d'autrefois. Néanmoins, la technique même d'observer avec un télescope va venir modifier la distribution de brillance de l'objet en limitant le champ de vue et en la convoluant par la réponse instrumental du télescope. Ce processus de convolution va agir comme un filtre passe-bas sur les fréquences spatiales de l'objet, en supprimant les hautes fréquences associées aux détails fins. Ainsi, la théorie de la diffraction limite la résolution d'un télescope par la taille de son miroir primaire (λ/D). Un moyen de s'affranchir de cette limite est de venir mesurer la valeur du champ électromagnétique provenant de la source observée. En pratique, nous n'avons pas directement accès à cette observable mais plutôt à un rapport de cohérence de celui-ci en deux points de l'espace accessible par l'interférométrie.

En effet, le théorème de Zernike Van-Cittert, dont la démonstration peut être trouvée dans la littérature, nous dit que le degré de cohérence du champ en deux points distinct à la surface de la Terre est directement proportionnel à la distribution de brillance de l'objet observé comme :

$$V(u,v) = TF(I(\alpha,\beta)) \quad (3.35)$$

où TF est la transformée de Fourier normalisée, (u, v) la base formée par le vecteur reliant les deux points de mesures (en multiple de λ), et (α, β) les coordonnées angulaire du flux observé (en radians). Le facteur complexe de cohérence normalisé est également appelé contraste ou visibilité, à l'origine de la notation $V(u,v)$. Ainsi, le travail de l'instrument interférométrique va consister à extraire la mesure de visibilité complexe en différents points de l'espace de façon à recouvrir un maximum d'information du plan (u, v) . On comprend ainsi que plus on a de télescope, plus on a accès à un nombre important de ces points de visibilité et plus on détient de l'information sur l'objet. Le nombre de points de visibilités (n_{vis}) accessibles lors d'une mesure dépend du nombre de télescopes (N) comme :

$$n_{vis} = \frac{N(N-1)}{2} \quad (3.36)$$

Ainsi avec quatre télescopes, on a accès simultanément à six points de mesures de visibilité (six bases différentes). En pratique, un même point de l'espace de coordonnées géographiques (U, V) va venir prélever les fréquences spatiales de l'objet en fonction de la longueur d'onde d'observation ($u = U/\lambda$). C'est ce que l'on appelle la spectro-interférométrie, qui augmente considérablement la couverture (u, v) atteignable avec un interféromètre. La plupart des instruments interférométriques modernes disposent de telles capacités spectrales, avec des résolutions plus ou moins importante ($R = \lambda/\Delta\lambda = 25, 500$ ou 4000 pour GRAVITY, 30 pour PIONIER et $35, 500, 950$

54. <http://jmmc.fr/bibdb/>

55. <http://www.jmmc.fr/suv>

ou 4500 pour MATISSE) sur des domaines variés de l'infrarouge proche et moyen (bande H pour PIONIER, bande K pour GRAVITY et bande L, M et N pour MATISSE).

Enfin, on peut augmenter à moindre coût la couverture du plan (u, v) en profitant de la rotation de la Terre au cours de la nuit, permettant de sonder différentes bases projetées : c'est la super synthèse d'ouverture (Fig. 3.52).

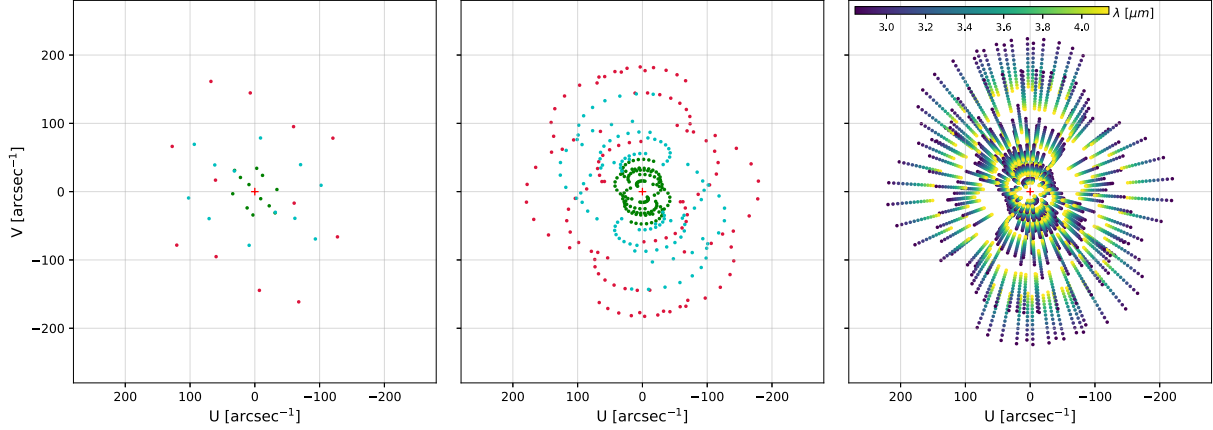


FIGURE 3.52 – **À gauche** : couverture du plan (u,v) obtenue avec 1h d'observation avec les 3 configurations du VLTI (vert : compacte, bleu : intermédiaire, rouge : étendue). **Au milieu** : utilisation de la supersynthèse d'ouverture avec 3 nuits sur les 3 configurations. **À droite** : utilisation des capacités spectrales de l'instrument MATISSE.

Si les points de visibilité de l'objet traduisent l'amplitude de sa transformée de Fourier, les interféromètres modernes peuvent également obtenir une partie de l'information concernant la phase des visibilité. À partir de trois télescopes, on peut combiner les différences de phases mesurées entre chacun des télescopes afin d'obtenir une mesure de clôture de phase (Jennison 1958). Cette mesure est extrêmement robuste et permet de corriger les éventuelles problèmes de calibration astrométrique ou de piston atmosphérique. À trois télescopes, si l'on désigne la différence de piston atmosphérique par le terme ϕ_i et la différence de phase entre deux télescopes par $\phi_{i,j}$. Nous mesurons de cette manière une différence de phase comme :

$$\phi_{i,j}^{atm} = \phi_{i,j} + \phi_i - \phi_j \quad (3.37)$$

La clôture de phase est la somme des trois phases obtenues par ces trois télescopes :

$$\phi_{i,j,k}^{cp} = \phi_{i,j}^{atm} + \phi_{j,k}^{atm} + \phi_{k,i}^{atm} \quad (3.38)$$

En remplaçant les différents termes entachés du piston atmosphérique (Eq. 3.37), on peut montrer que la mesure de clôture de phase est indépendante des conditions atmosphériques et vaut :

$$\begin{aligned} \phi_{i,j,k}^{cp} &= \phi_{i,j}^{atm} + \phi_{j,k}^{atm} + \phi_{k,i}^{atm} \\ &= \phi_{i,j} + \phi_i - \phi_j + \phi_{j,k} + \phi_j - \phi_k + \phi_{k,i} + \phi_k - \phi_i \\ &= \phi_{i,j} + \phi_{j,k} + \phi_{k,i} \end{aligned} \quad (3.39)$$

On peut voir qu'avec trois télescopes, on accède à une seule mesure de clôture de phase, si l'on ajoute un télescope, on se retrouve avec 3 mesures de clôture, et ainsi de suite (Fig. 3.53).

Les clôtures de phase permettent ainsi d'obtenir une information partielle sur la phase de l'objet astrophysique. Ces clôtures ont deux propriétés fondamentales importantes : elles sont

invariantes par rapport à la position de l'objet (seules les mesures relatives sont possibles) et elles valent zéros dans le cas d'un objet centrosymétrique. Plus exactement, elles sont soit nulles, soit égales à π lorsque la visibilité est négative. En pratique, les mesures de clôture sont un moyen rapide de mettre en avant les asymétries présentes sur l'objet.

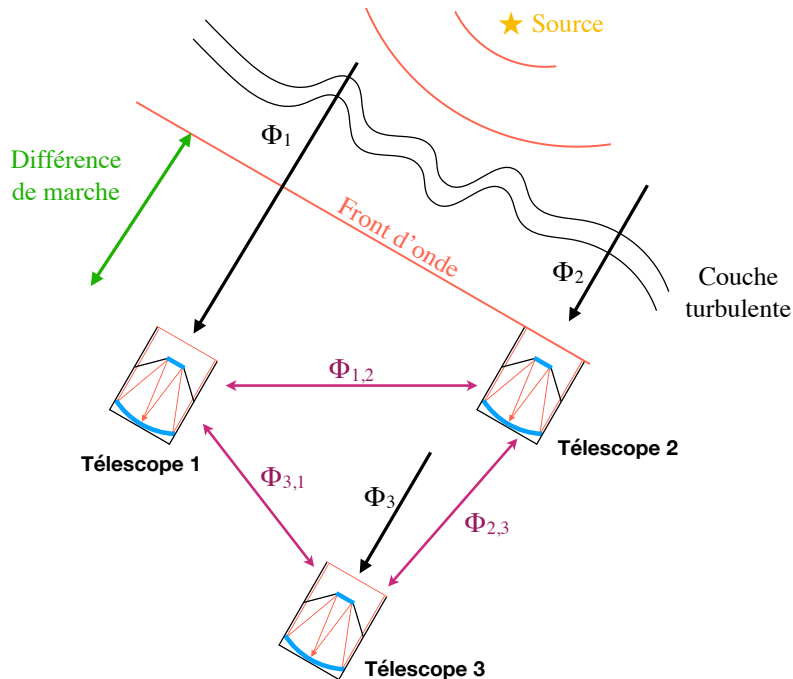


FIGURE 3.53 – Schéma de principe d'une mesure de clôture de phase. Les pistons atmosphérique ϕ_i sont introduits par les variations d'indices des couches turbulentes de l'atmosphère. On représente également la différence de marche entre télescopes compensée par les lignes à retard.

En plus de la clôture de phase, on peut également obtenir de l'informations supplémentaires sur la phase de l'objet en mesurant la phase différentielle. On se sert ici des capacités spectrales des instruments pour mesurer la phase de l'objet par rapport à un canal spectral de référence. Le principe de la mesure repose sur le fait que l'atmosphère agit de façon déterministe sur la phase de l'objet et que les variations de phase par rapport à la longueur d'onde sont faibles. Cette technique permet de recouvrir d'autant plus d'informations que le nombre de canaux spectraux augmente. Cette observable est particulièrement sensible aux fluctuations d'intensité de l'objet par rapport au continuum d'émission, elle permettra ainsi de révéler les structures spectrales (p. ex. : $\text{Br}\gamma$ en bande K) pouvant apparaître sur l'objet (Weigelt et al. 2016). Cela permet également d'obtenir les caractéristiques physiques de source non-résolue par les interféromètres (Domiciano de Souza et al. 2012; Hadjara et al. 2014).

3.5.2 10 ua : étude des régions les plus internes du système avec AMBER

3.5.2.1 Observations de WR104 avec AMBER

WR104 a été observé durant une nuit avec l'instrument *Astronomical MultiBeam combinER* AMBER (Petrov et al. 2007) en basse résolution spatiale ($R = 35$) dans les bandes J, H et K. Il fit partie des instruments de première génération à équiper le VLTI à partir de 2004 et fut décommissionné après plus de 10 ans d'exploitation scientifique (jusqu'en 2017). Les observations que nous avons acquises ici font donc partie des toutes dernières à avoir été réalisées avec cet

instrument. AMBER est un interféromètre multi-axial où les franges sont directement dispersées sur un détecteur (Fig. 3.54). Une des particularité de l'instrument provient de son mode de filtrage spatial utilisant des fibres optiques monomode permettant d'obtenir des mesures de visibilité de de clôture de phase plus précises (Tatulli & Chelli 2005). L'utilisation des fibres optiques impose également une limite au champ de vue de l'interféromètre à environs 250 mas avec les ATs.

Une des grandes qualités de l'instrument AMBER provient de son détecteur HAWAI-I (Hodapp et al. 1995) comportant 1024x1024 pixels, dont seul un quart est utilisé. Pendant ce travail de thèse, AMBER était le seul à être équipé de cette génération de détecteur infrarouge, dont la haute dynamique et le faible bruit ($11,37 e^-$) permettait de mesurer de très bas contrastes de visibilité ($V < 10\%$, Fig. 3.55). On le verra dans la suite, mais les détecteurs nouvelle génération installés sur des instruments comme GRAVITY ou PIONIER ne sont pas fait pour mesurer de si-bas contrastes (Sect. 3.5.3) prévenant ainsi leur utilisation pour observer des objets très résolus comme WR104.

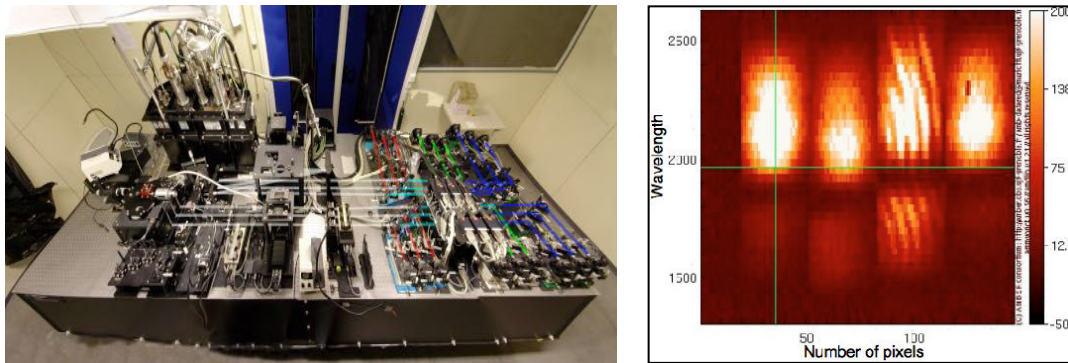


FIGURE 3.54 – **À gauche** : l'instrument AMBER où l'on a représenté les faisceaux dans les différentes bandes (crédits : F. Millour). **À droite** : vue du détecteur HAWAI-I d'AMBER avec, de gauche à droite, les voies photométriques 1 et 2, la voie interférométrique et la voie photométrique 3 (Petrov et al. 2007).

La proposition d'observation soumise à l'ESO visait initialement à couvrir les courtes fréquences spatiales de l'objet en utilisant les deux plus petites configurations disponibles sur les ATs avec AMBER au moment des observations. Ces observations ont été réalisées en mode visiteur au mois de juin 2017, où j'ai eu l'occasion d'aller au Chili pour les faire réaliser avec l'astronome de support. Si la première nuit d'observation a été couronné de succès, grâce une météo de très bonne qualité où l'on a acquis près 300 de points de données calibrées avec la configuration A0-B2-C1 (Fig. 3.55). Les conditions météorologiques se sont fortement dégradées la seconde nuit où aucun point n'a pu être obtenu. Pour ces observations, nous avons utilisé le suiveur de frange FINITO (Le Bouquin et al. 2008) permettant, comme son nom l'indique, de gagner en sensibilité en fixant la position des franges durant l'acquisition.

Les données ont été réduites par le logiciel `amdlib` (Tatulli et al. 2007). Malheureusement, l'objet étant relativement peu brillant pour AMBER dans les bandes J et H ($\text{mag}_J = 6,8$ et $\text{mag}_H = 4,3$), la qualité des données dans ces bandes était trop mauvaise pour les exploiter scientifiquement et elles ne sont donc pas présentées dans la suite.

Compte tenu des coordonnées célestes de WR104, cette configuration nous a permis de sonder le plan des fréquences spatiales avec des bases projetées comprises entre 9,2 et 25,2 m ($\lambda/2B = 8$ mas pour $\lambda = 2 \mu\text{m}$).

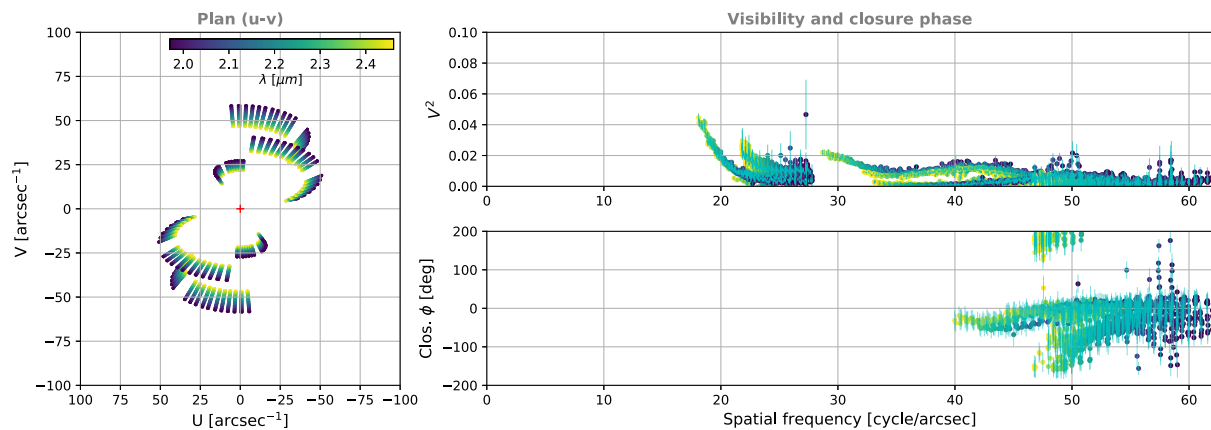


FIGURE 3.55 – Données AMBER acquises la nuit du 16 juin 2017 sur WR104.

3.5.2.2 Modélisation du système

Les données AMBER acquises en 2017 n'ont pour le moment pas pu être entièrement explorées faute de temps. Les travaux que je présente ici sont donc très préliminaires et font l'objet des perspectives à très court terme de ce travail de thèse.

Tout d'abord, on peut observer que les visibilités mesurées sur WR104 sont extrêmement faibles, avec un contraste maximum de 20% ($\sqrt{V^2} = 0,2$). De plus, on peut clairement y observer une signature caractéristique associée aux nébuleuses spirales représentée par des ondulations assez marquées sur l'ensemble des fréquences spatiales sondées (Fig. 3.57).

Dans un premier temps, on s'intéresse uniquement aux mesures de visibilité en ajustant de simples modèles afin d'avoir une idée de la taille de l'objet. Pour cela, j'ai tenté d'ajuster un modèle de disque uniforme, représenté par un demi grand axe (a), un demi petit axe (b) et une orientation. Les résultats de cet ajustement sont présentés dans la Figure 3.56.

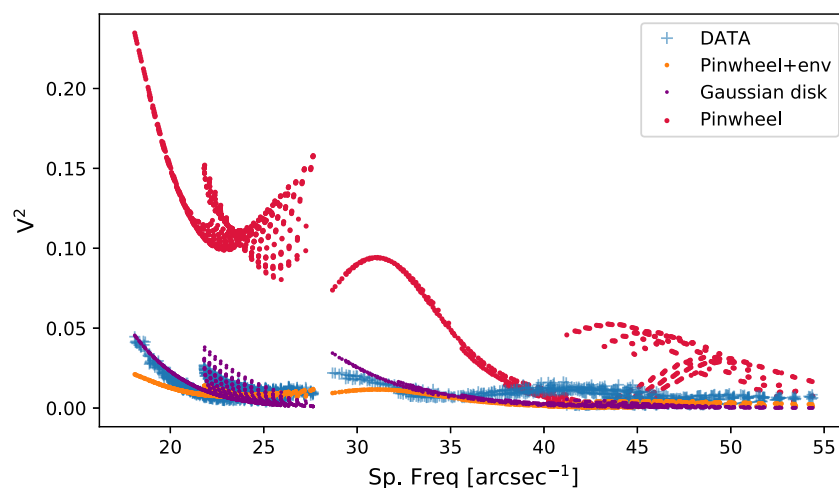


FIGURE 3.56 – Ajustement préliminaire de différents modèles sur nos mesures de visibilités AMBER. Le modèle de disque gaussien est représenté en vert, le modèle de spirale SPHERE en rouge et modèle de spirale avec environnement en orange.

Avec ce simple modèle, on peut voir que les courtes fréquences spatiales sont relativement bien reproduites, estimées par un disque gaussien aplati (40/20 mas, $\theta = 35^\circ$).

J'ai ensuite utilisé les paramètres de notre meilleur modèle SPHERE (Sect. 3.4) afin d'observer l'allure des visibilitées associées (en rouge, Fig. 3.56). On peut voir que notre meilleur modèle ne permet pas de reproduire les données AMBER, qui se retrouvent être près d'un ordre de grandeur supérieures à ce qui est observée.

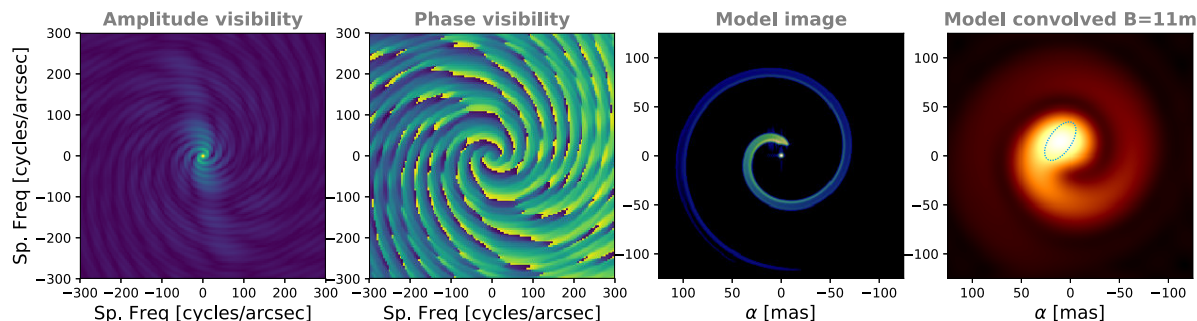


FIGURE 3.57 – Modèle phénoménologique de nébuleuse spirale utilisé pour tenter de reproduire nos données AMBER. **De gauche à droite** : l'amplitude des visibilitées, la phase, le modèle et le modèle convolué avec résolution spatiale similaire aux courtes bases d'AMBER ($B = 11$ m). On a également représenté le modèle gaussien ajustées sur nos données (trait discontinu bleu).

Dans une seconde approche, j'ai suivi ce qui avait été fait sur les observations de WR118 avec l'instrument AMBER, où les auteurs ont ajouté une composante résolue au système permettant de diminuer les visibilitées observées (Millour et al. 2009). Pour cela j'ai ajouté au modèle phénoménologique présenté précédemment (Sect. 2.4), une composante résolue représentée par une fonction Gaussienne en deux dimensions. Cette composante Gaussienne est paramétrisée par sa contribution relative F_{env} (en pourcent) à l'émission totale du système. Ainsi, je présente dans la Figure 3.56 (en orange) le même modèle de spirale que celui utilisé pour ajuster nos données SPHERE mais où la nébuleuse spirale ne représente plus que 30% du flux total, contre 68% pour l'enveloppe et 2% pour la binaire.

De plus amples investigations sont nécessaires à l'avenir afin de reproduire de façon satisfaisante les données AMBER présentés ici. Compte tenu de la résolution spatiale de nos données (environ 8 mas), ces données devraient contenir l'information importante concernant l'emplacement de la zone de nucléation de poussière et devrait ainsi faire l'objet d'une future publication.

Composante résolue autour système de WR104 Comme on peut le voir, cette composante résolue semble nécessaire si l'on veut abaisser suffisamment les visibilitées simulées. Plusieurs hypothèses peuvent expliquer la présence d'une composante résolue dans le système, comme une formation de poussière secondaire loin de la binaire donnant une enveloppe continue autour du système. Cette seconde composante de poussière est invisible aux yeux de l'imagerie directe, car trop ténue en termes de brillance de surface pour des instruments comme SPHERE ou VISIR. Même si cette troisième composante n'est pas observée dans les données SPHERE directement, plusieurs indices nous laissent à penser que de la poussière est bien présente sur la ligne de visée, ce qui est contraire à la représentation actuelle de WR104. En effet, les suivis photométriques indiquent une très forte variabilité de WR104 dans le visible comme le souligne l'étude de Williams (2014). Les variabilités mesurées dans le visible sont de l'ordre de deux à trois magnitudes, utilisant des données photométriques de la mission ASAS-3⁵⁶ obtenues entre 2001 et 2010 (Pojmanski 2002). Cette variabilité se retrouve également dans les récentes données de la mission Gaia (Gaia Collaboration et al. 2018), avec des variations de magnitude dans les filtres BP (0,4–0,7 μm), G

56. <http://www.astrouw.edu.pl/asas/?page=aasc>.

($0,4\text{--}0,9\ \mu\text{m}$) et RP ($0,65\text{--}0,9\ \mu\text{m}$) de l'ordre de la magnitude (Fig. 3.58). On peut noter que la variabilité est plus importante à courte longueur d'onde avec une différence de magnitude de 1.2 avec le filtre BP, contre 0,64 pour le filtre RP. Ainsi, la variabilité photométrique de WR104 dans le visible associée aux très faibles visibilités obtenues avec l'instrument AMBER nous incite à repenser le modèle couramment admis de spirale, en ajoutant une troisième composante étendue pouvant représenter la présence de poussière sur la ligne de visée.

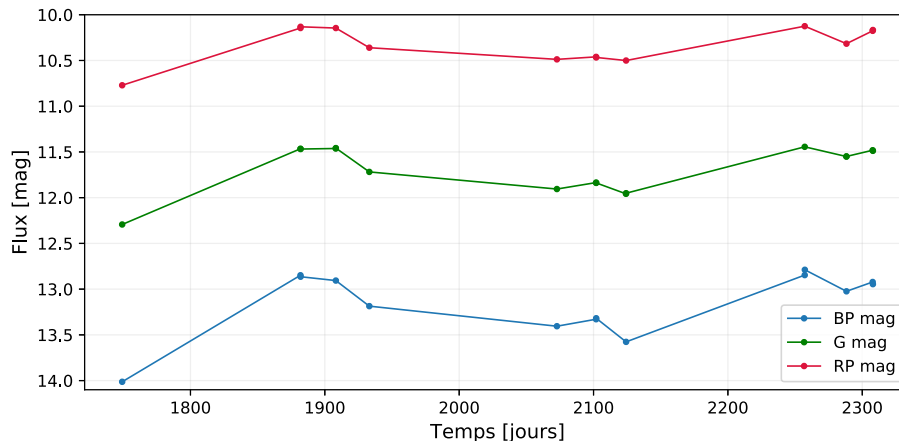


FIGURE 3.58 – Variabilité de WR104 dans le visible observé par le télescope spatial Gaia.

3.5.3 WR104 : un système qui se cache aux yeux des interféromètres modernes

Durant ce travail de thèse, j'ai eu par deux fois l'occasion d'observer le prototype des nébuleuses spirales WR104 avec les interféromètres de dernière génération PIONIER (Le Bouquin et al. 2011) puis GRAVITY (Gravity Collaboration et al. 2017) qui se sont malheureusement soldés par des échecs.

PIONIER Lorsque j'ai commencé ma thèse en octobre 2015, une première proposition d'observation a été réalisée afin d'observer WR104 avec PIONIER. L'idée étant d'utiliser les trois configurations disponibles avec le VLTI afin de produire une image de l'objet à une résolution spatiale de $\lambda/2B \approx 1$ mas. Nous avons donc effectivement obtenu le temps d'observations nécessaire à un tel programme pour un total de 22h sur les trois configurations du VLTI.

Malheureusement, les franges n'ont jamais pu être détectées, et cela même avec le plus petit des quadruplets demandés. Les astronomes de l'ESO, on fait tout leur possible pour rechercher efficacement ces franges en pratiquant un large balayage de la différence de marche ou en augmentant le temps d'exposition sans succès. La non-détection des franges indique que l'objet est très résolu par l'interféromètre, même à courte base comme cela était suspecté par quelques points de données AMBER acquis en 2007.

La cause de cet échec est rapidement apparue après les observations et semble provenir d'un problème de dynamique lié au détecteur. En effet, PIONIER dispose d'un détecteur présentant une plage dynamique limitée (de l'ordre 1%). Cette limitation va conditionner la possibilité d'un suivi efficace des franges qui nécessite une visibilité minimale de 5% sur les plus courtes longueurs de base d'un quadruplet donné. Cette plage dynamique de 1% est à comparer à celle du détecteur d'AMBER, qui présente une plage beaucoup plus étendue d'environ 1 pour 25000 permettant la détection de très bas contraste comme l'attestent nos observations.

Si PIONIER souffre d'une telle limitation, c'est que celui-ci n'a pas été conçu pour répondre au besoin spécifique lié à notre cas astrophysique. En effet, PIONIER a été conçu pour tester les capacités d'imagerie d'un interféromètre en proche infrarouge, avec pour principal objectif d'imager des surfaces stellaires. Les capacités de reconstruction d'image de PIONIER sont en effets avérés pour des objets peu résolus à courte fréquence spatiale comme l'impressionnante image de $\pi 1$ Gru (Paladini et al. 2018) ou du disque autour de l'étoile Achernar (Dalla Vedova et al. 2017). Dans notre cas, pour des raisons que l'on ignore encore, la binaire semble moins brillante qu'attendu à courte longueur d'onde, contribuant ainsi peu à augmenter les valeurs de visibilités (Sect. 3.4).

GRAVITY Après avoir testé les capacités de l'instrument PIONIER, nous avons voulu nous tourner vers le premier instrument de seconde génération équipant le VLTI : GRAVITY. Un instrument principalement conçu pour suivre les étoiles autour du trou noir hypermassif au centre de notre galaxie, avec une précision astrométrique de quelques micro seconde d'arc. Si cet exploit est en passe de devenir réalité l'observation réussie de l'étoile S2 passant proche du trou noir central (Gravity Collaboration et al. 2018). Nous avons donc profité de la période du temps de vérification (SVT) avant l'ouverture de l'instrument à la communauté en 2017 afin d'observer une nouvelle fois l'objet WR104. Ces observations, menées par Joel Sanchez actuellement en postdoctorat à l'ESO, se sont malheureusement également soldées par un échec. Là aussi, nous avons utilisé le plus petit des quadruplets disponibles au VLTI pour détecter les franges de cet objet sans y parvenir. Une fois de plus, les causes seraient assez similaires à notre tentative avec l'instrument PIONIER, car GRAVITY est équipé du même détecteur que ce dernier.

Néanmoins, ces différentes tentatives nous ont permis d'obtenir une limite supérieure aux visibilités attendues sur cet objet. Les limites fournies par les consortiums des deux instruments suggèrent une limite à la détectabilité des franges autour de 5% de contraste. Pourtant, nos modèles de nébuleuses spirales (modèle 3D en transfert de rayonnement et modèle phénoménologique) suggèrent des visibilités supérieures à 10/20% dans les bandes H ou K, comme observées avec l'instrument AMBER. Il doit donc exister une raison supplémentaire et pour le moment inconnue à la non-détection des franges de WR104 avec ces deux instruments, suggérant de renouveler l'expérience avec des conditions optimales d'observations (*seeing*, phase orbitale de l'objet, etc.).

Nos deux tentatives montrent que les instruments de seconde génération équipant actuellement le VLTI ne sont pas conçus pour observer des sources très résolues comme les nébuleuses spirales. Le dernier instrument de cette génération, MATISSE, devrait lui, être capable d'imager pour la première fois ces objets avec une résolution spatiale inédite. Nous allons donc dans la suite de ce manuscrit nous intéresser à ce nouvelle instrument, conçu et développé au sein de l'Observatoire de la Côte d'Azur.

MATISSE : un instrument pour imager les environnements circumstellaires.

Sommaire

4.1 L'instrument MATISSE	167
4.1.1 La genèse du projet : un APrès-MIDI	167
4.1.2 Déroulement du projet MATISSE	168
4.1.3 Un double instrument unique en son genre	171
4.1.4 Les cas scientifiques de MATISSE	175
4.1.5 Ma participation : caractérisation des faisceaux	179
4.2 Outil d'observabilité en interférométrie	182
4.2.1 Le pourquoi de cet outil : puis-je observer mon objet ?	183
4.2.2 L'observatoire virtuel : une véritable mine d'informations	183
4.2.3 PREVIS : un outil au service de la communauté	184
4.2.4 PREVIS appliqué au domaine de la physique stellaire pour MATISSE	189
4.3 MATISSE : un interféromètre qui produit des images	191
4.3.1 Les spirales de poussière : cas d'école pour les reconstituteurs	191
4.3.2 Simulateur de données : ASPRO	193
4.3.3 Reconstruction d'image avec IRBIS	195
4.3.4 Détectabilité des nébuleuses spirales	197
4.3.5 Possibilités d'imagerie de WR104 avec MATISSE	201

Ma thèse a également été l'occasion de participer activement aux dernières phases de développement de l'instrument MATISSE. Ce nouvel instrument est unique en son genre : aussi bien de par sa conception que par son nouveau domaine spectral d'étude. Il a pour ambition de révolutionner notre compréhension des environnements circumstellaire (disque protoplanétaire, AGN, nébuleuse spirale, etc.) en produisant des images de ces systèmes à une résolution spatiale inégalée (1 UA à 300 pc).

Le présent chapitre est pour moi l'occasion de présenter mes contributions au sein du consortium à travers différents aspects : d'abord un volet instrumental mené durant les phases de tests de l'instrument (Sect. 4.1.5), puis un volet observationnel concernant la mise en place d'un outil de préparation d'observations en interférométrie (Sect. 4.2).

MATISSE disposera également de capacités uniques pour imager les environnements circumstellaires, et en particulier les complexes structures spiralées observées autour des étoiles

Wolf-Rayet. C'est avec cet objectif en tête que j'ai réalisé une étude approfondie concernant les capacités de détection de spirales possibles avec cet instrument (Sect. 4.3).

4.1 L'instrument MATISSE

4.1.1 La genèse du projet : un APrès-MIDI

L'instrument MATISSE, pour *Multi AperTure mid-Infrared SpectroScopic Experiment*, est le spectro-interféromètre imageur de seconde génération équipant le Very Large Telescope Interferometer (VLTI) situé sur le Mont-Paranal au Chili. Installé avec succès fin 2017, il rejoint l'autre instrument de seconde génération GRAVITY ([Gravity Collaboration et al. 2017](#)), opérant dans l'infrarouge proche (bande K/2,2 μm), qui est ouvert à la communauté depuis octobre 2018. Le projet de l'instrument MATISSE a débuté en 2002, et était alors connu sous un autre nom : le projet APrès-MIDI (*APerture Synthesis with MIDI*, [Lopez et al. 2004](#)). Comme son nom le laisse deviner, il constituait au départ un projet d'amélioration de l'instrument de première génération MIDI¹ ([Leinert et al. 2003](#)). MIDI était le premier interféromètre européen opérant dans l'infrarouge moyen (bande N/7,5–13,5 μm) et permettait de recombinaison la lumière de deux télescopes. L'utilisation de seulement deux télescopes constituait alors une limitation majeure pour un interféromètre, car il était impossible d'obtenir des informations concernant la phase des visibilités complexes des objets astrophysiques. Or, la phase comporte une fraction non négligeable, si ce n'est essentielle, de l'information. En particulier, si l'on veut être capable de reconstruire des images comme on le fait en interférométrie radio depuis les années cinquante (p. ex. : radiohéliographe de Nançay²). Ainsi, recombinaison la lumière d'un plus grand nombre de télescopes est donc rapidement apparue comme une nécessité, afin d'utiliser l'infrastructure du VLTI à son plein potentiel.

Alors qu'un interféromètre à deux télescopes comme MIDI permet d'avoir une idée de la taille des environnements de poussière (enveloppes, anneaux, disques, etc.) par ajustement de modèle, un interféromètre à quatre télescopes est en théorie capable de produire des images de ces environnements. L'obtention de telles images permet d'en apprendre davantage sur ces objets, car il permet de lever un certain nombre d'ambiguïtés associées à l'ajustement de modèle (minima locaux de χ^2 , dégénérescence entre paramètres, etc.). Le principe d'APrès-MIDI était donc de construire un module additionnel permettant de transformer MIDI en un interféromètre à quatre télescopes. L'élément clé de ce module reposait sur l'utilisation d'un miroir pyramidal, permettant de recombinaison la lumière issue de quatre télescopes afin de générer des franges d'interférence. La lumière issue des quatre télescopes est alors réfléchi sur chaque face de la pyramide, de façon à superposer les pupilles de chaque télescope sur un même plan. De petits angles sont appliqués entre faisceaux afin d'obtenir un décalage de phase et produire les franges d'interférence recherchées. Ce mode de recombinaison de faisceaux est appelé recombinaison multi-axial et fait appel aux propriétés géométriques du plan pupille et aux différences de marche (OPD³ spatiale) induites par les angles de *tilt* (frange dites de coin d'air).

Le mode de recombinaison multi-axial - dans le plan image cette fois - est notamment utilisé sur l'interféromètre de première génération AMBER ([Petrov et al. 2007](#)). Ce mode de recombinaison est à différencier du mode co-axial, créant cette fois des franges dites de "lame à faces parallèles" en mesurant les franges à l'aide d'une différence de marche temporelle entre les faisceaux combinés sur un même axe. Ce second type de recombinaison est obtenu en utilisant, par

1. The Mid-Infrared Interferometer.

2. <https://www.obs-nancay.fr/-Presentation-96-.html>

3. OPD : Optical Path Difference, l'Acronyme anglais est majoritairement utilisé dans la communauté des interférométristes et sera donc employé dans la suite de ce chapitre.

exemple, des dispositifs d'optique intégrés comme dans l'instrument GRAVITY (Gravity Collaboration et al. 2017) ou des fibres optiques comme dans VINCI (Kervella et al. 2000).

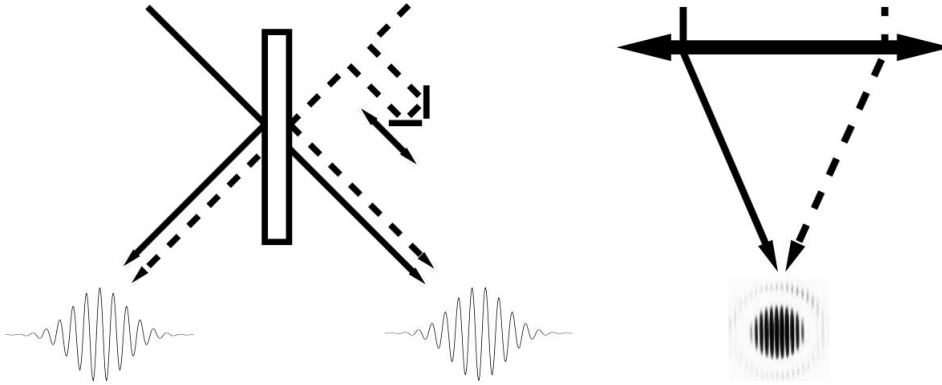


FIGURE 4.1 – Les deux modes de recombinaison utilisés dans les interféromètres d'aujourd'hui. **À gauche** : recombinaison coaxiale, les franges sont obtenues par balayage temporelle de la différence de marche. **À droite** : recombinaison multi-axiale, où les franges sont directement imagées sur le détecteur, où chaque pixel sonde différentes différences de marche optique (OPD). La figure est tirée de Millour (2006).

À la différence de la recombinaison coaxiale, la recombinaison multi-axiale permet d'obtenir des franges directement imagées sur un détecteur sans balayage d'OPD. L'avantage de cette recombinaison réside principalement dans la simplicité du montage optique pour la mettre en œuvre. Dans le cas particulier de l'infrarouge moyen, où il est nécessaire de placer une partie des éléments optiques sous cryogénie, le nombre d'optiques à placer dans le cryostat a été considéré comme trop important et plus difficile pour une recombinaison coaxiale (optique volumineuse, volume des cryostat limité). À l'époque, les optiques intégrées ou les fibres optiques nécessaires à la recombinaison coaxiale n'existaient pas pour le domaine de l'infrarouge moyen ($\lambda = 3\text{--}50 \mu\text{m}$), raisons supplémentaires au choix du mode de recombinaison multiaxiale. Ces dispositifs sont d'ailleurs à l'étude de nos jours et présentent des résultats prometteurs pour l'avenir (Labadie et al. 2011).

La construction d'un module supplémentaire à ajouter à MIDI était considérée comme un moyen simple et économique d'obtenir une certaine capacité d'imagerie, sans toutefois construire un nouvel instrument complet. La réduction de coût provenait principalement de l'utilisation de MIDI comme partie caméra de l'instrument. Un premier prototype de ce module a donc été construit à l'Observatoire de la Côte d'Azur, à Nice entre 2002 et 2005. Ce premier prototype fut présenté lors de la conférence ESO VLTI en 2005 (Richichi & Glindemann 2005), et donna lieu à une réorientation majeure du projet. En effet, sous l'impulsion des recommandations de l'ESO, le projet de mise à jour de MIDI s'est alors transformé en l'élaboration d'un tout nouvel instrument : MATISSE.

4.1.2 Déroulement du projet MATISSE

Lors de l'initiation du projet, un consortium international d'instituts s'est formé autour de l'Observatoire de la Côte d'Azur, afin de débiter les études conceptuelles d'un instrument de seconde génération pour le VLTI opérant en infrarouge moyen. Le concept final de l'instrument a été validé en septembre 2011 par l'ESO lors de la *Final Design Review*, pour tout ce qui concerne la partie cryogénique et optique, et en avril 2012 pour l'ensemble des sous-systèmes de

l'instrument. Cette date marque le départ de la construction de l'instrument en répartissant les tâches entre les différents membres du consortium :

- **OCA, Nice, France** : Science, concepts généraux et système, gestion de projet, optique chaude, contrôle commande, logiciel de réduction de données, assemblage et intégration, phase de tests, commissioning,
- **MPIA, Heidelberg, Allemagne** : Science, cryogénie et électroniques,
- **MPIFR, Bonn, Allemagne** : Science, détecteur, logiciel de reconstruction d'image,
- **ASTRON, Dwingeloo et Leiden Observatory, Pays-Bas** : Science, optique froide et interfaces logiciel,
- **Amsterdam Observatory, Pays-Bas** : Science,
- **University of Vienna, Autriche** : Science,
- **Torun Centre for Astronomy, Pologne** : Science,
- **Konkoly Observatory, Hongrie** : Science,
- **ESO, Garching, Allemagne** : Détecteur, infrastructure et logistique avec le VLTI.

La réalisation et l'assemblage de tout l'instrument se sont déroulés sur un total de 53 mois, incluant les phases de vérification et de tests entre 2015 et 2017. Une fois pleinement opérationnel, l'instrument a passé une première validation de la part de l'ESO en septembre 2017, durant la PAE (*Preliminary Acceptance in Europe*) qui signe le départ de l'instrument pour le Mont Paranal au Chili. Nous avons ensuite suivi de près le voyage de l'instrument jusqu'au Chili durant deux mois, qui a nécessité pas moins de deux camions de transport et un avion cargo pour être envoyé vers son lieu de résidence final (Fig. 4.2). Les photos présentées dans la Figure 4.2 font partie d'un carnet de voyage en ligne initié par l'équipe de MATISSE pour suivre l'instrument durant son périple vers Paranal⁴.



FIGURE 4.2 – Voyage de l'instrument MATISSE vers Paranal. **À gauche** : l'avion cargo qui a transporté l'instrument d'Amsterdam à Santiago. **À droite** : Les deux camions qui ont transporté MATISSE entre l'aéroport de Santiago et le Mont-Paranal.

Le remontage de l'instrument à Paranal n'a nécessité que deux mois de travail, en suivant quelques aléas climatiques qui ont retardé la mise place de certains des éléments de l'instrument dans le laboratoire focal du VLTI. Il faut savoir que la majorité des optiques de l'instrument ont été envoyées montées, facilitant le travail d'intégration et de réaligement une fois sur place. Une fois

4. <https://www.matisse.oca.eu/fr/carnet-de-voyage>

l'instrument pleinement opérationnel, les équipes ont alors entrepris la phase suivante du projet : le *commissionning*. Cette phase, qui a débuté en mars 2018, a pour but de qualifier les capacités de l'instrument, avant l'ouverture par l'ESO de son exploitation scientifique. À terme, elle permettra d'intégrer pleinement l'instrument à l'infrastructure du VLTI (interface avec les lignes à retard, intégration des faisceaux issus des télescopes, contrôle logiciel de l'instrument, etc.) et de tester l'ensemble des fonctionnalités de l'instrument sur le ciel ainsi que les performances de tous ses modes. C'est également durant cette phase que l'ensemble des tests de performance et de sensibilités sont réalisés. Ces tests sont actuellement menés et conditionneront l'ouverture des différents modes de l'instrument à la communauté scientifique lors des premiers appels à observations, en octobre 2018 (période d'observation P103 : 1 Avril–31 septembre 2019).

Les premières franges d'interférence de l'instrument sur le ciel avec les quatre télescopes ont été obtenues dans la nuit du 18 au 19 février 2018, simultanément en bande L et N sur l'étoile Sirius (Fig. 4.3).

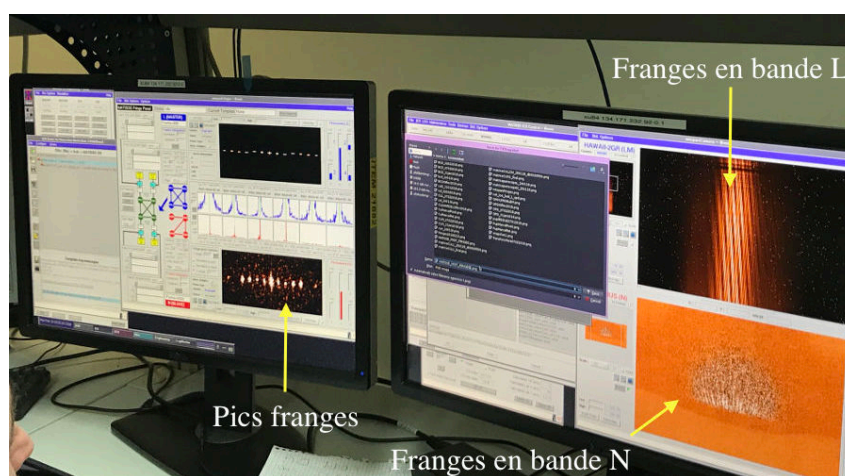


FIGURE 4.3 – Premières franges de MATISSE obtenues sur l'étoile Sirius, simultanément en bande L et N.

Cette date de première lumière a marqué le début d'une phase intense de travail pour les équipes du consortium, qui se s'est déroulée durant ma dernière année de thèse. Les premières exploitations des données MATISSE sur Sirius (et sur d'autres étoiles par la suite) ont montré des résultats très prometteurs et au delà des spécifications initialement prévues par le consortium (Tab. 4.1).

TABLE 4.1 – Étude préliminaire des performances de l'instrument MATISSE.

Bandes	Résolution spectrale	Spécifications (AT/UT)	Performances (AT/UT)
L	LR (R = 35)	6/0,47 Jy	3/0,3 Jy
	MR (R = 500)	125/9,5 Jy	20/2 Jy
	HR (R = 1500)	375/28 Jy	75/8 Jy
N	LR (R = 35)	51/3,2 Jy	22/1 Jy
	HR (R = 230)	280/17 Jy	150/15 Jy

Les spécifications fournies initialement avec l'instrument donnent une idée des limites théoriques de sensibilité de MATISSE, en considérant un rapport signal à bruit supérieur à trois par canal

spectral et une combinaison optimale de temps d'intégration (DIT) et d'exposition. Ces limites sont inférieures aux capacités de détection de frange possible avec MATISSE, qui sont, elles, calculées en considérant l'ensemble des canaux spectraux (Table 5, Matter et al. 2016b). Il faut noter que ces limites de sensibilités sont des résultats préliminaires, en particulier pour les plus hautes résolutions spectrales, qui sont en cours d'analyse par les équipes du consortium. Ces chiffres donnent d'ores et déjà un avant goût des performances finales de l'instrument sur le ciel, et seront sans doute réévaluées d'ici la fin de la période de *commissioning*. De plus, plusieurs améliorations sont également prévues pour accroître la sensibilité de l'instrument avec notamment l'installation de nouvelles optiques adaptatives sur les ATs (NAOMI⁵, Aller-Carpentier et al. 2014) et l'utilisation du suiveur de frange de GRAVITY pour MATISSE (GRA4MAT, Mérand 2018). Nous reviendrons sur ce dernier point un peu plus loin dans ce chapitre (Sect. 4.2.4)

Dans le cas plus particulier de mon sujet d'étude concernant les nébuleuses spirales, le mois de juillet a été l'occasion d'observer WR104, qui a permis de détecter pour la première fois des franges en bande L sur cet objet particulier. Un résultat très encourageant pour la suite de ce travail de thèse, car cela prouve que la détection des visibilités extrêmement faibles de WR104 ($< 1\%$) est possible avec MATISSE (Fig. 4.4).

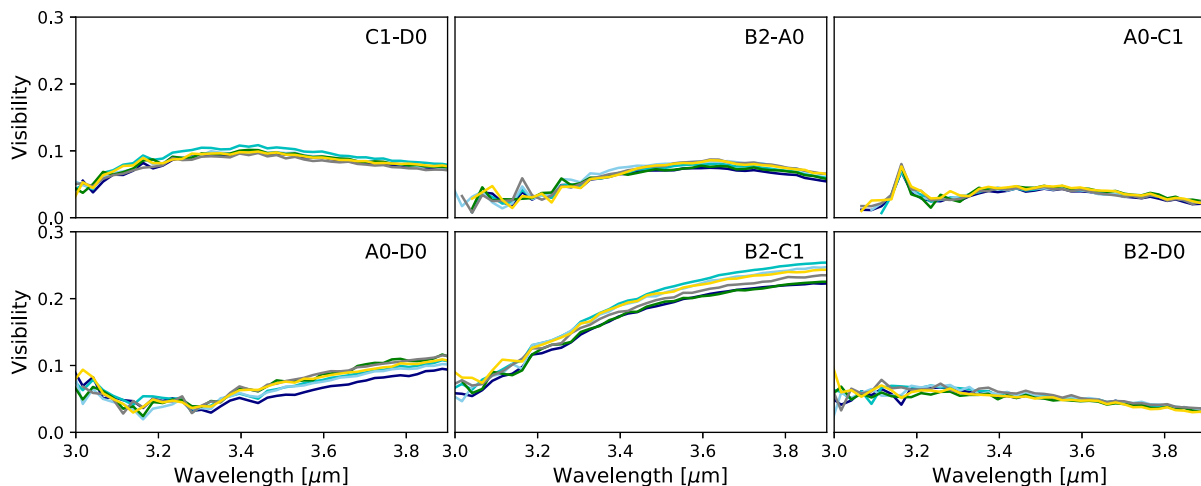


FIGURE 4.4 – Premières mesures de visibilités MATISSE obtenues sur WR104 en bande L (3–4 μm). On peut voir que les visibilités de WR104 sont assez basses, avec un contraste inférieur à 10% pour 5 bases sur 6.

On le verra un peu plus tard (Sect. 4.3), mais cette condition est requise si l'on veut être capables de reconstruire des images de spirales avec MATISSE.

Au moment d'écrire ces pages, les équipes du consortium ont finalisé l'élaboration des premières propositions d'observations qui se dérouleront en début d'année prochaine et signeront le début de l'exploitation de ce nouvel instrument interférométrique. J'ai moi même soumis une demande en temps ouvert sur WR104 pour la prochaine période (entre mars et octobre 2018).

4.1.3 Un double instrument unique en son genre

MATISSE est un instrument unique en son genre, car il peut être considéré comme un double instrument opérant simultanément dans les bandes L+M (2,8–5 μm) et N (8–13 μm). En effet, rapidement après que les quatre faisceaux du VLTI arrivent à l'entrée de l'instrument, ils sont séparés en deux pour être envoyés sur deux chemins parfaitement indépendants et quasi-identiques,

5. *New Adaptive Optics Module for Interferometry.*

pour produire des franges d'interférence sur les détecteurs respectifs de la bande L (HAWAII) et la bande N (AQUARIUS). Pour ainsi dire, tous les éléments optiques de MATISSE sont dupliqués et conçus pour répondre aux spécificités des longueurs d'onde considérées.

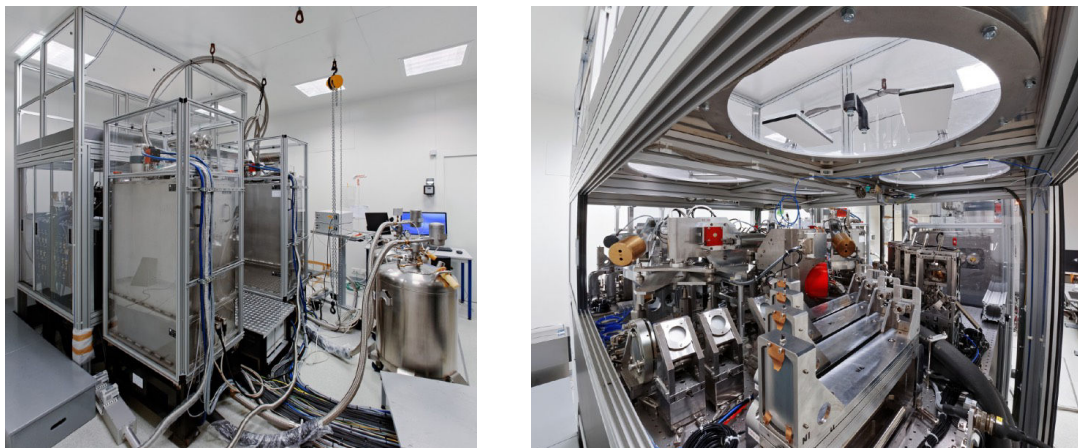


FIGURE 4.5 – L'imposant instrument MATISSE. **À gauche** : vue globale dans la salle blanche de l'Observatoire de Nice. On peut notamment voir les deux cryostats au centre. **À droite** : table d'optique chaude une fois l'instrument installé à Paranal (crédits : projet MATISSE/Y. Bresson).

MATISSE se décompose en deux éléments principaux : l'optique chaude commune aux deux bandes (*common Warm OPTics*, WOP), et l'optique froide propre à chaque bande (*Cold Optics Benches*, COB). Les deux COBs sont placés dans deux cryostats indépendants. Les quatre faisceaux (désignés sous les noms de IP1/3/5 et 7) issus des UTs ou des ATs arrivent sur la WOP et passent par un premier dispositif commutateur de faisceaux (le BCD⁶) permettant, comme son nom l'indique, d'échanger les faisceaux deux à deux (1 avec 3 ou 5 avec 7). Ce système, déjà utilisé dans AMBER, permet d'obtenir des mesures de clôture de phase et de phase différentielle très précises en éliminant le terme de phase induit par l'instrument lui-même. En effet, les informations de phase de l'objet sont affectées par l'interversion de faisceaux, en observant alternativement la source avec ou sans BCD, on peut en post-traitement éliminer le terme de phase issu de l'instrument non affecté par le BCD sans affecter la phase de l'objet.

Chaque faisceau est ensuite anamorphosé par les optiques cylindriques d'un facteur 4, de façon à être allongé dans la direction spectrale du détecteur (axe des ordonnées, Fig. 4.7). Allonger les faisceaux permet d'optimiser l'échantillonnage de ces derniers spectralement et spatialement, en respectant les contraintes dues au critère de Shannon (au moins 2 pixels par λ/D) ou à la taille finie du détecteur, tout en imposant des flux moyens identiques par pixels entre les voies photométriques et interférométriques.

Avant d'entrer dans les cryostats, les faisceaux passent par deux modules supplémentaires : les périscopes, permettant d'aligner l'instrument et les lignes à retard internes permettant d'ajuster la position des pupilles à l'entrée des COBs. Ces lignes à retard permettent également d'assurer une différence de marche optique (OPD) identique entre les faisceaux et entre les deux bandes L et N. Ce dispositif de modulation d'OPD permet également d'optimiser la détermination des observables interférométriques, en séparant de façon optimale les pics franges dans l'espace de Fourier et ainsi éviter le phénomène de contamination entre les pics (*crosstalk*) tout en diminuant la contribution du bruit de fond affectant majoritairement le pic central. La WOP dispose

6. *Beam Combiner Device.*

également de deux sources de radiation internes : la première opère dans le visible et sert à l'alignement des optiques, la seconde fonctionne dans l'infrarouge moyen et constitue la source artificielle de l'instrument.

Les faisceaux individuels vont ensuite subir un filtrage spatial, qui permet d'assurer qu'on ne prélève que la partie du faisceau comprise à l'intérieur de la tache d'Airy. En effet, la seule information spatialement cohérente qui sera à même d'interférer est comprise dans la tache d'Airy issue de chaque télescope (λ/D). Cette considération définit par la même occasion le champ de vue interférométrique, qui représente la partie du champ de chaque télescope capable d'interférer. Ainsi, suivant les télescopes utilisés (ATs ou UTs) le champ de vue de l'interféromètre sera différent (90 mas avec les UTs et 400 mas avec les ATs en bande L).

Les faisceaux correctement cophasés et filtrés entrent ensuite dans la partie froide de l'instrument (COB) où ils vont être séparés en deux voies : interférométrique et photométrique. Cette séparation permet d'extraire les photométries des quatre faisceaux indépendamment de la voie interférométrique, qui sont imagées individuellement de chaque côté du détecteur (IP1, 3, 5 et 7, Fig. 4.7). La voie interférométrique subit ensuite une anamorphose supplémentaire pour atteindre un facteur 24 (rapport d'allongement du faisceau, Sect. 4.1.5). Les deux voies passent finalement les roues à filtres spectraux et polarisants avant d'être dispersées, combinées et imagées sur le détecteur.

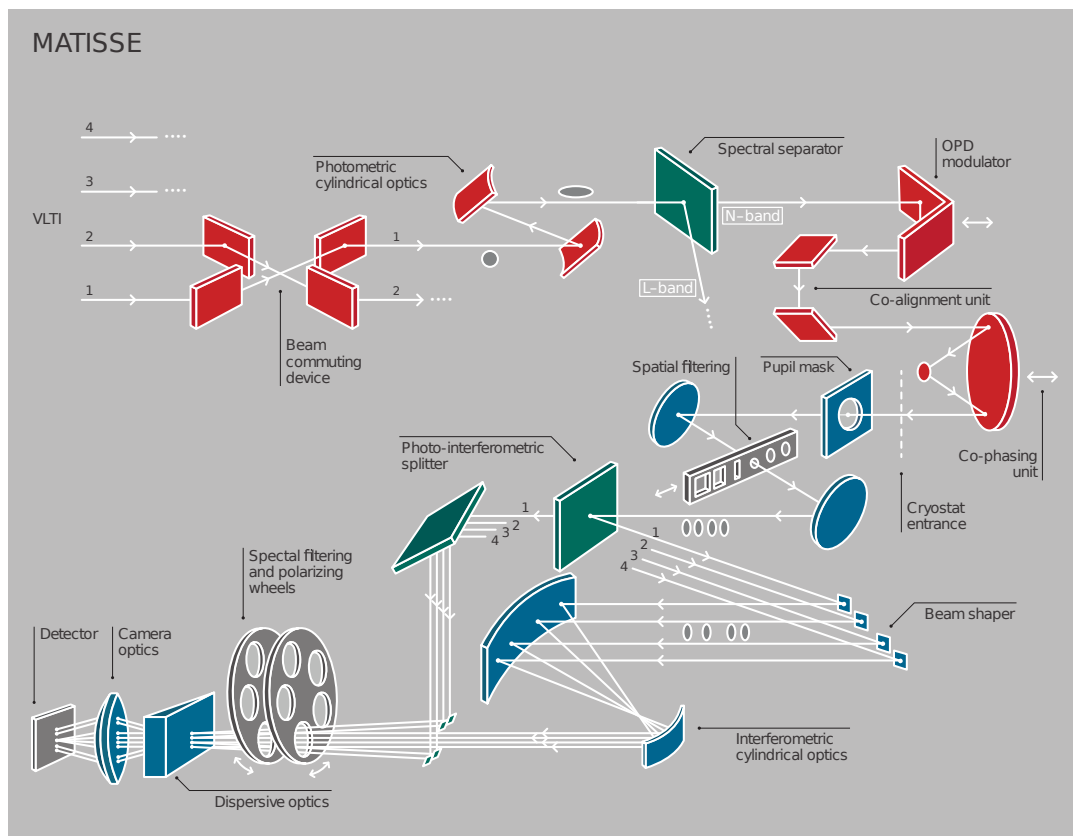


FIGURE 4.6 – Vue schématique de l'instrument MATISSE. Les éléments en rouges font partie de l'optique chaude (à température ambiante) et les éléments en bleus font partie de l'optique froide placées dans les cryostats (figure extraite de [Matter et al. 2016c](#)).

MATISSE utilise un mode recombinaison multiaxiale tout-en-un (ou *all-in-one* en anglais), décrivant un processus qui recombine les quatre faisceaux en même temps sur le détecteur. Les signaux

interférométriques et photométriques sont spectralement dispersés en utilisant un grism⁷. Les résolutions spectrales offertes pour la bande L+M sont de 35, 500, 950 et 4500 et de 30 et 220 pour la bande N. Les faisceaux de la voie interférométrique sont combinés par l'optique caméra, avant d'être imagés sur le détecteur (figure de frange centrale, Fig. 4.7). Comme on le voit dans la Figure 4.7, l'extension spatiale, grâce au facteur d'anamorphose de 24 (axe des abscisses), de la voie interférométrique est plus large que celle de la photométrie (anamorphose de 4), de façon à correctement échantillonner les six figures de frange différentes accessibles avec les quatre bases de MATISSE ($N_{\text{franges}} = n(n-1)/2 = 6$ avec $n = 4$).

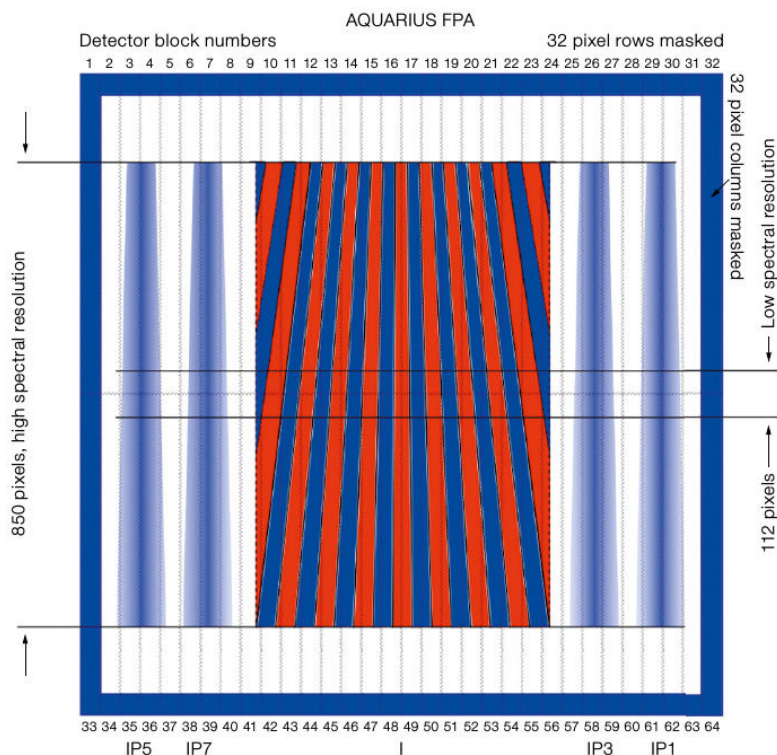


FIGURE 4.7 – Vue schématique du détecteur AQUARIUS où sont obtenues la figure de franges (bloc central rouge et bleu) et les quatre voies photométriques (à gauche et à droite). La figure est tirée de [Matter et al. 2016c](#).

MATISSE fonctionne sous deux modes d'opération différents : le mode SiPhot qui inclut les mesures de photométrie en prélevant un tiers du flux total pour la voie photométrique (Fig. 4.7) et un mode HighSens qui concentre le flux vers la voie interférométrique, permettant d'optimiser la sensibilité des mesures de flux cohérent. En mode SiPhot, MATISSE est ainsi capable de délivrer simultanément six observables :

- La photométrie issue des quatre télescopes,
- Le flux cohérent,
- La visibilité absolue dérivées des mesures de photométrie et de flux cohérent,
- La visibilité différentielle qui représente la visibilité en fonction de la longueur d'onde,
- La phase différentielle qui représente la phase en fonction de la longueur d'onde,
- La clôture de phase.

7. Un grism est un prisme dont une des faces a été gravée de façon à former un réseau. Ce mode de dispersion a l'avantage de rendre colinéaire les faisceaux après dispersion tout en offrant une bonne résolution spectrale.

4.1.4 Les cas scientifiques de MATISSE

MATISSE est un instrument prometteur sur bien des aspects, mais la grande nouveauté apportée par cet instrument provient de ses capacités uniques en termes de résolution spatiale (3–15 mas) dans les longueurs d'onde de l'infrarouge moyen (bande L, M et N). Ce domaine de longueur d'onde associé à une aussi bonne résolution permettra pour la première de sonder les environnements circumstellaires très proches de l'étoile, avec une résolution 20 fois supérieure à celle du futur JWST.

Les disques protoplanétaires Le premier cas d'étude de l'instrument MATISSE consistera à étudier les zones de formation planétaire dans les disques autour d'étoiles jeunes. L'étude de ces disques à des échelles spatiales de l'ordre de l'unité astronomique représente aujourd'hui la clé de voûte pour mieux comprendre la formation des systèmes planétaires comme le nôtre. Or, l'accès à l'échelle de l'unité astronomique n'est aujourd'hui possible qu'en utilisant l'interférométrie longue base et MATISSE a été précisément conçu pour répondre à cette problématique.

Tout d'abord, les capacités d'imagerie de MATISSE permettront de détecter sans ambiguïté les structures présentes dans les disques protoplanétaires. L'étude morphologique de ces structures (sillons, spirales, asymétries, etc.), récemment observées par ALMA ou SPHERE, permettra de contraindre les modèles de formation planétaire, qui sont aujourd'hui privilégiés pour expliquer ces phénomènes (Lin & Papaloizou 1986; Crida et al. 2005; Menu et al. 2014; Benisty et al. 2017). Il sera possible d'étudier la minéralogie de ces disques par comparaison à des modèles en transfert radiatif (van Boekel et al. 2004; Matter et al. 2016a), en regardant les impacts de la taille des grains ou du type de grains sur la distribution de brillance du disque. La résolution exceptionnelle de MATISSE permettra par exemple de détecter et d'étudier la position et la forme du bord interne des disques (Tannirkulam et al. 2007).

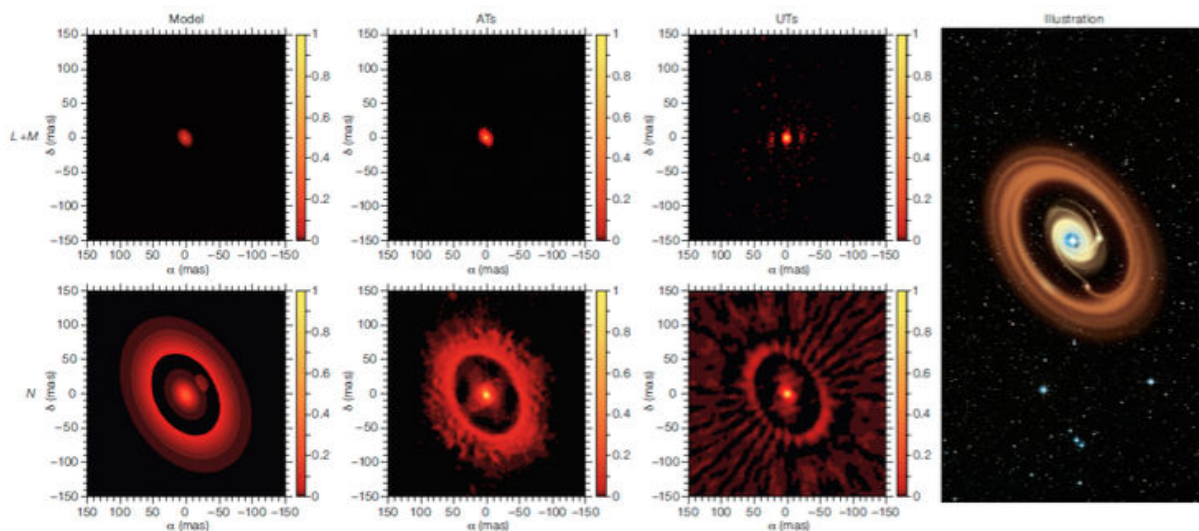


FIGURE 4.8 – **À gauche** : modèle analytique d'HD100546 basé sur les travaux de [Tatulli et al. \(2011\)](#) comprenant une planète en formation placée dans un sillon de 10 UA de large. Le modèle présenté en bande L (en haut) et bande N (en bas) ; **Au milieu/gauche** : images reconstruites avec trois nuits d'observation avec les ATs (comprenant toutes les bases possibles du VLTI) ; **Au milieu/droite** : images reconstruites avec une nuit d'observations sur les UTs ; **À droite** : Vue d'artiste du système, figure extraite de [Lopez et al. \(2014\)](#).

Un exemple de reconstruction d'image permise par l'instrument MATISSE a été réalisé par le consortium, en s'appuyant sur des modèles hydrodynamiques de disques présentant un sillon (Fig. 4.8). Cela illustre les capacités d'imagerie de l'instrument suivant la configuration des télescopes servant à l'observation : les télescopes auxiliaires (ATs) permettent d'avoir des longueurs de base entre 11 et 132 m, alors que les télescopes principaux (UTs) offrant une meilleure sensibilité ont des bases fixes allant de 46 à 130 m.

Ensuite, les capacités spectrales de l'instrument permettront d'étudier simultanément les signatures minéralogiques des disques présentes dans les bandes L, M et N comme : les PAHs, les nano-diamants, les silicates, les molécules d'eau, de CO_2 , de méthane, etc. La spectroscopie résolue permise par l'instrument permet par exemple d'étudier les phénomènes de transport au sein du disque (Maaskant et al. 2014) ou les processus de formation/cristallisation des poussières (van Boekel et al. 2004). Un autre domaine d'étude prometteur concerne la zone d'habitabilité des systèmes exoplanétaires, avec la détection possible de la ligne des glaces d'eau par sa signature spectroscopique à $3,14 \mu\text{m}$.

Les capacités de spectro-imagerie de MATISSE seront complémentaires à celles existantes sur d'autres instruments comme ALMA (ALMA Partnership et al. 2015) ou SPHERE (Beuzit et al. 2008). En effet, MATISSE sera sensible aux régions les plus internes des disques alors que les deux autres permettent d'étudier des régions plus externes (Fig. 4.9)

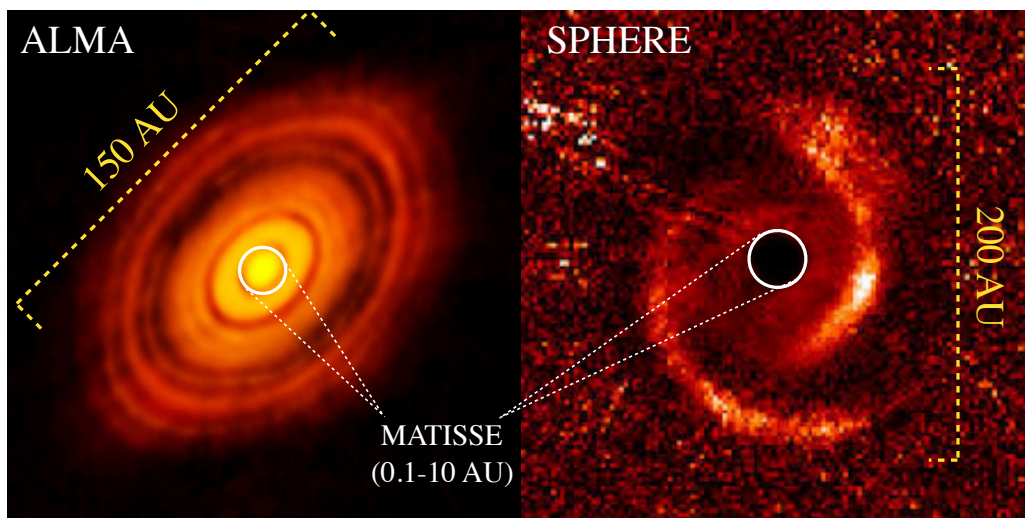


FIGURE 4.9 – Illustration de la complémentarité existant entre MATISSE et les autres instruments comme ESO/ALMA ou VLT/SPHERE. À gauche : image ALMA du disque protoplanétaire HL Tau (ALMA Partnership et al. 2015). À droite : image SPHERE de MWC 758 (Benisty et al. 2015).

Enfin, un suivi temporel de certains disques protoplanétaires permettra d'étudier des phénomènes transitoires induits par de possibles planètes en formation et décrits dans différents scénarios d'interaction planète-disque (Muzerolle et al. 2009; Panić et al. 2014).

La perte de masse des étoiles évoluées Le second sujet qu'abordera MATISSE concernera l'étude des environnements circumstellaires d'étoiles évoluées. En effet, la perte de masse des étoiles à un stade avancé de leur évolution donne lieu à une production importante de poussière, qui se présente sous diverses formes suivant le type, la masse ou la température de l'étoile. De par la plage spectrale d'observation, MATISSE se concentrera sur l'étude des environnements de poussière des étoiles, et sur l'interface avec l'étoile elle-même, car celle-ci peut être parfois

observée dans cette gamme de longueurs d'onde grâce à des profondeurs optiques de l'environnement moindres qu'aux plus courtes longueurs d'onde. Plusieurs types d'objets présentent des environnements de poussière, et je dresse ici un panorama non exhaustif de ce qui peut être réalisé avec l'instrument (Fig. 4.10).

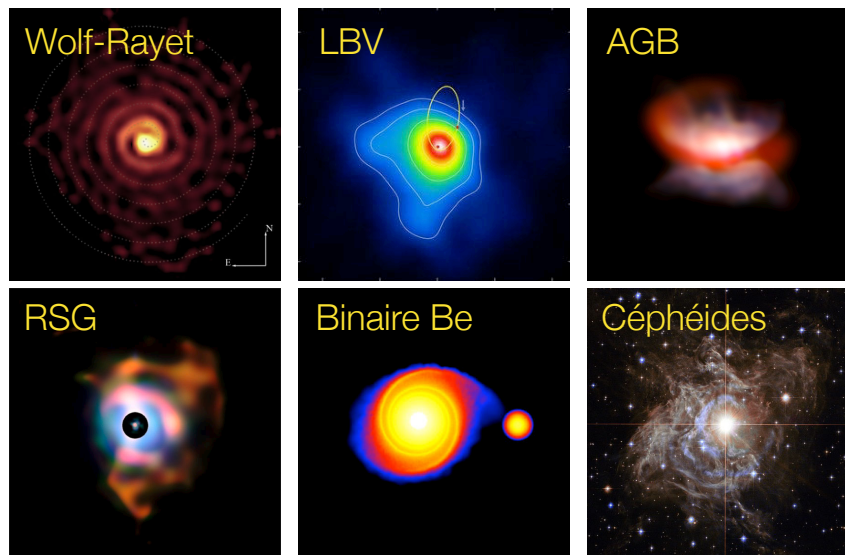


FIGURE 4.10 – Principaux sujet d'étude de MATISSE pour étudier la perte de masse des étoiles évoluées. **Wolf-Rayet** : image SPHERE de WR104 (Soulain et al. 2018) ; **LBV** : image AMBER d'Eta Car (Weigelt et al. 2016) ; **AGB** : image composition NACO/SPHERE de L₂ Pup (crédits : ESO/P. Kervella) ; **RSG** : image composite NACO/VISIR de Bételgeuse (crédits : ESO/P. Kervella) ; **Binaire Be** : simulation de l'interaction entre une étoile Be et une étoile à neutrons (Okazaki et al. 2002) ; **Céphéides** : image HST de RS Pup (crédits : HST/P. Kervella).

Tout d'abord, on peut s'intéresser aux étoiles massives ($8 > M_{\odot}$) et évoluées qui produisent d'importantes quantités de poussière avant d'exploser en supernovæ. Les étoiles supergéantes, comme les Wolf-Rayet, les Luminous Blue Variable (LBV), B[e] supergéantes, les supergéantes jaunes ou rouges, sont responsables d'une part non négligeable de la quantité de poussière présente dans la galaxie, et influence grandement leur environnement immédiat par leur vent stellaire intense ou leur fin cataclysmique, comme expliqué en détail dans l'introduction de ce manuscrit. Ces étoiles peuvent donner lieu à plusieurs formes d'environnement circumstellaire (EC) :

- **RSG** : Enveloppe asymétrique autour des supergéantes rouges (RSG ; ex : Bételgeuse, Antares). Les supergéantes rouges comme Bételgeuse ou Antares font partie des objets astrophysiques les plus étudiés de par leur proximité, leur brillance et les questions qu'elles posent sur la perte de masse. Les campagnes d'observations successives ont notamment révélé la présence de panaches asymétriques (Kervella et al. 2009) ou de tores de poussière (Ohnaka et al. 2008) autour des RSGs, sans toutefois obtenir de consensus sur l'origine de ces structures. Ceci étant principalement dû au manque de capacité d'imagerie des interféromètres présents et passés dans le domaine de l'infrarouge moyen, mais cela devrait changer prochainement avec l'arrivée de MATISSE. En effet, il permettra d'étudier le mécanisme de perte de masse à l'œuvre dans ces objets de façon inédite. Il offrira une gamme de longueurs d'onde permettant d'étudier ces étoiles, de la photosphère stellaire, en étudiant les raies moléculaires présentes en bande L et M, jusqu'à l'enveloppe externe en bande N. Cela notamment en réalisant des suivis temporels d'objets phares comme Bételgeuse, afin d'observer l'évolution des structures engendrées par la perte de masse.

- **Rotateur et système binaire** : Disque autour d'étoiles en rotation ou dans des systèmes binaires. MATISSE permettra notamment d'imager les disques présents autour de ces étoiles, en donnant par exemple des contraintes sur leur taille, leur orientation, leur distribution en densité, ou leur vitesse de rotation.
- **LBV** : Structure bipolaire en forme de sablier autour de LBV (p. ex. : Eta Car)
- **Wolf-Rayet** : Structure spirale autour des étoiles Wolf-Rayet (p. ex. : WR104). Les nébuleuses spirales de poussières sont également un des sujets phares de l'instrument MATISSE, de par la complexité des structures spirales qu'on y observe. De plus, les températures de poussière en jeu dans ces systèmes donnent lieu à un pic d'émission se situant dans la bande L offerte par MATISSE. Les nébuleuses spirales étant le sujet de ce présent travail de thèse, nous ne reviendrons pas sur la physique de ces objets si particuliers. Les capacités d'imagerie de MATISSE sur le volet de Wolf-Rayet ont fait l'objet d'une étude approfondie que je présente un peu plus loin dans ce chapitre (Sect. 4.3).

Ensuite, il y a les étoiles de plus faible masse dont la plupart finissent leur vie sur la phase des géantes de la branche asymptotique (AGB). Durant cette phase, les pulsations et la pression de radiation engendrent une perte de masse importante, qui constitue la principale production de poussière de la galaxie. Pourtant, les phénomènes de perte de masse et de nucléation de poussière sont encore assez mal connus (Wittkowski & Paladini 2014). Des études récentes avec AMBER et SPHERE ont notamment révélé des inhomogénéités dans l'enveloppe de ces étoiles (Ohnaka et al. 2016), renforçant les interrogations concernant les mécanismes à l'origine de ces enveloppes (cellule de convection, interaction compagnon, rotation stellaire, etc.). Pour mieux comprendre le phénomène de perte de masse, il est donc essentiel d'étudier les environnements très proches de l'étoile, uniquement accessible par l'interférométrie (Paladini 2016). Par sa couverture spectrale, MATISSE sera ainsi capable de sonder les différentes espèces chimiques de poussière présentes dans la photosphère et l'enveloppe de ces étoiles.

Pour finir, un dernier cas d'étude de MATISSE concerne l'étude des étoiles Céphéides. Elles constituent une des pierres angulaires de l'établissement de l'échelle des distances dans l'Univers. L'étude de celles-ci constitue un enjeu majeur dans le contexte de la cosmologie de précision avec notamment la détermination de la constante de Hubble H_0 , via la relation période-luminosité des céphéides (relation P-L, Leavitt & Pickering 1912). De nos jours, la relation P-L est principalement contrainte par la méthode de Baade-Wesselink (BW) qui consiste à comparer les tailles angulaires et linéaires des céphéides, dans le but de mesurer directement leur distance astrométrique (Baade 1926; Wesselink 1946; Mérand et al. 2015). Dans cette méthode, les diamètres angulaires sont obtenus par interférométrie ou par les relations de brillance de surface (Storm et al. 2011). Or, des études ont révélé la présence d'enveloppes autour de certaines Céphéides (Kervella et al. 2006), pouvant biaiser la détermination de leurs diamètres et des distances qui en découlent (Mérand et al. 2006). Un des aspects qu'abordera MATISSE consistera donc à caractériser les enveloppes présentes autour des céphéides, de façon systématique, afin d'en déterminer l'effet sur les relations P-L. La possibilité d'étudier ces enveloppes sur une large bande spectrale (de 3 à 15 μm), permettra d'établir le lien entre les pulsations de l'étoile, sa perte de masse et l'enveloppe qui en résulte.

Les environnements autour des noyaux actifs de galaxie : AGN Un autre sujet d'étude important de MATISSE concernera la caractérisation des noyaux actifs de galaxie (AGN). Les longueurs d'onde et la configuration des bases du VLTI permettront d'examiner l'émission du gaz et des poussières à des températures allant de 300 à 1500 K, au cœur d'autres galaxies sur des échelles de l'ordre 0,1–5 parsecs pour les plus proches d'entre elles. MATISSE pourra

par exemple étudier la morphologie et les propriétés physico-chimiques des poussières circum-nucléaires présentes autour des trous noirs extragalactiques. MATISSE permettra de faire des avancées notables sur des questions importantes concernant : la distribution de température des poussières et leur origine, la position du bord interne du tore de poussière, l'effet de ce tore sur l'accrétion du trou noir, l'origine de la dichotomie entre les supernovæ de type I et II ou encore la relation existante entre la poussière et les régions à raie large ionisée (BLR). Des précédentes mesures interférométriques ont déjà confirmé que des structures complexes de poussière existaient autour des AGN (Petrov et al. 2012; Burtscher et al. 2013; López-Gonzaga et al. 2014), mais les instruments utilisés ne disposaient pas de capacité d'imagerie (MIDI) ou observaient à des longueurs d'onde trop basses (AMBER) pour être sensibles aux émissions des poussières froides présentes dans ces systèmes. MATISSE permettra, pour la première fois, de reconstruire des images des plus proches AGN (de la Terre) de notre Galaxie comme NGC 1068, Circinus et Centaurus A à des longueurs correspondant au pic d'émission des poussières relativement froides (L et N bande) .

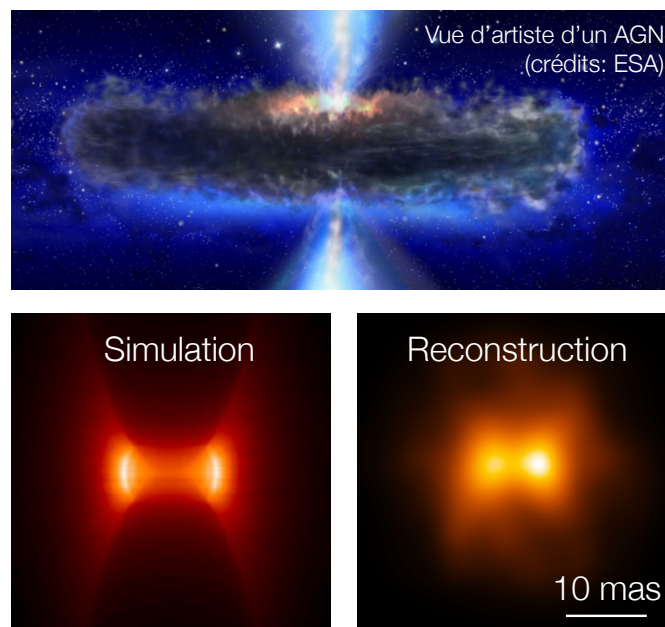


FIGURE 4.11 – Possibilité de reconstruction d'image avec MATISSE sur le volet des AGN. **En haut** : vue d'artiste d'un AGN. **En bas, à gauche** : simulation en transfert radiatif d'un tore de poussière d'AGN (Schartmann et al. 2005). **En bas, à droite** : reconstruction d'image avec MATISSE sur des observations utilisant les 4 UTs en bande L (crédits : MATISSE consortium).

Toutefois, les magnitudes de ces objets se situent à limite d'observabilité de MATISSE dans ces premières phases d'exploitation. Une étude approfondie de ces systèmes ne sera possible qu'une fois que MATISSE aura atteint son plein potentiel, grâce notamment à l'optique adaptative NAOMI et le suiveur de frange GRA4MAT.

4.1.5 Ma participation : caractérisation des faisceaux

Dans le cadre de ma thèse, j'ai eu la chance de participer aux phases finales de tests de l'instrument. Mon travail a consisté à caractériser la forme et la taille des quatre faisceaux, et ce avec les deux positions de BCD ('IN' et 'OUT') et dans les deux bandes de l'instrument. L'idée étant de vérifier les facteurs d'anamorphoses appliqués aux faisceaux, il a fallu développer

un logiciel permettant de déterminer précisément ce facteur pour les 16 ($2(\text{BCD}) \times 2(\text{bandes}) \times 4(\text{faisceaux}) = 16$) images de faisceaux. J'ai donc réalisé un logiciel en Python qui permet de mesurer la taille des images des faisceaux en employant trois techniques différentes : l'ajustement de fonction gaussienne en deux dimensions, l'interpolation du profil en une dimension et la méthode des moments sur image seuillée.

Cette étude a fait l'objet d'un document décrivant la méthode utilisée pour déterminer la qualité optique des faisceaux, ainsi que les conclusions apportées par les résultats sur le problème de mise au point. Cette étude a aussi abouti à une intervention sur MATISSE en bande L pendant ses tests à Nice, visant à améliorer la mise au point de la caméra.

Je donne dans ce chapitre un résumé des principales conclusions apportées par ce travail, le détail de la méthode appliquée étant fournie dans le document placé en annexe de ce manuscrit (Ann. B). Cette étude a montré que le facteur d'anamorphose des faisceaux n'était pas conforme aux spécifications de l'instrument, qui devrait être d'un facteur 24 pour les deux bandes. Au contraire, les trois méthodes d'ajustement ont révélé des facteurs d'anamorphose bien inférieurs à cette valeur, en particulier en bande L où ce facteur descendait pour atteindre une valeur proche de 17 (Fig. 4.12).

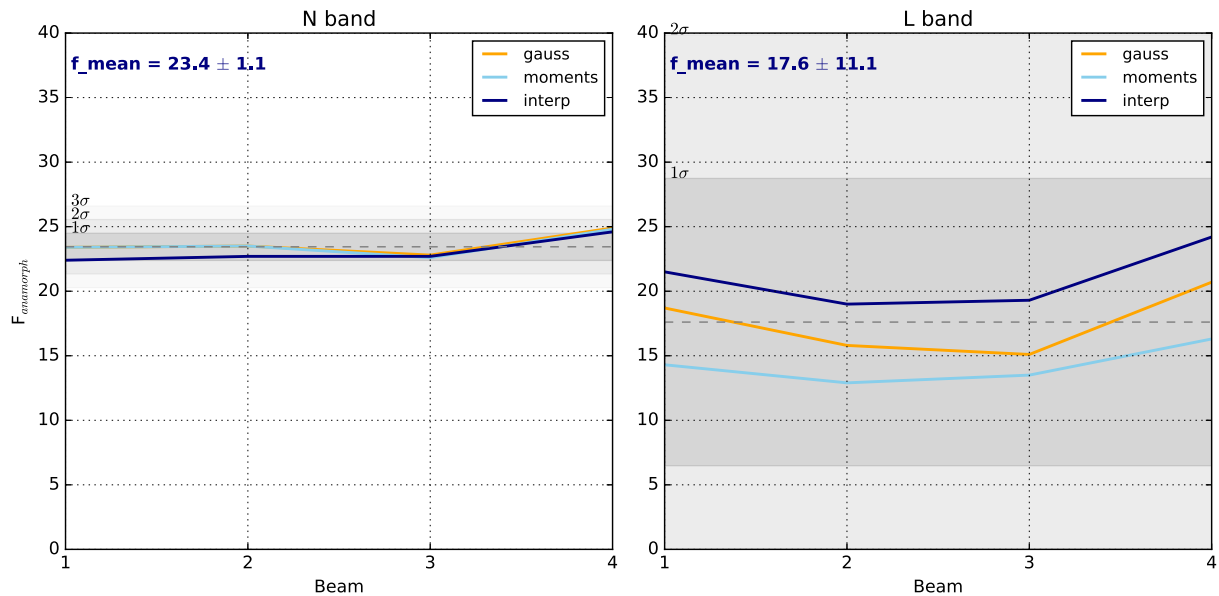


FIGURE 4.12 – Évolution du facteur d'anamorphose pour les quatre faisceaux en bande L (à droite) et N (à gauche), graphes réalisés en septembre 2016. On représente en pointillés la valeur moyenne donnée par les trois méthodes, avec l'écart-type correspondant à 1 , 2 et 3σ .

Comme on le voit dans la Figure 4.12, les facteurs d'anamorphose des faisceaux de la bande N étaient assez proches de la valeur attendue de 24, ce qui n'était pas le cas pour la bande L au début de notre étude réalisée en septembre 2016. Après cette constatation, des mesures complémentaires ont été réalisées en utilisant une source de radiation dont l'emplacement et donc la mise au point sont ajustables. Comme le montre la Figure 4.13, le point d'origine de la mise au point appliqué à MATISSE début 2016 ne permettait pas d'obtenir une FEP satisfaisante, avec des anneaux d'Airy relativement trop brillants et une forme allongée non désirée (image pour $f = 0$ mm, Fig. 4.13). Ainsi, l'instrument MATISSE voyait pour ainsi dire flou et devait donc subir une opération visant à rétablir sa mise au point en bande L.

Plusieurs opérations techniques sur l'instrument ont donc été réalisées à la suite de cette étude, permettant à la bande L de MATISSE de retrouver une FEP respectant ses spécifications.

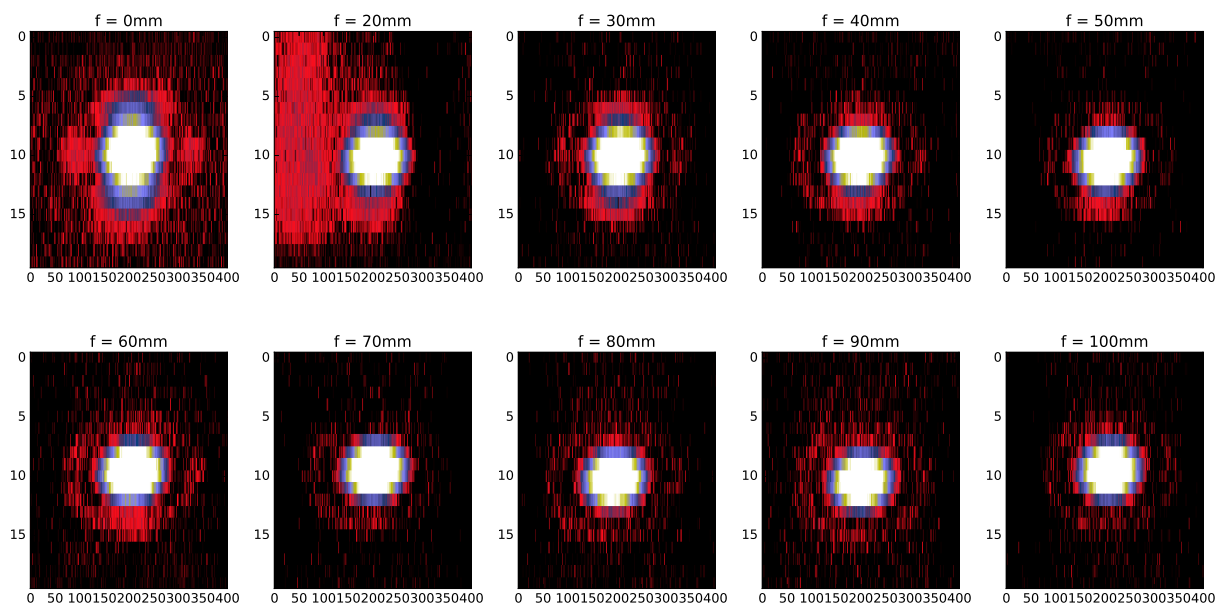


FIGURE 4.13 – Illustration de l'influence de la mise au point sur la forme de la FEP de MATISSE en bande L.

La première intervention s'est opérée dans le cryostat de la bande L, en déplaçant légèrement la position du détecteur (de quelques dixièmes de millimètres). Durant cette opération, MATISSE a également subi un polissage des mécaniques d'alignements optiques et de modulations d'OPD ainsi que l'ajout de déflecteurs permettant la suppression de lumière parasite détectée par ailleurs.

À la suite de ces interventions, nous avons réalisé à nouveau les mesures de facteur d'anamorphose afin de vérifier que le problème de mise au point était bien résolu.

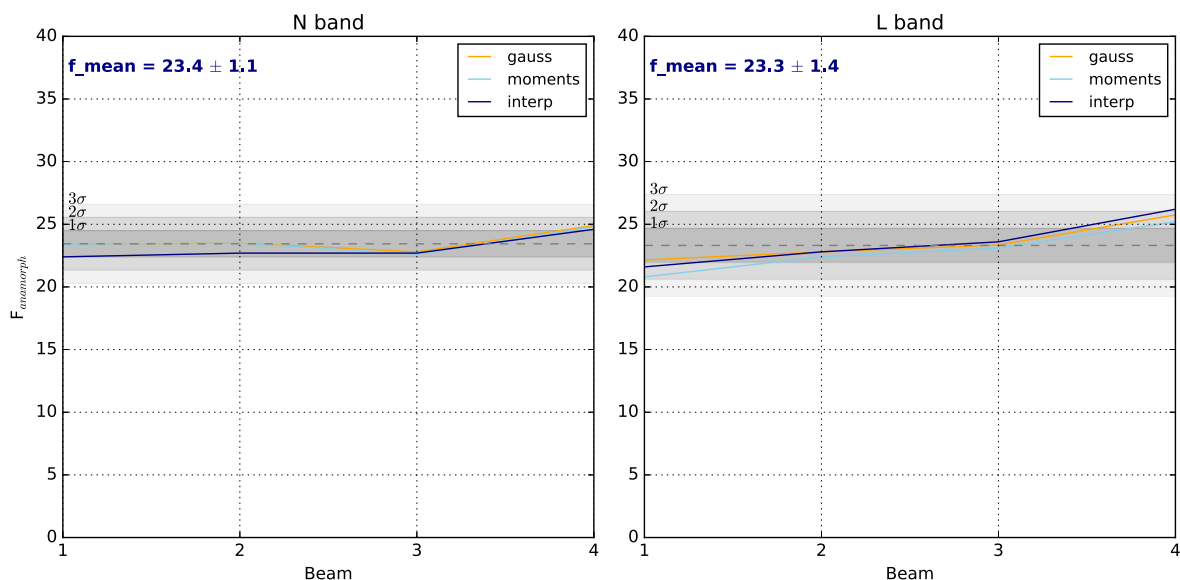


FIGURE 4.14 – Évolution du facteur d'anamorphose pour les quatre faisceaux en bande L (à droite) et N (à gauche) réalisé après l'intervention d'octobre 2016. On représente en pointillé la valeur moyenne donnée par les trois méthodes, avec l'écart-type correspondant à 1, 2 et 3σ .

Comme le montre la Figure 4.14, les facteurs d'anamorphose déterminés après les interventions sur l'instrument respectent maintenant les spécifications avec des valeurs moyennes de :

$$f_N = 23,4 \pm 1,1 \quad (4.1)$$

$$f_L = 23,3 \pm 1,4 \quad (4.2)$$

En plus de soulever le problème de mise au point préexistant en bande L, cette étude a également pu mettre en avant l'intérêt de disposer d'un affichage permettant de rapidement observer les problèmes intervenant sur les faisceaux. Nous avons ainsi suggéré d'afficher les images des faisceaux de MATISSE désanamorphosées en appliquant un facteur d'allongement de 24 à la taille relative des pixels, ceci étant rendu possible en utilisant le package matplotlib disponible sous Python (Hunter 2007). Ce type d'affichage permet notamment de présenter le type d'image présentée dans la Figure 4.13 ou 4.15.

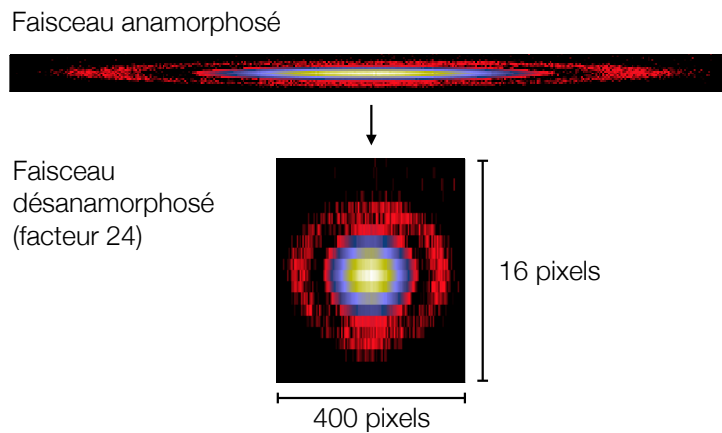


FIGURE 4.15 – Affichage suggéré des images des faisceaux de MATISSE permettant de révéler rapidement les problèmes de mise au point de l'instrument.

Nous avons également recommandé l'utilisation de la méthode des moments pour caractériser la taille des faisceaux, cette dernière étant beaucoup plus sensible au problème de mise au point ou de lumière parasite.

4.2 Outil d'observabilité en interférométrie

Le début de ce chapitre s'est concentré sur la présentation de l'instrument MATISSE qui est aujourd'hui offert à la communauté scientifique et dont les premières observations débiteront à partir d'avril 2019 pour la période ESO P103. Dans l'idée de préparer les observations, j'ai développé un nouvel outil, nommé PREVIS, permettant de vérifier rapidement si mon objet préféré est effectivement observable avec MATISSE ou d'autres instruments. Cet outil met à profit l'utilisation de l'observatoire virtuel (Sect. 4.2.2), en extrayant les informations clés permettant de dire si une source astrophysique est correctement placée pour être observée depuis le VLTI et suffisamment brillante pour être analysée par les différents interféromètres. Cet outil a notamment permis de dresser une première liste d'objets observables en physique stellaire mettant en avant la nécessité d'inclure un suiveur de franges à MATISSE (Sect. 4.2.4). Je présente ici les tenants et aboutissants de cet outil, que je prévois de mettre à disposition de la communauté scientifique très prochainement (Sect. 4.2.3).

4.2.1 Le pourquoi de cet outil : puis-je observer mon objet ?

La première idée de cet outil est venue d'une question simple, puis-je observer mon objet avec MATISSE? Lorsque l'on prépare une observation, la première chose que fait un astronome est de vérifier si l'objet qu'il désire observer est suffisamment brillant pour l'être par tel ou tel instrument. La plupart du temps, cette recherche se fait à la main en recherchant d'abord la magnitude de l'objet dans des catalogues, pour la comparer ensuite à la sensibilité permise par l'instrument. Dans le cadre des instruments de l'ESO, les différents consortiums ayant fourni un instrument décrivent les caractéristiques de l'instruments incluant ses performances en sensibilité et précision pour différentes conditions d'observation (*seeing*, voire temps de cohérence τ_0).

Par exemple, suivant les conditions de *seeing*, les limites de sensibilité dans les différentes bandes, ou encore les conditions nécessaires au suivi de l'objet pendant l'observation (dû à la rotation de la Terre) . Si ces critères de sensibilité sont satisfaits pour observer un objet, il faut ensuite savoir quand l'objet sera observable et s'il l'est depuis la position géographique des instruments (au Nord pour CHARA, au Sud pour le VLTI, etc...). Pour les observations interférométriques, la question de la durée d'observabilité est primordiale pour compléter de façon optimale la couverture du plan u-v. Il existe aujourd'hui des outils très puissants permettant de rapidement savoir si un objet est observable avec un certain interféromètre comme ASPRO2⁸ fourni par le JMMC⁹. Ces outils, bien que très complets, ne permettent pas d'être utilisés dans une démarche de relevé systématique, en dressant l'observabilité des objets à partir d'une liste prédéfinie. Pourtant la préparation d'observation de grande ampleur nécessite un tel outil. C'est exactement le but de l'outil présenté ici permettant, en renseignant une liste d'objet, d'obtenir les informations d'observabilités et bien d'autres éléments comme la distance Gaia, les spectres infrarouges disponibles (IRAS, ISO), la nomenclature de l'objet, les coordonnées célestes, les magnitudes, etc. En effet, j'ai pu mettre à profit les capacités du langage Python à interagir avec les bases données de l'observatoire virtuel pour extraire des informations utiles extraites des derniers catalogues disponibles comme la *data release 2* (DR2) de la mission Gaia ([Gaia Collaboration et al. 2018](#)).

4.2.2 L'observatoire virtuel : une véritable mine d'informations

Les bases de données en ligne constituent aujourd'hui ce qu'on appelle l'observatoire virtuel. Ce dernier rassemble et met à la disponibilité des chercheurs du monde entier, les résultats des différentes campagnes d'observation menées depuis des décennies. Parmi ces différentes bases de données, une des plus importantes dans le domaine de l'astronomie est française et est représentée par le Centre de Données astronomiques de Strasbourg (ou CDS). Le CDS comprend de nombreux services, qui sont utilisés tous les jours par les astronomes et sont d'un intérêt majeur au temps des grands relevés modernes. Tout d'abord, il y a le service SIMBAD¹⁰, qui permet de rassembler de façon claire et concise les informations importantes de chacun des objets recensés dans les catalogues astronomiques. Parmi ces informations, figure par exemple les magnitudes (issues des grands relevés photométriques comme 2MASS ou Ducati), l'astrométrie (coordonnées célestes, parallaxe, mouvements propres) ou encore la liste des publications associées à l'objet. SIMBAD permet également de suivre l'évolution de la nomenclature d'un objet au fil du temps pour ne pas se perdre dans la dénomination des objets. Par exemple, WR104 est également nommée MR80 (du nom du premier catalogue concernant les étoiles Wolf-Rayet), V5097 Sgr, Ve 2-45 ou encore 2MASS J18020412-2337419.

8. http://www.jmmc.fr/aspro_page.htm

9. <http://www.jmmc.fr>

10. <http://simbad.u-strasbg.fr/simbad/sim-fbasic>

Ensuite, il y a le service de mise en ligne des catalogues de données VizieR¹¹. Celui-ci est issu de l'*European Space Information System* (ESIS) fondé en 1993. D'abord destinée à la seule communauté des science de l'espace, le projet ESIS prend une tangente semblable à celle du futur World Wide Web, devenant une base de données en réseau. ESIS est transféré au CDS et devient VizieR en 1996. L'outil est une référence pour la communauté astronomique et est réadapté par le CDS en 1997 pour répondre à la demande. Avec près de 18000 catalogues, il constitue aujourd'hui une part très importante de l'observatoire virtuel. Grâce au catalogage des différents relevés astronomiques, VizieR dispose également d'un outil permettant de rassembler les informations de photométrie afin de dresser la SED des objets du visible à l'infrarouge lointain (0,3–100 μm).

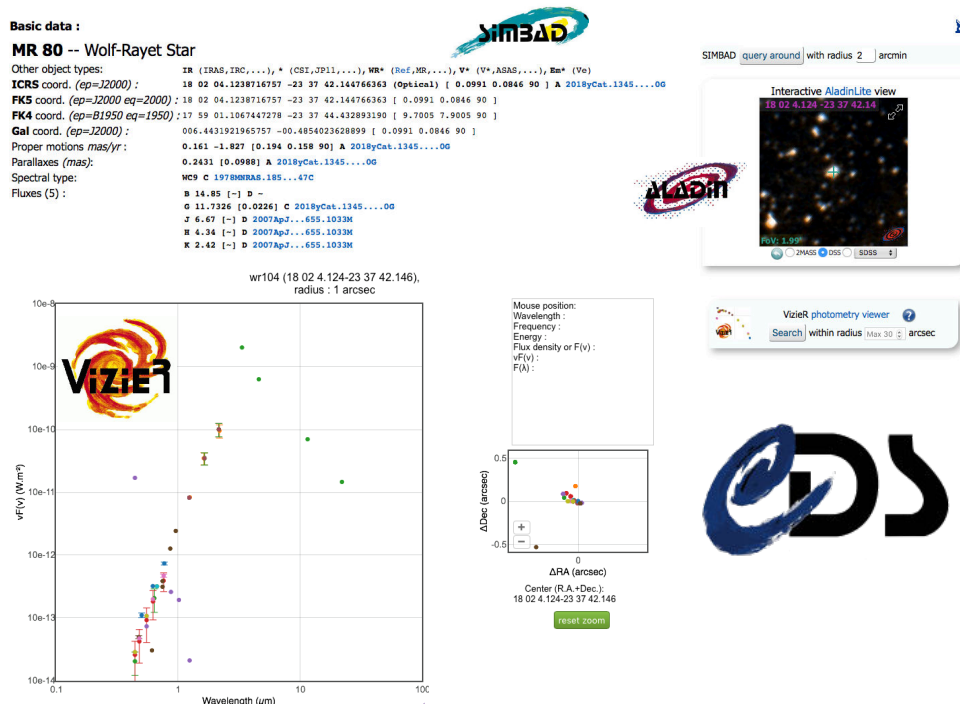


FIGURE 4.16 – Exemple d'informations obtenues à partir du CDS issues des services SIMBAD (informations sur les objets), VizieR (SED des catalogues) et ALADIN (imagerie spatiale).

4.2.3 PREVIS : un outil au service de la communauté

PREVIS, acronyme de *Python Request Engine for Virtual Interferometric Survey*, est donc l'outil que j'ai développé afin de connaître l'observabilité d'un objet avec MATISSE (et d'autres interféromètres) de façon automatique en allant chercher les informations adéquates en ligne. SIMBAD et VizieR constituent à eux deux la principale source d'information utilisée dans cet outil. Même si une interface web constitue un outil pratique, il est nécessaire d'interroger ces deux bases de données de façon automatisée et sur un grand nombre d'objets. Pour cela, j'ai utilisé la bibliothèque Astroquery¹² disponible en Python permettant d'interroger les principales bases données astronomiques existantes (CDS, NASA, ESA, etc...). Les informations issues des bases de données en lignes sont ainsi facilement utilisables et référencées au sein du logiciel.

11. <http://vizier.u-strasbg.fr>

12. <https://astroquery.readthedocs.io/en/latest/>

L'idée étant d'abord de vérifier l'observabilité des objets avec MATISSE, nous avons utilisé les limites de sensibilité fournies par le consortium afin d'avoir une base de comparaison et de savoir si oui ou non, l'objet est observable avec tel ou tel mode de l'instrument. J'ai ainsi inclus les sensibilités de MATISSE avec les différentes résolutions spectrales disponibles : LR = 35, MR = 500 et VHR = 4500 en bande L et LR = 30 et HR = 500 en bande N. En plus de tester les capacités spectrales l'instrument, j'ai également inclus les possibilités offertes par le suiveur de frange GRA4MAT (GRAVITY pour MATISSE) qui devrait être disponible avec MATISSE dans les prochaines années. L'utilisation d'un suiveur de frange en interférométrie est similaire à l'utilisation d'une optique adaptative pour l'imagerie, il permet de fixer la position des franges permettant d'intégrer plus longtemps et ainsi gagner en sensibilité.

TABLE 4.2 – Limite de sensibilité attendue de l'instrument MATISSE selon la résolution spectrale et l'utilisation d'un suiveur de frange. Les limites présentées sont en magnitudes.

Résolutions spectrale	Bande L				Bande N			
	Sans suiveur		Avec suiveur		Sans suiveur		Avec suiveur	
	AT	UT	AT	UT	AT	UT	AT	UT
LR (R = 30)	4,2	7	7,7	10,3	-0,35	2,7	1,6	4,6
MR (R = 500)	0,9	3,7	6,1	8,8	-2,2	0,9	0,1	3,1
HR (R = 4500)	-1,5	1,3	4,2	6,9	-	-	-	-

Les limites fournies dans le Tableau 4.2 correspondent aux limites théoriques de MATISSE, pour des données exploitables spectralement avec un rapport signal à bruit supérieur à trois par canal spectral. Les limites sont données en utilisant une combinaison optimale entre temps d'intégration (DIT) et temps total d'exposition (EXP). L'utilisation du suiveur de franges permet ainsi d'exposer près de 10 secondes contre 30 à 50 millisecondes normalement.

Les limites de l'interféromètre ne sont pas les seules limites à prendre en compte pour connaître l'observabilité d'une source. Il faut également prendre en compte la magnitude limite de suivi de la source par le télescope opérant dans le visible. Dans le cas du VLTI, cette limite est de 13,5 pour les ATs et de 17 pour les UTs. Enfin, dans le cadre d'une observation avec suiveur de franges, ce dernier opère dans la bande K et présente également une limite de sensibilité de 7,5 pour les ATs et 10 pour les UTs. Il est ainsi nécessaire de connaître les magnitudes de l'objet dans les bandes V, K, L, M et N pour exploiter MATISSE.

Dans le cadre de cet outil, j'ai également pris en compte la sensibilité des autres interféromètres du VLTI (AMBER, PIONIER et GRAVITY), ainsi que celles des interféromètres installés à CHARA (PAVO, MIRC, VEGA, CLASSIC et CLIMB) observant dans l'hémisphère Nord sur le Mont Wilson aux États-Unis. Les sensibilités de ces instruments sont détaillées en annexe (Ann. D).

Les résultats de la recherche automatisée de l'outil PREVIS se présentent sous forme d'un tableau à entrées nommées (que l'on appelle dictionnaire) dont je détaille les entrées ci-dessous. Un exemple de résultat est présenté dans la Figure 4.18 présentant le nom des différentes entrées (ou clés) du tableau généré par PREVIS.

Nomenclatures (Names) On référence ici l'ensemble des identifiants associés à l'objet recherché. Cela permet d'être sûr que l'on s'intéresse au bon objet, peu importe l'identifiant utilisé pour la recherche (WR104, MR80 ou Ve2-45).

Coordonnées célestes (Coord) Un des moyens permettant d'identifier à coup sûr l'objet que l'on étudie est de connaître ses coordonnées dans l'espace. Nous avons relevé les coordonnées en déclinaison (DEC) et ascension droite (RA) à partir de Simbad. Ces coordonnées sont pour la plupart extraites de la dernière version du catalogue d'astrométrie Gaia (DR2, [Gaia Collaboration et al. 2018](#)). Ces coordonnées servent également de base pour le calcul son observabilité dans les hémisphères Nord (CHARA) et Sud (VLTI).

Observabilité Nord/Sud (Observability) Pour savoir si un objet pourra être observable depuis un point du globe, il est nécessaire de connaître les coordonnées géographiques du lieu en question ainsi que déclinaison de l'objet à observer. De plus, on définit une élévation minimum de façon à ce qu'il soit observable dans les meilleures conditions. En effet, si l'objet est trop bas sur l'horizon, la couche d'atmosphère traversée par la lumière avant de parvenir au télescope sera plus importante et dégradera davantage le front d'onde au point d'être inutilisable. De plus, si l'objet est trop bas, il pourra être obstrué par la présence des structures humaines au sol (les VLT de Paranal ou les arbres de CHARA par exemple). Nous définissons ainsi une limite d'élévation minimum de $e_{\min} = 40^\circ$ pour éviter ces désagréments. Pour qu'un objet soit observable, il est donc nécessaire de remplir les conditions suivantes :

$$\text{DEC} \leq (90 - e_{\min}) - \text{abs}(l), \quad (4.3)$$

$$\text{DEC} \geq l - (90 - e_{\min}), \quad (4.4)$$

où la latitude du VLTI est de $l = -24,63^\circ$ et celle de CHARA de $l = 34,22^\circ$.

Magnitudes (Mag) La magnitude apparente moyenne dans les différentes bandes photométriques (visible et infrarouge) permet d'avoir une idée de l'observabilité de l'étoile. Nous avons relevé les magnitudes relevées par Simbad, qui proviennent principalement du catalogue Ducati pour le visible et 2MASS pour l'infrarouge proche. Pour la plupart des objets testés, Simbad ne comporte pas d'informations sur les magnitudes de l'infrarouge moyen (L, M et N) pourtant nécessaire à l'utilisation de MATISSE. Dans le cas où des magnitudes viendraient à manquer, nous avons utilisé la SED des objets issue du service de photométrie VizieR¹³ afin d'extraire le flux en Jansky dans les bandes manquantes. En infrarouge moyen, les flux répertoriés par le service VizieR proviennent principalement de la mission ALLWISE ([Cutri & et al. 2014](#)). Les flux en Jansky sont ensuite convertis en magnitude en utilisant la longueur d'onde et le flux zéro (flux de l'étoile étalon Vega) pour chaque bande photométrique (B, V, R, I, J, H, K, L, M, N, Q). Les valeurs de flux de référence sont extraites de [Cox \(2000\)](#). Le calcul de la magnitude L par exemple se fait comme :

$$\text{mag}L = -2,5 \log_{10} (F/276) \quad (4.5)$$

Étoile guide pour le VLTI (Guiding_star) Comme on l'a vu précédemment, observer un objet avec le VLTI (ou des télescopes) nécessite un suivi de l'objet au cours de la nuit, dû à la rotation de la Terre. Suivant la brillance de l'objet dans le visible, indiqué par sa magnitude V, le suivi peut se faire de différentes façons : soit l'objet est suffisamment brillant (13,5 pour les AT, 17 pour les UTs) et peut directement servir de référence au suivi, soit l'objet est trop peu brillant. Dans ce cas, il est possible d'utiliser une étoile de champ brillante pour le suivi (dans un rayon de 57 secondes d'arc). Si aucune de ces deux conditions n'est remplie, l'objet n'est pas observable par le VLTI. Pour connaître les étoiles de champ autour de l'objet considéré, nous avons utilisé le catalogue Gaia pour déterminer les coordonnées des étoiles répondant à la

13. <http://vizier.u-strasbg.fr/vizier/sed/>

condition en magnitude limite visible. Ainsi, si l'objet est trop peu brillant en visible (comme WR118 avec sa magnitude visible de 22), l'outil retourne une liste d'étoile pouvant servir d'étoile guide avec leurs coordonnées et leur magnitude.

Observabilité avec les instruments (Ins) L'observabilité de l'objet par les différents modes de MATISSE et par les autres interféromètres (CHARA et VLTI) est indiquée dans un tableau comportant pour chaque mode et chaque instrument une valeur booléenne indiquant s'il est observable (True) ou non (False). Les résultats se présentent comme un dictionnaire à plusieurs entrées, pouvant être représentés sous la forme d'une arborescence (Fig. 4.17)

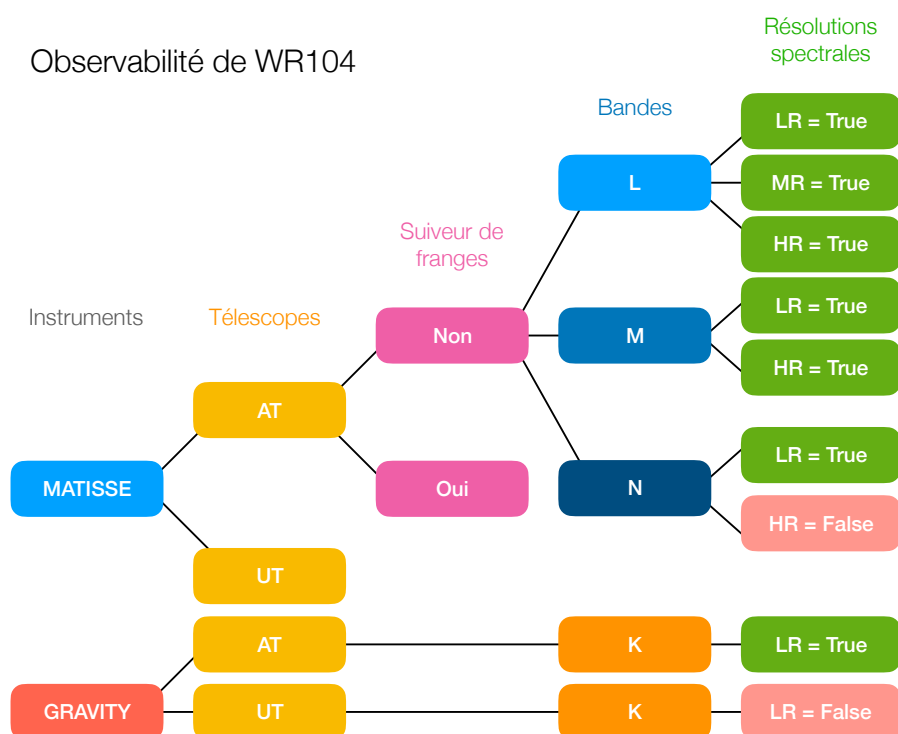


FIGURE 4.17 – Extrait des résultats concernant l'observabilité d'un objet (WR104) présenté sous forme d'arborescence. Pour chaque instrument considéré, on peut parcourir le dictionnaire de résultats en utilisant les différents modes pris en compte (AT, UT, suiveur de frange, résolutions spectrales, bandes, etc.).

Type spectral (sp_type) Le type spectral de l'objet est extrait de Simbad ou du catalogue Rosslowe (Rosslowe & Crowther 2015) pour les Wolf-Rayet. La connaissance du type spectral est très utile pour savoir de quel genre d'objet il est question. En particulier, il permet de déceler facilement si une Wolf-Rayet comporte de la poussière ou non, ou s'il s'agit d'une Wolf-Rayet carbonée ou azotée (WC ou WN).

Référencement SIMBAD (Simbad) Pour chaque étoile, il est indiqué ici si l'objet est référencé dans la base de données Simbad. Si ce n'est pas le cas, le nom entré pour la recherche n'est pas le bon ou est mal orthographié. Cette information a été très utile pour corriger les bugs et erreurs pouvant intervenir dans l'outil.

Spectres (SED, IRAS, ISO) L'outil permet également d'extraire la SED des objets, permettant la détermination des magnitudes manquantes de Simbad. En plus de la SED, il est possible d'obtenir les spectres infrarouges issus des missions IRAS (Olson et al. 1986) et ISO¹⁴ qui sont encore aujourd'hui, parmi les seuls catalogues de spectres infrarouges libres d'accès et existants pour un très grand nombre d'objets. Le spectre ISO couvre deux plages spectrales, une allant de 2,4 à 45 μm (SWS¹⁵) et l'autre allant de 45 à 196,8 μm (LWS¹⁶). Le spectre IRAS couvre une plage spectrale allant de 8 à 22 μm . Les spectres issus de mission plus récentes comme SPITZER devraient être ajoutés rapidement.

Mesures Gaia DR2 (Gaia_dr2) Avec l'arrivée des données du satellite Gaia¹⁷, la précision sur les paramètres astrométriques des objets (parallaxe, mouvement propre, vitesse radiale, etc.) a atteint des niveaux inégalés. J'ai ainsi profité de la toute dernière *data release* de Gaia offerte à la communauté en 2018 pour avoir une idée de la distance des objets recherchés avec l'outil PREVIS. En effet, une bonne connaissance de la distance de l'objet est nécessaire afin d'évaluer sa taille, qui a un impact très important sur les visibilités observées par les interféromètres.

Binarité (Binary) À l'origine, l'outil que j'ai mis en place était destiné à vérifier l'observabilité des étoiles Wolf-Rayet. J'ai donc inclus dans la recherche une vérification du caractère binaire des étoiles WR, hypothèse privilégiée pour expliquer l'importante production de poussière des WR de type WCXd ($X = 7-9$) où le d (*dusty*) indique la présence d'un excès infrarouge. Cette information est extraite de la base de données *Galactic Wolf Rayet Catalogue*¹⁸ régulièrement mise à jour. Cette base de données référence les connaissances de toutes les Wolf-Rayet répertoriées dans la littérature et comporte 656 étoiles connues (en janvier 2018). Ce catalogue a fait l'objet de plusieurs publications, dont la plus récente date de 2015 (Rosslowe & Crowther 2015).

Clé ▲	Type	Taille	Valeur
Binary	bool	1	True
Coord	str	1	18 02 04.13 -23 37 42.0
Gaia_dr2	dict	13	{'e_RA':0.0991, 'Teff':4220.74, 'Dkpc':4.113533525298231, 'pmRA':0.161 ...}
Guiding_star	str	1	Science star
IRAS	dict	2	{'fnu':Numpy array, 'wl':Numpy array}
ISO	dict	3	{'fnu':Numpy array, 'wl':[2.3604414, 2.3605888, 2.3608828, 2.3610365, ...]}
Ins	dict	6	{'AMBER':{'UT':{...}}, 'AT':{...}, 'Guide':'FT_only'}, 'JWST':{'NIRSPEC ...}}
Mag	dict	10	{'magR':12.110160196766056, 'magV':13.149655251408523, 'magK':2.410801 ...}
Names	void224	(15,)	ndarray object of numpy module
Observability	dict	2	{'CHARA':False, 'VLT':True}
SED	dict	5	{'Flux':Numpy array, 'Freq':Numpy array, 'wl':Numpy array, 'name':['UC ...]}
Simbad	bool	1	True
sp_type	str	1	WC9d+B0.5V (+VB)

FIGURE 4.18 – Exemple de résultat généré par l'outil PREVIS. L'ensemble des clés du tableau sont décrites dans le texte.

L'outil de préparation d'observations interférométriques PREVIS devrait être prochainement

14. http://www.esa.int/Our_Activities/Space_Science/ISO_overview

15. Short-Wave Spectrometer

16. Long-Wave Spectrometer

17. <http://sci.esa.int/gaia/>

18. <http://pacrowther.staff.shef.ac.uk/WRCat/index.php>

disponible pour la communauté scientifique. Je prévois notamment de rendre disponible mon logiciel sur le site web de partage GitHub¹⁹. De plus, je suis actuellement en train de développer une version de l'outil sous forme de site web, qui pourrait rendre plus facile les futures observations avec MATISSE (Fig. 4.19). Des discussions sont également envisagées avec le JMMC car l'outil PREVIS correspond au type de logiciel fourni par leurs équipes.

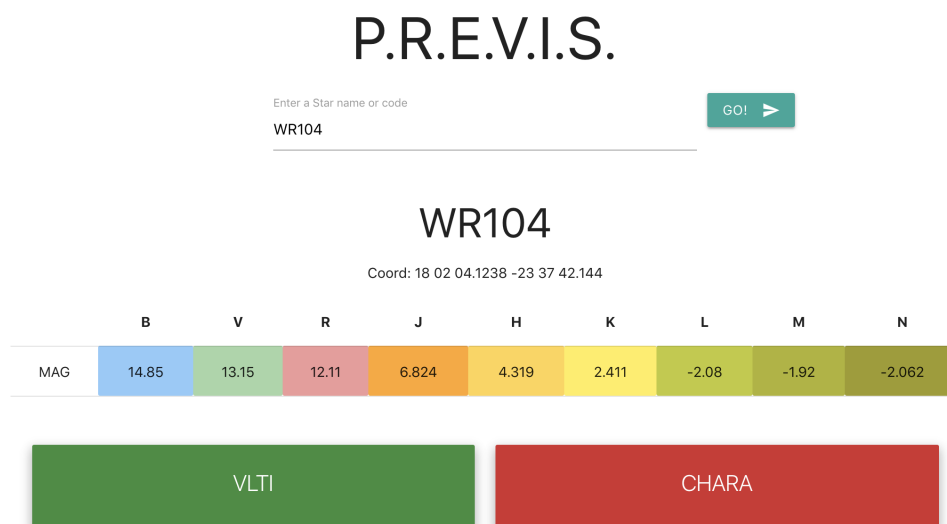


FIGURE 4.19 – Version web de l'outil PREVIS actuellement en développement. La version actuelle affiche les différentes magnitudes de l'objets et indique si l'objet est observable depuis les deux principaux interféromètres (VLT et CHARA) sous la forme d'un code couleur (vert : oui, rouge : non).

4.2.4 PREVIS appliqué au domaine de la physique stellaire pour MATISSE

Dans le cadre de la préparation des futures observations MATISSE, j'ai utilisé l'outil PREVIS sur plusieurs listes d'objets afin de donner un aperçu des possibilités offertes par l'instrument sur les aspects de la physique stellaire. Ce travail a notamment donné lieu à une publication de conférence lors de l'édition 2016 de SPIE (Ann. C).

Comme discuté au début de ce chapitre, MATISSE se concentrera sur l'étude des étoiles comportant de la poussière. De par son domaine de longueur d'onde et sa résolution spatiale, l'instrument sera particulièrement sensible aux environnements de poussière relativement froide (300–800K). L'idée étant de quantifier l'observabilité de milliers d'objets, j'ai utilisé l'outil PREVIS sur plusieurs listes d'objets comprenant différents types d'étoile :

- Les Wolf-Rayet du catalogue [Rosslowe & Crowther \(2015\)](#),
- Les supergéantes rouges du catalogue [Hoffleit & Jaschek \(1991\)](#),
- Les AGB issues d'une recherches dans la littérature,
- Les Be issues de [Yudin \(2001\)](#) et [Frémat et al. \(2005\)](#),
- Les B[e] issues de listes d'objets internes.

Au total, notre catalogue comprend près de 1500 étoiles, dont la moitié est effectivement observable depuis l'hémisphère Sud. Je présente les résultats de cette recherche dans la Figure 4.20 pour la basse et haute résolution spectrale disponibles avec MATISSE.

19. <https://github.com>

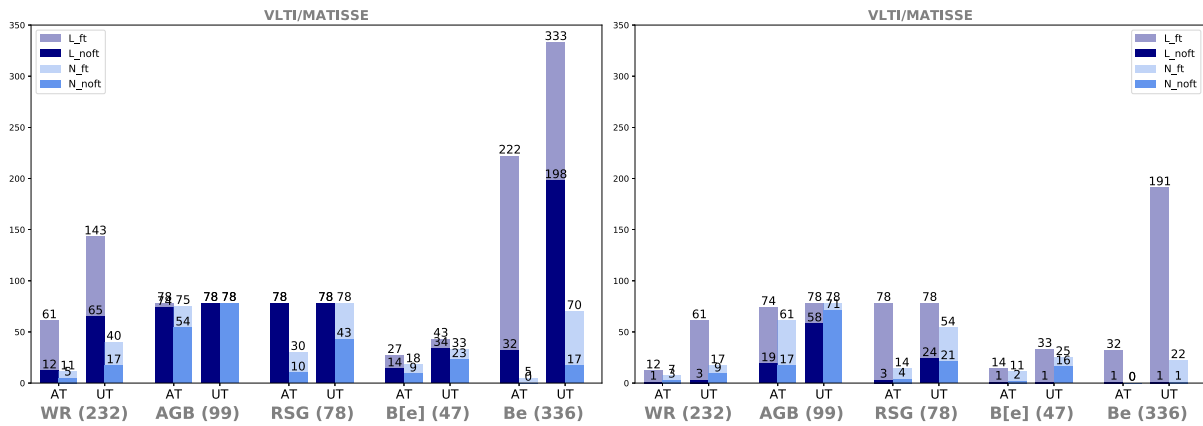


FIGURE 4.20 – **À gauche** : Nombre d’objets observable avec MATISSE en basse résolution spectrale ($R=35$), en bande L (L_noft , en bleu foncé) et en bande N (N_noft , bleu clair). Les barres transparentes indiquent les cibles potentielles supplémentaires observables par l’utilisation d’un suiveur de franges externe (projet GRA4MAT). **À droite** : Le même histogramme avec la haute résolution spectrale de MATISSE ($R = 4500$ et 230 , pour les bandes L et N respectivement). Le nombre indiqué en bas entre parenthèses représente le nombre de sources observables depuis le VLTI.

Comme on peut le voir, le nombre d’objets observables avec MATISSE change drastiquement suivant si l’on observe à basse ou haute résolution spectrale. En particulier avec l’utilisation ou non d’un suiveur de frange. Pour la configuration la plus utilisée du VLTI, qui consiste à utiliser les petits télescopes (ATs), le nombre de cibles potentielles passerait de quelques unités à plusieurs dizaines. Dans le cas des étoiles B[e] et LBV par exemple, dans les premiers temps d’exploitation de l’instrument, l’unique source observable serait l’étoile Eta Car, figure emblématique de ce type d’objet dont la magnitude N atteint -6 faisant d’elle l’étoile la plus brillante du ciel infrarouge moyen. De la même façon, WR104 serait la seule Wolf-Rayet observable en haute résolution parmi les 232 étoiles de notre échantillon. Les magnitudes plus basses accessibles grâce à un suiveur de franges seraient extrêmement bénéfiques pour l’étude des étoiles à haute résolution spectrale, faisant passer le nombre de sources de 25 à 210 pour les AT, et jusqu’à près de 350 avec les UTs.

La haute résolution spectrale de MATISSE est centrée autour de la raie d’hydrogène Brackett α , permettant de résoudre la cinématique du gaz à travers l’environnement circumstellaire. Avec cette étude, nous montrons que l’ajout d’un suiveur de franges opérant dans la bande K, comme le projet GRA4MAT de l’ESO, est indispensable si l’on veut être capable d’exploiter le plein potentiel de l’instrument et ainsi mesurer directement la cinématique des gaz circumstellaires.

Néanmoins, le nombre d’objets accessibles à l’instrument sans suiveur et à basse résolution est plus que satisfaisant. En effet, les observations utilisant les ATs avec une faible résolution spectrale, constituent le mode à privilégier pour utiliser les capacités de reconstruction d’image de l’instrument. En effet, si l’étude détaillée des structures de raie spectrale n’est permise que par la haute résolution, la basse résolution permet de maximiser le flux sur un plus faible nombre de canaux spectraux permettant ainsi d’obtenir un meilleur rapport signal à bruit sur les observables (visibilités, clôture de phase, etc.).

Le nombre de cibles potentielles de l’instrument MATISSE est ainsi très prometteur, et ce dès ses premières années d’exploitation. Dans le seul domaine de la physique stellaire, plusieurs centaines d’objets seront observables avec MATISSE dès l’ouverture de l’instrument à la communauté scientifique prévue pour début 2019. Il permettra sans aucun doute de faire des avancées

scientifiques majeures dans ce domaine. Avec l'arrivée d'un suiveur de franges externe dans les prochaines années (Mérand 2018), enrichi par le déploiement des nouvelles optiques adaptatives des ATs (Aller-Carpentier et al. 2014), MATISSE devrait grandement gagner en sensibilité au fil de ses années d'exploitation et permettra à terme d'étudier plusieurs centaines d'objets avec des résolutions spatiales et spectrales inégalées dans cette gamme de longueurs d'onde.

4.3 MATISSE : un interféromètre qui produit des images

Nous venons de le voir, le nombre d'objets potentiellement observables avec l'instrument MATISSE est très important. Pour aller plus loin, j'ai voulu tester ce pour quoi MATISSE a été conçu au départ : imager les environnements circumstellaires. Ce travail de thèse se concentrant sur l'étude des nébuleuses spirales de poussière, je donne ici un avant goût des possibilités offertes par l'instrument MATISSE sur ce sujet. Avec cette étude, je montre notamment les capacités de MATISSE à détecter les spirales suivant leur taille, leur luminosité ou leur structure.

4.3.1 Les spirales de poussière : cas d'école pour les reconstituteurs

MATISSE devrait être capable d'imager pour la première fois ces nébuleuses de poussière à une résolution spatiale de quelques mas (3 mas en bande L, 10 mas en bande N). De plus, nos études ont notamment relevé que le pic d'émission du prototype de ces objets, WR104, était situé autour de $3,5 \mu\text{m}$, qui est précisément le domaine d'observation de l'instrument MATISSE. À la différence des enveloppes et des disques circumstellaires, les spirales sont des objets très fortement asymétriques et représentent donc un excellent moyen de mettre à l'épreuve les logiciels de reconstruction d'image. Parce que MATISSE se veut avant tout être un imageur, le logiciel de réduction de données fourni avec l'instrument comprendra une partie de reconstruction d'image (IRBIS, Hofmann et al. 2016), qui pourra donc fournir, en même temps que les autres observables interférométriques, une image reconstruite de l'objet observé. Bien sûr, il sera nécessaire d'ajuster les paramètres de reconstruction suivant le type ou la taille de l'objet, mais d'importants efforts sont d'ores et déjà entrepris afin de rendre cette opération la plus simple possible pour l'utilisateur.

Comme déjà abordé dans ce manuscrit, il existe encore aujourd'hui plusieurs aspects méconnus concernant les spirales de poussière. La plus grande difficulté associée à l'étude de ces objets provient de la faible résolution spatiale des télescopes utilisés jusqu'ici. Pour prendre le cas bien connu de l'instrument SPHERE, la résolution permise par le VLT est d'environ 60 mas, nous permettant de confirmer l'aspect spiralé de WR104 pour la première fois. Malheureusement cette résolution est insuffisante pour étudier les structures plus fines présentes dans ces systèmes, comme l'épaisseur du bras spirale, l'angle d'ouverture du choc, la structure interne ou les zones de surdensité induites par des instabilités hydrodynamiques. Même si nous avons pu donner certaines contraintes concernant l'emplacement de la zone de nucléation de poussière, la structure exacte de cette zone de nucléation demeure inconnue.

Avec l'arrivée de MATISSE, nous devrions être bientôt capables d'obtenir des images de ces systèmes nous permettant de répondre à ces questions. C'est dans cette optique que j'ai réalisé une étude mettant en avant les capacités de MATISSE à reconstruire des nébuleuses spirales, suivant une variété de facteurs (couverture u-v, magnitude, taille, composition, etc.). J'ai utilisé comme point de départ les paramètres contraints par nos observations SPHERE afin de générer un modèle de spirale réaliste (Fig. 4.21).

Comme on l'a vu dans la Section 2.4, une spirale de poussière peut être décrite par un nombre relativement restreint de paramètres : son nombre de tours (N), sa taille (S), son angle

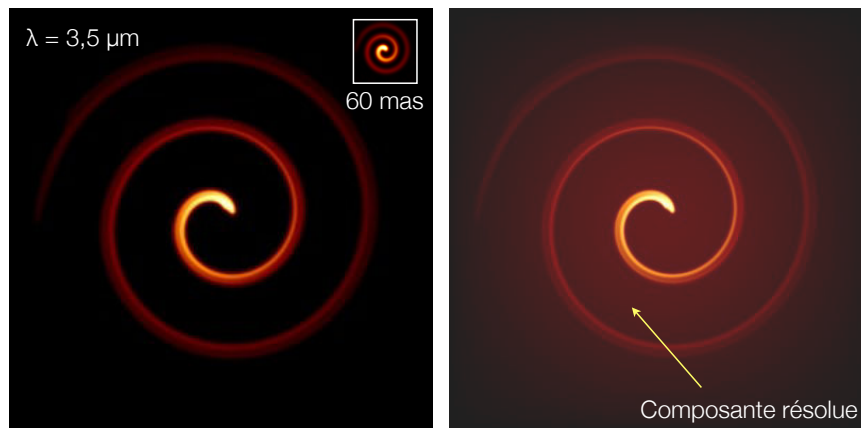


FIGURE 4.21 – **À gauche** : Modèle phénoménologique de spirale utilisé pour simuler les observations MATISSE. Le champ de vue est de 400 mas, avec un pas de spirale de 66 mas (WR104). L’insert en haut à droite donne la taille relative de la plus petite spirale considérée (10 mas). **À droite** : même modèle comprenant cette fois une composante résolue contribuant à la moitié du flux total de l’image.

d’ouverture (α), son inclinaison (i), sa loi de décroissance en température (q et T_{sub}) et son rayon de nucléation (r_{nuc}). Dans cette étude, je me suis focalisé sur la détectabilité de la spirale à proprement dit, sans chercher à étudier l’impact exact de chacun des paramètres. Dans un premier temps, j’ai fait varier seulement la taille de la spirale en prenant des valeurs comprises entre 10 à 66 mas. Le choix de la taille minimum de 10 mas a notamment été motivé par l’étude de Millour et al. (2009) concernant WR118, qui est fortement suspectée d’abriter une nébuleuse spirale. L’emplacement exact de la zone de nucléation étant un paramètre assez peu contraint par les observations, j’ai simplement gardé à l’échelle ce rayon de nucléation dans le cas de spirale plus petite. Le pas de la spirale de WR104 étant de 66 mas pour un rayon de nucléation de 12 mas, le facteur de proportionnalité à appliquer est donc de $66/12 = 5,5$. Les autres paramètres importants tels que la température de sublimation, la décroissance en température ou l’angle d’ouverture sont gardés fixes et sont les mêmes que ceux déterminés pour WR104 ($T_{\text{sub}} = 2000$ K, $q = 0,45$ et $\alpha = 17,5^\circ$).

Afin de limiter le champ de vue des images simulées, je n’ai inclus que deux tours et demi de spirale correspondant à un champ de vue 400 mas pour la plus grande spirale et 160 mas pour la plus petite.

Comme on l’a vu dans la Section 3.5.2, les données interférométriques obtenues jusqu’ici montrent des valeurs bien inférieures à ce qu’on attend pour une spirale seule. Plusieurs indices nous laissent à penser qu’une seconde composante, complètement résolue cette fois, est présente dans les systèmes de nébuleuse spirale (Millour et al. 2009). On peut associer cette composante résolue à une enveloppe de poussière secondaire, présente sur la ligne de visée. Cette hypothèse a déjà été discutée dans ce manuscrit et permet notamment d’expliquer les phénomènes d’éclipse observables sur différents objets de la classe de WC9 (Williams 2014). Comme on peut l’imaginer, cette composante résolue devrait être composée de poussière froide et donc gagner en intensité à mesure qu’on augmente la longueur d’onde. J’ai donc choisi d’explorer ce phénomène en incluant une composante résolue au système, représentée par une fonction gaussienne à deux dimensions dont la largeur à mi-hauteur fait trois fois le pas de la spirale (Fig. 4.21). Suivant l’importance relative de cette composante dans l’intensité totale de l’image, elle aura pour effet de diminuer les visibilités observées rendant vraisemblablement plus difficile la détection de structures. Les

contributions relatives de cette composante sont de 20, 40, 60, 80, ou 90 %, de telle façon à ce que la spirale ne représente plus que 10 % du flux total dans le cas extrême.

Le dernier aspect exploré concerne la détermination de la phase orbitale de la spirale. La spirale étant très asymétrique, il était nécessaire de vérifier la détectabilité de la spirale suivant différentes orientations. Cette étude complémentaire s’est faite en utilisant le modèle de spirale correspondant à WR104 ($S = 66$ mas). Les observations se faisant à une époque précise, j’ai utilisé la période orbitale connue de WR104 pour simuler l’apparence de la spirale telle qu’elle sera observée durant la prochaine période d’observabilité optimale (en Juin 2019, soit un MJD = 58664). Les angles de phase explorés pour cette étude sont de 0, 90, 180 et 270°. Dans une même idée, j’ai également vérifié si MATISSE était capable de déterminer le sens de rotation de la spirale en prenant un angle d’inclinaison de 0° (rotation horaire comme WR104) ou 180° (rotation antihoraire comme WR98a).

4.3.2 Simulateur de données : ASPRO

Le logiciel ASPRO²⁰, développé et maintenu par les équipes du JMMC de Grenoble, est un outil permettant de préparer les observations interférométriques du VLTI ou d’autres interféromètres. Il se présente sous la forme d’une interface graphique permettant de simuler des bases projetées au cours d’une observation suivant les coordonnées de la source, la configuration des télescopes utilisés, l’instrument, la date d’observation, etc. Ce logiciel permet également de générer des données simulées sous forme d’OIFITS (Duvert et al. 2017), en incluant une certaine dispersion grâce à un modèle de bruit.

De façon générale, le modèle de bruit est proportionnel à la magnitude de la source et permet de prendre en compte les différentes contributions à l’incertitude telles que le bruit de détecteur, le bruit de photon, le bruit de fond thermique, la turbulence atmosphérique (rapport de Strehl), la transmission de l’instrument, l’étalonnage en visibilité de l’instrument, etc. Une description détaillée du calcul des incertitudes associées à l’instrument MATISSE au sein d’ASPRO2 a été réalisée par Bourgès & Duvert (2016).

L’utilisation d’un modèle de bruit dans nos données simulées permet de traiter des objets de différentes magnitudes, caractérisés par des rapports signaux à bruit différents. Pour notre étude, nous avons considéré trois magnitudes différentes en bande L : -2, 0 et 2. La première correspond à la magnitude de WR104 et la dernière correspond à la limite de sensibilité de MATISSE pour des objets très résolus. En effet, les limites de sensibilités reportées précédemment (Tab. 4.2) sont des limites de flux corrélé, correspondant au produit entre le flux de la source et sa visibilité. Ainsi pour des objets de magnitude m très résolue (dont la visibilité est inférieur à $V = 20\%$), la magnitude corrélée m_c correspondante sera :

$$m_c = m - \frac{\log(V)}{\log(2,5)} \quad (4.6)$$

Ainsi, on comprend bien que la magnitude de 2 choisie dans notre étude correspond en réalité à une magnitude corrélée de l’ordre 4–5, correspondant aux limites de sensibilité de l’instrument MATISSE. En pratique, je suis descendu jusqu’à une magnitude de 4 en bande L mais le rapport signal à bruit des observables simulées par ASPRO était trop bas pour être exploitable par les logiciels de reconstruction d’image. En effet, lors du processus de création d’OIFITS réalisé par ASPRO, les points de données (visibilités et clôtures de phase) dont le rapport signal-à-bruit (SNR) est inférieur à 3 sont considérés comme étant non exploitables et exclus du fichier final (colonne *flag* sur *True*).

20. http://www.jmmc.fr/aspro_page.htm

L'ensemble des données simulées ont été réalisés dans la bande L+M de MATISSE, avec des modèles générés à $3,5 \mu m$. Pour chaque modèle considéré, j'ai créé un fichier de données simulées pour chacune des trois configurations de télescopes disponibles avec les ATs du VLTI. Ces trois configurations permettent d'avoir des longueurs de base allant de 11 à 132 m. Dans la suite, je désignerai ces différentes configurations comme les courtes, moyennes et longues bases (SB, MB et LB).

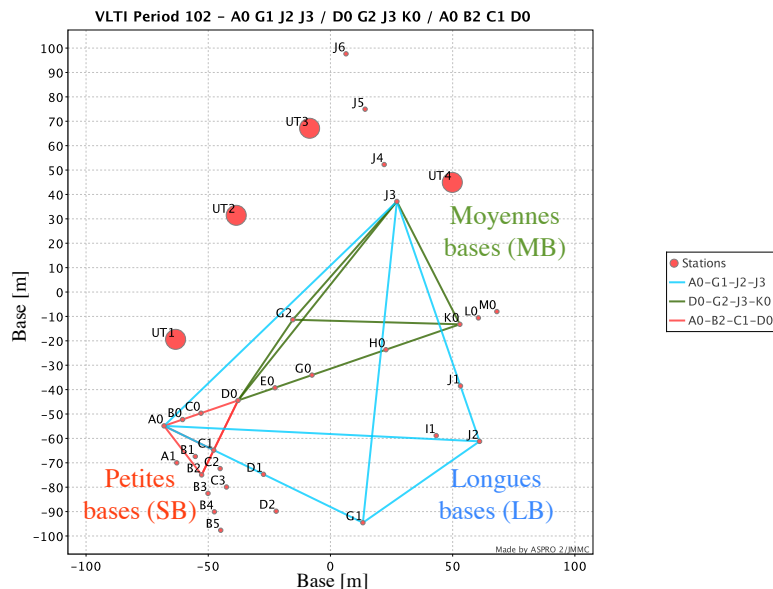


FIGURE 4.22 – Configuration des télescopes du VLTI utilisée pour simuler nos observations MATISSE. Ces trois configurations permettent de couvrir des longueurs de base allant de 11,31 à 132,52 m.

Un aspect très important des observations interférométriques consiste à prendre en compte l'observabilité de l'objet en fonction de la date d'observation. À une date donnée, l'objet va décrire un certain mouvement dans le ciel modifiant ainsi les bases projetées vues depuis le sol. Ces modifications au cours du temps permettent de sonder différentes parties du plan (u-v) au cours de la nuit, et ce même si la position de télescopes est fixe : c'est la synthèse d'ouverture. Suivant ses coordonnées célestes, la cible pourra être observée sur différents intervalles de temps en fonction de la configuration des télescopes, de l'heure de lever et de coucher de l'objet, de la séparation avec la Lune, du pointage des télescopes ou des obstacles sur la ligne de visée (présence des UTs). Dans ces conditions, nous avons considéré les coordonnées de WR104 afin de générer des temps d'observations réalistes. Ainsi, le temps d'observabilité de WR104 au cours d'une nuit est de 5h pour les longues bases, 6h pour les moyennes bases et 9h pour les courtes bases (Fig. 4.23).

Dans les conditions optimales, l'instrument MATISSE devrait être capable d'obtenir un point de donnée étalonné en une heure (comprenant l'observation d'une étoile de référence). Compte tenu du temps d'observabilité de l'objet au cours du temps, on pourra ainsi plus ou moins compléter le plan (u-v) lors d'une même nuit. Afin de tester l'importance de cette couverture dans la qualité de l'image reconstruite, nous avons testé différents temps d'échantillonnage allant de 1h (cas idéal) à 4h. Avec un point étalonné toutes les 4h, le nombre de points total par base passe ainsi de 9 à 3 pour les courtes bases et de 6 à 2 pour les longues bases. Pour finir, nous avons également considéré des observations se faisant sur une demi-nuit seulement (première moitié ou deuxième moitié) afin d'en observer l'impact sur l'image reconstruite.

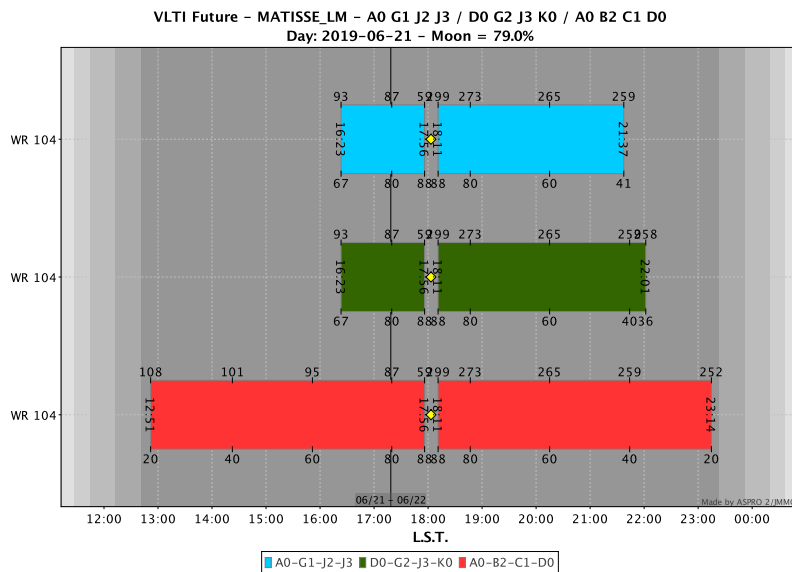


FIGURE 4.23 – Temps d’observabilité de WR104 sur les différentes configurations de télescopes considérées (SB en rouge, MB en vert et LB en bleu) la nuit du 21 juin 2019. Le point jaune correspond à un laps de temps où WR104 n’est pas observable dû au retournement des télescopes nécessaire après le passage au zénith de l’objet.

4.3.3 Reconstruction d’image avec IRBIS

L’étude que j’ai menée ici a entièrement été réalisée en utilisant le logiciel de reconstruction d’image IRBis développé à Bonn (Hofmann et al. 2016), qui sera fourni avec l’instrument MATISSE (DRS²¹, Millour et al. 2016a). IRBis permet de reconstruire des images à partir de visibilité carrée et clôture de phase ou des visibilités complexes directement (amplitude et phase dans l’espace de Fourier), mesurées en différents points du plan (u-v). À partir de ces observations sont calculés deux éléments : la visibilité complexe ($O(f_1)$) ou le bispectre ($O^{(3)}(f_1, f_2)$) :

$$O(f_1) = \sqrt{V^2(f_1)}e^{i\phi(f_1)}, \quad (4.7)$$

$$O^{(3)}(f_1, f_2) = \sqrt{V^2(f_1)V^2(f_2)V^2(f_1 + f_2)}e^{i\beta(f_1, f_2)}, \quad (4.8)$$

où $O(f_1)$ et $O(f_2)$ sont les transformées de Fourier de la distribution d’intensité de la source en différents points du plan u-v (symbolisé par les vecteurs f_1 et f_2). $V^2(f_1, f_2)$, $\beta(f_1, f_2)$ et $\phi(f_1, f_2)$ sont respectivement la visibilité carrée, la clôture de phase et la phase de Fourier.

IRBis consiste ensuite en un processus itératif basé sur une minimisation de χ^2 , dont la fonction à minimiser se fera sur le bispectre ou sur les visibilités complexes (amplitude et phase). Dans la suite, j’ai choisi d’utiliser seulement les visibilités complexes, cette méthode paraissant plus proche des modèles simulés et donnant des images de spirale centrée²². IRBis étant un processus itératif, une fonction de χ^2 ($Q[o_k]$) est calculée à chaque instant mesurant la différence relative entre l’image reconstruite instantanée (o_k) et les données de visibilités complexes. Comme tout processus d’optimisation, et parce que le nombre de points de données reste limité, IRBis utilise différents processus de régularisation afin de converger vers la bonne image. La première

21. *Data Reduction Software* de MATISSE

22. Les résultats obtenus avec le bispectre étant très similaire à ceux utilisant la visibilité complexe, si ce n’est un décalage spatial de la spirale, j’ai choisi de ne présenter qu’une seule méthode.

contrainte appliquée est la contrainte de positivité imposant des pixels de valeurs positives. Ensuite, une contrainte spatiale est appliquée en imposant une extension spatiale limitée dans l'image à travers un masque binaire, au-delà duquel le flux est forcé à zéro. Pour mon étude, j'ai utilisé un masque circulaire de 350 mas de rayon, permettant de ne pas limiter le flux dans l'image (la spirale étant bien plus petite que le masque). Afin d'optimiser ce paramètre de régularisation, l'algorithme permet de faire varier celui-ci autour de la valeur moyenne et ainsi assurer une bonne estimation de l'image reconstruite finale.

Enfin, un dernier critère de régularisation est imposé sur l'apparence de l'objet reconstruit (bord franc ou doux, compacité, etc.). Plusieurs fonctions de régularisation ($H[o_k]$) peuvent être utilisées comme le "maximum d'entropie" (adoucit les structures), "Tikhonov" (renforce la compacité et la netteté des structures), "préservation des bords" (renforce les bords nets et adoucit les zones à faible gradient), etc. J'ai choisi d'utiliser une régularisation de type "préservation des bords" permettant d'obtenir des spirales bien définies dans l'image. Comme pour toute régularisation, un paramètre de régularisation μ est utilisé pour donner plus ou moins d'importance à ce terme régularisation.

Ainsi, à chaque itération, une fonction coût est calculée sur l'image reconstruite :

$$J[o_k] = Q[o_k] + \mu H[o_k] \quad (4.9)$$

La minimisation de la fonction de coût est ensuite réalisée à l'aide de l'algorithme d'optimisation non linéaire à large échelle ASA_CG (Hager & Zhang 2005). Cet algorithme basé sur une recherche par descente de gradient a l'avantage d'être extrêmement rapide à converger comme le souligne l'étude menée par Hager & Zhang (2005). L'algorithme de minimisation s'arrête lorsque le critère de convergence devient proche de zéro (proportionnel à la dérivée de la fonction $J[o_k]$). Je ne rentrerai pas davantage dans les détails de l'algorithme, ceux-ci étant décrits de façon approfondie dans le papier Hofmann et al. (2016).

En pratique, IRBis est pour le moment distribué à travers une machine virtuelle opérant sous Linux. Celui-ci est assez simple à prendre en main et s'utilise en modifiant un fichier de paramètres de reconstruction et en lançant un exécutable en ligne de commande. Parmi les paramètres modifiables au sein de l'algorithme, je ne décris ici que les plus importants :

- **fov** : Champ de vue de l'image (mas),
- **npix** : Le nombre de pixels de l'image (étant généralement égale à une puissance de 2 permettant d'accélérer le calcul des transformées de Fourier),
- **data** : Nom du dossier contenant les fichiers OIFITS,
- **lambdaList** : Intervalle de longueur d'onde considéré pour reconstruire l'image,
- **algoMode** : Mode de reconstruction (bispectre ou visibilités complexes),
- **oradiusStart** : Rayon du masque de régularisation spatiale (mas),
- **stepSize**, **oradiusNumber** : Paramètres servant à changer la taille du masque autour d'une valeur de départ (oradiusStart). La taille des masques explorés sont calculés comme $\text{oradius}(n) = \text{oradiusStart} + (n - 1) \times \text{stepSize}$ ($n = 1..\text{oradiusNumber}$),
- **regFuncs** : Fonction de régularisation d'apparence (maximum d'entropie, préservation des bords, intensité quadratique, Tikhonov, etc.),
- **muStarts** : paramètre de régularisation μ ,
- **priormode** : Image de départ (fonction gaussienne, disque uniforme, point source, disque assombri, etc.),
- **priorparam** : Taille de l'image de départ (FWHM ou diamètre),

Pour cette étude, seuls le champ de vue (fov), le nombre de pixels (npix) et le dossier de données (data) sont modifiés à chaque reconstruction, les autres paramètres sont laissés constants et sont résumés dans le Tableau 4.3.

TABLE 4.3 – Paramètres utilisés dans le logiciel de reconstruction IRBis.

Paramètres	Valeurs
lambdaList	3–4 μm (bande L)
algoMode	Visibilités complexes
oradiusStart	350 mas
stepSize	3 mas
oradiusNumber	6
regFuncs	Préservation des bords
muStarts	0,1
priormode	Gaussienne deux dimensions
priorparam	FWHM = 20 mas

Une fois qu’il a convergé vers une solution, l’algorithme fournit un dossier contenant plusieurs fichiers dont deux fichiers FITS de l’image reconstruite convoluée ou non par la FEP de l’interféromètre, des fichiers ASCII contenant le modèle de visibilité complexe reconstruit et un fichier PDF résumant les résultats de la reconstruction. La résolution spatiale de la FEP est imposée par la longueur de base maximum utilisée et vaut entre 10 mas (courtes bases) et 3 mas (longues bases) dans le cas de l’instrument MATISSE ($\lambda/2B$ avec $\lambda = 3,5\mu m$). Un exemple de fichier présentant les résultats obtenus avec IRBis est présenté en annexe (Ann. E).

4.3.4 Détectabilité des nébuleuses spirales

Dans une première approche, j’ai voulu tester les capacités de reconstruction d’image de MATISSE en prenant des spirales de tailles différentes (5, 10, 20, 30 et 50 mas). Pour chaque modèle, j’ai appliqué différentes magnitudes L afin d’avoir une idée des seuils de détectabilité de ces structures en fonction de leurs luminosités. Comme discuté précédemment, plus on diminue la luminosité, plus le rapport signal-à-bruit des données se retrouve dégradé, et ce jusqu’au point de ne plus être exploitable ($SNR < 3$). De cette façon, les couvertures du plan (u-v) varient fortement en fonction de la magnitude choisie. On présente les résultats de la reconstruction obtenue avec IRBis dans les Figures 4.24, 4.26, 4.27, 4.28 et 4.29.

Pour chaque taille de spirale, on présente une vue du modèle utilisé pour générer les données MATISSE simulées. De plus, on présente pour chaque magnitude considérée, la meilleur image reconstruite convoluée ainsi que la couverture du plan (u-v) associée.

Intéressons nous tout d’abord à la plus grande spirale considérée dans cette première étude ($S = 50$ mas). On peut voir que la spirale est parfaitement reconstruite pour les trois magnitudes, avec des structures légèrement moins marquées dans le cas de plus faible magnitude. La couverture (u-v) de ce dernier cas donne bien une idée de la dégradation de SNR, à mesure que les fréquences spatiales augmentent. Dans ce cas, les données correspondantes aux plus grandes longueurs de base se retrouvent inexploitable (la fréquence spatiale maximum étant de l’ordre de 50 arcsec^{-1}). Malgré ce manque de haute fréquence spatiale, la spirale apparaît pourtant bel et bien visible permettant la mesure de son épaisseur (lié à l’ouverture du choc de la binaire).

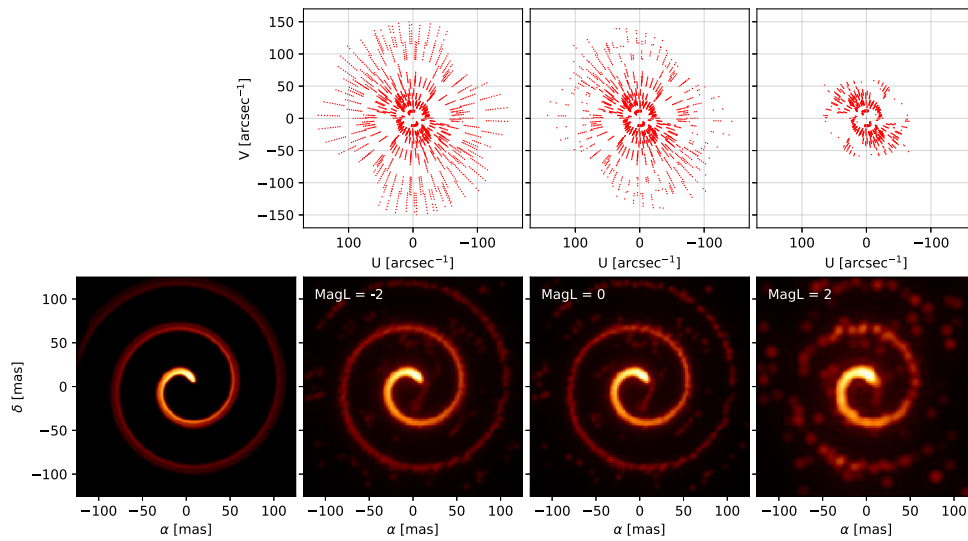


FIGURE 4.24 – Reconstruction d’image d’une spirale d’un pas égal à 50 mas pour trois magnitudes L différentes (-2, 0, 2). **En haut** : couverture (u-v) correspondante aux données simulées. **En bas** : images reconstruites. Le panneau de gauche montre l’apparence du modèle utilisé.

On va le voir un peu plus loin, mais on peut d’ores et déjà admettre que les plus hautes fréquences spatiales ne sont pas indispensables à la détectabilité de ces structures.

En plus de juger de l’aspect visuel de l’image reconstruite (en comparaison du modèle utilisé), IRBis fournit également une comparaison entre les visibilité complexes reconstruites et les données ayant servi à la reconstruction. Une mesure chiffrée de la crédibilité de l’image reconstruite est ainsi disponible pour chaque observable à travers les χ^2 réduits sur les visibilité et sur les phases.

Un exemple de visibilité complexes reconstruites est présenté dans la Figure 4.25, pour une spirale de 50 mas. Les χ^2 obtenus sont ainsi très proche de 1 pour les deux observables permettant de juger de la bonne qualité de l’image reconstruite.

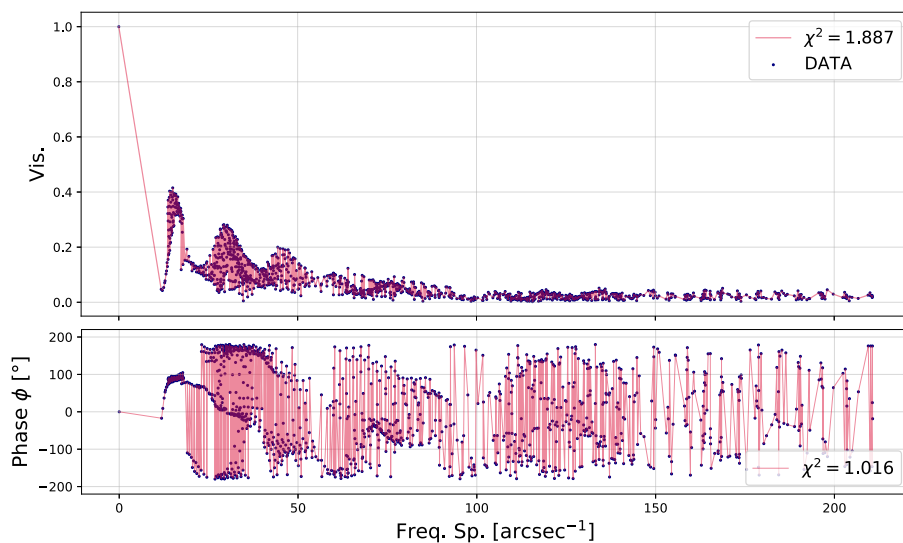


FIGURE 4.25 – Reconstruction de la visibilité complexes d’une spirale de 50 mas avec IRBis. **En haut** : amplitude de visibilité. **En bas** : phase de visibilité complexe.

Pour des spirales de pas plus petits (Fig. 4.26 et 4.27), le seuil de détectabilité est clairement dépassé et ce pour les trois magnitudes considérées. La structure, le nombre de tour, l'épaisseur ou encore le profil de brillance de la spirale sont mesurables. En diminuant la taille des spirales, les structures observées se retrouvent plus petites pour des longueurs de base fixes, permettant d'augmenter les valeurs de visibilité simulées et ainsi d'augmenter le SNR. On peut observer que pour la magnitude 2, la couverture du plan (u-v) augmente à mesure qu'on diminue la taille de la spirale.

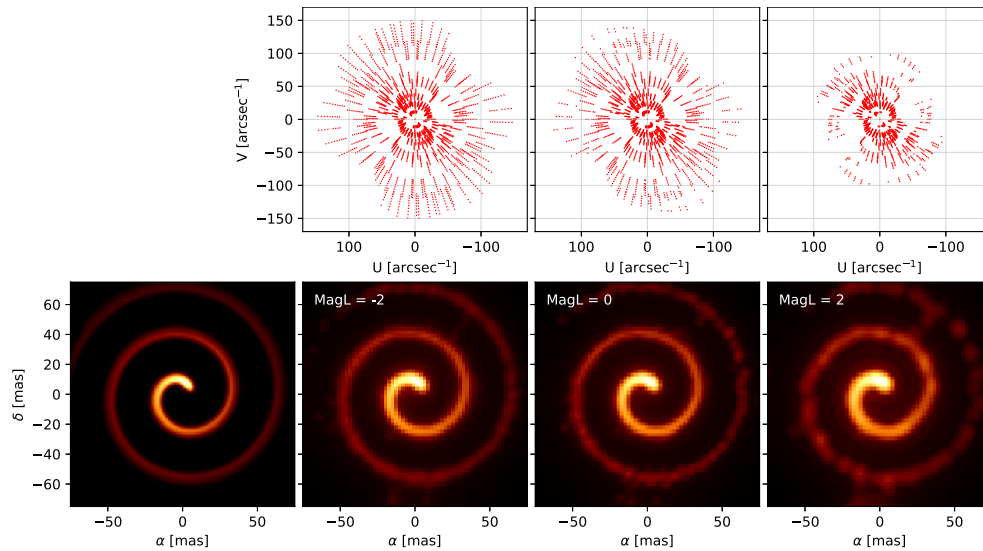


FIGURE 4.26 – Reconstruction d'image d'une spirale de 30 mas. Même description que la Figure 4.24.

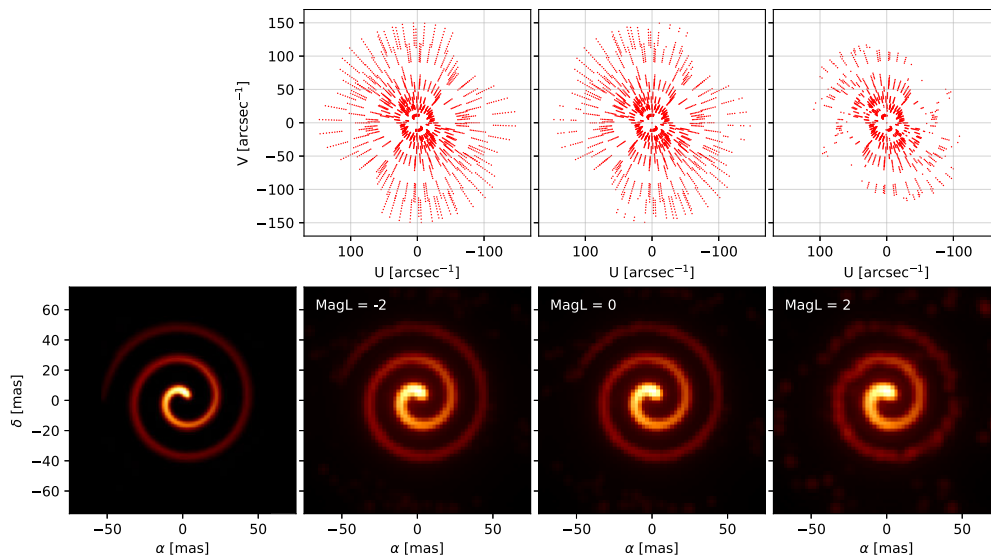


FIGURE 4.27 – Reconstruction d'image d'une spirale de 20 mas. Même description que la Figure 4.24.

Pour la spirale de 10 mas (Fig. 4.28), on peut une fois de plus identifier la structure spirale de l'objet pour les trois magnitudes explorées. Néanmoins, la comparaison du modèle avec l'image reconstruite laisse apparaître une épaisseur plus importante du bras spirale, qui se trouve être

limitée par le pouvoir de résolution de notre interféromètre ($\lambda/2B = 3$ mas). Cette reconstruction est assez encourageante, et permet de mettre en avant la nécessité de confirmer l'aspect spirale de l'objet WR118 avec MATISSE, que l'on soupçonne fortement d'arbore une nébuleuse spirale (Millour et al. 2009).

Si l'on diminue davantage le pas de la spirale jusqu'à 5 mas (Fig. 4.29), la forme spiralée de l'environnement n'est plus détectable dans l'image reconstruite et ce pour les trois magnitudes appliquées. Pour une spirale aussi petite, on peut tout de même observer une certaine nébulosité autour de l'étoile et cela laisse entrevoir un environnement en poussière non résolue mais bien présent.

On peut également voir qu'à ces échelles spatiales, le SNR associé aux données n'est plus un facteur limitant au processus de reconstruction d'image. En effet, les Figures 4.28 et 4.29 montrent des couvertures du plan (u-v) similaires entre les magnitudes -2 et 2, avec des fréquences spatiales maximums identiques.

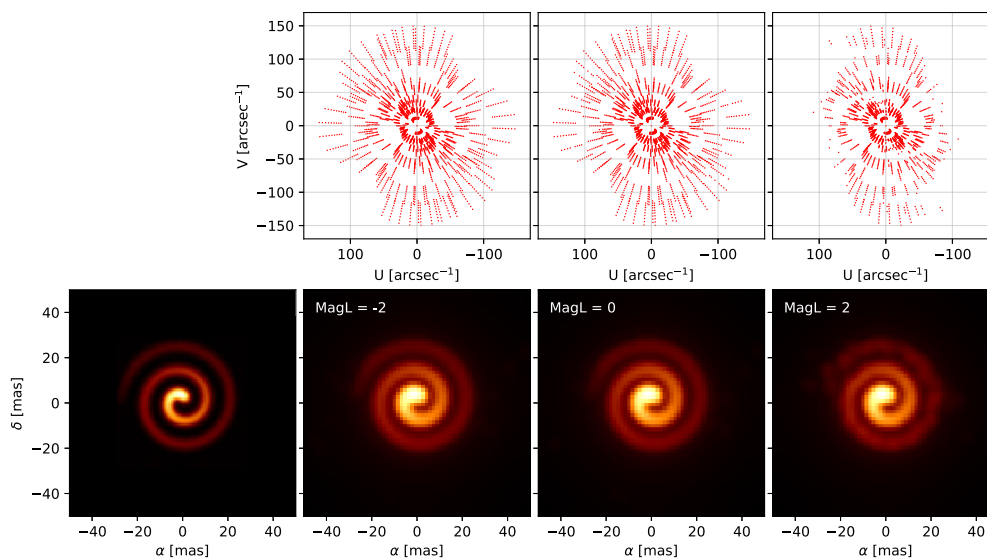


FIGURE 4.28 – Reconstruction d'image d'une spirale de 10 mas. Même description que la Figure 4.24.

Avec cette première étude, on montre que l'instrument MATISSE devrait être capable de détecter assez facilement les structures spirales autour des binaires en interaction. Pour les trois plus grandes tailles considérées, des mesures précises d'aspect fondamentaux de l'objet comme l'épaisseur, le pas ou les effets d'assombrissement seront possibles dans l'image. Pour des spirales plus petites comme WR118 ($S = 10$ mas), ces mesures directes seront plus difficiles compte tenu de la limite de résolution spatiale de MATISSE.

Comme discuté dans le Chapitre 3, les nébuleuses spirales produisent de très bas contrastes de frange (inférieur à 10% pour WR104). L'étude approfondie de ces objets nécessite donc la possibilité de détecter de très faibles visibilités avec un bon rapport signal-à-bruit, en particulier pour les grandes fréquences spatiales (Fig. 4.25). MATISSE étant conçu pour imager les environnements de poussière, il devrait être capable de détecter de si bas contrastes comme l'attestent les premières observations de WR104 effectuées durant le *commissioning* (Fig. 4.4). C'est cet aspect de bas contraste qui a prévenu toutes nos tentatives de reconstruction d'images avec les instruments PIONIER ou GRAVITY, qui sont pour le moment incapables de détecter les très faibles visibilités (Sect. 3.5.3). La mesure des bas contrastes s'avère donc être une condition *sine qua non* à la détection et l'étude des nébuleuses spirales de poussière.

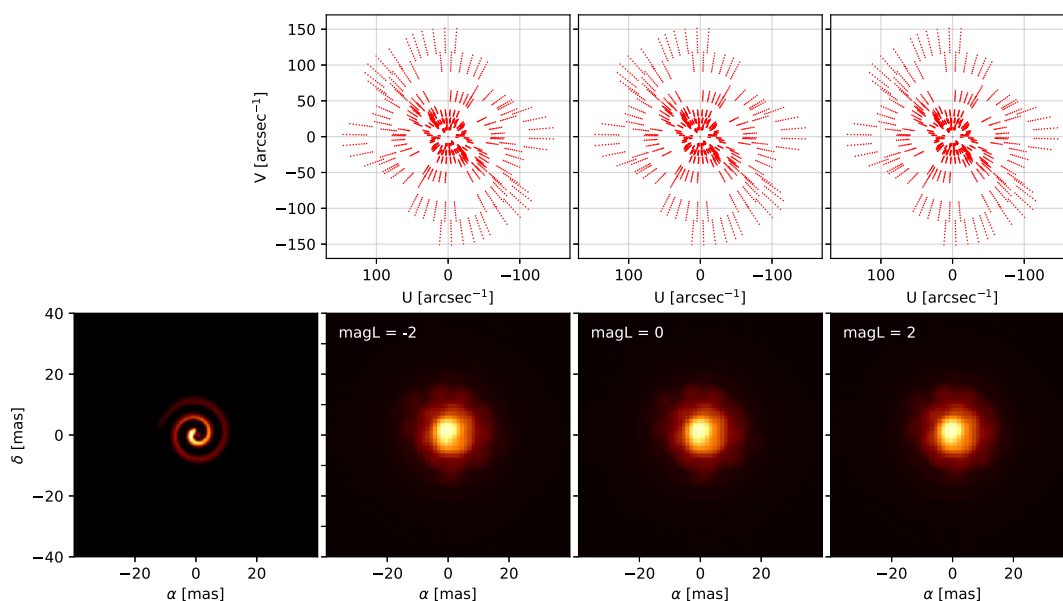


FIGURE 4.29 – Reconstruction d’image d’une spirale de 5 mas. Même description que la Figure 4.24.

4.3.5 Possibilités d’imagerie de WR104 avec MATISSE

Dans une seconde approche, j’ai voulu tirer le maximum de l’instrument MATISSE en testant différents aspects concernant le prototype des nébuleuses spirales : WR104. De par sa luminosité en infrarouge moyen et sa taille, WR104 devrait faire partie des premiers objets observés avec l’instrument MATISSE. Parce qu’une détection de structure aussi complexe qu’une spirale serait un excellent moyen de mettre en avant les capacités d’imagerie de l’instrument, je montre ici des prédictions réalistes de reconstruction faites à partir de données simulées de WR104.

Présence d’une enveloppe résolue Le premier aspect étudié concerne la présence d’une enveloppe secondaire de poussière, ayant pour effet principal de diminuer fortement les visibilités mesurées de l’objet. Il y a pour le moment très peu de contraintes concernant cette seconde composante résolue, sa présence n’est qu’une hypothèse soutenue par les faibles visibilités observées avec AMBER (Sect. 3.5.2) et sa variabilité photométrique (Chap. 2). Afin de ne rien présumer sur cette enveloppe, j’ai inclus différentes contributions d’enveloppe au système de WR104 (entre 20 et 90%) du flux total). Pour cette étude, la taille de la spirale est fixée à 66 mas (Sect. 2.4) avec une magnitude L de -2 ($\approx 2000 Jy$). On présente les résultats de cette étude dans la Figure 4.30.

Avec une couverture optimale du plan u-v (3 nuits sur les différentes configurations du VLTI avec un échantillonnage d’1h), les deux premiers tours de la spirale ressortent sans problème, et ce malgré une contribution relative de celle-ci de seulement 10% (90% du flux dans l’enveloppe). Si les mesures d’épaisseurs sont encore possibles pour une contribution d’enveloppe aussi importante, les mesures sur la distribution de brillance seront difficiles avec une spirale se détachant que faiblement du fond de l’image (en bas à droite, Fig. 4.30). De plus, on ne devrait pas être capable de détecter la forme de la composante résolue, mais seulement avoir une idée de sa contribution. En effet, cette composante apparaît comme un fond uniforme sur tout le champ de vue de l’image, alors que celle-ci avait été considérée comme gaussienne avec une décroissance en intensité par rapport au centre (à gauche, Fig. 4.21).

Malgré les très bas contrastes de visibilité relevés dans le cas le plus extrême (entre 0,3 et 4%, Fig. 4.31), la structure spirale de WR104 devrait pouvoir être imagée par MATISSE. Ceci montrant une fois de plus la nécessité de mesurer de très bas contrastes afin de produire des images d'environnement très faible.

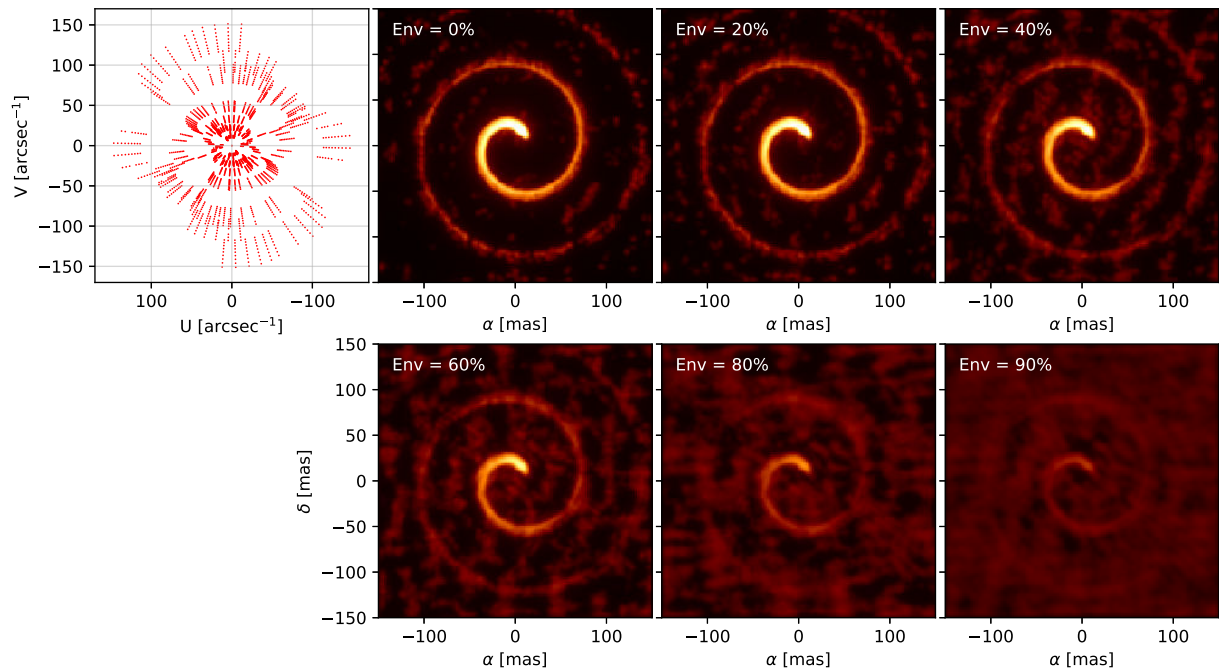


FIGURE 4.30 – Reconstruction du modèle de spirale de WR104 ($S = 66$ mas). **En haut, à gauche** : couverture du plan (u-v). Les différentes images reconstruites correspondent à une contribution relative de la composante résolue de 0, 20, 40, 60, 80 et 90%. Le rapport signal-à-bruit se dégrade avec l'importance relative de l'enveloppe mais la spirale est toujours visible.

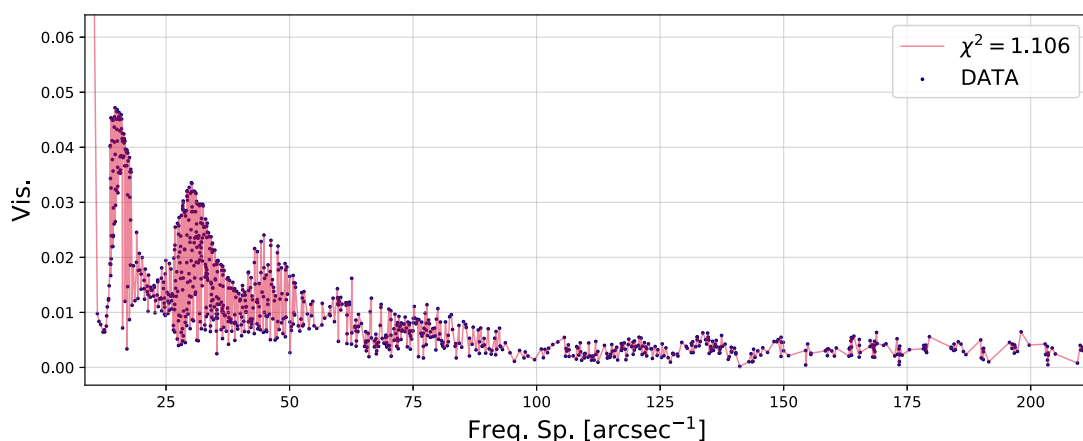


FIGURE 4.31 – Reconstruction de la visibilité associée à WR104 comprenant une composante résolue représentant 90% du flux total. Comme on peut le voir, les contrastes en jeux sont extrêmement faible ($< 5\%$).

Importance de la couverture (u-v) Le temps d'observation des interféromètres de dernière génération comme MATISSE étant précieux, j'ai voulu tester les effets de la couverture (u-v) sur l'apparence de l'image reconstruite. Avec l'utilisation actuelle du VLTI, les différentes configurations de lignes de base sont uniquement accessible sur plusieurs jours entrecoupé de nuits techniques. En pratique, observer un objet avec les trois configurations prendra environs une semaine, si les aléas climatiques n'empêchent pas les observations. Le nombre d'heures d'observation demandé est ainsi assez conséquent, en comparaison de ce qui peut être fait par imagerie directe ou spectroscopie en quelques minutes. J'ai donc tenté de reconstruire des images de WR104 en utilisant seulement une partie bases disponibles, afin d'avoir une idée du type de résultats que l'on peut obtenir en fonction du nombre d'heures demandé.

Les résultats de cette étude sont présentés dans la Figure 4.32. Le modèle utilisé ne comprend pas de composante résolue et présente un pas de spirale de 66 mas. Les différentes reconstructions d'image montre que la spirale de WR104 est clairement identifiable, même en observant qu'une seule nuit (seulement les courtes bases).

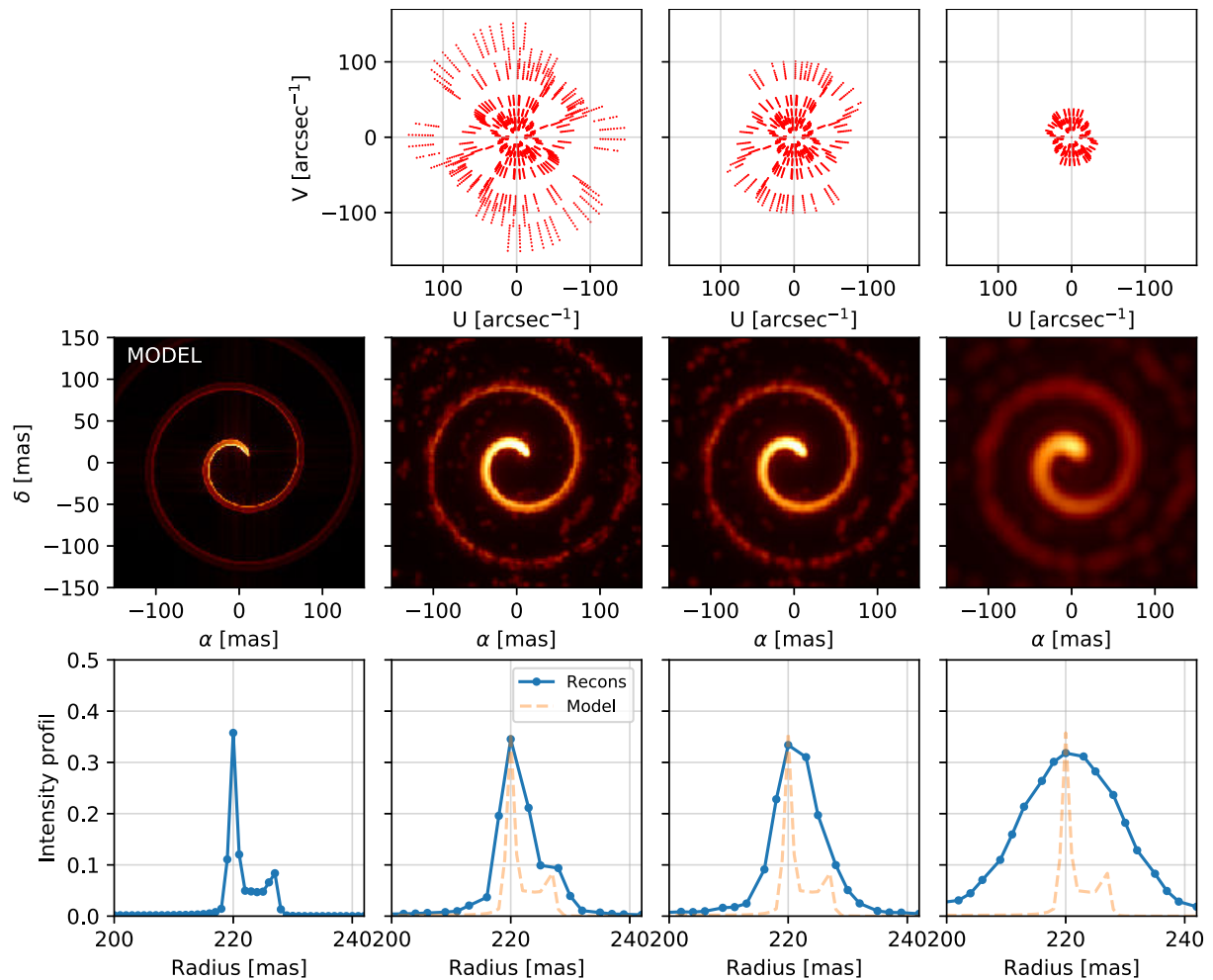


FIGURE 4.32 – Reconstruction du modèle de spirale de WR104. **En haut** : couverture du plan (u-v). **Au milieu** : images reconstruites suivant l'utilisation des différentes configuration du VLTI (SB+MB+LB, SB+MB, SB). **En bas** : profil d'intensité du premier tour de spirale. Le modèle est présenté dans le premier panneau en bas.

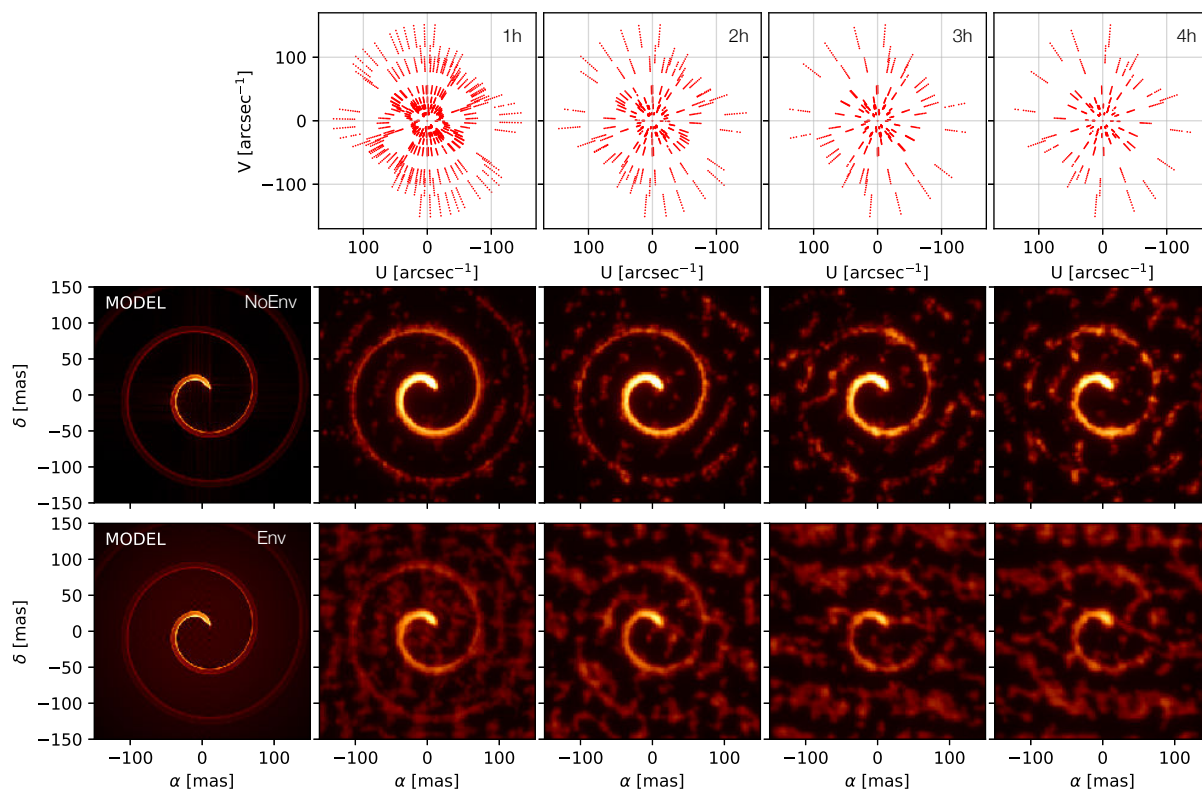


FIGURE 4.33 – Reconstruction du modèle de spirale de WR104 ($S = 66$ mas). **En haut** : couverture du plan (u-v). **Au milieu** : images reconstruites suivant un échantillonnage du plan (u-v) de 1, 2, 3 ou 4h sans enveloppe. **En bas** : images reconstruites avec enveloppe de 60%. Les modèles sont présentés dans les premiers panneaux à gauche.

J'ai ensuite exploré l'effet de l'échantillonnage du plan (u-v) lors le processus de reconstruction. En effet, les reconstructions présentées jusqu'ici sont réalisées à partir de données échantillonnées de façon optimale, avec un point de visibilité étalonnée par heure. Au cours d'une nuit, on pourra choisir d'observer plusieurs objets, réduisant ainsi le nombre de points acquis durant la nuit. Si tel est le cas, le temps d'échantillonnage du plan (u-v) pourra varier d'une heure à quatre heures suivant le nombre d'objet (2h = 2 objets, 3h = 3 objets, etc.). De tels plans d'observations sont notamment envisagés pour imager plusieurs objets au cours d'une même campagne d'observation. La Figure 4.33 montre ainsi l'effet d'échantillonnage sur l'apparence de l'image reconstruite du système de WR104.

On peut noter que la spirale est encore visible dans le cas le moins échantillonné, avec un point toute les quatre heures et ce avec et sans enveloppe. Ces résultats sont très encourageant et nous poussent à en faire l'expérience lors des premières phases d'exploitation de MATISSE. En effet, pouvoir imager plusieurs objets au cours d'une nuit pourrai ainsi grandement améliorer l'attractivité de l'instrument.

Paramètres de la spirale On peut maintenant explorer les capacités de l'instrument à mesurer les différents paramètres clés associés aux nébuleuses spirales comme : l'inclinaison (Fig. 4.34), l'angle d'ouverture (Fig. 4.35), le rayon de nucléation (Fig. 4.36) et loi de température (Fig. 4.37).

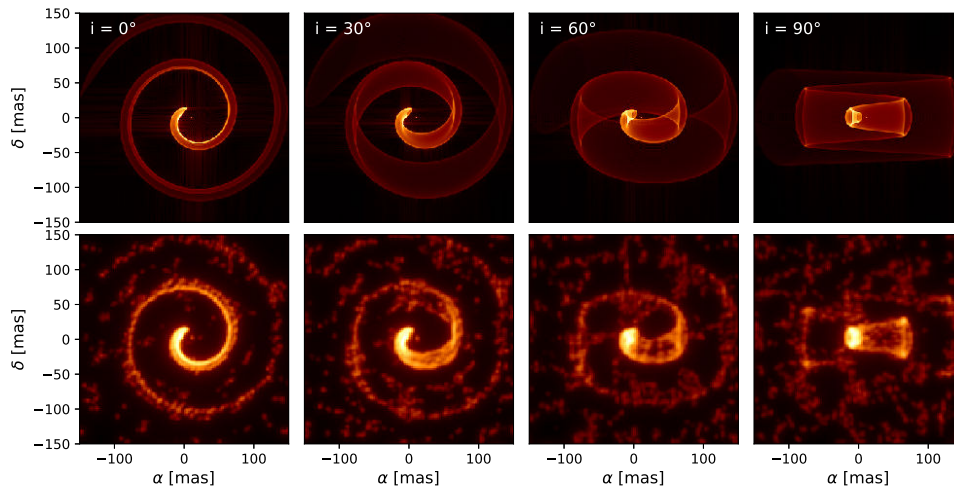


FIGURE 4.34 – Reconstruction du modèle de spirale pour différentes valeurs d’inclinaison ($i = 0, 30, 60$ et 90°). **En haut** : modèles de références. **En bas** : image reconstruite avec trois nuits d’observations avec les ATs.

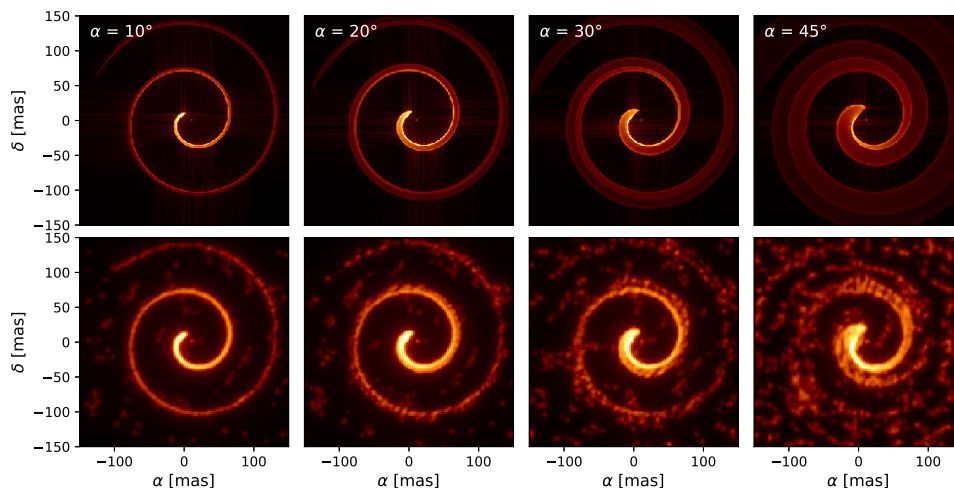


FIGURE 4.35 – Reconstruction du modèle de spirale pour différents angle d’ouverture ($\alpha = 10, 20, 30$ et 45°). **En haut** : modèles de références. **En bas** : image reconstruite avec trois nuits d’observations avec les ATs.

Inclinaison de la spirale La structure spirale est visible pour les quatre inclinaisons considérées (Fig. 4.34). On note toutefois que ce modèle ne prend pas en compte la profondeur optique de la poussière, et ne permet donc pas représenter de façon réaliste une spirale vue de côté.

Angle d’ouverture L’angle d’ouverture représente un des paramètres les plus importants des spirales de poussière. Il va se traduire par un accroissement de l’épaisseur du bras spirale, et modifier la structure du profil d’intensité 1D du premier tour. On peut voir que les reconstructions reproduisent correctement les quatre modèles explorés, avec toutefois une dégradation de l’image à mesure qu’on augmente l’angle α .

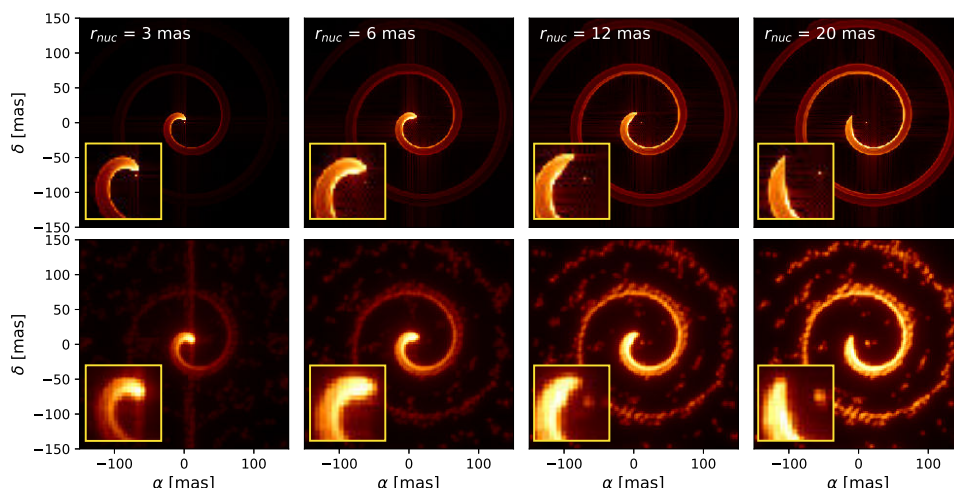


FIGURE 4.36 – Reconstruction du modèle de spirale pour différents rayons de sublimation de la poussière ($r_{nuc} = 3, 6, 12, 20$ mas). **En haut** : modèles de références. **En bas** : image reconstruite avec trois nuits d’observations avec les ATs. L’encart représente un zoom autour de la zone de nucléation.

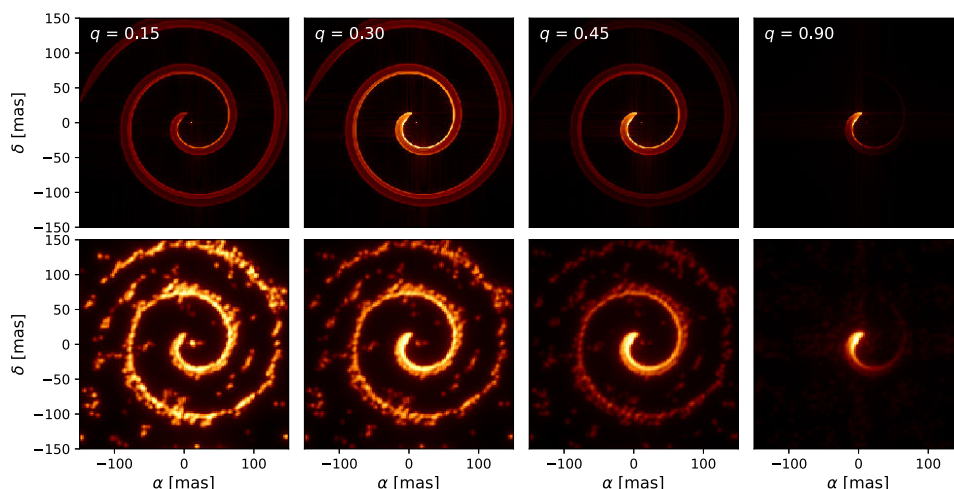


FIGURE 4.37 – Reconstruction du modèle de spirale pour différentes loi de température ($q = 0,15, 0,3, 0,45$ et $0,9$). **En haut** : modèles de références. **En bas** : image reconstruite avec trois nuits d’observations avec les ATs.

Rayon de nucléation La Figure 4.36 montre que MATISSE sera sensible au rayon de nucléation des poussières, paramètre dont on estime la valeur autour de 12 mas sans parvenir à la confirmer. Si la séparation entre l’étoile et la tête de la spirale est clairement visible pour les plus grands rayons considérés (6, 12 et 20 mas), une séparation de 3 mas ne pourra cependant pas être résolue par l’instrument ($\lambda/2B = 3$ mas en bande L).

Décroissance en température Les quatre indices de décroissance considérés ont pour effet de produire une spirale plus ou moins brillante en fonction de l’éloignement de la binaire. La Figure 4.37 indique que le profil de brillance le long de la spirale pourra être mesuré directement à partir des images produites par MATISSE, et cela suivant n’importe quelles valeurs de q .

Ces études montrent que MATISSE devrait être capable d'imager les nébuleuses spirales de poussières de façon inédite. L'ensemble des paramètres explorés par mon étude sont mesurables dans les images reconstruites, et requiert trois nuits d'observations avec les ATs pour l'être sans ambiguïté. Ces études montrent également que la structure spirale seule, elle, pourra être détectée avec seulement une nuit de temps télescope (pour les spirales plus grandes) et deux nuits pour les spirales plus petites.

MATISSE fera ainsi entrer l'interférométrie optique longue base dans l'ère de l'imagerie, grâce à sa multitude d'observables interférométriques (visibilité, clôture, phase et visibilité différentielle, etc.) et sa large plage spectrale élargie (bande L+M et N).

Conclusions et perspectives

La fin de vie des étoiles massives, représentée par la phase Wolf-Rayet, joue un rôle essentiel dans l'enrichissement en éléments lourds et en poussière des galaxies. Si les mécanismes exacts de formation de poussière sont assez mal connus, on sait aujourd'hui que la quantité de poussière observée autour de ces étoiles est importante. Des étoiles Wolf-Rayet binaires, comme WR104, produisent ainsi entre 0,1 et 1,5 fois la masse de la planète Mars en une année. Les environnements de ces étoiles se présentent sous la forme d'une spirale de poussière, résultant de la combinaison de l'interaction entre les vents des deux étoiles et de leur mouvement orbital. Ces efficacités de production de poussière sont à comparer aux taux observés autour des étoiles AGB (Asymptotic Giant Branch) et des supernovæ, qui sont connues pour être les premiers producteurs de poussière des galaxies. En effet, des études récentes concernant le petit nuage de Magellan (SMC) ont montré qu'une seule étoile WR pouvait produire autant de poussière que la population entière des étoiles AGB du SMC. De par leur dominance dans ce rôle de recyclage de la matière dans la Galaxie, les WR à poussière représentent donc une bonne piste pour expliquer le problème du manque en masse de poussière observé dans les galaxies communément appelé "*dust budget crisis*" en anglais (Morgan & Edmunds 2003).

Les efforts réalisés ces dernières années en matière de modélisation hydrodynamique 3D ont permis d'apporter un œil nouveau sur les phénomènes physico-chimiques à l'œuvre dans les binaires à interaction de vent. Ces modèles extrêmement complets permettent d'avoir une idée précise des conditions et des phénomènes physiques à l'œuvre autour de l'emplacement présumé de la zone de formation de poussière. Ils permettent ainsi de relancer le débat concernant le mode de nucléation de celles-ci, qui ne devrait pas avoir lieu si l'on considère la luminosité et la température élevées de ces étoiles. Cette question fut soulevée lors des premières observation du prototype de ces objets en 1999 par P. Tuthill, J. Monnier et W. Danchi, et reste à ce jour sans réponse.

Ma thèse s'inscrit dans ce contexte, et vise à acquérir de nouvelles connaissances théoriques sur ces objets grâce aux progrès de la modélisation numérique (Chap. 2), théorie ensuite confrontée aux observations en haute résolution angulaire (Chap. 3 et 4).

Mon propre travail en modélisation numérique m'a permis de mettre en place des modèles comprenant différents niveaux de sophistication, en partant d'un modèle complexe hydrodynamique couplé aux transferts de rayonnement (TR), pour arriver à un modèle géométrique analytique de nébuleuse spirale. Entre ces deux types d'approches, j'ai également pu mettre en place des modèles en transfert de rayonnement retranscrivant la forme spirale de l'objet via un modèle 3D ou en l'approximant par un modèle axisymétrique constitué d'anneaux concentriques. Le

modèle analytique aussi appelé modèle phénoménologique a permis d'ajuster les données de l'instrument SPHERE de l'objet WR104, contraignant ainsi différents aspects de la spirale comme sa taille, sa loi de température, son rayon de nucléation ou sa distance. Le modèle axisymétrique a permis de fournir une estimation de la masse en poussière de WR104, en révélant toutefois les limites de l'imagerie monopupille pour ce type d'étude. Les modèles 3D et hydrodynamiques n'ont pour le moment pas été comparés directement aux données observationnelles, qui représentent donc une des perspectives de ce travail de thèse.

Le second volet de mon travail a consisté à mener une large campagne d'observation concernant le prototype des nébuleuses spirales : WR104 (Chap. 3). J'ai utilisé pour cela les dernières innovations technologiques en matière de haute résolution pour observer cet objet sous toutes ses coutures : des grandes échelles spatiales, permettant d'étudier la connexion entre le milieu interstellaire et le milieu circumstellaire, avec l'imageur VLT/VISIR ($\lambda = 10\text{--}12 \mu\text{m}$), aux régions internes avec l'instrument VLTI/AMBER ($\lambda = 1,8\text{--}2,4 \mu\text{m}$), en passant par les régions intermédiaires avec l'instrument d'optique adaptative extrême (XAO) VLT/SPHERE ($\lambda = 0,95\text{--}2,29 \mu\text{m}$). L'instrument VLT/VISIR a montré un environnement riche en poussière jusqu'à une seconde d'arc, correspondant à des poussières formées 10 ans auparavant. Le contraste de l'instrument VLT/SPHERE couplé à une technique de déconvolution innovante a permis quant à lui de révéler pour la première fois jusqu'à 5 tours de spirale, retraçant l'historique de la perte de masse de l'objet sur près de 4 ans. Le profil de brillance observé avec VLT/SPHERE le long de la spirale n'a pas permis d'identifier d'éventuels effets d'assombrissement entre les tours pourtant observés dans la littérature et dans nos modèles en TR, la résolution spatiale "relativement" limitée de l'instrument masquant sans doute ce phénomène d'ombres lors du processus de convolution. Enfin, les données de l'instrument interférométrique VLTI/AMBER, qui n'ont pas encore révélé toutes leurs informations, semble indiquer la présence d'une composante très résolue autour du système de WR104. Cette composante a pour effet d'abaisser grandement les visibilitées observées, qui ne sont pas reproduites par notre modèle de spirale (pourtant représentatif des données d'imagerie). Cet environnement peut être attribué à une formation de poussière secondaire, se produisant loin de la binaire centrale. Plusieurs indices nous laissent en effet supposer que de la poussière est effectivement présente sur la ligne de visée, comme en témoignent des éclipses répétées dans le visible (Williams 2014) et une brillance stellaire en bande J anormale (Sect. 3.4). Ces différentes études ont été très enrichissantes et nécessaires pour notre compréhension du système WR104, mais ont rapidement montré leurs limitations en terme de résolution spatiale, montrant ainsi la nécessité d'étudier ces systèmes à beaucoup plus haute résolution spatiale grâce à des instruments comme MATISSE ou au futur ELT/METIS.

Enfin, le dernier aspect abordé par ce travail de thèse concerne l'instrument interférométrique de toute dernière génération MATISSE (Chap. 4). L'instrument ayant été conçu à l'Observatoire de Nice, j'ai ainsi pu m'impliquer dans ses phases finales de développement en participant à la caractérisation des faisceaux de l'instrument, à la préparation du commissioning et à l'élaboration des futurs projets d'observation en physique stellaire. La préparation de ces observations m'a également motivé à mettre en place un outil de diagnostique d'observabilité de source astrophysique, nommé PREVIS pour *Python Request Engine for Virtual Interferometric Survey*, permettant de savoir rapidement si l'objet est observable compte tenu de ses magnitudes et de ses coordonnées célestes. Cet outil, assez similaire aux outils du JMMC, permet de dresser l'observabilité d'une liste de sources de façon automatisée via un logiciel développé en Python ou via une interface web très bientôt disponible. Sur le volet plus particulier des nébuleuses spirales, j'ai pu tester les capacités de reconstruction d'image de l'instrument sur différents aspects : la taille de la spirale, la couverture et l'échantillonnage du plan (u-v), l'inclinaison, le profil de brillance ou encore l'angle d'ouverture de la spirale. Cette étude m'a permis de confirmer la nécessité

d'utiliser MATISSE pour observer de façon inédite ces objets, car il est le seul instrument capable d'observer en bande L (pic d'émission des nébuleuses spirales) avec ce niveau de résolution spatiale (3 mas avec les plus grandes longueurs de base). Ces études m'ont notamment permis de préparer et de conduire plusieurs propositions d'observations pour les prochaines périodes d'observations ESO se déroulant en 2019.

Perspectives

Les différents travaux menés au cours de ce travail de thèse ont permis de donner une vue contemporaine des nébuleuses spirales, à travers la mise en place de différents modèles numériques et l'étude approfondie du système prototype représenté par WR104. Si ces observations nous ont appris énormément de choses concernant cet objet particulier, elles montrent également certaines limites et nécessitent donc d'être reconduites dans un avenir proche à l'aide de nouveaux instruments tels que MATISSE et en observant un plus large échantillon de sources.

L'étude des nébuleuses spirales à haute résolution angulaire n'en est ici qu'à ses débuts et mérite d'être poursuivie dans le futur. En effet, il est important d'avoir en tête que ces objets rivalisent avec les producteurs historiques de poussière des galaxies, et méritent donc d'être étudiés avec la plus grande attention afin de répondre aux questions encore en suspens : les WR à poussière forment-elles toutes des spirales ? Quel est l'emplacement exact de la nucléation des grains de poussière ? Quelle est la masse en poussière de ces objets ? Combien sont-elles exactement dans la Voie lactée ? Quel rôle joue l'environnement spiralé de ces étoiles dans le déficit de poussière observé dans la galaxie ? À la fin de leur vie ? etc.

Dans les années à venir, l'instrument MATISSE représente la meilleure opportunité de faire progresser nos connaissances sur ce sujet. Le nombre de sources potentielles dans ses premières années d'exploitation est de l'ordre d'une dizaine, et devrait ensuite largement augmenter grâce à l'arrivée du suiveur de frange GRA4MAT. Un suivi systématique de plusieurs étoiles WR, suspectées de présenter un environnement de poussière, pourrait ainsi révéler le pourcentage d'étoiles arborant une spirale. C'est en tout cas le sens que nous avons donné aux premières propositions d'observations prévues pour 2019.

Multiplier les images de spirales à très haute résolution avec MATISSE devrait permettre de mieux contraindre les différents modèles développés pendant ce travail de thèse. Si WR104 a bénéficié d'une analyse approfondie, de par son côté prototype, plusieurs dizaines de spirales sont aujourd'hui connues et méritent un suivi particulier dans les années à venir.

L'exploitation de l'interféromètre radio ALMA devra également être considérée pour étudier ces systèmes. En effet, les très grandes configurations d'antennes disponibles aujourd'hui permettent d'atteindre des résolutions spatiales de quelques dizaines de mas (20 mas à 230 GHz, 43 mas à 110 GHz). La haute sensibilité de l'instrument, avec ses X antennes de 12 m, permettrait d'imager l'environnement en poussières froides de ces systèmes. Sonder les grandes échelles spatiales associées à ces objets pourrait ainsi nous révéler si la poussière se présente toujours sous forme de spirale même loin de la binaire. Quelles espèces chimiques sont présentes en fonction de l'éloignement à la binaire ? Quelle est la distribution de brillance de ces objets en submillimétrique ? etc.

L'arrivée des nouvelles données Gaia dans les prochaines années devrait également faire progresser nos connaissances sur ces étoiles, en fournissant une précision sans précédent sur leurs paramètres astrométriques : distance, position, vitesse radiale, etc. Comme on l'a vu au cours de ce manuscrit, il est possible de remonter à la distance de ces objets en faisant quelques hypothèses sur la vitesse des vents des étoiles. Avec Gaia, on pourrait ainsi inverser le problème en fournissant une vitesse linéaire (en km/s) de la poussière, donnant de nouvelles contraintes sur

l'emplacement de la zone de nucléation. Les futures données Gaia (DR3, 4 et finale) devraient nous fournir des informations sur les binaires elles-mêmes. En effet, si le côté binaire de ces objets est inféré par la présence de la spirale et des observations spectroscopiques, il n'a pour le moment pas été observé directement. Les solutions astronomiques fournies par Gaia devraient ainsi nous donner la séparation des binaires au cœur des nébuleuses spirales, ainsi que leur rapport de masse et de luminosité dans le cas de binaires observées par spectroscopie. Connaître précisément leurs distances permettra également d'avoir une idée précise de la luminosité totale de ces binaires, permettant d'attribuer les bonnes sources de rayonnement aux modèles de transfert radiatif.

Dans un avenir plus éloigné, l'arrivée du télescope spatial *James Webb Space Telescope* (JWST) devrait venir compléter la flotte d'instruments infrarouges observant ce type de source. La très haute sensibilité permise par un télescope spatial permettra ainsi de sonder l'environnement en poussière de ces étoiles entre 0,6 et 28 μm avec une résolution spatiale à la limite de diffraction imposée par un télescope de 6,5 m. En plus de pouvoir fournir des images, le JWST fournira également des spectres infrarouge à haute résolution spectrale via l'instrument MIRI/MRS. Dans ce domaine, j'ai eu l'occasion de collaborer avec Ryan Lau, post-doctorant à Caltech aux États-Unis, qui a d'ores et déjà prévu d'observer certaines WR à poussière dans les premiers mois d'exploitation du JWST. Ces observations spectroscopiques, incluant l'objet WR104, devraient permettre de détecter les molécules précurseurs des poussières comme l'acétylène ou des espèces semblables aux PAH, et ainsi avoir une meilleure idée de l'importance de l'hydrogène dans la chimie de la nucléation.

Enfin, dans un futur plus éloigné, l'extrêmement grand télescope européen (*Extremely Large Telescope*, ELT) devrait permettre d'observer un nombre encore plus important d'objets à des résolutions spatiales similaires à ce qui peut être obtenu par interférométrie. Parmi les instruments de première génération, on peut citer l'instrument METIS (*Mid-infrared E-ELT Imager and Spectrograph*), couvrant les bandes L, M et N, qui offrira des capacités d'imagerie, de coronographie et de spectroscopie à moyenne résolution spectrale sur toute la gamme de longueurs d'onde (3–19 μm), et de la spectroscopie à intégrale de champ (IFS) en bandes L et M (3–5 μm). De plus, le télescope primaire de l'ELT de 39 mètres de diamètre disposera d'une sensibilité sans précédent, grâce à sa surface collectrice de plus de 1000 m². En plus de METIS, qui sera l'instrument de prédilection pour étudier les environnements circumstellaires, l'ELT disposera d'un système d'optique adaptative multiconjugué (MAORY), d'un spectrographe à intégrale de champ visible/infrarouge (HARMONI) et d'un instrument imageur haute sensibilité incluant de l'optique adaptative (MICADO). Suivant les planifications actuelles de l'ESO, ces instruments devraient être opérationnels en 2025, ouvrant ainsi "l'œil le plus puissant au monde scrutant le ciel" ¹.

Avec l'ELT et les autres projets de grands télescopes comme le Thirty Meter Telescope (TMT) de 30 m à Hawaï et le Giant Magellan Telescope (GMT) de 21 m au Chili, l'astronomie moderne entrera dans une nouvelle ère, gardant pour objectif de mieux comprendre l'Univers qui nous entoure, et permettra peut-être enfin de détecter une planète similaire à la nôtre, susceptible d'abriter une certaine forme de vie.

1. <https://www.eso.org/public/france/teles-instr/elt/>

Annexe **A**

Article *A&A* : Vue de WR104 par SPHERE :
Détection directe de la spirale et lien avec
l'étoile proche

Article accepté pour publication dans la revue *Astronomy & Astrophysics* le 13 juillet 2018
([Soulain et al. 2018](#)).

SPHERE view of Wolf-Rayet 104[★]

Direct detection of the Pinwheel and the link with the nearby star

A. Soulain¹, F. Millour¹, B. Lopez¹, A. Matter¹, E. Lagadec¹, M. Carillet¹, A. La Camera², A. Lamberts³, M. Langlois⁴, J. Milli⁵, H. Avenhaus⁶, Y. Magnard⁷, A. Roux⁷, T. Moulin⁷, M. Carle⁸, A. Sevin⁹, P. Martinez¹, L. Abe¹, and J. Ramos¹⁰

¹ Université Côte d’Azur, Observatoire de la Côte d’Azur, CNRS, Laboratoire Lagrange, Bd de l’Observatoire, CS 34229, 06304 Nice cedex 4, France;

e-mail: anthony.soulain@oca.eu

² Dipartimento di Informatica, Bioingegneria, Robotica e Ingegneria dei Sistemi (DIBRIS), Università di Genova, Via Dodecaneso 35, 16145 Genova, Italy**

³ Theoretical Astrophysics, California Institute of Technology, Pasadena, CA 91125, USA

⁴ CRAL, UMR 5574, CNRS, Université de Lyon, Ecole Normale Supérieure de Lyon, F-69364 Lyon Cedex 07, France

⁵ European Southern Observatory, Alonso de Cordova 3107, Casilla 19001 Vitacura, Santiago 19, Chile

⁶ Max Planck Institute for Astronomy, Königstuhl 17, D-69117 Heidelberg, Germany

⁷ Univ. Grenoble Alpes, CNRS, IPAG, F-38000 Grenoble, France.

⁸ Aix Marseille Université, CNRS, LAM (Laboratoire d’Astrophysique de Marseille) UMR 7326, 13388 Marseille, France

⁹ LESIA, Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, Sorbonne Universités, UPMC, Univ. Paris 06, Univ. Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon, France

¹⁰ Max Planck Institute for Astronomy, Königstuhl 17, D-69117 Heidelberg, Germany

ABSTRACT

Context. WR104 is an emblematic dusty Wolf-Rayet star and the prototypical member of a sub-group hosting spirals that are mainly observable with high-angular resolution techniques. Previous aperture masking observations showed that WR104 is likely to be an interacting binary star at the end of its life. However, several aspects of the system are still unknown. This includes the opening angle of the spiral, the dust formation locus, and the link between the central binary star and a candidate companion star detected with the Hubble Space Telescope (HST) at 1”.

Aims. Our aim was to directly image the dusty spiral or “pinwheel” structure around WR104 for the first time and determine its physical properties at large spatial scales. We also wanted to address the characteristics of the candidate companion detected by the HST.

Methods. For this purpose, we used SPHERE and VISIR at the Very Large Telescope to image the system in the near- and mid-infrared, respectively. Both instruments furnished an excellent view of the system at the highest angular resolution a single, ground-based telescope can provide. Based on these direct images, we then used analytical and radiative transfer models to determine several physical properties of the system.

Results. Employing a different technique than previously used, our new images have allowed us to confirm the presence of the dust pinwheel around the central star. We have also detected up to five revolutions of the spiral pattern of WR104 in the K band for the first time. The circumstellar dust extends up to 2 arcsec from the central binary star in the N band, corresponding to the past 20 years of mass loss. Moreover, we found no clear evidence of a shadow of the first spiral coil onto the subsequent ones, which likely points to a dusty environment less massive than inferred in previous studies. We have also confirmed that the stellar candidate companion previously detected by the HST is gravitationally bound to WR104 and herein provide information about its nature and orbital elements.

Key words. Stars: Wolf-Rayet – Stars: winds, outflows – (Stars:) circumstellar matter – Techniques: high angular resolution

1. Introduction

The study of massive stars is important for many aspects of stellar evolution and cosmic enrichment. For example, a significant fraction of massive stars are part of in binary systems (Sana et al. 2013). The stellar components of these binaries are

good candidates to generate gravitational waves by the merging of the resulting black holes or neutron stars.

Wolf-Rayet (WR) stars are hot stars with broad emission lines. These lines originate from a strong and optically thick wind, which is driven by radiation pressure and reaches a velocity of up to a thousand kilometers per second. This supersonic wind of WR stars exerts a major influence on the immediate surroundings of the star.

WR stars come in three groups: 1.) cWR – classical, He-burning, H-poor remnants of massive stars; 2.) WNLh – very luminous and massive main sequence late (cooler) stars with a

* Based on observations collected at the European Organisation for Astronomical Research in the Southern Hemisphere under ESO programme IDs 097.D-0662 and 60.A-9639(A)

** Now with Teiga srls, Viale Brigate Partigiane 16, 16129 Genova, Italy.

hydrogen-enriched wind and a spectrum dominated by N III-V and He I-II lines; and 3.) [WR]¹ – the nuclei of some planetary nebulae, that is, low to medium mass stars on their way to becoming white dwarfs (WDs). In this study, we focus on cWR and the final stage of massive stellar evolution.

Massive WR stars exist at the limit of exploding as a supernova of type SNIbc and are good candidates for long gamma-ray bursts (Dessart et al. 2017). WR stars also play a dominant role in the enrichment of the local interstellar medium (ISM) with their important mass-loss and their supernovae explosions. They are particularly one of the contributors of key chemical elements for planet formation (such as ¹⁴C or ²⁶Al; Tatischeff et al. 2010).

WR stars are classified according to their emission spectra, which depends on their WR evolutionary stage. Those of class WN exhibit many emission lines of nitrogen and helium, while class WC stars manifest emission lines of carbon, oxygen, and helium. The standard accepted sequence of evolution places WC stars at the very end of the WR stage, before the very short oxygen-rich WO stage and the final supernova (Groh et al. 2014). The chronological evolution of WC stars is then classified into sub-stages from WC4 (youngest) to WC9 (oldest).

In addition, several WC8 and the majority of WC9 stars exhibit a strong infrared excess, which is reminiscent of hot and warm dust produced by the central source (Allen et al. 1972). These dust-producing WRs contribute to the enrichment of the interstellar medium and have extremely high dust-formation rates, with values up to $\dot{M} = 10^{-6} M_{\odot}/\text{yr}$ (Harries et al. 2004) corresponding to approximately 2% of the standard accepted wind mass-loss of late WC stars (Puls et al. 2008).

Several WR stars in binary systems with hot OB-type stars rich in oxygen and hydrogen are believed to harbour spiral, dusty structures called “pinwheel nebulae” (e.g. WR98a (Monnier et al. 1999), WR104 (Tuthill et al. 1999), WR118 (Millour et al. 2009b), WR48a, WR112, WR137, WR140 (Marchenko & Moffat 2007; Lau et al. 2017), and the Quintuplet Cluster near the Galactic Centre (Tuthill et al. 2006)). These dusty spirals in such massive binary systems are interpreted as the consequence of a collision between the WR wind and that of the hot, massive companion star, which can generate a violent shock interaction at the interface of the two stellar winds (Pittard 2009, Lamberts et al. 2012). This wind collision zone (WCZ) between the WR and the OB components offers ideal conditions to reach critical densities and enable dust nucleation, especially where the mixing between the carbon-rich wind of the WR star and H-rich wind of the OB star becomes significant (Hendrix et al. 2016). This newly-produced dust created within the shocked region then follows a ballistic trajectory forming a spiral pattern described in detail in the literature (Monnier et al. 1999, Tuthill et al. 2006, Tuthill et al. 2008, Millour et al. 2009b, Lau et al. 2017). This pattern follows an Archimedian spiral in the case of a circular orbit (as for WR104), or is more complex (producing arcs) when the inner binary orbit is elliptical (as can be seen e.g. in WR140 or WR48a).

Among permanent dust-makers, WR104 stands out as a nearly face-on (inclination angle $i \leq 16^{\circ}$) pinwheel nebula that was detected with the aperture-masking technique on the Keck telescope (Tuthill et al. 1999). After its discovery, the system was further investigated using the same aperture-masking technique, showing the rotation of the spiral and providing some details about the spiral properties (Tuthill et al. 2008). A radiative

transfer model was developed by Harries et al. (2004) to explain the apparent flux saturation of the inner region of the spiral, detected by Tuthill et al. (1999). This saturation was interpreted as the presence of optically thick dust in the inner region and a dust formation region located at about 10 mas from the central binary star.

After twenty years of observations based on reconstructed images from the aperture-masking technique and Fourier plane sampling, we present the first direct images of the WR104 system obtained with the Spectro-Polarimetric High-contrast Exoplanet Research (SPHERE) instrument at the Very Large Telescope (VLT) in Chile. The advantage of direct imaging is the reliability of the object’s brightness distribution.

Using the new SPHERE images with high dynamic range, our aims are to: 1) constrain and confirm the general characteristics of the system (spiral step, or radial separation between successive spiral coils, orientation, and so on), 2) provide an unprecedented view and physical description of the large scale of the pinwheel, up to 30 revolutions. Having access to these large spatial scales is essential to be able to define a set of physical models describing the dust distribution along the spiral arms and thus constrain the history of dust production over the last decade.

Our paper is organized as follows. In Section 2, we describe the SPHERE and VLT Imager and Spectrometer for mid-InfraRed (VISIR) observations and the related data reduction processes. Section 3 presents a first direct analysis of the images, followed in Section 4 by an analytical model of the dust emission in the spiral, complemented by a preliminary qualitative radiative transfer model. In Section 5, we interpret and discuss our results and finally, in Section 6, we conclude and put this work into perspective.

2. Observations and data processing

2.1. SPHERE observations

SPHERE is a high-performance imaging instrument equipped with an Extreme Adaptive Optics system (XAO) installed at the Nasmyth focus of Unit Telescope 3 of the Very Large Telescope (Beuzit et al. 2008). Our observations were obtained between April and July 2016 in several filters across the J, H, and K near infrared bands with the IRDIS infrared camera of SPHERE, (Infra-Red Dual-beam Imager and Spectrograph, Dohlen et al. 2008; Langlois et al. 2014). As detailed in Table 1, we took images in many narrow-band filters; a more detailed log of the data is presented in Table B.1. Concurrent with our dual-band IRDIS observations, we collected data using the Integral Field Spectrometer (IFS) of SPHERE covering the YJ bands (0.95–1.35 μm) with a spectral resolution of $R = 50$, (Claudi et al. 2008).

At most epochs, for all filters, we observed WR104 together with a non-resolved star (either Sgr 4, HD163955 of spectral type B9V, or TYC 6295-803-1), which we used to estimate the point spread function (PSF). We checked that these stars are unresolved by IRDIS ($\lambda/D \approx 30\text{--}35$ mas, with λ the wavelength of incoming radiation and D the lens diameter, while

² List of filters and their respective wavelengths. HeI: $1.085 \pm 0.014 \mu\text{m}$; continuum J: $1.213 \pm 0.017 \mu\text{m}$; continuum H: $1.554 \pm 0.023 \mu\text{m}$, FeII lines: $1.644 \pm 0.024 \mu\text{m}$; dual-band imaging (DBI) – H2H3 filter pair: 1.593 ± 0.052 and $1.667 \pm 0.054 \mu\text{m}$, respectively, H3H4 filter pair: 1.667 ± 0.054 and $1.733 \pm 0.057 \mu\text{m}$, respectively; CntK2 lines: $2.266 \pm 0.032 \mu\text{m}$; CO lines: $2.290 \pm 0.033 \mu\text{m}$.

¹ The square brackets are used to distinguish these from their massive counterparts

Table 1. Log of the SPHERE/IRDIS observations of WR104 and two PSF calibrators (4Sgr and TYC 6295-803-1). SR is the estimated Strehl ratio performed by the AO system in the H band. The seeing measurements were taken by the 2016 Differential Image Motion Monitor of the ESO Paranal observatory.

Star	MJD	Filter ²	Seeing ["]	SR
WR104	57512.3	CntH, FeII	0.39	0.82
4Sgr	57512.3	CntH, FeII	0.56	0.92
WR104	57524.1	IFS+(H2, H3, H4)	1.13	0.73
4Sgr	57524.1	IFS+(H2, H3, H4)	1.2	0.78
WR104	57590.1	HeI, CntJ, CntK2, CO	0.45	0.87
TYC 6295-803-1	57590.1	CntJ, CntK2	0.44	0.87

the diameters are $\theta_{UD}^3 = 0.40 \pm 0.03$ mas for 4Sgr and $\theta_{UD} = 0.40 \pm 0.03$ for TYC 6295-803-1) using the *Searchcal/JMMC* catalogue (Bonneau et al. 2006).

The observations required 5 h of telescope time and were taken without the SPHERE coronagraph. Due to the extreme brightness of WR104 in the H and K bands, an additional neutral-density filter was necessary in conjunction with most filters (with filter ND2, this yielded an attenuation of a factor 100 for the H and K bands, and with filter ND1, an attenuation of a factor of 10 for the J band).

All images were taken using the dithering technique, consisting of shifting the target on the detector between different integrations (a 4×4 pattern was used with a shift of one or two pixels). A total of 288 images were recorded for WR104 (with $4 \times 4 \times 3$ images for each filter) in classical imaging mode, and 96 images in dual-band-imaging (DBI mode), in which two different filters are used for two different parts of the camera.

The spectral response of the filters used for our multi-wavelength study (from $1 \mu\text{m}$ to $12.4 \mu\text{m}$) is shown in Figure A.1.

2.1.1. Data reduction and astrometry

We reduced the SPHERE/IRDIS data using an internally-developed Python programme, consisting of standard calibrations (dark current subtraction, flat field correction) and cosmetic processes (bad-pixel correction). The bad-pixel map is generated using the dark images, and a median filter is applied to be compared with the raw dark image. For classical imaging, using the same filter, IRDIS detector frames are first split into two parts. Then, all frames are shifted, added, and averaged using dithering information and cross-correlation⁴ in both parts of the camera. In DBI mode, two different filters are used in both parts of the detector and processed separately. A second cosmetic step is then applied to the images to correct for the residual hot pixels.

The IFS data were reduced using the SPHERE Data Reduction and Handling (DRH) automated pipeline (Pavlov et al. 2008) at the SPHERE Data Centre⁵ (DC, Delorme et al. 2017). We applied basic corrections for bad pixels, dark current, and flat field and complemented the DRH pipeline with

additional steps to improve the wavelength calibration, cross-talk, and bad pixel correction (Mesa et al. 2015).

Absolute orientation and pixel scales of the images were calculated using the parallactic angle (PARANG) and the absolute calibration provided by the SPHERE consortium. The current respective estimates of the pixel scale and true north (TN) angle for IRDIS are 12.255 ± 0.009 mas/pixel and $TN = -1.75 \pm 0.08^\circ$ (Maire et al. 2016). Our images were obtained using the pupil-stabilized mode, and therefore they were also derotated from the zero point angle of the instrument pupil (PUPIL_{offset}). The measured values are stable around an average value of $-135.99 \pm 0.11^\circ$. For IFS, the provided calibrated values are a pixel scale of 7.46 ± 0.02 mas/pixel and a north angle of $TN = -102.18 \pm 0.13^\circ$ (Maire et al. 2016). Finally, the orientation angle α_{corr} was calculated for each wavelength to align north upward and east to the left, according to:

$$\alpha_{corr} = -(\text{PARANG} + \text{TN} + \text{PUPIL}_{\text{offset}}). \quad (1)$$

The uncertainties of SPHERE data are computed taking the speckle noise, photon noise, and detector noise into account. We determine the errors for each pixel using the unbiased standard deviation calculation on all the individual frames (almost 300 frames for each filter). We specifically follow Eq. 2 for random variables following a normal distribution:

$$S = k_n \left[\frac{1}{n-1} \sum_i (X_i - M)^2 \right]^{1/2}, \quad (2)$$

$$k_n = \sqrt{\frac{n-1}{2} \frac{\Gamma(\frac{n-1}{2})}{\Gamma(\frac{n}{2})}}, \quad n \geq 2, \quad (3)$$

where, n is the frame number, M the mean value of the cube (the final image in this case), X_i the individual pixel value, k_n the corrector factor, and $\Gamma(x)$ the gamma function (Euler integral of the second kind).

Figure C.1 presents all the reduced images of WR104 and the associated calibrators. Accounting for the orbital period of the system of 241.5 days, the images were all rotated to share the same orbital phase as that of 21 July 2016.

2.1.2. Image deconvolution

SPHERE is an instrument designed to directly detect planets around stars other than our own Sun. As a consequence, the instrument is designed to provide a very high Strehl ratio ($\geq 90\%$ in band K; Zurlo et al. 2014), meaning that deconvolution is an easier process than with previous Adaptive Optics (AO) equipped instruments. We deconvolve the images of WR104 using the associated PSF and the Scaled Gradient Projection (SGP) algorithm (Bonettini et al. 2009), implemented in the IDL programming language within the AIRY image reconstruction package (Correia et al. 2002), developed within the CAOS Problem-Solving Environment (Carillet & La Camera 2018)⁶. The IFS data were deconvolved with a standard Richardson–Lucy algorithm (RL) implemented in Python (Lucy 1974). Considering the Poisson nature of the noise, the deconvolution problem is based either on the minimization of the Kullback–Leibler functional or the Csiszár I-divergence (Csiszár

⁶ See also <http://lagrange.oca.eu/caos>.

³ Diameter of the star assimilated to a uniform disk (UD).

⁴ We used a cross-correlation to determine the shift between the two parts of the detector in classical imaging mode.

⁵ <http://sphere.osug.fr>

1991) to which we can add a penalty term weighted by a real (positive) number, called a regularization parameter.

SGP is a gradient method that permits acceleration of the deconvolution process. RL can be seen as a particular case of the scaled gradient method, with a constant step-length. In contrast, SGP is an optimization method based on an adaptive strategy for the step-length parameter and is more efficient (from a computational point-of-view) than RL. In all cases, the algorithms are iterative and must be stopped before the noise amplification exceeds the fit of the data. In fact, RL-based methods need an early stoppage of the iterations to avoid the so-called checkerboard effect in the case of diffuse objects (Bertero et al. 2009).

In the case of RL, to determine the best compromise between the deconvolution efficiency and artefact creation, we tested a range of numbers of iterations between ten and 300. We found that 60 iterations avoid any artefact creation and increase of the noise. In the case of SGP, we stopped the iterations when the objective function (sum of the Kullback–Leibler function and the regularization term) was approximately constant, given a tolerance of 10^{-7} . In addition to the main SGP deconvolution process, we also applied a pre-processing of the reduced PSF and acquired images. During pre-processing, we first set the minimum flux of each image’s data to zero, then normalized the PSF to a unit integral, and added a small constant to the images in order to avoid divisions by zero during the deconvolution process. After this, the background value was evaluated and then considered within the algorithm (see Bertero et al. 2009).

Moreover, in the case of SGP, and to avoid the above-mentioned checkerboard effect when it appears (which was always the case except for the K-band data), we used a second-order Tikhonov regularization defined by the discrete Laplacian of the unknown object. The choice of the associated regularization parameter (β) was chosen in each specific data case as a trade-off between the checkerboard effect and a regularized reconstruction of the observed spiral shape, which was too smooth. The goal was to obtain the best possible fit of the spiral shape. In practice, the SGP deconvolution process of the data leads to:

- no regularization necessary in the K band (114 iterations to reach the fixed tolerance of 10^{-7}) and in the CO filter (169 iterations);
- $\beta=0.01$ (94 iterations) in the H band;
- $\beta=0.05$ (188 iterations) in the FeII filter;
- $\beta=0.1$ (82 iterations) in the J band.

It is clear here that shortening the wavelength (and hence roughly lowering the data’s Strehl ratio) implies increasing the regularization needed for the reconstruction, which is what is logically expected.

In Fig. 1, we show the deconvolution of WR104 in the J, H, and K bands as well as the FeII filter. The deconvolved images exhibit a clear spiral pattern, confirming for the first time with direct imaging the pinwheel nature of WR104 (aperture masking is considered here an indirect imaging technique, since it involves interferometric techniques and image reconstruction). More specifically, in the K-band deconvolved images, five turns of the spiral are detected. On the other hand, the raw images show flux in up to ten turns of the spiral (see Sect. 3.2).

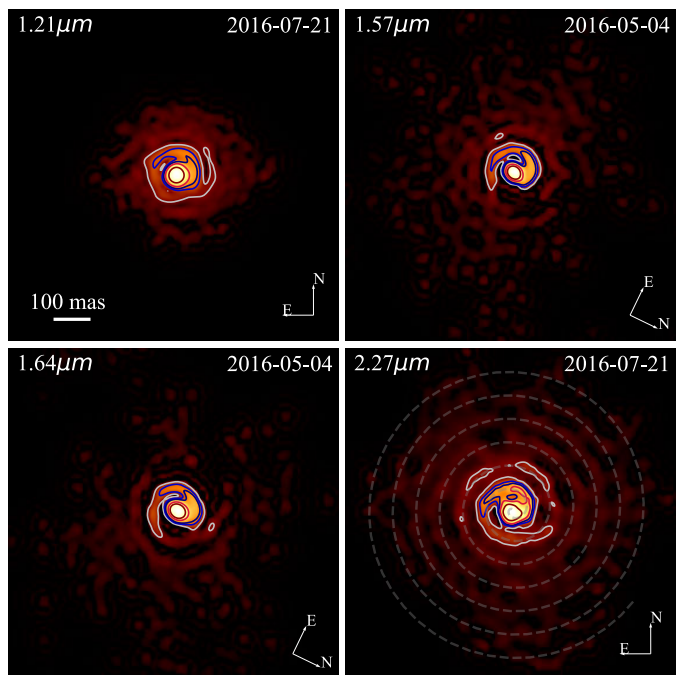


Fig. 1. SGP deconvolution in J, H, and K bands as well as the FeII filter. Contour levels are 1, 5, 10, 20 and 50% of the peak. All images are cophased to the second epoch at 21 July 2016. The images are represented with a power normalization scale of 0.3. The field of view is 980 mas. We can clearly see the spiral pattern and the first revolution in all reconstructed images.

2.2. VISIR observation

VISIR is a mid-infrared imager and spectrograph installed at the Cassegrain focus of Unit Telescope 3 of the VLT (Lagage et al. 2004). Our observations were obtained during 1 h of Science Verification Time (SVT) in March 2016 with the new Raytheon AQUARIUS 1024×1024 pixel arrays and the new coronagraphic mode. We used the Annular Groove Phase Mask (AGPM-12.4 μm Delacroix et al. 2012) and the 4-Quadrant Phase Mask (4QPM-10.5 μm Kerber et al. 2014). Chopping and nodding were used to remove the sky background and thermal background. The chopping was parallel to the nodding, with a chop throw of $10''$. With the chopping, we obtain images alternatively with and without the coronagraph centred on the target. We observed the PSF calibrator star HD169916 (spectral type K0III) unresolved by VISIR ($\lambda/D \approx 300$ mas, while $\theta_{UD} = 3.90 \pm 0.21$ mas (Richichi et al. 2005)) in the N band. The same star was also used as photometric calibrator with the corresponding absolute flux tabulated in Cohen et al. (1999).

Table 2. Log of the VISIR observations of WR104 and HD169916 (PSF calibrator). The seeing measurements were not communicated (twilight observation). The weather conditions were very poor for the AGPM observation (no active optics correction, high water-vapour >2.4 mm).

Star	MJD ⁷	Filter	Airmass	Seeing ["]
WR104	57469.40	10_5_4QP	1.05	nc ⁸
WR104	57469.41	12_4_AGP	1.02	nc
HD169916	57469.41	10_5_4QP	1.07	nc
HD169916	57469.42	12_4_AGP	1.02	nc

⁷ MJD = Modified Julian Day

⁸ Not communicated by ESO at the time of observation (twilight).

The VISIR data were reduced with the official ESO-pipeline, which cleans the data from bad pixels. Nodding images are created by averaging the images in the two positions of the chopper. Since the images were obtained with a coronagraph with chopping in parallel mode, the final image contains a column of three images aligned along the north/south axis. The first and last images are two negative images without the coronagraph, while the central image is with the coronagraph and has twice the integration time of the other two.

The corresponding images, in classical mode on top and coronagraphic mode at the bottom, are shown in Fig. 2 at $10.5\mu\text{m}$ and Fig. 3 at $12.4\mu\text{m}$. WR104 is clearly more extended than the PSF reference star. This is confirmed by the radial profile of Fig. 4. We cannot distinguish any relevant structure around WR104, especially at the location of its second companion star (see Section 5.3). We also cannot confirm the spiral shape far from the star because of the relatively lower spatial resolution of the VISIR instrument compared to SPHERE (250 mas vs 30–35 mas). Nevertheless, dust is present far from the star, at least up to 2 arcsec. This implies that a fraction of the dust can survive after many orbits (30 orbits = 2''). However, we are unable to measure this fraction with the data at hand.

We note the low quality of the PSF reference star obtained with the AGPM coronagraph. The PSF seems to be elongated in the NE-SW direction. This issue may be due to a very low wind speed, favouring dome turbulence, and/or to the fact that the observations were made at the very end of the night, during twilight, after a relatively bad night (seeing ≥ 1.2 arcsec). Therefore, the AGPM dataset, especially regarding the PSF reference star, needs to be treated with caution.

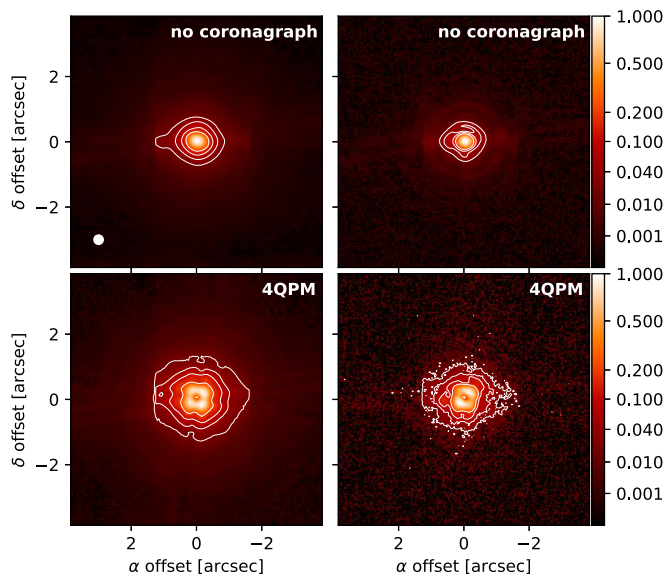


Fig. 2. QPM coronagraph at $10.5\mu\text{m}$. **Left panels:** WR104, **Right panels:** PSF reference star HD169916. The top panels correspond to classical imaging, while the ones at the bottom correspond to the coronagraph mode. All images are displayed with a power normalization scale of 0.3. Contours at 2%, 5%, 10% and 20% of the maximum are represented. The theoretical resolution limit by the Rayleigh criterion of $1.22\lambda/D$ is also shown as a white circle in the upper left panel.

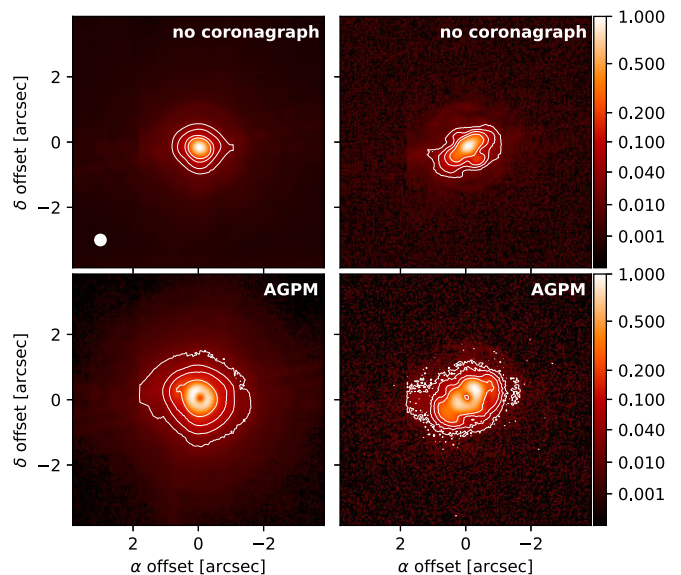


Fig. 3. AGPM coronagraph at $12.4\mu\text{m}$. Same description as for Fig. 2.

3. Data analysis

3.1. Radial profile

The radiation intensity profiles at different wavelengths can tell us more about the type of physics behind the observed emission. Considering a smooth spherical shell with radius r , a power-law intensity profile with a power index of -2 (i.e. $I(r) \propto r^{-2}$) can be associated to optically thin emission, while a different power index indicates a more complex process (thermal emission, back warming, etc. Rybicki & Lightman 1986).

We compute the azimuthally-averaged radial profiles on our raw (non-deconvolved) images for all available filters between 1.08 and $12.4\mu\text{m}$. All profiles are normalized to 1 at the peak and shown in Fig. 4 for comparison.

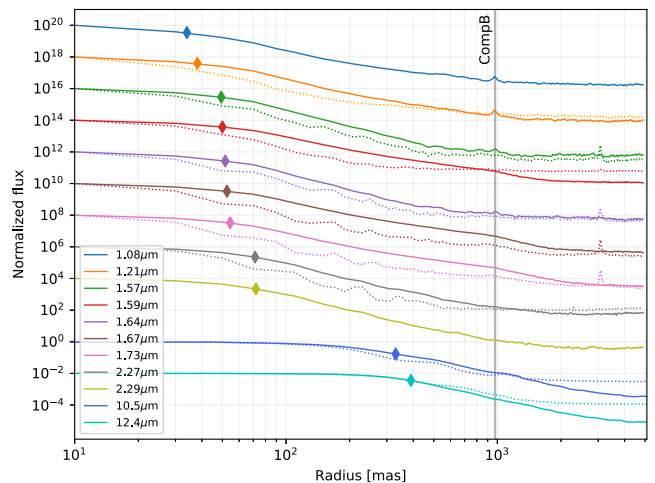


Fig. 4. **Solid lines:** Mean radial profile of the non-deconvolved SPHERE and VISIR images of WR104. All profiles are shifted for readability reasons. **Dotted lines:** Radial profiles of the PSF reference star. The diamonds indicate the theoretical angular resolution of the 8 m telescope at the given wavelength. We also show the position of the companion B star of WR104 (vertical line) for information (see Section 5.3).

We compute the power-law index of the intensity decrement for all filters (the q parameter in Table 3). In practice, to avoid any problems of sub-resolution, we select a zone of the profile

that is unaffected by the limited resolution of each instrument at the wavelength considered (between 40 mas in the J band and 400 mas in the N band). We only consider the region above the noise floor (around 700 mas for SPHERE and 3 arcsec for VISIR) and vary the fitting region a few tens of mas around these limits to reliably estimate the uncertainties of the power-law index. The resulting indices are presented in Table 3. Since the uncertainty on the radial profile varies widely across the different filters, the chi-squared values χ_{red}^2 are not completely representative of goodness of fit. In Fig.D.1, we present the results of the different fits with the associated uncertainties in the data. The figure shows the differences between the filters and the clear deviation from a power law in the J band (CntJ and HeI filters).

Table 3. Power-law fits of the average radial profiles. The q parameter corresponds to the power-law index fitted in the selected zone of the radial profile (see text for details). The radial profiles are presented in Fig.D.1.

Filter	Wavelength [μm]	q	χ_{red}^2
HeI	1.08	-2.7 ± 0.3	644
CntJ	1.21	-3.0 ± 0.2	33
CntH	1.57	-3.3 ± 0.6	3
H2	1.59	-2.4 ± 0.2	0.01
FeII	1.64	-3.0 ± 0.6	8.2
H3	1.66	-2.5 ± 0.2	1.5
H4	1.73	-2.4 ± 0.2	7.7
CntK2	2.27	-3.0 ± 0.2	1.1
CO	2.29	-3.0 ± 0.2	0.3
QPM_10.5	10.5	-2.7 ± 0.2	3.8
AGPM_12.4	12.4	-2.8 ± 0.2	2.5

3.2. Curvilinear profile of the pinwheel

Given the complexity of the dust distribution, we follow Tuthill et al. (2006) and compute the flux as a function of angular displacement along the spiral. With our data, we are able to detect the flux along the spiral for up to 15 coils (compared to 2 in Tuthill et al. 2006), as can be seen in Fig. 5.

First, we adjust the deconvolved images to our phenomenological model, further described in Section 4.2. This first fit is then refined with a comparison to the raw (non-deconvolved) image. We then use the fitted origin, orientation, and step of the spiral to compute the curvilinear flux over 15 turns in the J, H, and K bands and extract the flux at the expected position of the spiral represented by the grey, dashed line in the lower-right panel of Fig. 1. Using a cubic interpolation on the pixel coordinates, we compute the flux value in 10 degree increments of the spiral’s azimuthal coordinates.

The resulting flux exhibits a similar shape in all filters, with the best signal-to-noise ratio in the K band. The flux decreases monotonically with radius over the first two to three coils, without any clear breaks. The ups and downs observed in the profile (especially after the first coil) are not real and seem to come from the convolution process with the PSF. Similar to Tuthill et al. (2006), we also observe a systematic offset between the start of the spiral and the brightest pixel. This maximum, occurring at an azimuth of 90° (J and H bands) and

110° (K band), is consistent with the offset of 90° in azimuth (or 12 mas in distance), attributed by Tuthill et al. (2006) to the dust formation location locus.

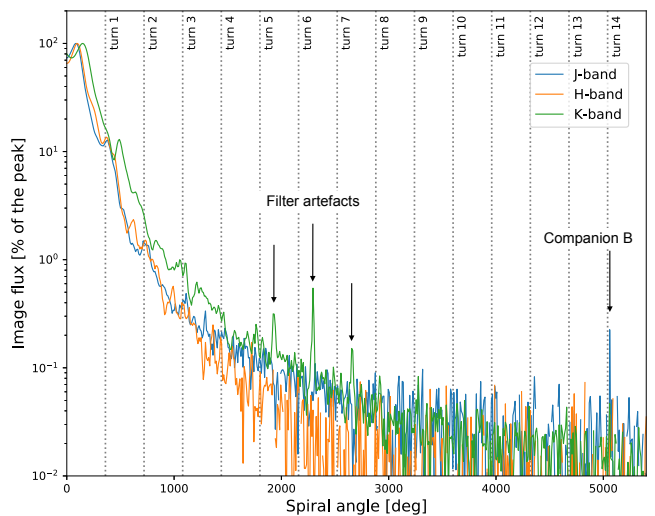


Fig. 5. Image flux along the fitted spiral (J, H, and K bands for the non-deconvolved images). Black dotted lines correspond to the first 15 turns of the spiral. We also note the presence of artefacts due to the K-band filter.

3.3. Spatially resolved spectroscopy with IFS

The two spectra of WR104 presented in Fig. 6 are extracted from the IFS data cube and calibrated using the associated PSF calibrator. We integrate the flux over all 39 spectral channels to give a raw spectrum both for the PSF reference star and WR104. We extracted one spectrum in the inner region (representing the star), and the other in the outer region (representing the pinwheel); these two regions of interest are shown in Fig. 7.

In the two resulting spectra, we can recognize only one emission line close to $1.08 \mu\text{m}$, which we identify as a helium line. The same spectral feature appears in both spectra, which is an indication concerning the reflective nature of the dust emission. Nevertheless, due to the lack of angular resolution of the IFS data, we cannot distinguish if this HeI emission came from the Wolf-Rayet star itself or from the hot-shocked plasma into the WCZ (both are contained in the inner region of the image).

The power of IFS data derives from their spatio-spectral nature. We use the spectrum from Fig. 6 and the IFS data cube to compute three narrow-band images around $1.01 \mu\text{m}$ (Y-band image, blue region in Fig. 6), $1.09 \mu\text{m}$ (HeI-band image, green region in Fig. 6), and $1.20 \mu\text{m}$ (J-band image, purple region in Fig. 6). We normalize all the images by the number of corresponding spectral channels in order to compare their fluxes. Figure C.2 shows the resulting images and the associated reference star for the PSF. Furthermore, we subtract the three resulting images to compute the colour index images (J-Y, He-Y and He-J) presented in Fig. 7. We attribute the main part of the continuum emission to the circumstellar dust and the HeI emission to the central binary star. Therefore, the different colours highlight the different components of the system:

- In the (J-Y) image, the dust (red) is separated from the star (blue) and highlights the spiral structure of the system.
- In the (He-Y) image, most of the observed flux comes from the dust and reveals the dusty environment of the star.

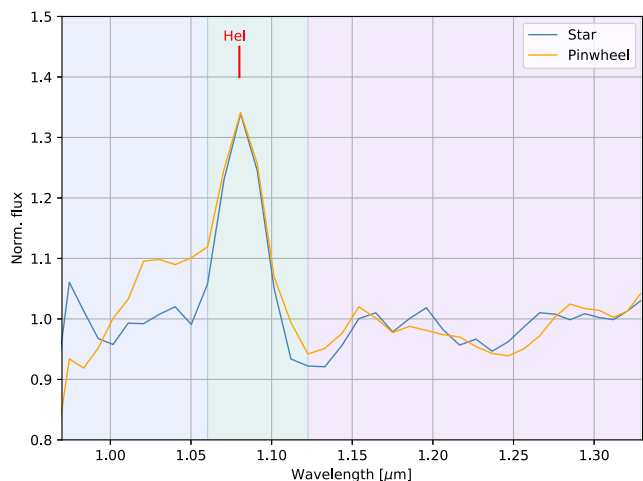


Fig. 6. Spectra of inner (blue) and outer (orange) regions of WR104 in the near infrared (the spectral line at $1.08\ \mu\text{m}$ corresponds to HeI). The corresponding images, integrated over the coloured spectral ranges, are shown in Fig. C.2.

- In the (He-J) image, the main part of the observed flux comes from the star and reveals the position of the star.

These colour images easily reveal the complex dusty environment of WR104, especially in the case of the WR star, where the HeI line emission dominates this part of the spectrum (i.e. $0.95\text{--}1.35\ \mu\text{m}$ for the IFS-SPHERE instrument).

We also detect a difference in the position of the photocentre in the images for the Y and J bands, offset by $\approx 10\ \text{mas}$, with a position angle of $\theta_{\text{offset}} = -140^\circ$. This angle does not seem to be correlated with the parallactic angle (-104°). This offset might be due to a problem of atmospheric dispersion correction. However the SPHERE ADC⁹ was designed to allow $< 2\ \text{mas}$ displacement with wavelength, and the PSF data exhibit an offset of only $\approx 1.8\ \text{mas}$. Therefore, we conclude that this offset is likely to be real.

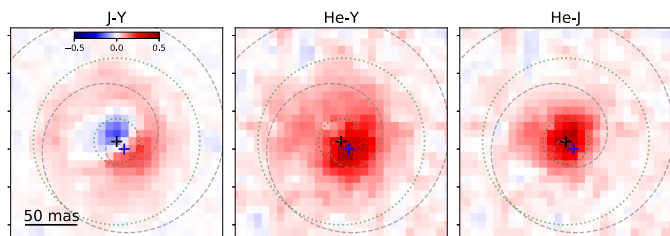


Fig. 7. Different colour images using Y, HeI, and J bands (blue, green and purple parts of Fig. 6). The photocentres of the Y (black cross) and J bands (blue cross) are represented as well as the best fit of the spiral, shown by a grey dashed line. The dashed green circles both represent regions from which the two spectra have been extracted in Fig. 6: from the star (inner region) and the pinwheel (between the two circles).

3.4. The companion B of WR104

Our J-band images of WR104 exhibit the presence of a companion at a distance of approximately $1''$ from the central binary star. This companion star, hereafter referred to as ‘‘companion B’’, was first detected with the Hubble Space Telescope (HST) in 1998 and reported in Wallace et al. (2002). According to Wallace et al. (2002), ‘‘the additional component

[...] is likely to be physically related to the WR star [...].’ We now have means of verifying this thanks to the new extremely precise proper motions of stars provided by the Gaia mission (Zacharias et al. 2017).

Because Wallace et al. (2002) focused on companion detection rather than astrometry, we retrieve their HST data (three filters: 336, 439, 555nm) and recompute the astrometry. Our IRDIS-SPHERE data and these HST data were taken 18 years apart. We fit two-dimensional (2D) gaussian functions with a standard Levenberg–Marquardt algorithm to represent the central WR+O binary star and the companion B. The resulting vector of separation at all epochs and filters are provided in Table 4. The uncertainties given here are the statistical errors scaled to the χ^2 values (using the covariance matrix). We find a small linear motion of the companion B toward WR104 of $4 \pm 1\ \text{mas}$ between the two epochs and an angular motion compatible with zero.

Table 4. Astrometry results for the HST and SPHERE data. The linear distance is named d and θ is the position angle of the companion compared to north (counterclockwise).

Instrument	Filters	d [mas]	θ [$^\circ$]
HST	F336W	979.0 ± 1.5	74.6 ± 0.1
	F439W	976.8 ± 1.1	74.7 ± 0.1
	F555W	978.5 ± 1.1	74.8 ± 0.1
IRDIS	HeI	975.5 ± 0.9	74.8 ± 0.1
	CntJ	973.3 ± 1.0	74.8 ± 0.1
	CntH	973.6 ± 1.3	74.4 ± 0.1
	H2	974 ± 14	74.4 ± 0.8
	FeII	966.8 ± 1.3	74.5 ± 0.1
	H3	976 ± 12	74.4 ± 0.7
	H4	975 ± 15	74.4 ± 0.9
	CntK2	974.8 ± 2.9	75.5 ± 0.2
CO	970.0 ± 3.3	75.2 ± 0.1	

The first Gaia data release DR1 (Gaia Collaboration et al. 2016) provides a new and precise position measurement of WR104. The US Naval Observatory CCD Astrograph Catalog (UCAC5) uses a combination of Gaia DR1 measurements and the Naval Observatory Merged Astrometric Dataset (NOMAD) to compute precise proper motions of millions of stars, including WR104. We retrieved the following UCAC5 proper motions for WR104: $\text{pm}_{\text{RA}} = -3.1 \pm 1.0\ \text{mas/yr}$; $\text{pm}_{\text{dec}} = -2.4 \pm 1.0\ \text{mas/yr}$ (Zacharias et al. 2017). If companion B were a background star (i.e. with a negligible proper motion), WR104 should have moved relative to it by $68 \pm 17\ \text{mas}$ between the HST and SPHERE observations: such a large motion would have been detectable. This increase is not detected, so companion B is unlikely to be a background star.

In Figure 8, we show the expected motion of companion B relative to WR104 under the assumption that it is a background star (green dashed line with the position at different dates). In the figure inset, we show the measured position of companion B relative to WR104 made with SPHERE in 2016 (blue cross) and the HST in 1999 (orange crosses). This demonstrates a common proper motion (rate and angle) between WR104 and companion B.

That common proper motion provides an argument in favour of a gravitational link between companion B and the central

⁹ Atmospheric dispersion corrector

binary WR+O star, as explained in Moe & Di Stefano (2017). Therefore, assuming that both stars are at the same distance, we identify companion B and WR104 as a common proper motion binary.

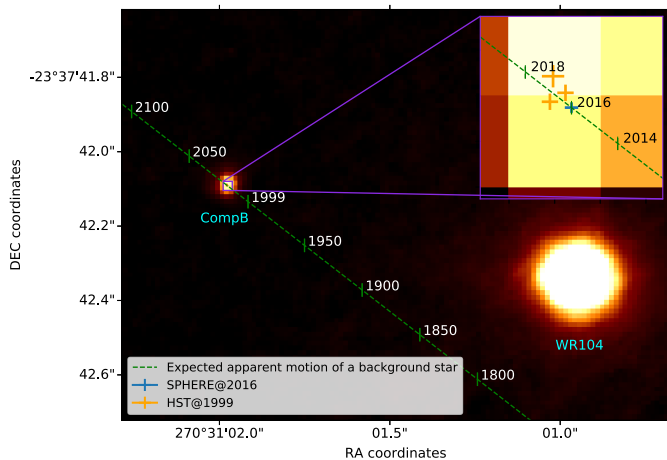


Fig. 8. Measured positions of companion B (CompB) with respect to the position of WR104, set to the epoch of the SPHERE observation. The predicted motion of a hypothetical background star relative to WR104 is presented with a green dashed line. The measured positions of companion B are shown in blue (SPHERE in 2016) and orange (HST in 1999) crosses in the inset. The widths of the crosses indicate the uncertainties of the measured positions.

We also consider the effective temperature of the companion B star (defined as T_B). To do so, we start by measuring the flux ratio between the WR+O central star and the companion star in all the available filters (see Fig. E.2). We adjust the flux ratio using different atmosphere models to represent the spectral energy distribution (SED) of the stars with PoWR¹⁰ models for the WR star (Sander et al. 2015) and Kurucz models for the two companion stars (OB-type inner binary and companion B; (Castelli & Kurucz 2004)). The WR+O binary is surrounded by dust (the pinwheel nebula), which is represented by a blackbody with temperature T_{dust} . We assume a WC9-subtype for the WR star to obtain the corresponding SED with the PoWR models (Sander et al. 2012). To select the appropriate Kurucz atmosphere model, we assume the spectral type of the inner OB-type star to be B0.5V as reported by Rosslowe & Crowther (2015). We scale the SED of WR+O to match the total luminosity of the binary ($L_{WR+O} = 120000 L_\odot$, see Table 6). Finally, we compute the flux density using our estimation of the distance ($D = 2.58 \pm 0.12$ kpc, see Section 4.1).

We scale the flux density of the pinwheel with the solid angle seen from Earth Ω_{dust} . Then, we compute the flux density of companion B using another scale parameter r_B , representing the radius of the star in units of solar radii r_\odot .

We use a Levenberg–Marquardt (LM) minimization of the χ^2 to find the best solution of the flux ratio between companion B and the WR+O+dust component (namely WR104). The fit provides the uncertainties on the scale parameter Ω_{dust} and the star B radius r_B using the covariance matrix. We used a constant, relative uncertainty on the flux ratio of 3% (corresponding to an uncertainty of the flux of approximately 2% found with the SPHERE data). Then, we perform a scan of the parameter space $\{T_B, T_{dust}\}$ to provide a more robust 1σ uncertainty. For this study, we set the $\log(g)$ parameter in the Kurucz model of

¹⁰ The Potsdam Wolf–Rayet Models, see <http://www.astro.physik.uni-potsdam.de/~wrh/PoWR/powrgrid1.php> for details.

companion B to 4.5.¹¹ A precise determination of this parameter is beyond the scope of the determination of the flux ratio. Figure 9 shows the χ^2 map for a range of effective temperatures of the companion B (T_B between 15,000 and 45,000 K) and for the dust temperature (T_{dust} between 1000 and 3000 K). The figure contains the χ^2 map subtracted by the minimum χ^2 value ($\chi_{red}^2 = 2.3$) as well as the corresponding 1σ and 2σ confidence intervals.

With the wavelengths used in this study (U, B, and V bands from Wallace et al. (2002) and J, H, and K bands from this study, we are able to provide a lower limit on the effective temperature of the companion star such that $T_B \geq 33000 K$ (see Table 5). To further constrain the temperature of this companion, we would require additional ultraviolet (UV) data so as to account for the peak of the emission of the star.

Table 5. Best-fit parameters for the model of WR104 and companion B.

Parameters	Fit ($\chi_{red}^2 = 2.3$)	Confidence interval
T_B	≥ 33000 K	1σ (χ^2 map)
T_{dust}	2200 ± 400 K	1σ (χ^2 map)
r_B	$4.3 \pm 0.5 r_\odot$	Covariance matrix
Ω_{dust}	$3 \pm 2 \times 10^{-16}$ sr	Covariance matrix
L_B	$68000 L_\odot$	-
Spectral type	O8V to O5V	-

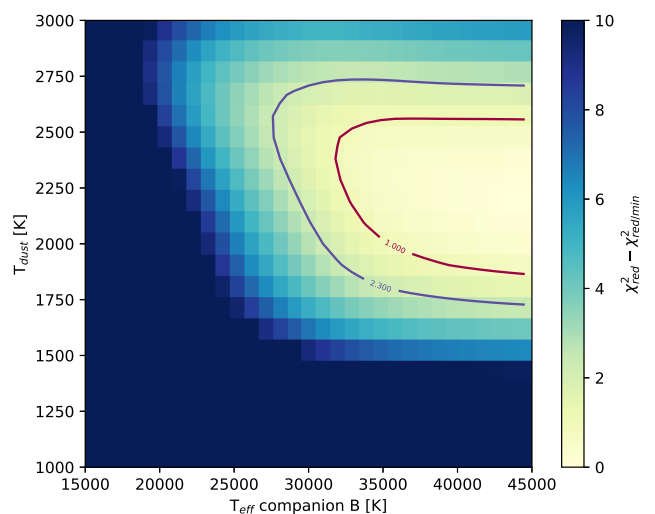


Fig. 9. Reduced χ^2 maps for the flux ratio fitting. Here, we present $\Delta\chi_r^2 = \chi_r^2 - \chi_{r,min}^2$ and show the respective 1σ and 2σ confidence intervals with red and purple lines.

¹¹ We set $\log(g)$ to 4.5 to compute the Kurucz models with an effective temperature between 15,000 and 45,000K. Given the high luminosity of companion B compared to the inner binary (factor four in luminosity), the companion is likely to be another massive star which is consistent with a high value of $\log(g)$.

4. Modelling the dust emission in the spiral

4.1. Simple Archimedean spiral

The simplest approach to describe the circumstellar environment of WR104 is to use an Archimedean spiral (also called arithmetic spiral¹²) to follow the dust distribution around the central binary star (Tuthill et al. 1999). The Archimedean spiral takes as hypothesis that the dust is created and accelerated up to a constant velocity and then follows a ballistic trajectory (linear radial motion).

Based on the determined period of $P = 241.5 \pm 0.5$ days, the best fit of the spiral on our images provides an angular speed of $v_{ang} = 0.273 \pm 0.013$ mas/day, which corresponds to the radial outward motion of the dust. It yields a separation of the individual turns of the spiral (“steps”) of 0.273 mas/day \times 241.5 mas = 66 mas.

Previous studies showed that the central binary system has a circular orbit (Tuthill et al. 2008). As a consequence, the dust nucleation locus follows the orbital motion of the system. Therefore, the spiral pattern is directly linked to the orbital period of the system and the speed of the expanding dust. Tuthill et al. (2008) demonstrated that the wind velocity at large radii (at least at the dust formation locus) is strongly dominated by the WR wind. The latter overwhelms the O star wind and radiative braking.¹³ As such, we consider that the dust expansion velocity is set by the WR wind speed, so $V_{dust} \approx V_{\infty,WR}$, where V_{∞} is the terminal wind velocity, with only minor adjustments.

This means that if we know the physical speed of the dust over an orbital period, we can directly determine the distance of the system. Conversely, a precise measurement of the distance can yield a unique measurement of the WR-dominated wind speed. In Table 6, we provide all the physical parameters of WR104 found either in the literature (Crowther 1997; Monnier et al. 2002) or in tables assuming typical values for the WR and O stars (Sander et al. 2012; Fierro et al. 2015). These parameters are the temperature (T), the stellar mass (M), the terminal wind velocity (V_{∞}), the gas mass-loss (\dot{M}) and the total luminosity (L).

Reported terminal velocities of WC9 stars range from 1220 km/s (Howarth & Schmutz 1992; Crowther 2007) up to 1600 km/s (Sander et al. 2012). Taking the lower value of 1220 km·s⁻¹, we find a distance of $D = 2.58 \pm 0.12$ kpc, which is in good agreement with previous measurements and makes WR104 a potential member of the Sgr OB1 stellar association (Lundstrom & Stenholm 1984). Taking the most recent value of 1600 km·s⁻¹ (Sander et al. 2012), we obtain a distance of $D = 3.38 \pm 0.15$ kpc, which would place WR104 behind the Sgr OB1 association.

Future measurements of distances with Gaia, expected with the data releases DR2 (Gaia Collaboration et al. 2018), see Sect. 5.4) and DR3, will provide a very good estimate of the still unconstrained terminal wind velocity of the WR star, in the case when these WR stars are surrounded by a resolved pinwheel nebula.

Table 6. Stellar parameters.

Parameters		References
T_{WR}	45000 K	Crowther (1997)
M_{WR}	$10 M_{\odot}$	Sander et al. (2012) ¹
$v_{\infty/WR}$	1220 km/s	Howarth & Schmutz (1992)
\dot{M}_{WR}	$0.8 \times 10^{-5} M_{\odot}/yr$	Monnier et al. (2002)
L_{WR}	$40000 L_{\odot}$	Crowther (1997)
T_{OB}	30000 K	Harries et al. (2004)
M_{OB}	$20 M_{\odot}$	Fierro et al. (2015) ²
$v_{\infty/OB}$	2000 km/s	Harries et al. (2004)
\dot{M}_{OB}	$0.5 \times 10^{-7} M_{\odot}/yr$	Fierro et al. (2015) ²
L_{OB}	$80000 L_{\odot}$	Harries et al. (2004) ³

¹ See their Table 6, assuming a WC9 subtype.

² See their Table 3, taking $L_{OB} = 80000 L_{\odot}$ and $T_{OB} = 30000$ K.

³ They use a 1/2 luminosity ratio between WR and O, based on an assumed V band ratio of 1/2 from Crowther (1997).

4.2. Phenomenological model

To probe more of the system’s physical parameters, we update the model from Millour et al. (2009a), available in the public distribution of fitomatic.¹⁴ This updated version relies on physical parameters of the object such as the temperature laws, the dust-formation regions, and the opening angle of the shock. As mentioned in the Introduction, it is the shock caused by the collision between the winds from the WR and O stars that results in the dusty spiral. This model provides a reasonable match to the flux of the inner part of the spiral.

The model is composed of the pinwheel and an inner binary system with a separation d_{bin} fixed to 1 mas (2.6 au at 2.6 kpc). The pinwheel is constructed with a succession of rings growing linearly with the distance from the central binary and positioned following an Archimedean spiral pattern with a given step. This spiral model is motivated by the hypothesis that the central binary is on a circular orbit and that the dust nucleation occurs at the interface of the shocked winds of the WCZ (Lamberts et al. 2012; Hendrix et al. 2016).

The flux contributions of the two components are calculated at different wavelengths using blackbodies. We chose 45,000 K for the WR star, 30,000 K for the O star (Table 6) and assumed that each ring of the pinwheel emits as a blackbody at a temperature defined as a decreasing function of the ring’s distance to the central system. The beginning of the pinwheel is defined by the parameter r_{nuc} corresponding to the dust nucleation location. The temperature T follows a power law with the nucleation temperature (T_{nuc} at the r_{nuc} distance) and a power-law index q :

$$T(r) = T_{nuc} \times \left(\frac{r}{r_{nuc}} \right)^{-q}. \quad (4)$$

We consider here that the nucleation temperature T_{nuc} is identical to the dust-sublimation temperature T_{sub} . The binary star contribution to the total flux is calculated using the scale parameter $C_{B/P}$, arbitrarily set at a wavelength of $1 \mu m$.¹⁵ We set the semi-opening angle of the spiral to $\alpha = 17.5^{\circ}$ as determined

¹⁴ <http://fitomatic.oica.eu>

¹⁵ $C_{B/P} = 1$ means that the pinwheel and the star contribute equally to the SED at 1 micron.

¹² The Archimedean spiral has the property that any ray from the origin intersects successive coils of the spiral with a constant separation distance.

¹³ Phenomenon occurring in the interaction within the massive binary system, whereby the WR wind is decelerated by the weaker O wind close to the star (Gayley et al. 1997).

by the momentum flux ratio η of the winds and the empirical relation from [Eichler & Usov \(1993\)](#):

$$\eta = \frac{\dot{M}_{OB} v_{\infty/OB}}{\dot{M}_{WR} v_{\infty/WR}}, \quad (5)$$

$$\alpha = 2.1 \left(1 - \frac{\eta^{4/5}}{4} \right) \eta^{1/3}, \quad \text{for } 10^{-4} \leq \eta \leq 1. \quad (6)$$

We fixed the number of spiral turns to 3.5 to be able to correctly fit the steps and the sky orientation defined by θ_0 (the spiral orientation at the reference date of May 2016). We also set the inclination of the orbital plan to zero ($i = 0^\circ$). An illustration of this phenomenological model and its main parameters is presented in Fig. 10.

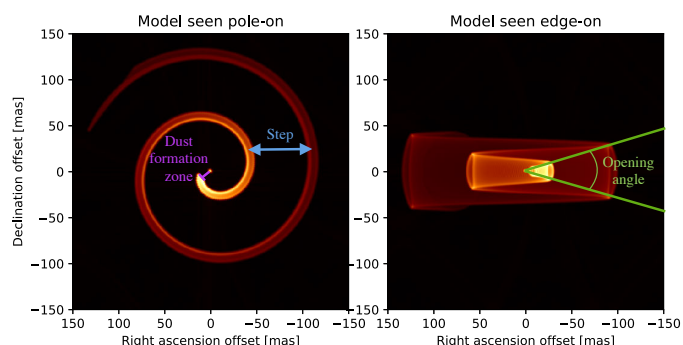


Fig. 10. Phenomenological model used in this work. The important parameters are the dust formation zone (purple), opening-angle (green), and step of the spiral (blue). Projection angles on the sky are the same as in [Millour et al. \(2009b\)](#). The left panel corresponds to the spiral as seen from the Earth (face-on, $i = 0^\circ$) and the right panel shows the model seen in its equatorial plane (edge-on, $i = 90^\circ$)

We use a two-stage model-fitting approach: first we obtain rough values of the parameters using the deconvolved K-band image only, and then we refine the parameters with the non-deconvolved images. The fitting is a least squares calculation based on the pixel values

$$\chi^2 = \sum_i \frac{(O_i - M_i)^2}{e_i^2}, \quad (7)$$

where O_i is the i -th pixel's intensity, e_i its associated error, and M_i the prediction from the model. We use a Levenberg–Marquardt (LM) minimization of the χ^2 to find the best solution. To ensure that we have not converged on a local minimum and that our fit is robust, we also scan the parameter space of the relevant parameters (step of the spiral, orientation, x_0 , y_0).

Table 7 presents the best-fit parameters of our phenomenological model. Taking into account the resolution of the VLT in the K band ($\lambda/D = 60$ mas) and the pixel size of IRDIS (12.25 mas), we are able to set a sub-resolution constraint on the step and orientation of the spiral as well as the dust-formation location (d_{shock}). By assuming two different sublimation temperatures ($T_{\text{sub}} = 1500$ K as used by [Harries et al. \(2004\)](#); $T_{\text{sub}} = 2000$ K for carbon from [Kobayashi et al. \(2011\)](#)), we also derive a new measurement of temperature along the spiral.

We find better agreement for the higher sublimation temperature of 2000 K ($q_{2000} = 0.45$, $\chi^2 = 1.24$). This is consistent with the hypothesis that the dust is composed of

amorphous carbon. Indeed, since WR104 is a WC star, it produces large amounts of carbon. We assume that the chemistry of dust nucleation is based on carbon and not silicates. By fitting the SED of different WR stars of the Infrared Astronomical Satellite (IRAS) catalogue (such as WR104), [Zubko \(1998\)](#) showed that amorphous carbon seems to be more representative of the dust in the dusty WR star.

The uncertainties are given with a 1σ confidence level, and each parameter is constrained one by one around a given range of values (e.g. $0.3 < q < 0.5$). To compare the orientation obtained with SPHERE with those from [Tuthill et al. \(2008\)](#), the phase θ_0 is given at the reference date of May 2016 (MJD = 57512). Our two epochs allow us to confirm the 241.5 day orbital period of the pinwheel.

Table 7. Best-fit parameters of the phenomenological model. The first reduced χ^2 corresponds to the the dust sublimation temperature of 1500 K, the second to 2000 K.

Parameter	Fit ($\chi^2 = 1.34/1.24^*$)
step	66 ± 3 mas
r_{nuc}	12 ± 2 mas
q_{1500}	0.37 ± 0.03
q_{2000}^*	0.45 ± 0.03
θ_0	260 ± 2 deg
α	17.5 deg (fixed)
turns	3.5 (fixed)
$C_{B/P}$	1 (fixed)
d_{bin}	1 mas (fixed)
i	0 deg (fixed)

4.3. Radiative transfer modelling

Although a complete radiative transfer model of WR104 is beyond the scope of this paper (see the study by [Harries et al. 2004](#)), a qualitative comparison based on radiative transfer is necessary to further interpret the new WR104 data presented here.

To do so, we compare our images with a three-dimensional (3D) axisymmetric radiative transfer model based on a geometric model made of consecutive rings. These rings represent the consecutive coils of the dusty Archimedean spiral at a given azimuth. The corresponding 3D density grid is then fed into the well-established publicly available code RADMC3D ([Dullemond et al. 2012](#)), which computes the self-consistency of temperature distributions and produces mock images.

RADMC3D uses a Monte-Carlo method and launches photon packets from the central star into the dust density grid in order to compute the dust temperature at each point of the grid. The scattering source function is then computed at each wavelength through an additional Monte Carlo run. We assumed an isotropic scattering. A last step uses ray tracing to compute the mock images.

The near infrared (NIR) continuum emission we are modelling is dominated by the dust. Since we do not aim for a detailed fit of the spectral features already done elsewhere, our approach is to assume realistic standard opacity laws. For the spiral, we expect a sub-micron grain size due to the rapid growth of the dust nuclei ([Zubko 1998](#)), so we assume a pure amorphous carbon composition with a grain size of $0.1 \mu\text{m}$. In this model,

the total dust mass is degenerate with the grain size, and results for the total mass are valid only for the grain size considered.

Three dust density models are presented in Fig. 11, each one corresponding to a physical hypothesis about the dust nucleation:

- Model 1 consists of uniformly thick rings of linearly increasing height H separated by the spiral step and an opening angle α set by the WCZ opening angle. The theoretical basis is that the dust is formed downstream from the reconfinement shock behind the O star, where the dust density can reach very high values for low temperatures (Lamberts et al. 2012). The dust then follows a ballistic trajectory, and its size grows linearly with the distance, which yields a uniform density in the rings.
- Model 2 consists of hollow rings, with the width of the walls set by w (expressed as a fraction of the total ring size H). Such a model is associated with the hypothesis of dust nucleation at the interface of the shock. The wind collision interface far from the central binary star offers ideal conditions to reach critical densities. This makes dust nucleation possible especially where the mixing between the carbon-rich wind of the WR component and the H-rich wind of the O component becomes significant (Hendrix et al. 2016). As in Model 1, the dust rings will then grow linearly to create successive coils with a constant fraction of over-density in the walls of the rings.
- Model 3 also consists of hollow rings. This time the first ring also has a hole of size h (expressed as a fraction of the ring height) in both walls facing the central stellar source. This setup simulates variations or breaks in the dust density, which could stem from the turbulence inside the shocked region. In this case, dust formation is not completely uniform. Lamberts et al. (2012) and Hendrix et al. (2016) discussed the possibility of hydrodynamical instabilities at work in the WCZ, which would then create a non-uniform density distribution. For instance, thin shell instabilities occur when cooling is important so that the shocked zone narrows to a thin layer, which is easily perturbed (Vishniac 1994). Such instabilities provoke strong distortions of the whole colliding region (Pittard 2009; van Marle et al. 2011). Therefore, if the dust is formed in this turbulent region, the resulting density distribution will be non-uniform with over- and under-densities.

For the three types of models, the masses M of the rings are independent of distance and calculated using the period of the spiral P , the mass-loss rate \dot{M} of the dominant¹⁶ WC9 component, and a dust-to-gas ratio ξ :

$$M = \xi \dot{M} \frac{P}{365.25}. \quad (8)$$

We compare our model intensity profiles convolved with the PSF to the observed radial intensity profiles in the J, H, and K bands at a given azimuth, which is set such that the first ring is positioned at 30 mas from the central binary star. To avoid any perturbation caused by the bad quality of the PSF reference star (low dynamic range), we make the comparison between 30 and 300 mas.

¹⁶ According to the previously reported values of the mass-loss rates (Table 6), the mass-loss of the OB component is negligible compared to the WR mass-loss. The resulting total dust mass differs only by 0.6% when neglecting the OB component.

We test a range of dust-to-gas ratios (from $\xi = 0.1\%$ to $\xi = 50\%$) on the three models, with a fixed value of $w = 10\%$ and $h = 30\%$. For each model, we compute a χ^2 criterion¹⁷ for comparison.

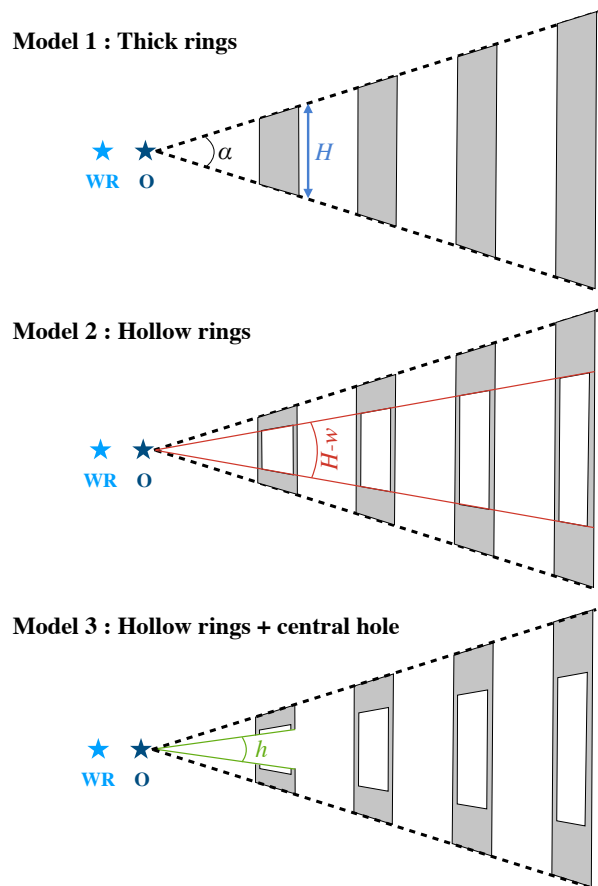


Fig. 11. Different dust density distributions considered in our radiative transfer models. **From top to bottom (edge-on view of the rings model delineated by dashed lines):** full rings, hollow rings, and hollow rings with a central hole. Further details can be found in the text.

For all models considered, we cannot satisfactorily reproduce the radial profile obtained with SPHERE. Particularly in the J band, the emission from the dusty rings, including thermal emission and scattering, is negligible relative to the star. However, the WR104 images in the J band are definitely resolved with a significant fraction of dust emission (Fig. C.1, second row at $1.21 \mu\text{m}$). For this reason, we do not include the J band in our comparison.

Considering the H- and K-band data only, the resulting χ_{red}^2 computation for all considered dust-to-gas ratios is shown in Fig. 12. It appears that Model 1 (thick rings) provides the best match ($\chi_{\text{red}}^2 = 1.31$), with $\xi = 1\%$. Figure 13 shows the corresponding observed and modelled radial profiles in the H band. As shown in Fig. 12, the agreement of Models 2 and 3 with the H and K band data is not as good. Nevertheless, the best match is obtained for $\xi = 5\%$ with $\chi_{\text{red}}^2 = 2.15$ for Model 2 and $\chi_{\text{red}}^2 = 2.25$ for Model 3.

¹⁷ We assume that the uncertainties in the data are dominated by the speckle noise. The errors are determined by computing the unbiased standard deviation for each pixel (Eq. 2).

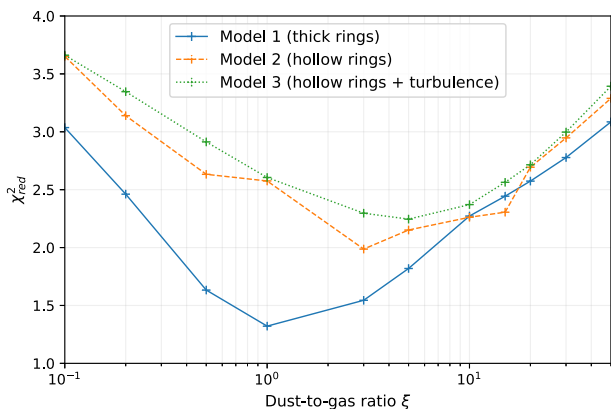


Fig. 12. Comparison of the χ_{red}^2 for the three models considered: Model 1 (solid blue line), Model 2 (dashed orange line), and Model 3 (dotted green line).

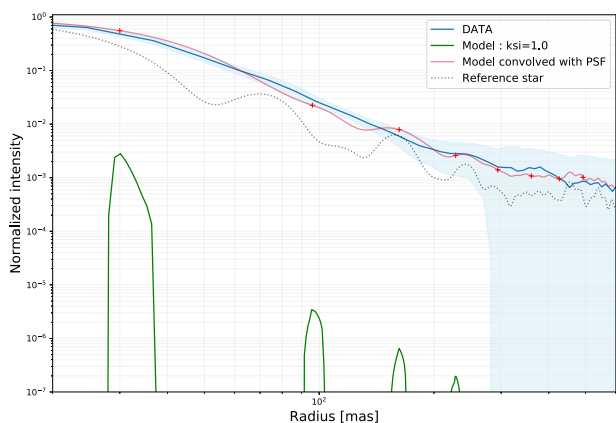


Fig. 13. Comparison between the best model (Model 1, $\xi = 1\%$) and the H-band data. We represent the radial profile for the model (green), reference star (dashed grey), model convolved with the PSF reference star (red), and the data (blue). The comparison points are represented with red crosses.

5. Discussion

5.1. Curvilinear profile and shadowing effect

In Section 4.2, we presented the different results obtained from the fit of our phenomenological model. We showed that our model is in good agreement with the K-band non-deconvolved data ($\chi_{\text{red}}^2 = 1.24$). Our model was based on a power-law decrease of the temperature with a constant index ($q_{2000} = 0.45 \pm 0.03$) and a dust sublimation temperature of 2000 K. This value is very close to the theoretical power-law index of 0.5 corresponding to an optically thin dust distribution (Dullemond & Monnier 2010). The continuous decrease in temperature implies a continuous curvilinear intensity profile along the spiral. This is in contradiction with the rapid drop in temperature, and correspondingly in intensity, detected after the first spiral turn by Harries et al. (2004). They showed that an optically thick first turn could explain such a temperature drop by shadowing the rest of the spiral. With complementary data, Tuthill et al. (2008) derived a curvilinear intensity profile, which also exhibited an important drop after the first coil.

On this basis, we further investigate the possibility of shadowing effects in this system. For this purpose, we create an artificial gap factor in the spiral intensity profile of our best phenomenological model. This gap represents the shadow cast by the first turn of the spiral onto the second and mimics a significantly optically thick first turn. Following Tuthill et al.

(2008), we set this gap factor to ten. We compare the K-band data with the curvilinear profile of the model with and without gap over three revolutions.

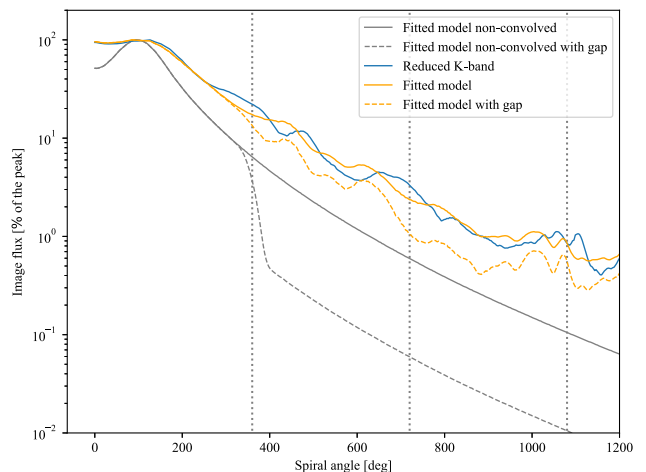


Fig. 14. Comparison of the curvilinear flux in the K band over three orbits. We represent the best model with the gap (dashed line) and without it (solid line) after the first turn. There is no apparent evidence of the gap in the data ($\chi_{\text{gap}}^2 = 4.3$, $\chi_{\text{nogap}}^2 = 1.5$).

In Fig. 14, we show both the models with an optically thin first turn (solid grey line) and with an optically thick first turn (dashed grey line). Then we convolve these models with the PSF reference star (orange lines) and compute the χ_{red}^2 for the models with and without the shadowing effect. The model with a gap seems to be less representative ($\chi_{\text{gap}}^2 = 4.3$ compared to $\chi_{\text{nogap}}^2 = 1.5$).

This conclusion is in apparent contradiction with the results of Harries et al. (2004). They considered an optically thick inner part of the spiral that would produce steps in the curvilinear profile; such steps were detected afterwards by Tuthill et al. (2008). The previous studies were based on image restoration techniques that are known to produce artefacts in the flux's spatial distribution. Here, we based our analysis on direct imaging data with extreme adaptive optics and had a Strehl ratio of 0.87, which also has its flaws. Both image restoration and direct imaging were used at the limit of angular resolution. In our case, the PSF convolution significantly smooths possible intensity variations in the curvilinear profile. Images with a better resolution will be needed to definitely reach a conclusion on this aspect (e.g. images from the European Southern Observatory's new Multi-AperTure mid-Infrared SpectroScopic Experiment (MATISSE) spectro-interferometer or the planned Extremely Large Telescope (ELT)).

5.2. Radiative transfer and dust mass

Our first conclusion from the radiative transfer model is that in the J band, we overestimate the stellar contribution with respect to the observations. This suggests the presence of circumstellar dust along the line of sight, which could obscure the star mostly in the J band, and also very likely in the V band. At this point of the study, we cannot infer a geometry of this dust and can only consider uniform attenuation. This conclusion is supported by the fact that the WR104 system has regular eclipses in the optical (up to 3 mag, Williams 2014).

Considering the H- and K-band data only, the comparable values of the different χ_{red}^2 do not allow us to clearly discriminate

between the three models of the dust geometry. Figure 13 shows the strong impact of the convolution of the PSF on the modelled intensity profile. All differences between the three models are significantly attenuated by the convolution process and cannot be satisfactorily constrained by our dataset. This is partly due to the relatively bad quality of our reference star, especially in the K band. It appears that the chosen reference star presents an infrared excess in its SED, which is indicative of circumstellar material. The reference star also presents a very low dynamic range with a poor signal-to-noise ratio, which is probably due to the unoptimized choice of neutral density and exposure time during the observation.

Nevertheless, a trend emerges from the study of the dust-to-gas ratio. All models favour an intermediate dust-to-gas ratio, between 1% and 10%. This translates into masses of the dust rings between $5.3 \times 10^{-8} M_{\odot}$ and $5.3 \times 10^{-7} M_{\odot}$. For comparison, Harries et al. 2004 set the mass-loss rate of $\dot{M} = 3 \times 10^{-5} M_{\odot}/\text{yr}$ in their model and determined a dust-creation rate of $\dot{M} = 8 \times 10^{-7} M_{\odot}/\text{yr}$, which yields a dust-to-gas ratio of $\xi_{\text{Harries}} = 2.7\%$. This leads to a ring mass of $5.3 \times 10^{-7} M_{\odot}$. Our results are compatible with these values but seem to suggest a less massive dusty environment than inferred by Harries et al. (2004). This raises the question of the efficiency of dust nucleation processes around WR stars.

5.3. The third star

The third “companion B” star located at $\approx 1''$ from the central binary is confirmed to be a hot star gravitationally linked to the inner binary. This confirms that WR104 is at least a hierarchical triple massive system.

Assuming that companion B is orbiting in the same plane as the central binary star, that is, in the plane of the sky (the inclination of WR104 is close to 0), we can estimate the physical separation between companion B and WR104. Taking into account the distance of the system $D = 2.58 \pm 0.12$ kpc (see Sect. 4.1) and assuming a circular orbit ($e=0$), the semi-major axis would be $a \approx 2480 \pm 120$ au.¹⁸

To estimate the orbital period of this triple system, we can make assumptions on the stellar masses of the two O star components (companion B and the OB companion of the WR star). The luminosity and the measured effective temperature (Crowther 1997) yield an inferred a mass of $M_{\text{OB}} = 20 M_{\odot}$ and a corresponding age of approximately 7 Myr along the main sequence (CMFGEN models, Fierro et al. 2015). According to Wallace et al. (2002) and our study of the effective temperature of companion B (Sect. 3.4), the companion is very likely another massive OB type star. Therefore, we also set the mass of the companion B at $M_{\text{OB}} = 20 M_{\odot}$. According to the WR star’s spectral type as a WC9 (Sander et al. 2012), we set its mass to $M_{\text{WR}} = 10 M_{\odot}$. We treat the central binary star ($M_{\text{WR}+0} = 30 M_{\odot}$) as a single star and compute the orbital period of the companion B star as

$$P = \sqrt{\frac{4\pi^2 a^3}{G(M_{\text{WR}+0} + M_{\text{OB}})}} \approx 17000 \pm 1300 \text{ days.} \quad (9)$$

The orbital plane of the central binary star is close to the plane of the sky ($\leq 16^\circ$). The projected separation between the central binary and companion B is 977 mas, and the distance between two spiral steps is measured to be 66 mas. If, as we

¹⁸ This semi-major axis corresponds to the reported distance of 975.5 mas in the HeI filter between companion B and WR104.

assumed at the beginning of this section, the tertiary companion B star orbits around WR104 in the same orbital plane as the central binary, we expect it to eventually encounter the fifteenth outer dust coil, produced ten years ago. Such an encounter might be seen either with hot dust around companion B or a wealth of other phenomena (X-rays, bow shock)

We do not detect hot dust (infrared excess) around companion B. This means that it may lie outside of the plane of the binary. Based on the estimate of the opening angle of the wind collision zone of 35° (see Eq. 5), we find that “B” may be located beyond 35° .

A misaligned set of orbital planes in triple systems has already been observed in other massive stars systems, like Algol (Baron et al. 2012) and σ Ori (Schaefer et al. 2016). Recent N-body numerical simulations report that the non-alignment of triple systems is very common, especially for large projected separations (>1000 AU, Tokovinin 2017). The formation of multiple massive stellar systems is still not fully understood. Multiple isolated systems are probably the result of the collapse of massive cores (Krumholz et al. 2009). The gravitational instabilities occurring during the formation cause protostellar disk fragmentation, allowing massive multiple systems to form and to overcome the UV radiation pressure barrier (Wolfire & Cassinelli 1987, Motte et al. 2017). Some hypotheses are favoured to explain the misalignment of triple systems: possible accretion of gas with randomly aligned angular momentum at the epoch of star formation, or dynamical processes such as the eccentric Kozai mechanism (Antognini & Thompson 2016).

Hierarchical triple systems are possible candidates to be at the origin of black holes or neutron star mergers (Sillsbee & Tremaine 2017). Therefore, the WR104 system could be a progenitor of future compact object merger and gravitational wave emission.

5.4. Gaia DR2 distance and wind velocity

As discussed in Sect. 4, an interesting characteristic of the pinwheel nebula is the possibility to obtain a distance estimation using some hypotheses about the wind velocity. Now, if we are able to find the distance another way (parallaxes for instance), we can retrieve the dust velocity of the pinwheel and the associated wind speed. We used the last distance determination provided by the Gaia DR2 (Gaia Collaboration et al. 2018). With the Gaia parallax ($\text{plx}_G = 0.2431 \pm 0.0988$ mas), we can naively compute the new distance of the WR104 system as $D_{\text{Gaia}} = 1/\text{plx}_G = 4.11 \pm 1.67$ kpc, which would place WR104 further than expected, but is still consistent with the previous values. Therefore, if we compute the corresponding dust speed, we find $V_{\text{dust}} = 1945 \pm 795$ km/s which is compatible but higher than previously reported.

Bailer-Jones et al. (2018) used a more sophisticated method to compute the geometrical distance using the Gaia DR2 catalogue. The non-linearity of the transformation and the asymmetry of the resulting probability distribution does not allow a simple inversion of the Gaia parallaxes. They used a Bayesian procedure and a galactic model to give a more accurate estimate of the distance with a 68% confidence interval. This method gives a distance for WR104 of $D_{\text{Bailer}} = 3.64 + 1.92 / - 1.02$ kpc, which is still higher than expected but nevertheless compatible with our distance estimate ($D = 2.58 \pm 0.12$ kpc; Sect. 4.1). This latest distance measurement allows us to infer the associated dust velocity as $V_{\text{dust}} = 1721 \pm 911$ km/s. We used the upper limit of the distance uncertainty (1.92 kpc) to propagate the error on the speed. This velocity is higher than the

terminal wind speed of the Wolf-Rayet component, usually used as the dust velocity at the dust nucleation locus (Tuthill et al. 2008). The relatively high uncertainty of the Gaia DR2 prevents us from drawing a conclusion about the exact dust velocity. Nevertheless, the trend is towards a higher speed than expected, which could be explained by dust nucleation closer to the star or more acceleration by the wind of the OB star. This raises the question about the still unconstrained dust formation locus as well as the velocity of dust launch.

Nevertheless, some warnings were reported concerning the Gaia DR2 parallax measurements, in particular in cases where the source is bright ($G < 13$, (Lindegren et al. 2018)), extended, distant ($D > 100$ pc), and lacking a Gaia measurement of radial velocity. Since WR104 fulfils all these criteria, we are cautious with this naive distance estimate.

6. Conclusions

With direct imaging using the SPHERE and VISIR instruments on the VLT, we have confirmed the spiral structure of the WR104 system for the first time. We probed the extension of the dust spiral over 15 revolutions with SPHERE and 30 with VISIR, with an unprecedented dynamic range. This corresponds to the history of mass loss in the last 20 years. Further, we determined a step of the spiral of 66 ± 3 mas, leading to a distance of the system of 2.58 ± 0.12 kpc, thus refining the previous estimate by Tuthill et al. (2008).

Based on the IFS data, and the model fitting of IRDIS data, we confirmed the presence of the dust formation zone approximately 12 mas away from the central binary. The determination of the dust formation region is done at the performance limit of the SPHERE instrument and needs to be confirmed with the higher angular resolution capabilities of interferometric instruments. In the future, the next generation of interferometric instruments, such as MATISSE (Lopez et al. 2014, Matter et al. 2016), will be able to reveal the spiral shape of WR104 at its peak-emission (L-band) and with unprecedented spatial resolution (i.e. 4 mas).

We also confirm that the third component of the system, named “companion B”, discovered with the HST (Wallace et al. 2002), could be gravitationally bound to the inner binary. This companion likely orbits in a different plane compared to the central binary and provides information on the formation of the triple system (competitive or core accretion).

We created an updated version of the phenomenological model presented in Millour et al. (2009b) and the curvilinear profile of the pinwheel to show that the shadowing effect previously reported does not seem to occur around WR104. This conclusion needs to be confirmed with a new K-band high-dynamic range measurement, which would allow the system to be followed during a longer time lapse.

The radiative transfer models used in this work seems to favour a dust-to-gas ratio between 1% and 10%. Unfortunately, our dataset does not allow us to distinguish between the different hypotheses of the process of dust nucleation. This highlights the need to acquire a new SPHERE dataset with larger bandwidth filters (to improve the signal-to-noise ratio) and a better reference star in the J and K bands (4Sgr appears to be a good candidate considering the better quality of the H band).

Furthermore, to make conclusions about the flow dynamics as well as the dust formation process and its exact location, we need more sophisticated models, including coupling hydrodynamical models with the radiative transfer processes. This accurate determination is only achievable with a thorough

comparison between high-level models and new interferometric data.

Acknowledgements. This work uses the SPHERE Data Centre, jointly operated by OSUG/IPAG (Grenoble), PYTHEAS/LAM/CeSAM (Marseille), OCA/Lagrange (Nice), and Observatoire de Paris/LESIA (Paris) and supported by a grant from Labex OSUG@2020 (Investissements d’Avenir – ANR10 LABX56). We acknowledge support from the CNRS, University of Nice Sophia Antipolis, and the Observatoire de la Côte d’Azur. We used NASA’s Astrophysics Data System Bibliographic Services. This research made use of Astropy,¹⁹ a community-developed core Python package for astronomy (Astropy Collaboration et al. 2013). Support for A.L. was provided by an Alfred P. Sloan Research Fellowship, NASA ATP Grant NNX14AH35G, and NSF Collaborative Research Grant 1715847 and CAREER grant 1455342.

References

- Allen, D. A., Swings, J. P., & Harvey, P. M. 1972, *A&A*, 20, 333
- Antognini, J. M. O. & Thompson, T. A. 2016, *MNRAS*, 456, 4219
- Astropy Collaboration, Robitaille, T. P., Tollerud, E. J., et al. 2013, *A&A*, 558, A33
- Bailer-Jones, C. A. L., Rybizki, J., Fouesneau, M., Mantelet, G., & Andrae, R. 2018, *ArXiv e-prints* [arXiv:1804.10121]
- Baron, F., Monnier, J. D., Pedretti, E., et al. 2012, *ApJ*, 752, 20
- Bertero, M., Boccacci, P., Desiderà, G., & Vicidomini, G. 2009, *Inverse Problems*, 25, 123006
- Beuzit, J.-L., Feldt, M., Dohlen, K., et al. 2008, in *Proc. SPIE*, Vol. 7014, *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy II*, 701418
- Bonettini, S., Zanella, R., & Zanni, L. 2009, *Inverse Problems*, 25, 015002
- Bonneau, D., Clausse, J.-M., Delfosse, X., et al. 2006, *A&A*, 456, 789
- Carillet, M. & La Camera, A. 2018, in *Proc. of the AO4ELT 5 conf*
- Castelli, F. & Kurucz, R. L. 2004, *ArXiv Astrophysics e-prints* [astro-ph/0405087]
- Claudi, R. U., Turatto, M., Gratton, R. G., et al. 2008, in *Proc. SPIE*, Vol. 7014, *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy II*, 70143E
- Cohen, M., Walker, R. G., Carter, B., et al. 1999, *AJ*, 117, 1864
- Correia, S., Carillet, M., Boccacci, P., Bertero, M., & Fini, L. 2002, *A&A*, 387, 733
- Crowther, P. A. 1997, *MNRAS*, 290, L59
- Crowther, P. A. 2007, *ARA&A*, 45, 177
- Csiszár, I. 1991, *Ann. Statist.*, 19, 2032
- Delacroix, C., Absil, O., Mawet, D., et al. 2012, in *Proc. SPIE*, Vol. 8446, *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy IV*, 84468K
- Delorme, P., Meunier, N., Albert, D., et al. 2017, *ArXiv e-prints* [arXiv:1712.06948]
- Dessart, L., John Hillier, D., Yoon, S.-C., Waldman, R., & Livne, E. 2017, *A&A*, 603, A51
- Dohlen, K., Saisse, M., Origne, A., et al. 2008, in *Proc. SPIE*, Vol. 7018, *Advanced Optical and Mechanical Technologies in Telescopes and Instrumentation*, 701859
- Dullemond, C. P., Juhasz, A., Pohl, A., et al. 2012, *RADMC-3D: A multi-purpose radiative transfer tool*, *Astrophysics Source Code Library*
- Dullemond, C. P. & Monnier, J. D. 2010, *ARA&A*, 48, 205
- Eichler, D. & Usov, V. 1993, *ApJ*, 402, 271
- Fierro, C. R., Borissova, J., Zsargó, J., et al. 2015, *PASP*, 127, 428
- Gaia Collaboration, Brown, A. G. A., Vallenari, A., et al. 2018, *ArXiv e-prints* [arXiv:1804.09365]
- Gaia Collaboration, Brown, A. G. A., Vallenari, A., et al. 2016, *A&A*, 595, A2
- Gayley, K. G., Owocki, S. P., & Cranmer, S. R. 1997, *ApJ*, 475, 786
- Groh, J. H., Meynet, G., Ekström, S., & Georgy, C. 2014, *A&A*, 564, A30
- Harries, T. J., Monnier, J. D., Symington, N. H., & Kurosawa, R. 2004, *MNRAS*, 350, 565
- Hendrix, T., Keppens, R., van Marle, A. J., et al. 2016, *MNRAS*, 460, 3975
- Howarth, I. D. & Schmutz, W. 1992, *A&A*, 261, 503
- Kerber, F., Käuffel, H.-U., Baksai, P., et al. 2014, in *Proc. SPIE*, Vol. 9147, *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy V*, 91470C
- Kobayashi, H., Kimura, H., Watanabe, S.-i., Yamamoto, T., & Müller, S. 2011, *Earth, Planets, and Space*, 63, 1067
- Krumholz, M. R., Klein, R. I., McKee, C. F., Offner, S. S. R., & Cunningham, A. J. 2009, *Science*, 323, 754
- Lagage, P. O., Pel, J. W., Authier, M., et al. 2004, *The Messenger*, 117, 12
- Lamberts, A., Dubus, G., Lesur, G., & Fromang, S. 2012, *A&A*, 546, A60
- Langlois, M., Dohlen, K., Vigan, A., et al. 2014, in *Proc. SPIE*, Vol. 9147, *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy V*, 91471R
- Lau, R. M., Hankins, M. J., Schödel, R., et al. 2017, *ApJ*, 835, L31

¹⁹ Available at <http://www.astropy.org>

- Lindegren, L., Hernandez, J., Bombrun, A., et al. 2018, ArXiv e-prints [arXiv:1804.09366]
- Lopez, B., Lagarde, S., Jaffe, W., et al. 2014, *The Messenger*, 157, 5
- Lucy, L. B. 1974, *Astrophysical Journal*, 79, 745
- Lundstrom, I. & Stenholm, B. 1984, *A&AS*, 58, 163
- Maire, A.-L., Langlois, M., Dohlen, K., et al. 2016, in *Proc. SPIE, Vol. 9908, Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy VI*, 990834
- Marchenko, S. V. & Moffat, A. F. J. 2007, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 367, Massive Stars in Interactive Binaries*, ed. N. St-Louis & A. F. J. Moffat, 213
- Matter, A., Lopez, B., Antonelli, P., et al. 2016, in *Proc. SPIE, Vol. 9907, Optical and Infrared Interferometry and Imaging V*, 99070A
- Mesa, D., Gratton, R., Zurlo, A., et al. 2015, *A&A*, 576, A121
- Millour, F., Chesneau, O., Borges Fernandes, M., et al. 2009a, *A&A*, 507, 317
- Millour, F., Driebe, T., Chesneau, O., et al. 2009b, *A&A*, 506, L49
- Moe, M. & Di Stefano, R. 2017, *ApJS*, 230, 15
- Monnier, J. D., Greenhill, L. J., Tuthill, P. G., & Danchi, W. C. 2002, *ApJ*, 566, 399
- Monnier, J. D., Tuthill, P. G., & Danchi, W. C. 1999, *ApJ*, 525, L97
- Motte, F., Bontemps, S., & Louvet, F. 2017, ArXiv e-prints [arXiv:1706.00118]
- Pavlov, A., Möller-Nilsson, O., Feldt, M., et al. 2008, in *Proc. SPIE, Vol. 7019, Advanced Software and Control for Astronomy II*, 701939
- Pittard, J. M. 2009, *MNRAS*, 396, 1743
- Puls, J., Vink, J. S., & Najarro, F. 2008, *A&A Rev.*, 16, 209
- Richichi, A., Percheron, I., & Khristoforova, M. 2005, *A&A*, 431, 773
- Rosslowe, C. K. & Crowther, P. A. 2015, *MNRAS*, 447, 2322
- Rybicki, G. B. & Lightman, A. P. 1986, *Radiative Processes in Astrophysics*, 400
- Sana, H., de Koter, A., de Mink, S. E., et al. 2013, *A&A*, 550, A107
- Sander, A., Hamann, W.-R., & Todt, H. 2012, *A&A*, 540, A144
- Sander, A., Shenar, T., Hainich, R., et al. 2015, *A&A*, 577, A13
- Schaefer, G. H., Hummel, C. A., Gies, D. R., et al. 2016, *AJ*, 152, 213
- Silsbee, K. & Tremaine, S. 2017, *ApJ*, 836, 39
- Tatischeff, V., Duprat, J., & de Séréville, N. 2010, *ApJ*, 714, L26
- Tokovinin, A. 2017, *ApJ*, 844, 103
- Tuthill, P., Monnier, J., Tanner, A., et al. 2006, *Science*, 313, 935
- Tuthill, P. G., Monnier, J. D., & Danchi, W. C. 1999, *Nature*, 398, 487
- Tuthill, P. G., Monnier, J. D., Lawrance, N., et al. 2008, *ApJ*, 675, 698
- van Marle, A. J., Keppens, R., & Meliani, Z. 2011, *A&A*, 527, A3
- Vishniac, E. T. 1994, *ApJ*, 428, 186
- Wallace, D. J., Moffat, A. F. J., & Shara, M. M. 2002, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 260, Interacting Winds from Massive Stars*, ed. A. F. J. Moffat & N. St-Louis, 407
- Williams, P. M. 2014, *MNRAS*, 445, 1253
- Wolfire, M. G. & Cassinelli, J. P. 1987, *ApJ*, 319, 850
- Zacharias, N., Finch, C., & Frouard, J. 2017, *VizieR Online Data Catalog*, 1340
- Zubko, V. G. 1998, *MNRAS*, 295, 109
- Zurlo, A., Vigan, A., Mesa, D., et al. 2014, *A&A*, 572, A85

Appendix A: Filter transmissions

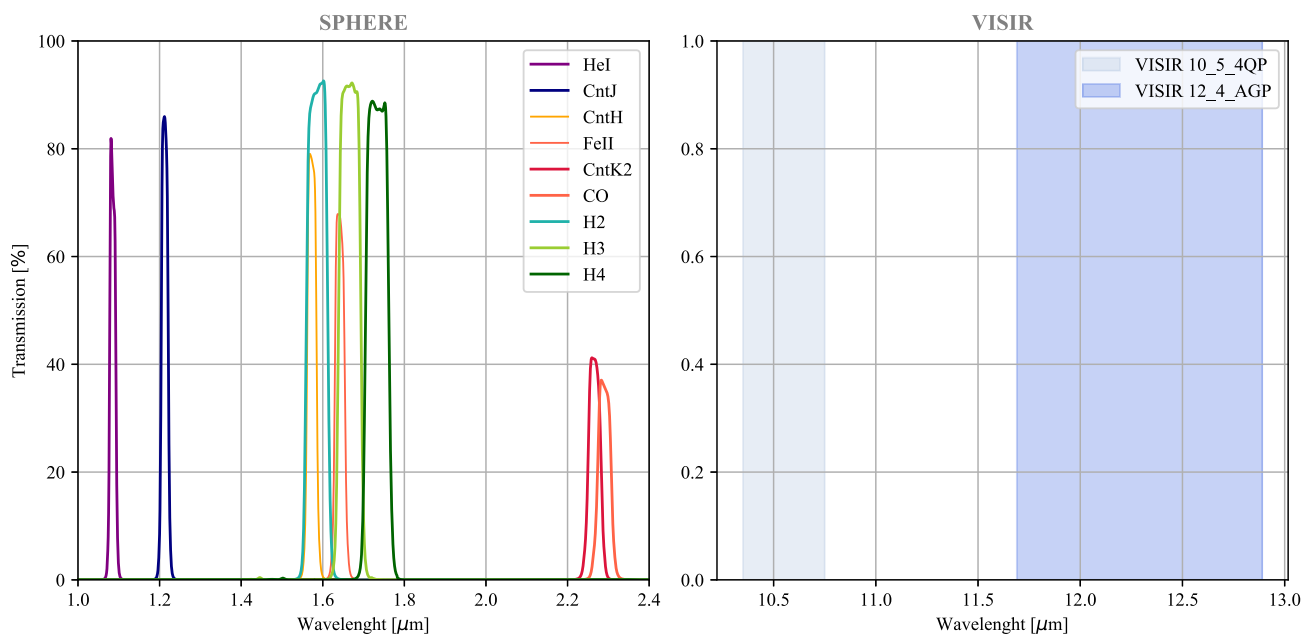


Fig. A.1. Transmission curves of all filters used in the present work. The exact transmission curves of the newly installed coronagraphic filters of VISIR are not yet available, so we present the bandwidth communicated by the ESO.

Appendix B: Detailed log of observations

Table B.1. Log of the SPHERE/IRDIS observations of WR104 and two PSF calibrators (4Sgr and TYC 6295-803-1). DIT is Detector Integration Time, NDIT the number of frames per exposure, NEXP the number of exposures for one observation, and SR the estimated Strehl ratio achieved by the AO system in the H band.

No	Star	MJD	Filter	DIT[s]×NDIT	Dither×NEXP	ΣDIT[s]	Seeing ["]	SR
1	WR104	57512.278	CntH, FeII	0.837×5	4×4×3	200.85	0.39	0.82
	4Sgr	57512.299	CntH, FeII	0.837×5	4×4×3	200.85	0.56	0.92
2	WR104	57524.125	H2, H3, H4	0.837×7	4×4×2	187.5	1.13	0.73
	4Sgr	57524.144	H2, H3, H4	0.837×7	4×4×2	187.5	1.2	0.78
3	WR104	57590.050	HeI, CntJ, CntK2, CO	0.837×6	4×4×3	241.02	0.45	0.87
	TYC 6295-803-1	57590.09	CntJ, CntK2	0.837×5	4×4×3	200.88	0.44	0.87

Table B.2. Log of the SPHERE/IFS observations of WR104 and 4Sgr (PSF calibrators).

No	Star	MJD	Filter	R	DIT[s]×NDIT	NEXP	ΣDIT[s]	Seeing ["]	SR
1	WR104	57524.125	(Y-J)	50	8×10	6	480	1.13	0.75
2	4Sgr	57524.144	(Y-J)	50	8×10	6	480	1.2	0.81

Appendix C: All SPHERE images

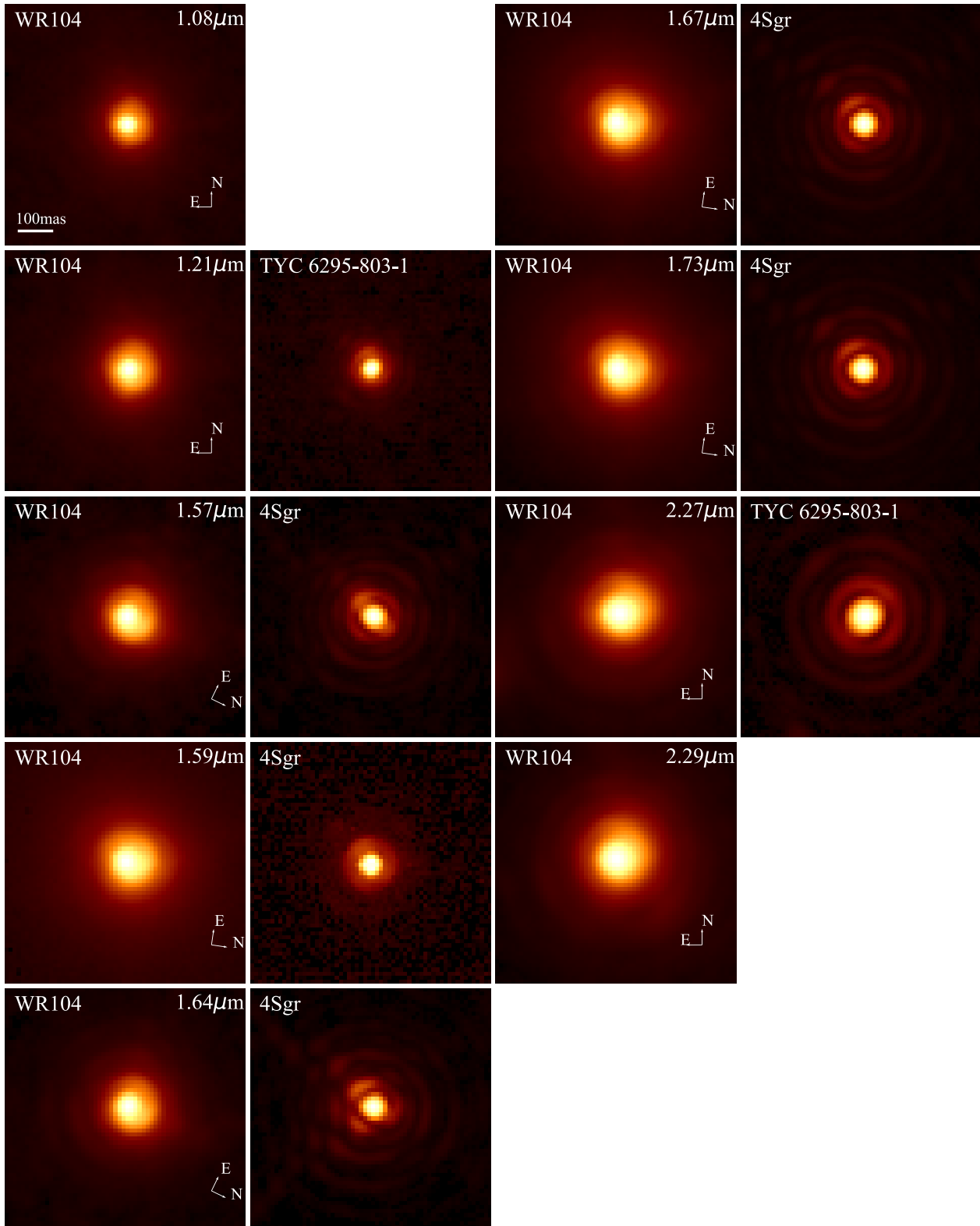


Fig. C.1. All reduced SPHERE images with the corresponding PSF calibrators. All images are rotated to be phased with the last SPHERE observation epoch (21 July 2016). The true orientation is shown on all panels.

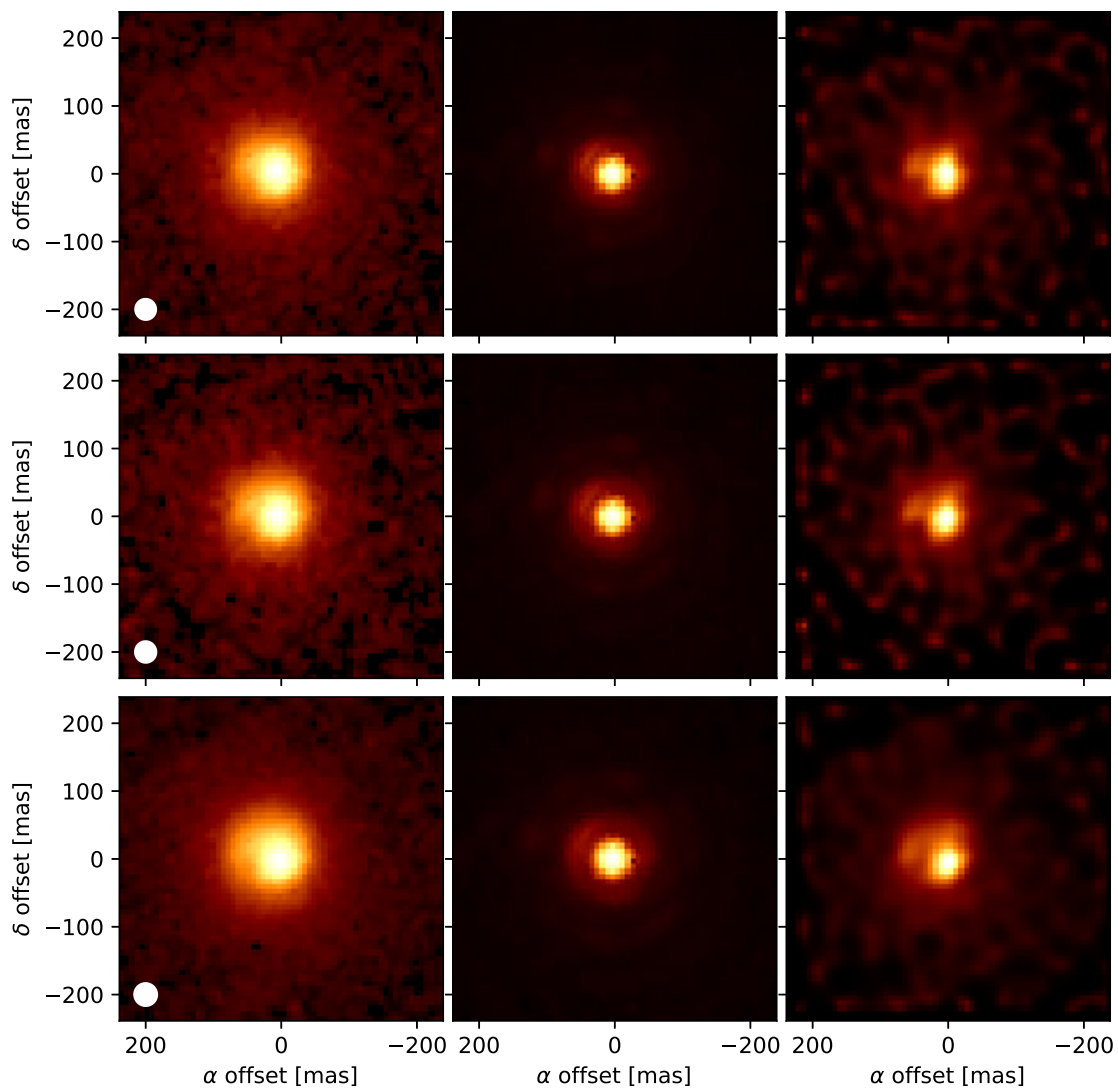


Fig. C.2. IFS images in the different parts of the spectra (see Fig. 6). **Top:** Blue part of Fig. 6 (Y band, $\lambda = 1.01 \pm 0.05 \mu\text{m}$). **Middle:** Green part of Fig. 6 (He line, $\lambda = 1.09 \pm 0.03 \mu\text{m}$). **Bottom:** Purple part of Fig. 6 (J band, $\lambda = 1.20 \pm 0.07 \mu\text{m}$). We represent the reduced image (left), the PSF calibrator (middle), and the deconvolution (right). The FWHM of the PSF is also represented by a white circle in all the panels of the left column.

Appendix D: Radial profiles and uncertainties

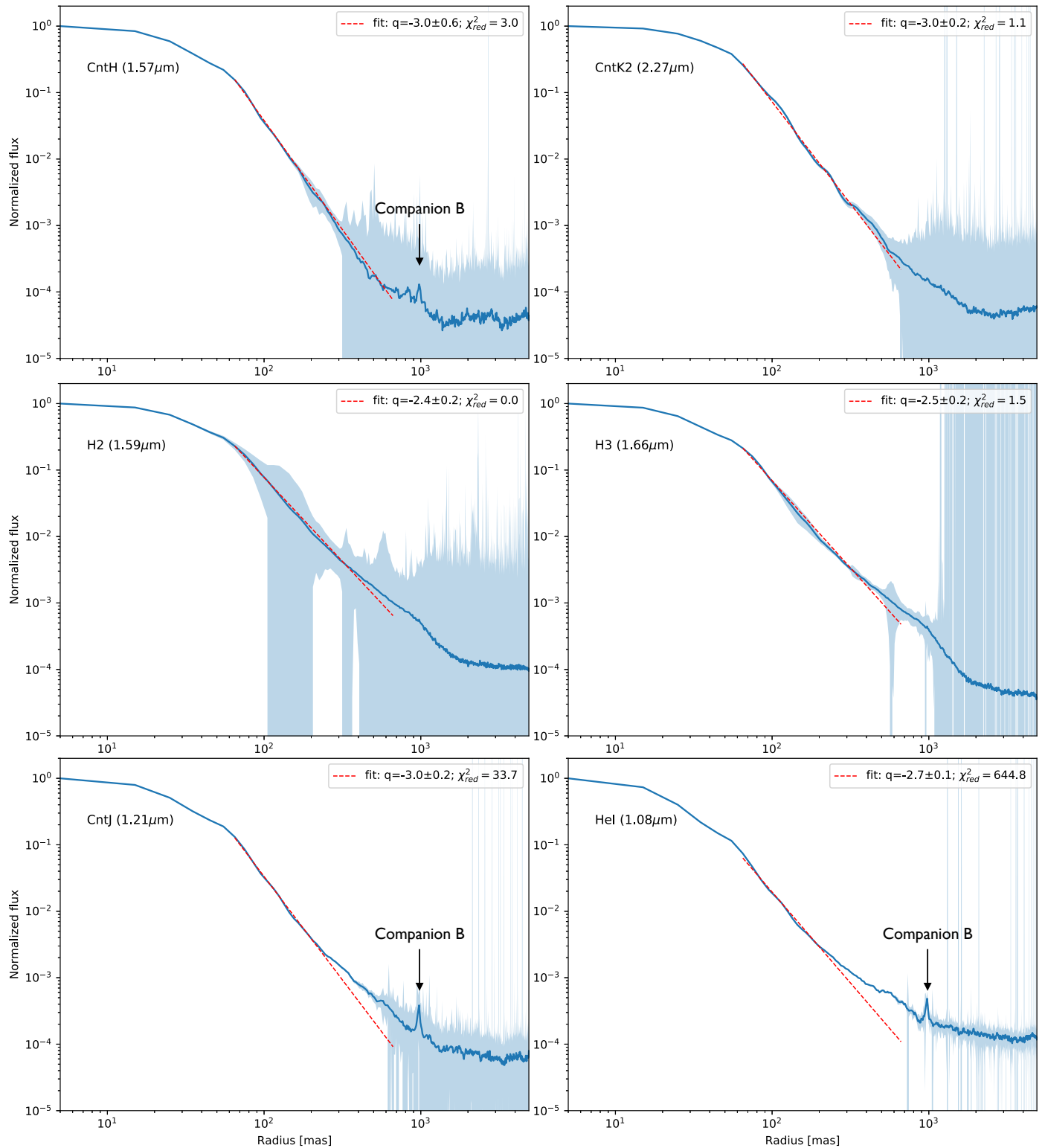


Fig. D.1. Results of a power-law fit on the radial profiles. The top panels represent two good fits with a representative estimation of the uncertainty in the data (in light blue). The middle panels show a good fit but with data of poor quality. The bottom panels show the deviation of the radial profile from a power law in the J band.

Appendix E: Complementary model fitting results

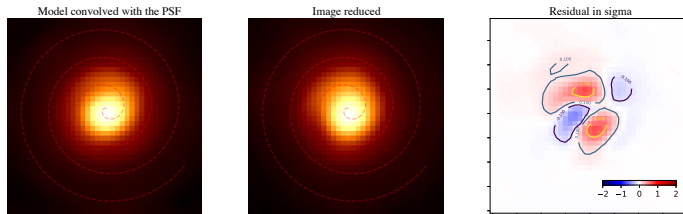


Fig. E.1. Comparison of the best-fit model and the reduced image in K band. The residuals are represented in terms of σ (standard deviation of the image).

In addition to Section 4.2, we present a comparison of the best-fit phenomenological model with the K-band image. The step and orientation of the spiral is represented in Fig. E.1 as a dashed red line. The K-band data are well-fitted by the model, with residuals within 1σ compared to the standard deviation.

As presented in Section 3.4, we used different atmosphere models to determine the effective temperature of the third component of WR104, companion B. Figure E.2 shows the results of the best fit of the flux ratio between the central binary star and the companion star. We present the resulting flux density at the distance of WR104 ($D = 2.58 \pm 0.12$ kpc, see Sect. 4.1) of the four components in Fig. E.3. The total flux density is comprised of two Kurucz atmosphere models representing the companion B and the OB-type inner companion: a Potsdam Wolf-Rayet (PoWR) model representing the WR star and a blackbody representing the dust around the central binary.

The infrared excess of WR104 compared to the companion indicates the presence of relatively hot dust around the central binary star, that is, the pinwheel nebula. Given the relative flatness of the flux ratio in the B and V bands, the HST data provide important information about the stellar temperature. This indicates that the companion B star has an effective temperature comparable to the OB star of the inner binary (which dominates the total flux), and is probably an OB type star itself, thereby confirming the findings of Wallace et al. (2002).

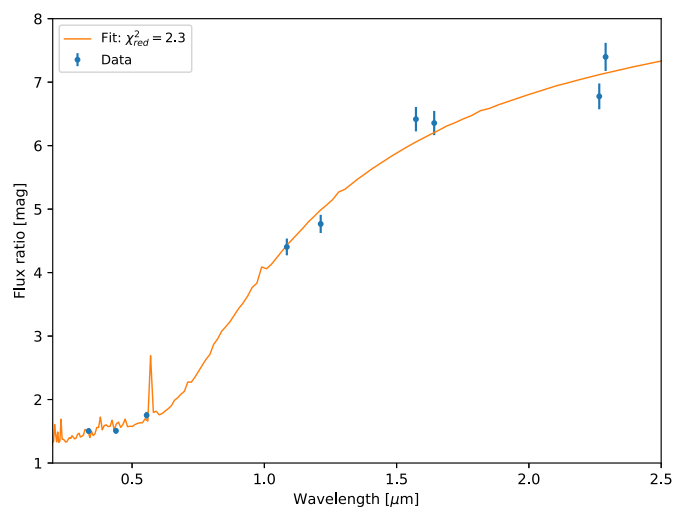


Fig. E.2. Flux ratio between the central binary star surrounded by dust and the companion B star. Our best fit is represented in orange ($T_{\text{dust}} = 2200$ K, $T_{\text{B}} = 45,000$ K).

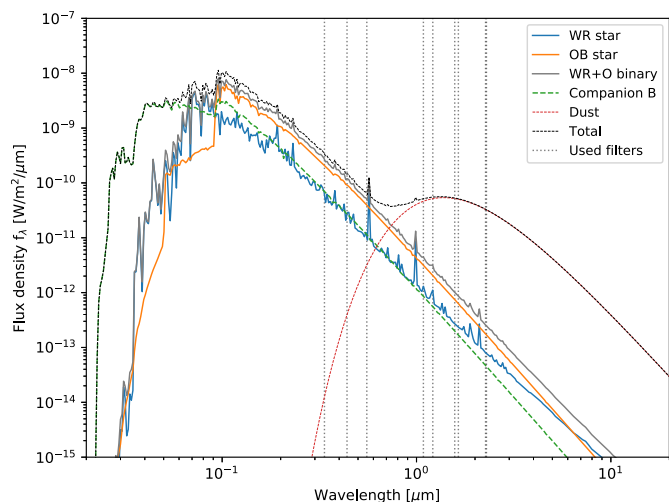


Fig. E.3. Best fits of the flux density from: 1) two Kurucz atmosphere models representing the companion B (green dashed line) and the OB-type inner companion (orange line), 2) one PoWR model representing the WC9 star (blue line), and 3) one blackbody model representing the dusty pinwheel (red dashed line). The flux ratio is obtained by comparison between the WR+OB flux density (grey line) and the companion B. We also show the total flux density (black dashed line) and position of the different filters used (vertical black dotted lines).

Annexe **B**

Mémo MATISSE DRS : qualités et paramètres des images de faisceaux de MATISSE

Document rédigé pendant l'étude concernant la caractérisation des faisceaux de l'instrument MATISSE (Sec. [4.1.5](#)).

MATISSE Memo

MAT-DRS-MEM-08

From : A. Soulain, F. Millour, P. Berio, S. Lagarde, F. Al-louche, S. Robbe-Dubois
To : PI, PM, MATISSE DRS group
Written : 29 November 2016
Version : 1.0



Subject : **Image quality and parameters of the MATISSE beams**

Scope of this document

The goal of this document is to evaluate the optical quality of the MATISSE beams. For that, we review different methods to estimate the width and height of the PSF of MATISSE which is anamorphosed by a factor 24. We also propose a new way of visualizing the MATISSE data, allowing us to easily and directly assess the optical quality of the incoming beams.

1 – Methodology

We used the data coming from the alignment template of MATISSE. These data are made of the one-beam instrument PSF anamorphosed by the cylindrical optics. The template also provides DARK frames without any lamp flux.

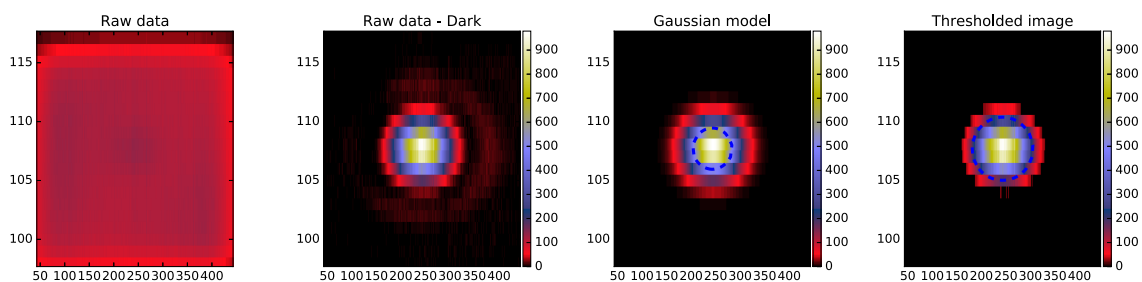


Figure 1: *Example of beam in N band. The blue dashed line represent the FWHM for gaussian model and ellipse size for thresholded image (moments method).*

The first step is to compute the pixel-by-pixel median of all frames for each raw data files. Then we subtract the dark frames to beam frames.

The result is a clean image of the anamorphosed beam. Based on it, we compare different methods to compute the photocenter and FWHM of the beam in both directions.

An illustration of the process is shown in Figure 1.

We developed 3 different methods described hereafter.

1.1 – 2D oriented gaussian fit

We fit a 2D oriented gaussian on the image using the Levenburg-Marquardt gradient method to minimise the χ^2 function.

$$\chi^2 = \sum_{n=1}^N \left(\frac{y_n - f(x_n)}{\sigma_n} \right)^2 \quad (1)$$

The gaussian model used is :

$$a = \frac{\cos^2 \theta}{2\sigma_x^2} + \frac{\sin^2 \theta}{2\sigma_y^2} \quad (2)$$

$$b = -\frac{\sin 2\theta}{4\sigma_x^2} + \frac{\sin 2\theta}{4\sigma_y^2} \quad (3)$$

$$c = \frac{\sin^2 \theta}{2\sigma_x^2} + \frac{\cos^2 \theta}{2\sigma_y^2} \quad (4)$$

$$f(x, y) = A \times \exp^{-(a(x-x_0)^2 + 2b(x-x_0)(y-y_0) + c(y-y_0)^2)} \quad (5)$$

Where A is the amplitude, σ_i the gaussian size, θ the orientation and x_0, y_0 the center coordinates.

1.2 – 1D interpolation of profile

The second method consists to interpolate profiles passing by the maximum in both direction. Then, we determine the pixel where the profile is equal to the half maximum by linear interpolation.

$$F_{int} = interpolate(y_{1D}, x) \quad (6)$$

$$F_{int} \left(\frac{max(y_{1D})}{2} \right) = x1, x2 \quad (7)$$

$$fwhm = x2 - x1 \quad (8)$$

The photocenter is calculated with the geometrical barycenter on resized image around the maximum.

1.3 – Image moments calculated onto a thresholded image

The last method consists to calculate the image moments on a thresholded image. This technique require null base around the studied object, that's why we apply zero value on pixel which are below a threshold decided at 3% of the maximum. Image moments are useful to describe objects after segmentation (e.g. thresholding method). Simple properties of the image which are found via image moments include area (or total intensity), its centroid, its elliptical size and information about its orientation.

For a 2D continuous function $f(x,y)$ the moment (sometimes called "raw moment") of order $(p + q)$ is defined as:

$$M_{pq} = \int_{-\infty}^{\infty} \int_{-\infty}^{\infty} x^p y^q f(x, y) dx dy \quad (9)$$

for $p, q = 0, 1, 2, \dots$. Adapting this to scalar (greyscale) image with pixel intensities $I(x, y)$, raw image moments M_{ij} are calculated by:

$$M_{ij} = \sum_x \sum_y x^i y^j I(x, y) \quad (10)$$

We can determine the centroid using first moment order : $\bar{x}, \bar{y} = M_{10}/M_{00}, M_{01}/M_{00}$. With these 2 value, we can calculate the central moments defined as

$$\mu_{pq} = \sum_x \sum_y (x - \bar{x})^p (y - \bar{y})^q f(x, y) \quad (11)$$

Information about image orientation can be derived using the second order central moments to construct a covariance matrix.

$$\mu'_{20} = \mu_{20}/\mu_{00} \quad (12)$$

$$\mu'_{02} = \mu_{02}/\mu_{00} \quad (13)$$

$$\mu'_{11} = \mu_{11}/\mu_{00} \quad (14)$$

The covariance matrix of the image $I(x, y)$ is now

$$\text{cov} [I(x, y)] = \begin{bmatrix} \mu'_{20} & \mu'_{11} \\ \mu'_{11} & \mu'_{02} \end{bmatrix} \quad (15)$$

The eigenvectors of this matrix correspond to the major and minor axes of the image intensity, so the orientation can thus be extracted from the angle of the eigenvector associated with the largest eigenvalue towards the axis closest to this eigenvector. It can be shown that this angle Θ is given by the following formula:

$$\Theta = \frac{1}{2} \arctan \left(\frac{2\mu'_{11}}{\mu'_{20} - \mu'_{02}} \right) \quad (16)$$

The eigenvalues of the covariance matrix can easily be shown to be

$$\lambda_i = \frac{\mu'_{20} + \mu'_{02}}{2} \pm \frac{\sqrt{4\mu'^2_{11} + (\mu'_{20} - \mu'_{02})^2}}{2}, \quad (17)$$

And the width in both direction are:

$$\sigma_i = 4\sqrt{\lambda_i} \quad (18)$$

2 – Image quality of MATISSE as of 28/09/2016

We applied the process described in Section 1 on all the 4 beams of MATISSE in L and N band, with the Beam Commuting Device (BCD) IN and OUT. The results are shown in Fig 2 for N band and Fig 3 for L band. In these figures, we show both the image with square pixels, i.e. as they are imprinted onto the MATISSE detector, and also squeezed horizontally by a factor 24, so that one can see more clearly the appearance of the PSF and its quality.

In N band, the PSF look circular with a clear first Airy ring on all beams. One of the images is off-center, probably due to the fact that the alignment template did not converge. We note that it is very difficult to identify the features of the image on the raw image because of the extreme anamorphosis (24 times wider in one direction), but that the desanamorphosed image allow one to clearly judge on the image quality of the beam.

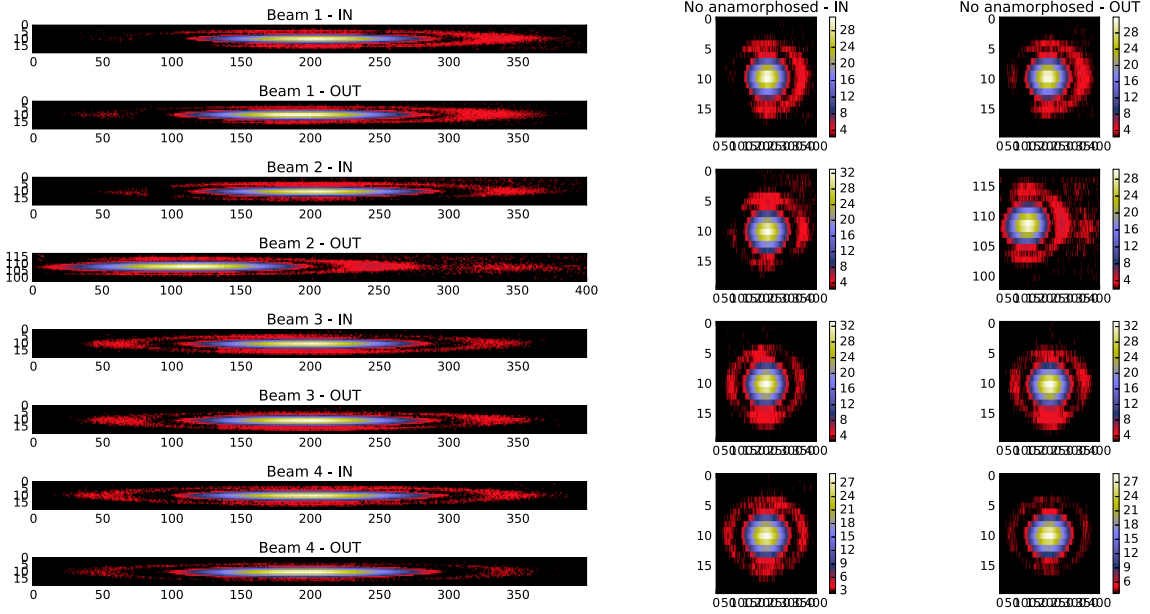


Figure 2: *Different beams in different configuration (BCD 'in' or 'out') in N band. The color scales correspond to the square root of the image intensity. **Left:** Centered beam on the detector for the 4 beams. **Right:** Unanamorphosed beam by a factor 24.*

In L band, the PSF looks a bit thicker than in the N band in the raw images, but we can clearly see a deformed PSF (disappearance of the first Airy ring) when looking at the unanamorphosed image. From the raw images, it was not possible until now to assess that the image quality was altered, but the squeezed image show this defect much more easily.

2.1 – Why is the PSF looking like that?

In order to understand why is the MATISSE PSF looking weird in the L band, we investigated pre-alignment data where the MATISSE source was replaced by a lab source whose focus was adjustable. The focus of this source was changed to different values, and data were recorded to study the aspect of the PSF. The resulting PSF is displayed in Fig. 4. We can see that the 0 focus is not the optimal one, which lies around 70-80mm. The 0-focus is therefore off focus, and it shows the same PSF as we see in the lab data shown before. This means that the MATISSE L band detector is out of focus.

2.2 – Measures

We compare the values computed on the PSF by the different methods presented in the first section in table 1. This table show that all the methods provide a centroid measurement

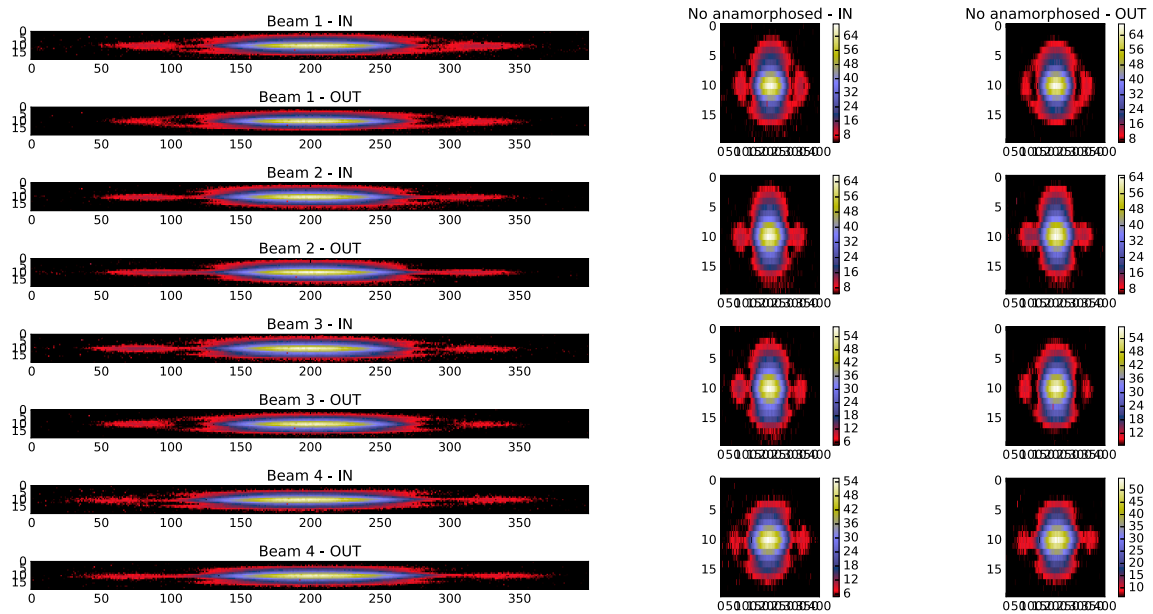


Figure 3: *Different beams in different configurations (BCD 'in' or 'out') in L band . Left: Centered beam on the detector for the 4 beams. Right: Unanamorphosed beam by a factor 24.*

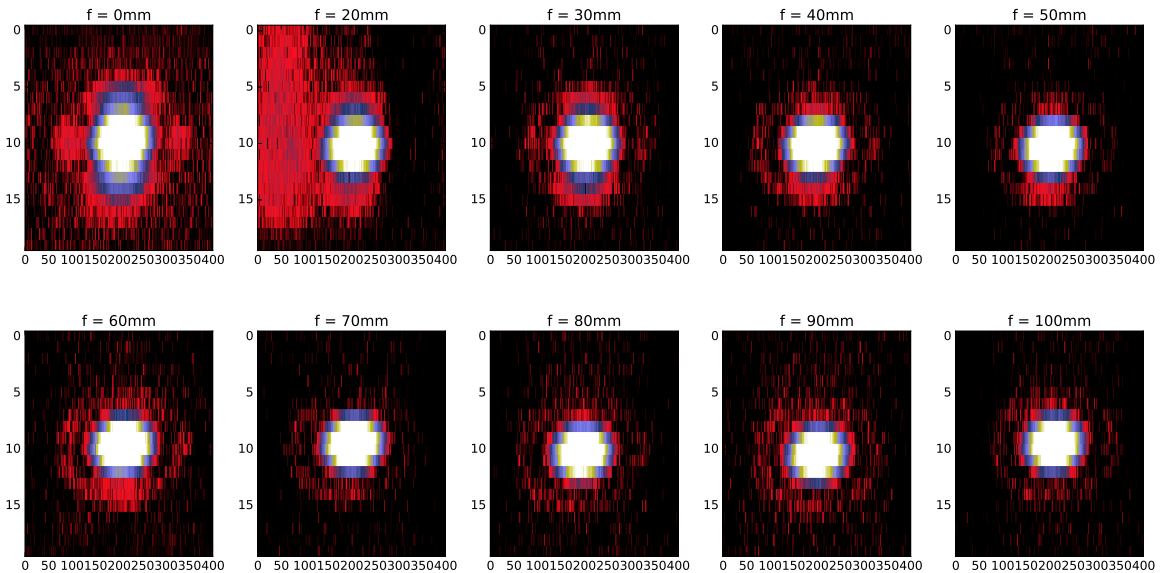


Figure 4: *Illustration of the focus influence onto the MATISSE PSF shape.*

within less than one pixel in the x direction, and less than 2 pixels in the y direction. This means that whatever centroid method can be used to determine the position of the beams.

Table 1: *Resulting photocenter and anamorphose factor with three different methods.*

	2D gaussian			Interpolation			Moments			f_{mean}
	x_c	y_c	f	x_c	y_c	f	x_c	y_c	f	
BSL 1	13.9	274.3	18.7	13.8	272.7	21.5	13.9	274.5	14.3	18.2 ± 3.0
BSL 2	13.8	275.3	15.8	13.7	277.3	19.0	13.8	275.6	12.9	15.9 ± 2.5
BSL 3	13.9	275.5	15.1	13.7	277.7	19.3	14.0	274.6	13.5	16.0 ± 2.5
BSL 4	14.0	273.3	20.7	13.8	277.2	24.2	14.1	273.3	16.3	20.4 ± 3.2
BSN 1	107.7	243.3	23.4	107.6	240.9	22.4	107.7	243.1	23.4	23.1 ± 0.5
BSN 2	108.9	236.6	23.5	108.8	233.9	22.7	108.9	236.6	23.5	23.2 ± 0.4
BSN 3	109.1	233.6	22.8	108.9	236.4	22.7	109.0	233.5	22.6	22.7 ± 0.1
BSN 4	109.0	231.6	24.9	108.8	233.4	24.6	108.9	231.7	24.8	24.8 ± 0.1

On the other hand, the different methods for the estimation of the anamorphosis value are differently sensitive to the image quality, as shown in Fig. 5.

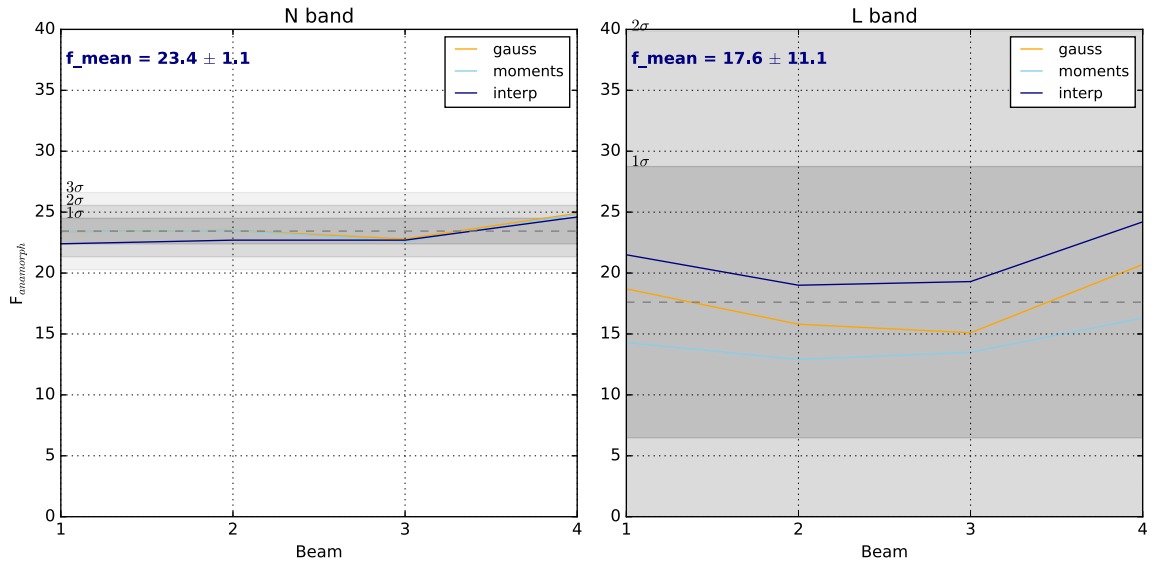


Figure 5: *Evolution of anamorphose factor for the 4 beams in L and N band in September 2016. We represent the mean value for the four beams with the corresponding standard deviation.*

The method the most sensitive to the shape of the beam is the moments method. On the other hand, the Gaussian fit method is not that sensitive to the shape of the beam, meaning that the image quality will not change much the value of the anamorphosis. Therefore, our recommendation is to use the moments method.

3 – Taken actions

After this first set of measurements, different interventions were done on the instrument.

- Shift of the Hawaii detector to refocus in the L band.
- Resmooth the slider (problems of positions detected with the OPD calculation).
- Removing of the straylight (baffle, etc.)

4 – Image quality of MATISSE after the cryostat opening and cold optics re-alignment (18/11/2016)

We apply the same method with the newest PSF of MATISSE in L band after refocusing the instrument. The final results are presented in Tab.3

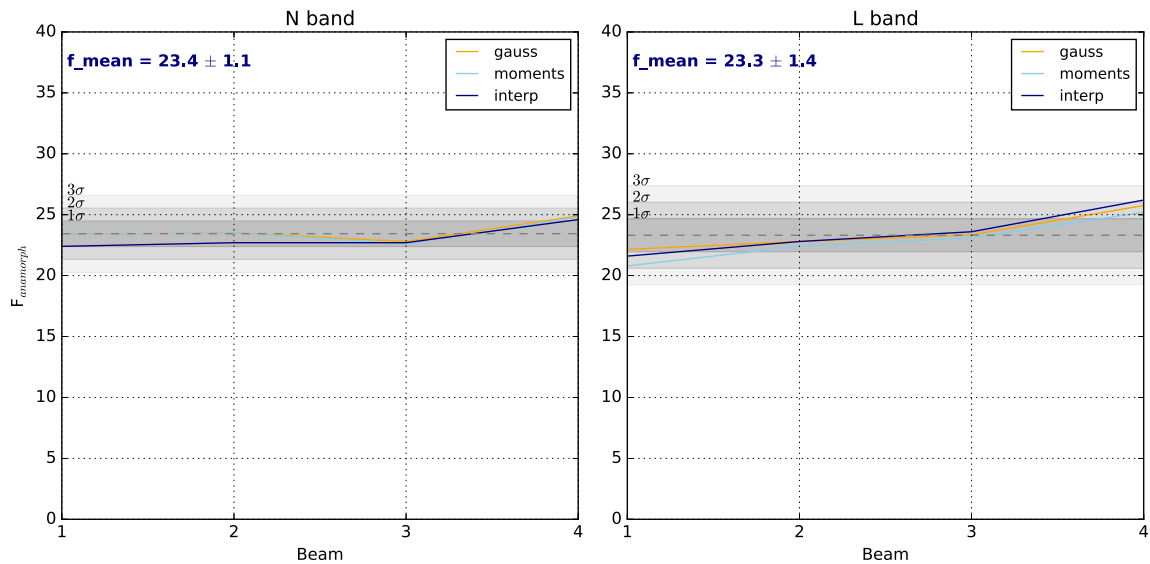


Figure 6: Evolution of anamorphose factor for the 4 beams in L and N band. We represent in grey the mean value for the four beams with the corresponding standard deviation.

Table 2: Anamorphose factor with three different methods.

	2D gaussian	Interpolation	Moments	Mean
BSL 1	22.2	21.6	20.8	21.5 ± 0.6
BSL 2	22.8	22.8	22.4	22.7 ± 0.2
BSL 3	23.4	23.6	23.1	23.4 ± 0.2
BSL 4	25.8	26.2	235.2	25.7 ± 0.4
BSN 1	23.4	22.4	23.4	23.1 ± 0.5
BSN 2	23.5	22.7	23.5	23.2 ± 0.4
BSN 3	22.8	22.7	22.6	22.7 ± 0.1
BSN 4	24.9	24.6	24.8	24.8 ± 0.1

We can clearly see the improvement of the refocus in the L band (Fig.3). The PSF appears circular with an anamorphose factor approximately equal to 24 as expected (Fig.7).

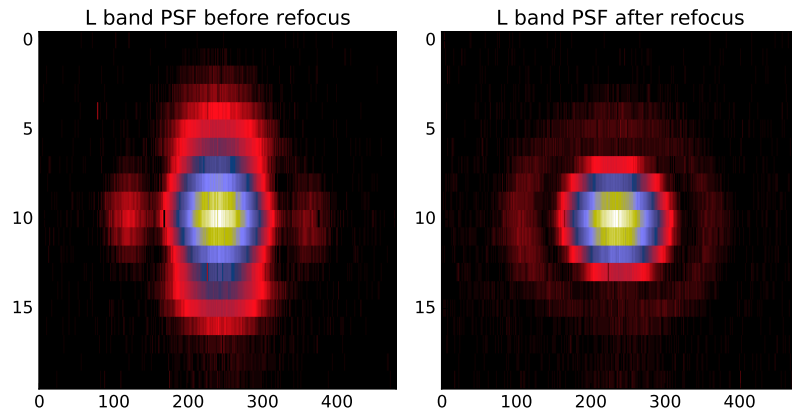


Figure 7: Comparison of the L band PSF before and after intervention.

We also investigated measurements on the photometric beams, with a supposed anamorphose factor of 4.

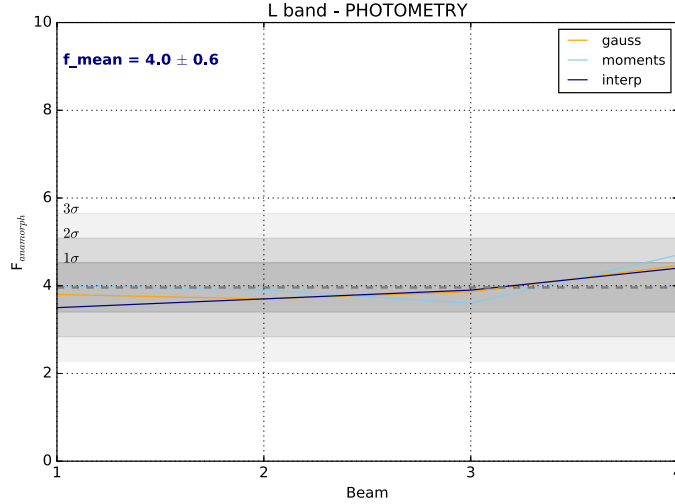


Figure 8: Evolution of anamorphose factor for the 4 beams in L band in photometric part. We represent in grey the mean value for the four beams with the corresponding standard deviation.

Table 3: Anamorphose factor with three different methods.

	2D gaussian	Interpolation	Moments	Mean
BSL 1	3.8	3.5	4.0	3.8 ± 0.2
BSL 2	3.7	3.7	3.9	3.8 ± 0.1
BSL 3	3.9	3.9	3.6	3.8 ± 0.1
BSL 4	4.5	4.4	4.7	4.5 ± 0.1

5 – Conclusion

As a conclusion, we can recommend several things:

- the MATISSE display could enable one to squeeze the image in the x direction, with two values: 24 for the interferometric beam, and 6 for the photometric beams
- We recommend using the moments method to compute the anamorphosis value. Indeed, it is the method the most sensitive to the image quality, and will give wrong values if the instrument is misaligned.
- Different anamorphosis value measured here are consistent with the expected value. The main results are 23.4 ± 1.1 in N band and 23.3 ± 1.4 in L band for the interferometric part and 4.0 ± 0.6 in L band for the photometric part.

Annexe

C

Article SPIE : Faire progresser la physique stellaire avec MATISSE

Article publié pour la conférence SPIE *Astronomical Telescopes + Instrumentation*¹, qui a eu lieu à Édimbourg en 2016 ([Millour et al. 2016b](#)).

1. <http://spie.org/conferences-and-exhibitions/astronomical-telescopes-and-instrumentation>

Grown-up stars physics with MATISSE

F. Millour^{a,*}, J. Hron^b, A. Chiavassa^a, G. Weigelt^c, A. Soullain^a, Z. Khorrami^a, A. Meilland^a,
N. Nardetto^a, C. Paladini^d, A. Domiciano de Souza^a, G. Niccolini^a, K.-H. Hofmann^a,
D. Schertl^a, P. Stee^a, P. Bendjoya^a, F. Thévenin^a, F. Vakili^a, P. Berio^a, T. Lanz^a, A. Matter^a,
P. Cruzalèbes^a, R. Petrov^a, B. Lopez^a.

^aUniversité Côte d'Azur, OCA, CNRS, Lagrange, France;

^bUniversity of Vienna, Department of Astrophysics, Vienna, Austria;

^cMax Planck Institute for Radio Astronomy, Bonn, Germany;

^dInstitut d'Astronomie et d'Astrophysique, Université Libre de Bruxelles, Brussels, Belgium.

ABSTRACT

MATISSE represents a great opportunity to image the environment around massive and evolved stars. This will allow one to put constraints on the circumstellar structure, on the mass ejection of dust and its reorganization, and on the dust-nature and formation processes. MATISSE measurements will often be pivotal for the understanding of large multiwavelength datasets on the same targets collected through many high-angular resolution facilities at ESO like sub-millimeter interferometry (ALMA), near-infrared adaptive optics (NACO, SPHERE), interferometry (PIONIER, GRAVITY), spectroscopy (CRIRES), and mid-infrared imaging (VISIR). Among main sequence and evolved stars, several cases of interest have been identified that we describe in this paper.

1. HOW MANY EVOLVED STARS CAN BE OBSERVED WITH MATISSE?

First of all, we need to emphasize that MATISSE will mainly focus on dusty stars, as the mid-infrared is the perfect match to collect data on the dust quantity and composition around a given object.

To illustrate that, we selected a few topics of interest that will be developed in this paper, and counted the number of stars that will be observable with VLTI/MATISSE. We included a quantity of non-dusty targets (regular WR stars and Be stars) in the sample to compare the performances of MATISSE with its prime targets. To do so, one need to take into account the sensitivity of the instrument itself in the L- and N-bands,¹ of course, but also the VLTI infrastructure subsystems sensitivity, which can be sometimes the limiting factor, especially for red targets. We need therefore to take into account: the telescope guiding limit in the V-band (V=13.5 and V=17 for ATs STRAP tip-tilt and UTs MACAO AO, respectively), and the fringe tracker limit in the K-band for GRA4MAT and other devices like IRIS (K=7.5 for ATs and K=10 for UTs).

We considered star lists on Wolf-Rayet stars (WR), Red supergiant stars (RSG), Asymptotic Giant Branch stars (AGB), Be stars and B[e] supergiant stars visible from Paranal ; we extracted them from the following catalogs:

- Rosslowe & Crowther (2014) for WR stars,²
- Hoffleit (1991) for RSG stars,³
- we scanned through ADS publications on the topic for AGB stars,
- Frémat et al. (2005)⁴ and Yudin (2001)⁵ for Be stars,

* O. Chesneau coordinated the stellar physics science group of MATISSE until his demise in June 2014.

Further author information:

Send correspondence to F. Millour, Lagrange, OCA, Bd de l'Observatoire, CS 34229, 06304, Nice, France
E-mail: fmillour@oca.eu, Telephone: +33 (0)4 92 00 30 68, or +33 (0)4 92 07 64 89

- For B[e] supergiant stars we used our own catalog of stars.

When available, we retrieved the SED of each object (V, K, L and N magnitudes) and ISO/IRAS spectra (if it exist). Magnitudes of these targets were compared with the theoretical limits of MATISSE, considering spectrally-usable data, i.e. data with a $\text{SNR} \geq 3$ per spectral channel during the expected optimal DIT and exposure time combination, with and without fringe tracker.¹

The result of this study is shown in Fig. 1. One can see that, out of our selected catalogs, roughly one third of the considered AGB targets, two third of the supergiant B[e] stars, and half of the considered red supergiant stars can be observed with MATISSE in its low spectral resolution mode ($R \approx 35$). We are likely limited by our sample size in these cases.

On the other hand, very red targets like dusty Wolf-Rayet stars, or very blue targets like naked Wolf-Rayet stars or Be stars, will be more difficult to observe with MATISSE due to either the sensitivity limits of VLTI in the V band (very red targets), or to the MATISSE sensitivity limit (very blue targets). In both cases, the adjunction of a K-band fringe tracker to MATISSE, like the foreseen GRA4MAT project of ESO, will improve the situation by a large factor (especially when using the ATs).

That matter of fact is even more striking when using the high-spectral resolution, where we will be able to resolve the kinematic motion of gas in the circumstellar envelopes. From a handful of targets that will be observable with MATISSE alone, the adjunction of an external fringe tracker will allow the instrument to go at full throttle for the delivery of scientific results.

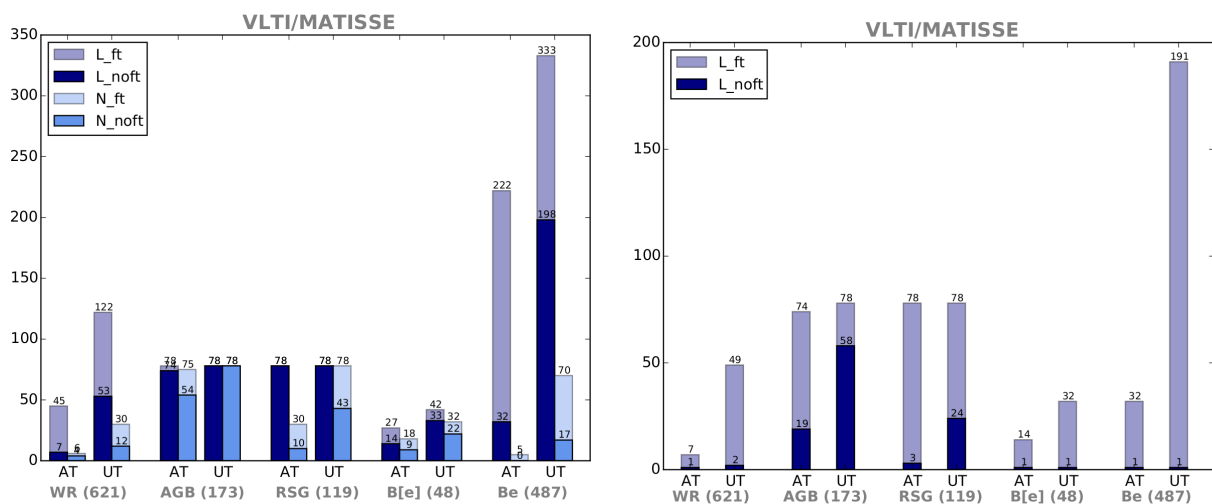


Figure 1. **Left:** Number of targets observable with MATISSE in low spectral resolution ($R \approx 35$) for different types of stars, both in L band (L_noft, dark blue bars) and N band (N_noft, light blue bars). The transparent bars show the improvement of observability when using an external fringe tracker (L_ft and N_ft), like e.g. the foreseen project GRA4MAT. **Right:** The same plot for the high resolution of MATISSE ($R \approx 4500$ around the hydrogen Brackett α line).

2. MASSIVE STARS

Massive stars are stars with a mass above 8 solar masses (M_{\odot}). They evolve fast and blast as supernovae at the end of their lives, not without having gone through a fireworks of different physical processes. Among them, one can count the main sequence O and B-type stars, red, yellow and blue supergiant stars, Wolf-Rayet stars, and other types of exotic stars. We invite the reader to take a look to the different other papers of this conference for more details.^{6,7}

2.1 Dusty blue supergiant stars

Several blue supergiant stars (Wolf-Rayet, Luminous Blue Variable, supergiant B[e] stars) produce large amounts of dust before exploding as supernovae. Though they are not the main dust-producers in our Galaxy, they do vastly influence their surroundings by inputting kinetic energy and dust in their vicinity. In some cases, they can even trigger star formation.

The circumstellar environment (CE) around blue supergiant stars is often dense and highly anisotropic. This anisotropy could be driven either by fast-rotation and/or by the presence of a companion star. For example, fast-rotating B and O stars will present a denser and slower wind in the equatorial direction, and a lighter and faster wind at the poles, according to the usual sketch.⁸ At the equator, the density can be high-enough to veil the UV radiation from the star, allowing dust to condense into a disk-like structure, visible in the infrared. Such a break of symmetry of the CE has strong implications on the later phases of stellar evolution, as it can affect the stellar angular momentum and act as a brake for ejected material.

On the other hand, a secondary star orbiting around an O or a B star can affect the wind of the main star through gravitational influence, and concentrate material in the orbital plane. The consequence is similar as for rotating stars, i.e. an over-density in the equatorial plane that can trigger dust formation. However, the shape of such a disk-like structure would likely be different than in the first case, and there are opportunities of detecting the companion star, depending on the flux ratio between the two stars.^{9,10}

To prepare the MATISSE program on supergiant B[e] stars, we simulated what are the imaging performances of MATISSE in the case of a disk-like structure and a possible influence of fast-rotation of the hot star. To prepare and interpret the MATISSE observations we used a NLTE Monte Carlo radiation transfer code to compute a grid of supergiant B[e] models dedicated to mid- and near-IR interferometry.¹¹ The case of binarity is expected to be much easier, as it was already demonstrated that imaging with few baselines can be done in such a case.^{9,10} We simulated MATISSE with homemade scripts and produced OIFITS¹² files. We input these files into the MiRA image reconstruction software developed by E. Thiébaud.¹³ The results of our study is shown in Fig. 2. One can see that we are able to reconstruct most of the features seen in the model images: the central point source, the extent of the disk, and the inner hole seen in the 60 degrees inclination images. This study confirms that MATISSE will be a perfect imaging machine for these types of stars.

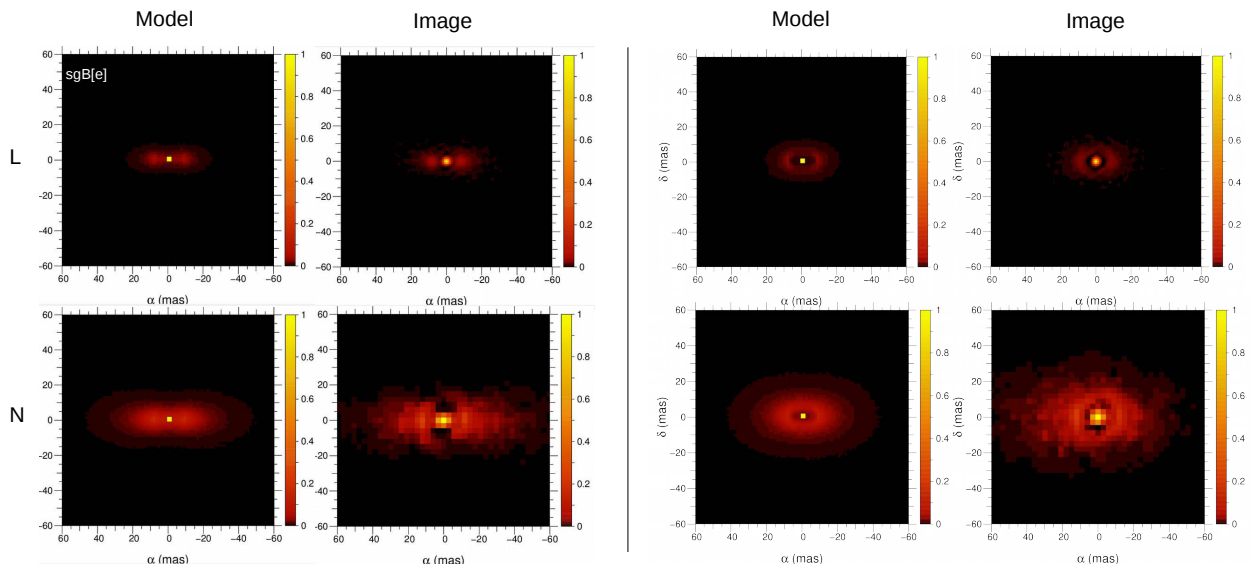


Figure 2. **On the left**, one can see modelled (**Left**) vs. reconstructed images (**Right**) of typical B[e] star disks for a 90 degrees inclination (edge-on disk). **The right panel** shows a 60 degrees inclination disk. The image reconstruction software used here is MiRA.

2.2 The case of η Carinae

The Luminous Blue Variable (LBV) phase is a short-lived phase in the life of massive stars. The strong mass loss in this phase is not well understood. The LBV η Car provides a unique laboratory for studying the evolution of massive stars and the massive stellar wind during the LBV phase. η Car is also an eccentric binary with a period of 5.54 yr. X-ray studies demonstrate that there is a wind-wind collision zone, which depends on the orbital phase. Infrared interferometry with the VLTI allows us to study the stellar wind of the primary star and the wind-wind collision zone of the primary and secondary star with unprecedented angular resolution of about 5 mas and simultaneously with high spectral resolution. Using the VLTI, the diameter of η Car's wind region was measured to be about 4.2 mas in the K -band continuum^{14–16} (50% encircled intensity diameter). In the He I 2.059 μm and the Br γ 2.166 μm emission lines, diameters of 6.5 and 9.6 mas were measured, respectively.¹⁶

For comparison, the radius of the primary star of η Car is on the order of 100 solar radii $\sim 0.47 \text{ au} \sim 0.20 \text{ mas}$.¹⁷ This means that the measured 4.8 mas Br γ wind radius is about 25 times larger than the stellar radius. The measured line visibilities agree with predictions of the radiative transfer model of Hillier et al.¹⁷ VLTI-AMBER observations (performed at the beginning of 2014, about 5 to 7 months before the August 2014 periastron passage) allowed the reconstruction of velocity-resolved aperture-synthesis images in more than 100 different spectral channels distributed across the Br γ 2.166 μm emission line.^{6,18} The intensity distribution of the obtained images strongly depends on wavelength. Interestingly, in the blue wing of the Br γ 2.166 μm emission line, the wind region is much more extended than in the red wing. At radial velocities of approximately -140 to -376 km/s measured relative to line center (i.e., in the blue line wing), the intensity distribution is fan-shaped with a position angle of the symmetry axis of ~ 126 degree. The fan-shaped structure extends approximately 8 mas ($\sim 19 \text{ au}$) to the south-east and 6 mas ($\sim 14 \text{ au}$) to the north-west (measured at the 16% intensity contour).

Three-dimensional smoothed particle hydrodynamic simulations of η Car's colliding winds predict a very large wind density distribution that is more extended than the undisturbed primary star wind density distribution. At the time of our observations, the secondary star of η Car was in front of the primary star, and therefore the extended wind collision cavity was opened up into our line of sight. The comparison of the model images with the shape and wavelength dependence of the intensity distributions of the reconstructed VLTI images suggests that the obtained VLTI images are the first direct images of the innermost wind-wind collision zone.

In the red line wing (positive radial velocities), the extension of the resolved wind structure is much smaller than in the blue wing, because the red-wing light is emitted from the wind region behind the primary star, where the primary wind is not disturbed by the wind collision (i.e., at positive radial velocities, we are looking through the optically thin wind collision zone in front of the primary). The η Car channel maps provide velocity-dependent image structures that can be used to test three-dimensional hydrodynamical models of the massive interacting winds.

2.3 Dust plumes around Wolf-Rayet stars

We also investigated the potential of MATISSE to detect asymmetries in the dusty environment of massive blue stars, with an application to the detection of several spiral dust plumes around dusty Wolf-Rayet stars. These dust plumes likely trace the dust forming in the wind collision zone of a binary system composed of a WR and an O star. Many dust shells have been detected around Wolf-Rayet stars, but few of them were resolved into spiral plumes. MATISSE has the potential to image most of these dust shells at a few milliseconds of arc resolution, enabling the detection of many more spiral plumes, leading to a confirmation that WC8 and WC9 spectral types are linked to the inner system binarity.

To illustrate the MATISSE potential, we simulated observations of a phenomenological "pinwheel" model with MATISSE using the readily available ASPRO software that has been updated to take into account the MATISSE-specific noises. The obtained OIFITS files were fed into the MATISSE official image reconstruction tool IRBis, which notably won the interferometry beauty contest of this year.¹⁹ The result is shown in Fig. 3, evidencing that MATISSE is indeed able to resolve a "pinwheel" nebula in 3 nights of observation.

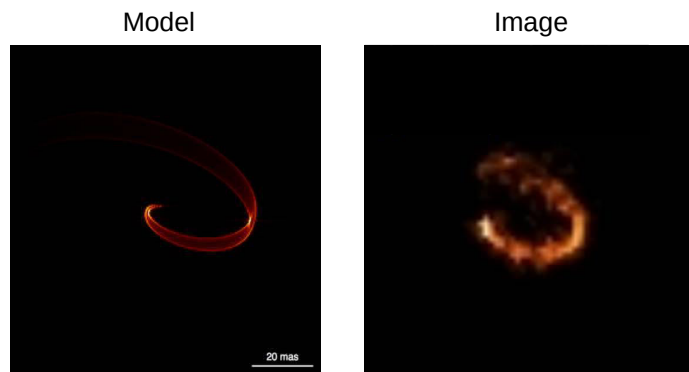


Figure 3. Modelled (Left) vs. reconstructed images (Right) of a typical "pinwheel nebula" around a dusty Wolf-Rayet star. We used *IRBis* for this test case.

2.4 Young massive clusters

Young massive clusters, are gravitationally bound groups of newly formed stars. These objects provide a rare opportunity to study the formation of massive stars and their evolution in the early stages. Among the well-known young clusters, R136 is located in the heart of 30 Doradus (in LMC) and hosts so far the most massive stars known in the Local Universe. These stars are born in the large HII regions, embedded in gas and dust. MATISSE can be used to resolve the crowded core of R136-like clusters with higher angular resolution than conventional telescopes equipped with adaptive optics (e.g. SPHERE), and at longer wavelengths (L- and N-bands), in order to overcome the problem of interstellar extinction.

We simulated R136 using the publicly available N-body gravitational simulation *Nbody6* code[†]. The left part of Figure 4 shows the inner 0.075×0.075 pc of the simulated cluster, which correspond to the FoV of MATISSE using the UTs ($0.3''$). This snapshot of the core from the numerical *Nbody6* simulation is done at the age of 2 Myr in the N-band and at the distance of the LMC (50 Kpc).

We used the *ASPRO* tool from *JMMC*[‡] to simulate the MATISSE observables (visibilities, closure phases and differential phases), and the *IRBis* software to reconstruct the synthetic image. The result can be seen in the right panel of Figure 4. The core massive stars have separations down to 24 mas. However, we also put a secondary companion in a binary system with separation of 3.5 mas (seen close to the lower-left star in the left part of Figure 4), and this companion star cannot be resolved by MATISSE in the N band. However, we did not perform image reconstruction tests in the L band, and it could be that this companion star is resolved at this wavelength, where MATISSE has a factor 3 higher angular resolution. Further tests need to be done to fully characterize the MATISSE performances in the context of star cluster observations.

2.5 Red supergiant stars

Red supergiants (RSGs) are strong contributors to the chemical and dust enrichment of the Galaxy through their mass-loss ($2 \times 10^{-7} M_{\odot}/\text{yr} - 3 \times 10^{-4} M_{\odot}/\text{yr}$, de Beck et al. 2010) and the coming blast as supernova. Mass-loss process still remains poorly understood. RSGs do not experience regular flares or pulsations and the triggering of their mass loss remains a mystery. It may be linked to the magnetic activity, the stellar convection, and the radiation pressure on molecules and/or grains, or all these together. The stellar surface and circumstellar dynamics and constitution of these stars have to be studied in detail to unveil the mass-loss mechanism.

MATISSE will open new insight at wavelengths still poorly observed for RSGs. The observations will range from the inner stellar photosphere (L and M band probing molecular transitions and pseudo-continuum) to the outer envelope (N band). The temporal variation is crucial to make a step forward into the understanding of the stellar dynamics and the link with the mass-loss mechanism.

[†]available at <http://www.ast.cam.ac.uk/~sverre/web/pages/nbody.htm>

[‡]available here: <http://www.jmmc.fr>

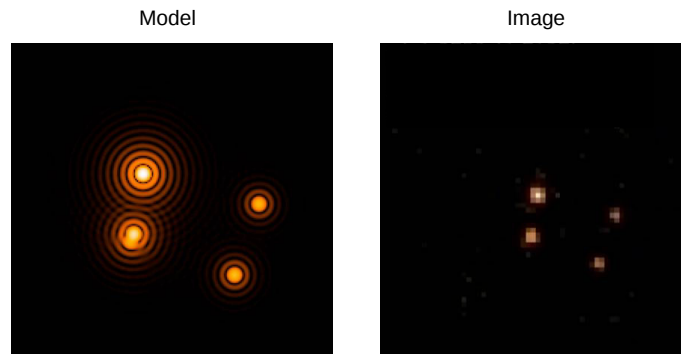


Figure 4. Simulated image of the core of a R136-like cluster at the age of 2 Myr in N-band (**Left**) vs. reconstructed images (**Right**). The left panel shows $0.3'' \times 0.3''$ (FoV of MATISSE using UTs) covering $0.075 \times 0.075 pc^2$ of the core of the cluster at the distance of LMC (50 Kpc). The image reconstruction software used here is IRBis.

3. LOWER MASS STARS: AGB & PULSATING STARS

3.1 AGB stars

Most of the low and intermediate mass stars end their lives on the Asymptotic Giant Branch (AGB) phase. During this phase, pulsation and radiation pressure on dust leads to a phase of strong mass loss, during which gas and dust enriched by the products of the star's nucleosynthesis will be ejected. This mass loss is crucial for the chemical enrichment of the ISM and therefore for the chemical evolution of galaxies. A pivotal aspect of the mass-loss process is its geometry, i.e. the density distribution of the circumstellar envelope of the AGB stars at different scales and different evolutionary phases.

To understand the mass-loss process, it is essential to study the mass-loss from very deep inside the star up to the interface with the ISM. Due to its broad wavelength coverage MATISSE is the unique instrument to study the different dust and molecular species present in the atmospheres and envelopes of AGB stars. The aim is to achieve a complete view from the upper photosphere to the outer envelope layers and to complement Herschel and MIDI surveys (see Paladini et al., this conference).

3.2 Envelopes around Cepheid stars

A powerful way of constraining the period-luminosity (PL) relation is to use the Baade-Wesselink (BW) method of distance determination. The basic principle of the BW method is to compare the linear and angular size variation of a pulsating star in order to derive its distance through a simple division. The angular diameter is either derived by interferometry²⁰ (hereafter IBW for Interferometric Baade-Wesselink method), or by using the InfraRed Surface Brightness (IRSB) relation.^{21,22} However, when determining the linear radius variation of the Cepheid by spectroscopy, one has to use a conversion projection factor from radial to pulsation velocity.^{23,24} In this method, angular and linear diameters have to correspond to the same physical layer in the star to provide a correct estimate of the distance.^{25,26} Consequently, the circumstellar environment (CSE) around Cepheids should be considered in both versions of the BW method, particularly when deriving the angular diameter curve. The impact of CSE on the period-luminosity relation of Cepheids need also to be established.

Envelopes around Cepheids have been discovered by long-baseline interferometry in the K Band with VLTI²⁷ and CHARA²⁸ (see Fig.5). Since then, four Cepheids have been observed in the N band with VISIR and MIDI^{29,30} and one with NACO.^{31,32} Some evidences have also been found using high-resolution spectroscopy.³³ The size of the envelope seems to be at least 3 stellar radii and the flux contribution in K band is from 2% to 10% of the continuum, for medium- and long-period Cepheids respectively, while it is around 10% or more in the N band (estimated also from SED derived with VISIR).

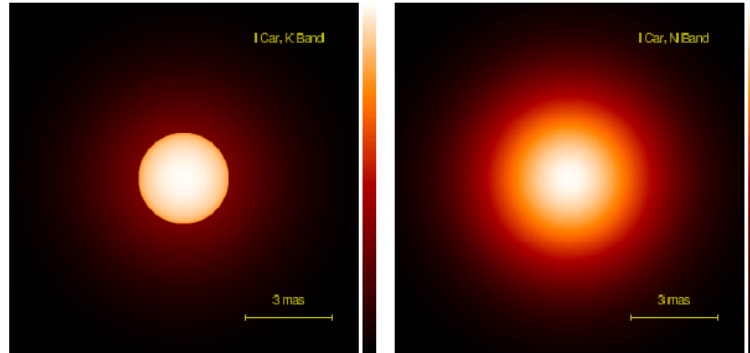


Figure 5. **Left:** the geometry of the surrounding envelop of 1 Car (in K band) as constrained by VINCI observations (Kervella et al. 2006). The envelope is supposed centro-symmetric and the Full-Width at Half-Maximum of the modelled gaussian is around 3 stellar radii and a flux contribution of 4%. **Right:** the geometry of the envelope expected in the N band is almost the same but with a larger flux contribution (figure taken from Antoine Merand PhD).

Recently, Nardetto et al. (2016, in press) found a resolved structure around the prototype classical Cepheid delta Cep in the visible spectral range using visible VEGA/CHARA interferometric data observations. These data are indeed consistent in first approximation with a quasi-hydrostatic model of pulsation surrounded by a static CSE with a size of 8.9 ± 3.0 mas and a relative flux contribution of 0.07 ± 0.01 . A model of visible nebula (a background source filling the field of view of the interferometer) with the same relative flux contribution is also consistent with the data at small spatial frequencies. However, in both cases, they find discrepancies in the squared visibilities at high spatial frequencies (maximum 2σ) with two different regimes over the pulsation cycle of the star, $\phi = 0.0 - 0.8$ and $\phi = 0.8 - 1.0$. One possibility could be that the star is lighting up its environment differently at minimum ($\phi = 0.0 - 0.8$) and maximum ($\phi = 0.8 - 1.0$) radius. This reverberation effect would then be more important in the visible than in the infrared since the contribution in flux of the CSE (or the background) in the visible band is about 7% compared to 1.5% in the infrared (Merand et al. 2015).

The processes at work in infrared and in the visible regarding the CSE are different. We expect thermal emission in the infrared and scattering in the visible. MATISSE offers an unique opportunity to study the envelopes of Cepheids. Determining the size of these envelope (as a function of the spectral band) and their geometry (as a function of the pulsation phase), will bring insights in the links between pulsation, mass loss and envelopes.

ACKNOWLEDGMENTS

This research has made use of the SIMBAD database, operated at CDS, Strasbourg, France. We used data from the Infrared Space Observatory (ISO) from ESA, and from the Infrared Astronomical Satellite (IRAS).

We are grateful to ESO, CNRS/INSU, and the Max-Planck Society for continuous support in the MATISSE project.

NN acknowledges the support of the French Agence Nationale de la Recherche (ANR), under grant ANR-15-CE31-0012-01 (project UnlockCepheids). NN acknowledges financial support from “Programme National de Physique Stellaire” (PNPS) of CNRS/INSU, France.

REFERENCES

- [1] Matter, A. et al., “Matisse specifications,” *in this conference: SPIE* (2016).
- [2] Rosslowe, C. K. and Crowther, P. A., “Spatial distribution of Galactic Wolf-Rayet stars and implications for the global population,” *MNRAS* **447**, 2322 (2015).
- [3] Hoffleit, D. and Jaschek, C., [*The Bright star catalogue*] (1991).
- [4] Frémat, Y., Zorec, J., Hubert, A.-M., and Floquet, M., “Effects of gravitational darkening on the determination of fundamental parameters in fast-rotating B-type stars,” *A&A* **440**, 305–320 (Sept. 2005).

- [5] Yudin, R. V., “Statistical analysis of intrinsic polarization, IR excess and projected rotational velocity distributions of classical Be stars,” *A&A* **368**, 912–931 (Mar. 2001).
- [6] Hofmann et al., “Image reconstruction method irbis for optical/infrared long-baseline interferometry,” *in this conference: SPIE* (2016).
- [7] Soullain, A. et al., “Sharp images of wr104,” *in this conference: SPIE* (2016).
- [8] Lamers, H. J. G. and Pauldrach, A. W. A., “The formation of outflowing disks around early-type stars by bi-stable radiation-driven winds,” *A&A* **244**, L5 (1991).
- [9] Millour, F., Chesneau, O., Borges Fernandes, M., et al., “A binary engine fuelling HD 87643’s complex circumstellar environment. Determined using AMBER/VLTI imaging,” *A&A* **507**, 317 (2009).
- [10] Kraus, S., Calvet, N., Hartmann, L., et al., “On the Nature of the Herbig B[e] Star Binary System V921 Scorpii: Geometry and Kinematics of the Circumprimary Disk on Sub-AU Scales,” *ApJ* **752**, 11 (2012).
- [11] Domiciano de Souza, A. and Carciofi, A. C., “Grid of Supergiant B[e] Models from HDUST Radiative Transfer,” *in [Astronomical Society of the Pacific Conference Series]*, Carciofi, A. C. & Rivinius, T., ed., *Astronomical Society of the Pacific Conference Series* **464**, 149 (Dec. 2012).
- [12] Pauls, T. A., Young, J. S., Cotton, W. D., and Monnier, J. D., “A Data Exchange Standard for Optical (Visible/IR) Interferometry,” *PASP* **117**, 1255 (2005).
- [13] Thiebaut, E. and Giovannelli, J.-F., “Image reconstruction in optical interferometry,” *IEEE Signal Processing Magazine* **27**, 97 (2010).
- [14] van Boekel, R., Kervella, P., Schöller, M., et al., “Direct measurement of the size and shape of the present-day stellar wind of eta Carinae,” *A&A* **410**, L37 (2003).
- [15] Kervella, P., “Interferometric observations of η Carinae with VINCI/VLTI,” *A&A* **464**, 1045 (2007).
- [16] Weigelt, G., Kraus, S., Driebe, T., et al., “Near-infrared interferometry of η Carinae/ASTROBJ η Carinae/ASTROBJ η with spectral resolutions of 1 500 and 12 000 using AMBER/VLTI,” *A&A* **464**, 87 (2007).
- [17] Hillier, D. J., Davidson, K., Ishibashi, K., and Gull, T., “On the Nature of the Central Source in η Carinae,” *ApJ* **553**, 837 (2001).
- [18] Weigelt, G. et al., “VLTI-AMBER velocity-resolved aperture-synthesis imaging of eta Carinae with a spectral resolution of 12 000,” *A&A*, submitted (2016).
- [19] Sanchez, J. et al., “The 2016 interferometry beauty contest,” *in this conference: SPIE* (2016).
- [20] Kervella, P., Nardetto, N., Bersier, D., Mourard, D., and Coudé du Foresto, V., “Cepheid distances from infrared long-baseline interferometry. I. VINCI/VLTI observations of seven Galactic Cepheids,” *A&A* **416**, 941 (2004).
- [21] Storm, J., Gieren, W., Fouqué, P., et al., “Calibrating the Cepheid period-luminosity relation from the infrared surface brightness technique. I. The p-factor, the Milky Way relations, and a universal K-band relation,” *A&A* **534**, A94 (2011).
- [22] Storm, J., Gieren, W., Fouqué, P., et al., “Calibrating the Cepheid period-luminosity relation from the infrared surface brightness technique. II. The effect of metallicity and the distance to the LMC,” *A&A* **534**, A95 (2011).
- [23] Nardetto, N., Fokin, A., Mourard, D., et al., “Self consistent modelling of the projection factor for interferometric distance determination,” *A&A* **428**, 131 (2004).
- [24] Mérand, A., Kervella, P., Coudé du Foresto, V., et al., “The projection factor of δ Cephei. A calibration of the Baade-Wesselink method using the CHARA Array,” *A&A* **438**, L9 (2005).
- [25] Nardetto, N., Mourard, D., Mathias, P., Fokin, A., and Gillet, D., “High-resolution spectroscopy for Cepheids distance determination. II. A period-projection factor relation,” *A&A* **471**, 661 (2007).
- [26] Nardetto, N., Gieren, W., Kervella, P., et al., “High-resolution spectroscopy for Cepheids distance determination. V. Impact of the cross-correlation method on the p-factor and the γ -velocities,” *A&A* **502**, 951 (2009).
- [27] Kervella, P., Mérand, A., Perrin, G., and Coudé du Foresto, V., “Extended envelopes around Galactic Cepheids. I. η Carinae from near and mid-infrared interferometry with the VLTI,” *A&A* **448**, 623 (2006).
- [28] Mérand, A., Kervella, P., Coudé du Foresto, V., et al., “Extended envelopes around Galactic Cepheids. II. Polaris and δ Cephei from near-infrared interferometry with CHARA/FLUOR,” *A&A* **453**, 155 (2006).

- [29] Kervella, P., Mérand, A., and Gallenne, A., “The circumstellar envelopes of the Cepheids I Carinae and RS Puppis. Comparative study in the infrared with Spitzer, VLT/VISIR, and VLTI/MIDI,” *A&A* **498**, 425 (2009).
- [30] Gallenne, A., Mérand, A., Kervella, P., et al., “Extended envelopes around Galactic Cepheids. IV. T Monocerotis and X Sagittarii from mid-infrared interferometry with VLTI/MIDI,” *A&A* **558**, A140 (2013).
- [31] Gallenne, A., Mérand, A., Kervella, P., and Girard, J., “Spatially extended emission around the Cepheid RS Puppis in near-infrared hydrogen lines. Adaptive optics imaging with VLT/NACO,” *A&A* **527**, A51 (2011).
- [32] Gallenne, A., Kervella, P., and Mérand, A., “Thermal infrared properties of classical and type II Cepheids. Diffraction limited 10 μm imaging with VLT/VISIR,” *A&A* **538**, A24 (2012).
- [33] Nardetto, N., Groh, J. H., Kraus, S., Millour, F., and Gillet, D., “High-resolution spectroscopy for Cepheids distance determination. IV. Time series of H α line profiles,” *A&A* **489**, 1263 (2008).

Sensibilités des interféromètres utilisé dans l'outil PREVIS

Dans le cadre de l'outil PREVIS, visant à connaître l'observabilité d'un objet par les différents interféromètres, j'ai pris en compte l'ensemble des instruments disponibles à la communauté scientifique. Pour l'hémisphère Nord, il existe l'interféromètre CHARA disposant d'instrument pouvant recombinaison jusqu'à 6 télescopes. CHARA est géré par l'université de l'État de Géorgie d'Atlanta et est situé sur le Mont Wilson en Californie. Il est équipé de six télescopes de 1 m de diamètre avec une configuration en forme de Y, offrant des bases allant de 30 à 330 m. Cet observatoire a longtemps été fermé à la communauté et était seulement réservé aux instituts ayant fourni un instrument, comme VEGA qui a été développé ici à Nice. Depuis quelques années, les instruments sont ouverts à la communauté durant quelques nuits à travers le programme National Optical Astronomy Observatory (NOAO)¹.

TABLE D.1 – Limite de sensibilité des instruments installés à CHARA.

Interféromètres	Télescopes	Résolutions spectrales	bande V	bande R	bande H	bande K
VEGA ²	2 à 3	LR (R = 1700)	6,8	-	-	-
		MR (R = 6000)	6,5	-	-	-
		HR (R = 30000)	4,2	-	-	-
MIRC ³	6	Large bande	-	-	4,5	3
PAVO ⁴	2	Large bande	-	7	-	-
CLIMB ⁵	3	Large bande	-	-	-	6
CLASSIC ⁵	2	Large bande	9	-	7	6,5

1. <https://www.noao.edu/gateway/chara/>

2. <https://lagrange.oca.eu/fr/vega>

3. <http://www.chara.gsu.edu/public/instrumentation/35-instrumentation/32-mirc>

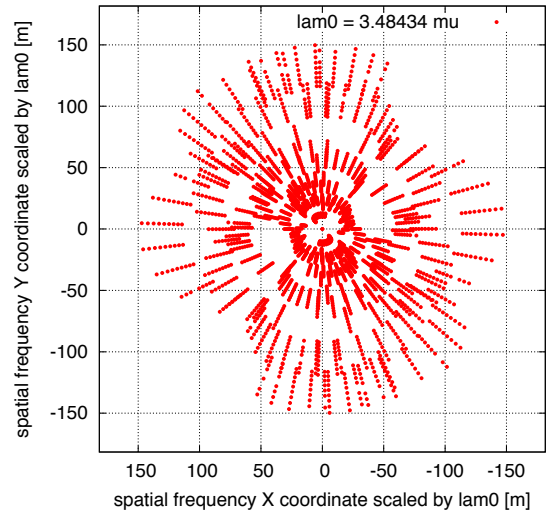
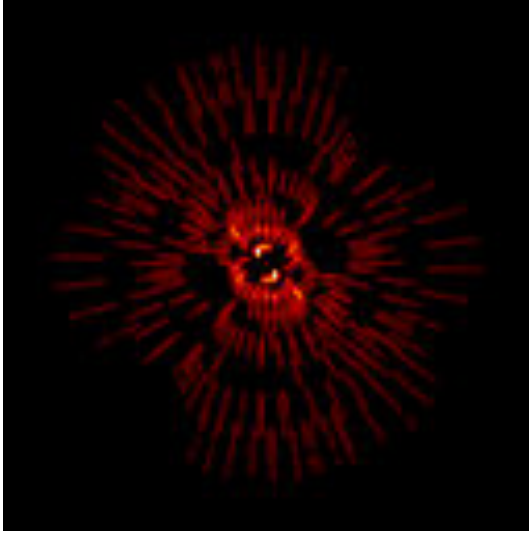
4. <http://www.chara.gsu.edu/instrumentation/pavo>

5. <http://www.chara.gsu.edu/instrumentation/classic-and-climb>

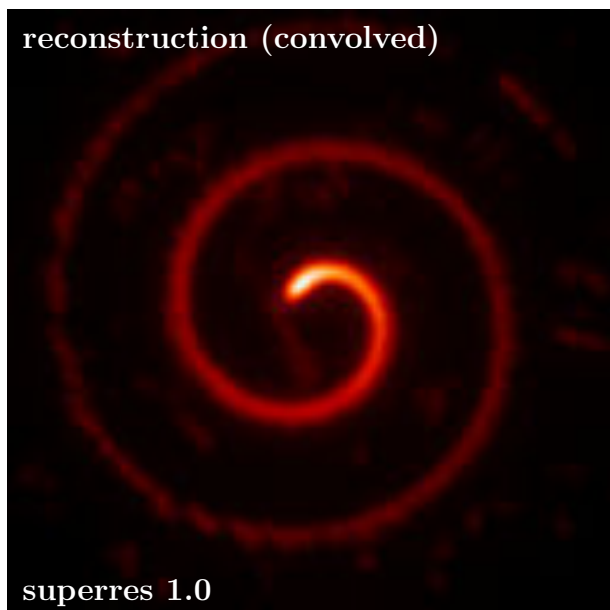
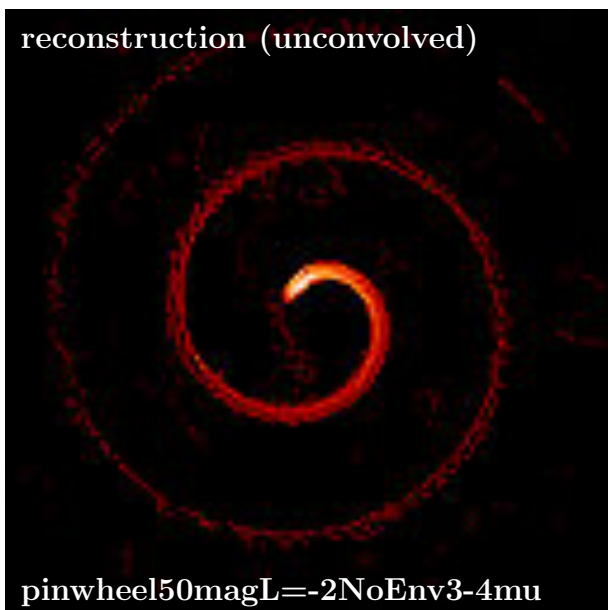
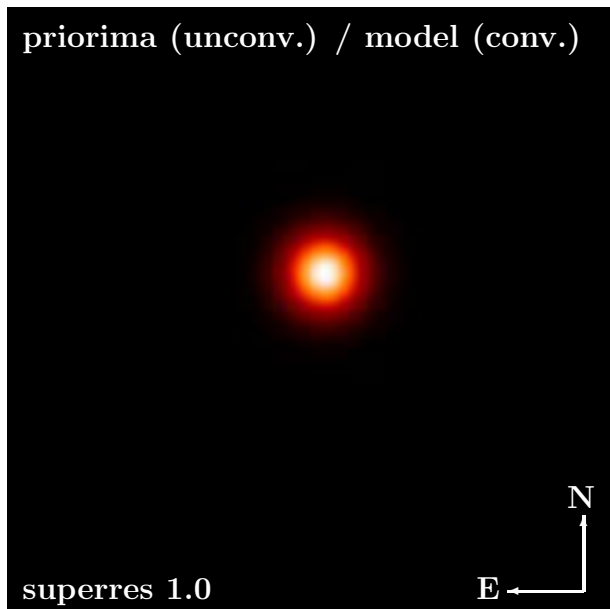
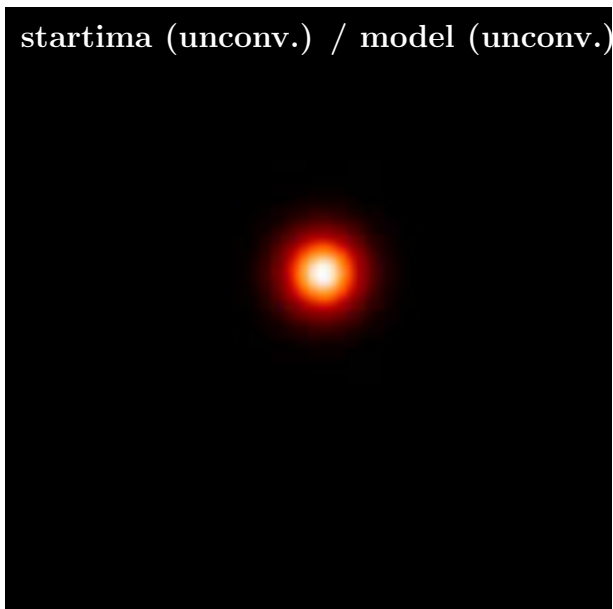
Exemple de résultat généré par le logiciel de reconstruction IRBis

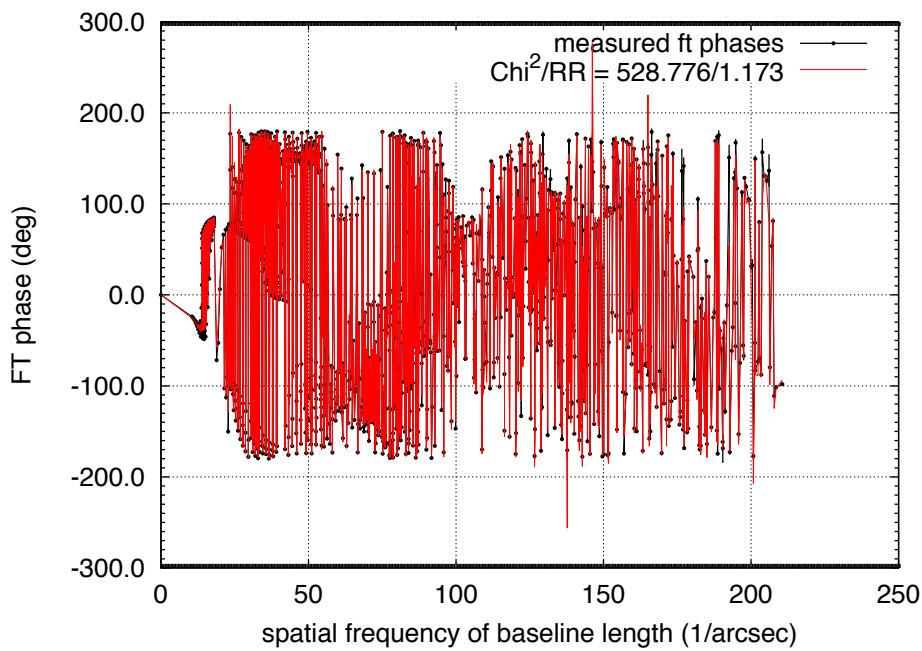
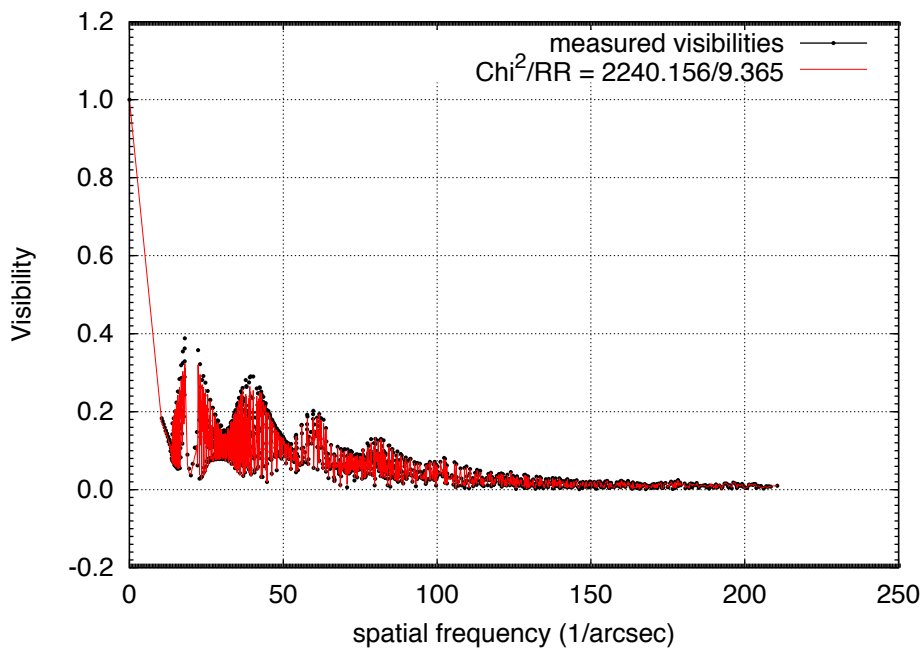
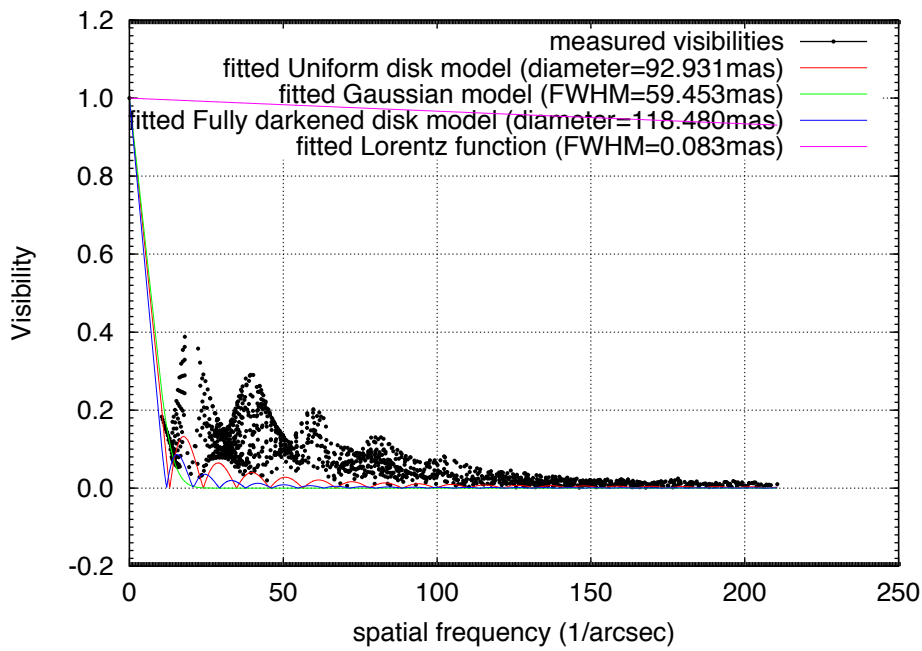
Exemple de résultat généré par le logiciel de IRBis. Le résultat présenté correspond à un modèle de spirale de pas égal à 50 mas, sans enveloppe de poussière secondaire. Les bases utilisées vont de 11 à 134 m (toutes les bases disponibles au VLTI). La fonction de départ est une fonction Gaussienne en deux dimensions de largeur à mi-hauteur égale à 20 mas. Le champ de vue de l'image reconstruite de 128 pixels de côté vaut 250 mas. Les paramètres de la reconstruction sont résumés dans le premier tableau. Les critères d'ajustement de données (χ^2 de visibilité et de phase) sont présentés dans le second tableau.

FOV	npix	cost	reg	weightpower	orad	mu	startmode	startparam	superres	
250 mas	128	1	-4	0.0	350 mas / 3.0 mas / 6	0.1/0.1/6	2	20 mas	1.0	



χ^2 Complex-Vis	ResRatio	χ^2 V	ResRatio	χ^2 PH	ResRatio	dist	qrec	phqrec	
1370.579	1.118	2240.323	9.366	528.778	1.173	0.000	693.910	263.976	with uv weight
		2240.156	9.365	528.776	1.173	-1.000	693.867	263.974	without uv weight





Bibliographie

- Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., et al. 2016a, *Physical Review Letters*, 116, 241103
- Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., et al. 2016b, *Physical Review Letters*, 116, 061102
- Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., et al. 2017a, *Physical Review Letters*, 118, 221101
- Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., et al. 2017b, *ApJ*, 851, L35
- Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., et al. 2017c, *Physical Review Letters*, 119, 161101
- Abbott, D. C. 1982, in *IAU Symposium, Vol. 99, Wolf-Rayet Stars : Observations, Physics, Evolution*, ed. C. W. H. De Loore & A. J. Willis, 185–193
- Adams, S. M., Kochanek, C. S., Gerke, J. R., & Stanek, K. Z. 2017, *MNRAS*, 469, 1445
- Ali, M. S. & Silvey, D. 1967, *Journal of the Royal Statistical Society*, 28, 131
- Allen, D. A., Barton, J. R., & Wallace, P. T. 1981, *MNRAS*, 196, 797
- Allen, D. A., Swings, J. P., & Harvey, P. M. 1972, *A&A*, 20, 333
- Aller-Carpentier, E., Dorn, R., Delplancke-Stroebele, F., et al. 2014, in *Proc. SPIE, Vol. 9146, Optical and Infrared Interferometry IV*, 91461C
- ALMA Partnership, Brogan, C. L., Pérez, L. M., et al. 2015, *ApJ*, 808, L3
- Baade, W. 1926, *Astronomische Nachrichten*, 228, 359
- Bailer-Jones, C. A. L., Rybizki, J., Foesneau, M., Mantelet, G., & Andrae, R. 2018, *ArXiv e-prints* [[arXiv:1804.10121](https://arxiv.org/abs/1804.10121)]
- Beals, C. S. 1929, *MNRAS*, 90, 202
- Benisty, M., Juhasz, A., Boccaletti, A., et al. 2015, *A&A*, 578, L6
- Benisty, M., Stolker, T., Pohl, A., et al. 2017, *A&A*, 597, A42
- Benítez-Llambay, P. & Masset, F. S. 2016, *ApJS*, 223, 11
- Bertero, M., Boccacci, P., Desiderà, G., & Vicidomini, G. 2009, *Inverse Problems*, 25, 123006
- Beuzit, J.-L., Feldt, M., Dohlen, K., et al. 2008, in *Proc. SPIE, Vol. 7014, Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy II*, 701418

- Bianchi, S. & Schneider, R. 2007, MNRAS, 378, 973
- Bitsch, B., Morbidelli, A., Lega, E., & Crida, A. 2014, A&A, 564, A135
- Bjorkman, J. E. & Wood, K. 2001, ApJ, 554, 615
- Bloom, J. S., Perley, D. A., Li, W., et al. 2009, ApJ, 691, 723
- Bohren, C. F. & Huffman, D. R. 1983, Absorption and scattering of light by small particles
- Bonettini, S., Zanella, R., & Zanni, L. 2009, Inverse Problems, 25, 015002
- Bonneau, D., Clausse, J.-M., Delfosse, X., et al. 2006, A&A, 456, 789
- Bourgès, L. & Duvert, G. 2016, in Proc. SPIE, Vol. 9907, Optical and Infrared Interferometry and Imaging V, 990711
- Boyer, M. L., Srinivasan, S., Riebel, D., et al. 2012, ApJ, 748, 40
- Burtscher, L., Meisenheimer, K., Tristram, K. R. W., et al. 2013, A&A, 558, A149
- Carbillet, M. & La Camera, A. 2018, in Proc. of the AO4ELT 5 conf
- Carciofi, A. C. 2011, in IAU Symposium, Vol. 272, Active OB Stars : Structure, Evolution, Mass Loss, and Critical Limits, ed. C. Neiner, G. Wade, G. Meynet, & G. Peters, 325–336
- Castelli, F. & Kurucz, R. L. 2004, ArXiv Astrophysics e-prints [[astro-ph/0405087](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0405087)]
- Castor, J. I., Abbott, D. C., & Klein, R. I. 1975, ApJ, 195, 157
- Chabrier, G. 2005, in Astrophysics and Space Science Library, Vol. 327, The Initial Mass Function 50 Years Later, ed. E. Corbelli, F. Palla, & H. Zinnecker, 41
- Chandrasekhar, S. 1931, ApJ, 74, 81
- Chandrasekhar, S. 1934a, MNRAS, 94, 522
- Chandrasekhar, S. 1934b, MNRAS, 94, 444
- Charbonneau, P. & MacGregor, K. B. 1995, ApJ, 454, 901
- Cherchneff, I. 2010, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 425, Hot and Cool : Bridging Gaps in Massive Star Evolution, ed. C. Leitherer, P. D. Bennett, P. W. Morris, & J. T. Van Loon, 237
- Cherchneff, I., Le Teuff, Y. H., Williams, P. M., & Tielens, A. G. G. M. 2000, A&A, 357, 572
- Cherepashchuk, A. M. 1976, Soviet Astronomy Letters, 2, 138
- Chevalier, R. A. & Imamura, J. N. 1982, ApJ, 261, 543
- Claudi, R. U., Turatto, M., Gratton, R. G., et al. 2008, in Proc. SPIE, Vol. 7014, Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy II, 70143E
- Cohen, M., Barlow, M. J., & Kuhl, L. V. 1975, A&A, 40, 291
- Cohen, M., Walker, R. G., Carter, B., et al. 1999, AJ, 117, 1864

- Commerçon, B., Hennebelle, P., Audit, E., Chabrier, G., & Teyssier, R. 2008, *A&A*, 482, 371
- Conti, P. S. 1975, *Memoires of the Societe Royale des Sciences de Liege*, 9, 193
- Correia, S., Carbillet, M., Boccacci, P., Bertero, M., & Fini, L. 2002, *A&A*, 387, 733
- Coudé du Foresto, V., Perrin, G., Mariotti, J.-M., Lacasse, M., & Traub, W. 1997, *The FLUOR/IOTA fiber stellar interferometer*, ed. P. Kern & F. Malbet, 115
- Coughlin, E. R., Quataert, E., Fernández, R., & Kasen, D. 2018, *MNRAS*, 477, 1225
- Cox, A. N. 2000, *Allen's astrophysical quantities*
- Crida, A., Masset, F., & Morbidelli, A. 2005, in *SF2A-2005 : Semaine de l'Astrophysique Française*, ed. F. Casoli, T. Contini, J. M. Hameury, & L. Pagani, 747
- Crowther, P. A. 1997, *MNRAS*, 290, L59
- Crowther, P. A. 2007, *ARA&A*, 45, 177
- Crowther, P. A., Schnurr, O., Hirschi, R., et al. 2010, *MNRAS*, 408, 731
- Csiszar, I. 1991, *Ann. Statist.*, 19, 2032
- Csiszár, I. 1967, *Studia Sci. Math. Hungar.*, 2, 229
- Cutri, R. M. & et al. 2014, *VizieR Online Data Catalog*, II/328
- Dalla Vedova, G., Millour, F., Domiciano de Souza, A., et al. 2017, *A&A*, 601, A118
- Dayal, A., Hoffmann, W. F., Biegging, J. H., et al. 1998, *ApJ*, 492, 603
- De Marco, O., Schmutz, W., Crowther, P. A., et al. 2000, *A&A*, 358, 187
- De Pontieu, B., McIntosh, S. W., Carlsson, M., et al. 2011, *Science*, 331, 55
- Delacroix, C., Absil, O., Forsberg, P., et al. 2013, *A&A*, 553, A98
- Delacroix, C., Absil, O., Mawet, D., et al. 2012, in *Proc. SPIE*, Vol. 8446, *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy IV*, 84468K
- Delorme, P., Meunier, N., Albert, D., et al. 2017, in *SF2A-2017 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics*, ed. C. Reylé, P. Di Matteo, F. Herpin, E. Lagadec, A. Lançon, Z. Meliani, & F. Royer, 347–361
- Dessart, L., John Hillier, D., Yoon, S.-C., Waldman, R., & Livne, E. 2017, *A&A*, 603, A51
- Dhanao, H. & Rawlings, J. M. C. 2014, *MNRAS*, 440, 1786
- Dohlen, K., Saisse, M., Origine, A., et al. 2008, in *Proc. SPIE*, Vol. 7018, *Advanced Optical and Mechanical Technologies in Telescopes and Instrumentation*, 701859
- Domiciano de Souza, A., Hadjara, M., Vakili, F., et al. 2012, *A&A*, 545, A130
- Dullemond, C. P., Juhasz, A., Pohl, A., et al. 2012, *RADMC-3D : A multi-purpose radiative transfer tool*, *Astrophysics Source Code Library*
- Duvert, G., Young, J., & Hummel, C. A. 2017, *A&A*, 597, A8

- Dwarkadas, V. V., Dauphas, N., Meyer, B., Boyajian, P., & Bojazi, M. 2017, *ApJ*, 851, 147
- Dyck, H. M., Simon, T., & Wolstencroft, R. D. 1984, *ApJ*, 277, 675
- Eddington, A. S. 1924, *MNRAS*, 84, 308
- Eichler, D. & Usov, V. 1993, *ApJ*, 402, 271
- Einstein, A. 1916, *Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften (Berlin)*, Seite 688-696.
- Einstein, A. 1918, *Sitzungsberichte der Königlich Preußischen Akademie der Wissenschaften (Berlin)*, Seite 154-167.
- Ekström, S., Georgy, C., Eggenberger, P., et al. 2012, *A&A*, 537, A146
- Faherty, J. K., Shara, M. M., Zurek, D., Kanarek, G., & Moffat, A. F. J. 2014, *AJ*, 147, 115
- Fields, B. & Sarkar, S. 2006, *ArXiv Astrophysics e-prints* [[astro-ph/0601514](https://arxiv.org/abs/astro-ph/0601514)]
- Fierro, C. R., Borissova, J., Zsargó, J., et al. 2015, *PASP*, 127, 428
- Figer, D. F. 2005, *Nature*, 434, 192
- Fizeau, H. 1851, *C. R. Acad. Sci.*, 33, 349
- Fizeau, H. 1868, *C. R. Acad. Sci.*, 66, 932
- Folini, D. & Walder, R. 2006, *A&A*, 459, 1
- Foreman-Mackey, D. 2016, *The Journal of Open Source Software*, 1
- Foreman-Mackey, D., Hogg, D. W., Lang, D., & Goodman, J. 2013, *PASP*, 125, 306
- Frémat, Y., Zorec, J., Hubert, A.-M., & Floquet, M. 2005, *A&A*, 440, 305
- Fusco, T., Sauvage, J.-F., Petit, C., et al. 2014, in *Proc. SPIE*, Vol. 9148, *Adaptive Optics Systems IV*, 91481U
- Gaia Collaboration, Brown, A. G. A., Vallenari, A., et al. 2018, *ArXiv e-prints* [[\[arXiv\]1804.09365](https://arxiv.org/abs/1804.09365)]
- Gaia Collaboration, Brown, A. G. A., Vallenari, A., et al. 2016, *A&A*, 595, A2
- Gilman, R. C. 1972, *ApJ*, 178, 423
- Goldman, S. R., van Loon, J. T., Zijlstra, A. A., et al. 2017, *MNRAS*, 465, 403
- Gräfener, G. & Hamann, W.-R. 2005, *A&A*, 432, 633
- Gravity Collaboration, Abuter, R., Accardo, M., et al. 2017, *A&A*, 602, A94
- Gravity Collaboration, Abuter, R., Amorim, A., et al. 2018, *A&A*, 615, L15
- Groh, J. H., Meynet, G., Ekström, S., & Georgy, C. 2014, *A&A*, 564, A30
- Guizar-Sicairos, M., Thurman, S. T., & Fienup, J. R. 2008, *Optics Letters*, 33, 156
- Hack, M., ed. 1969, *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 13, *Mass Loss from Stars*

- Hadjara, M., Domiciano de Souza, A., Vakili, F., et al. 2014, *A&A*, 569, A45
- Hager, W. & Zhang, H. 2005, *SIAM Journal on Optimization*, 16, 170
- Haguenauer, P., Fedrigo, E., Pettazzi, L., et al. 2016, in *Proc. SPIE*, Vol. 9909, *Adaptive Optics Systems V*, 99092Y
- Hamann, W.-R. & Koesterke, L. 1998, *A&A*, 335, 1003
- Harries, T. J. 2000, *MNRAS*, 315, 722
- Harries, T. J., Monnier, J. D., Symington, N. H., & Kurosawa, R. 2004, *MNRAS*, 350, 565
- Hastings, W. K. 1970, *Biometrika*, 57, 97
- Heays, A. N., Bosman, A. D., & van Dishoeck, E. F. 2017, *A&A*, 602, A105
- Hendrix, T., Keppens, R., van Marle, A. J., et al. 2016, *MNRAS*, 460, 3975
- Henning, T. & Salama, F. 1998, *Science*, 282, 2204
- Hodapp, K.-W., Hora, J. L., Hall, D. N., et al. 1995, in *Proc. SPIE*, Vol. 2475, *Infrared Detectors and Instrumentation for Astronomy*, ed. A. M. Fowler, 8–14
- Hoffleit, D. & Jaschek, C. 1991, *The Bright star catalogue*
- Hofmann, K.-H., Heininger, M., Schertl, D., et al. 2016, in *Proc. SPIE*, Vol. 9907, *Optical and Infrared Interferometry and Imaging V*, 99073H
- Högbom, J. A. 1974, *A&AS*, 15, 417
- Howarth, I. D. & Schmutz, W. 1992, *A&A*, 261, 503
- Huang, R. Q. & Weigert, A. 1982, *A&A*, 112, 281
- Hunter, J. D. 2007, *Computing in Science and Engineering*, 9, 90
- Ireland, M. J., Monnier, J. D., & Thureau, N. 2006, in *Proc. SPIE*, Vol. 6268, *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, 62681T
- Jennison, R. C. 1958, *MNRAS*, 118, 276
- Kanarek, G., Shara, M., Faherty, J., Zurek, D., & Moffat, A. 2015, *MNRAS*, 452, 2858
- Kashi, A. & Soker, N. 2010, *ApJ*, 723, 602
- Kerber, F., Käufel, H.-U., Baksai, P., et al. 2014, in *Proc. SPIE*, Vol. 9147, *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy V*, 91470C
- Kervella, P., Coudé du Foresto, V., Glindemann, A., & Hofmann, R. 2000, in *Proc. SPIE*, Vol. 4006, *Interferometry in Optical Astronomy*, ed. P. Léna & A. Quirrenbach, 31–42
- Kervella, P., Mérand, A., Perrin, G., & Coudé du Foresto, V. 2006, *A&A*, 448, 623
- Kervella, P., Verhoelst, T., Ridgway, S. T., et al. 2009, *A&A*, 504, 115
- Kobayashi, H., Kimura, H., Watanabe, S.-i., Yamamoto, T., & Müller, S. 2011, *Earth, Planets, and Space*, 63, 1067

- Kosirev, N. A. 1934, MNRAS, 94, 430
- Krumholz, M. R., Klein, R. I., & McKee, C. F. 2007, ApJ, 656, 959
- Kudritzki, R. P., Pauldrach, A., Puls, J., & Abbott, D. C. 1989, A&A, 219, 205
- Labadie, L., Martín, G., Anheier, N. C., et al. 2011, A&A, 531, A48
- Labeyrie, A. 1975, ApJ, 196, L71
- Lafon, J.-P. J. & Berruyer, N. 1991, A&A Rev., 2, 249
- Lagage, P. O., Pel, J. W., Authier, M., et al. 2004, The Messenger, 117, 12
- Lamberts, A., Dubus, G., Lesur, G., & Fromang, S. 2012, A&A, 546, A60
- Lamberts, A., Fromang, S., & Dubus, G. 2011, MNRAS, 418, 2618
- Lamberts, A., Garrison-Kimmel, S., Hopkins, P. F., et al. 2018, MNRAS, 480, 2704
- Lamers, H. J. G. L. M. & Cassinelli, J. P. 1999, Introduction to Stellar Winds, 452
- Lamers, H. J. G. L. M. & Morton, D. C. 1976, ApJS, 32, 715
- Langer, S. H., Chanmugam, G., & Shaviv, G. 1981, ApJ, 245, L23
- Langlois, M., Dohlen, K., Vigan, A., et al. 2014, in Proc. SPIE, Vol. 9147, Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy V, 91471R
- Lantéri, H., Roche, M., Cuevas, O., & Aime, C. 2001, Signal Processing, 81, 945
- Lau, R. M., Hankins, M. J., Schödel, R., et al. 2017, ApJ, 835, L31
- Lazareff, B., Berger, J.-P., Kluska, J., et al. 2017, A&A, 599, A85
- Lazzati, D. & Heger, A. 2016, ApJ, 817, 134
- Le Bouquin, J.-B., Abuter, R., Bauvir, B., et al. 2008, in Proc. SPIE, Vol. 7013, Optical and Infrared Interferometry, 701318
- Le Bouquin, J. B., Berger, J. P., Lazareff, B., et al. 2011, A&A, 535, A67
- Leavitt, H. S. & Pickering, E. C. 1912, Harvard College Observatory Circular, 173, 1
- Lebedev, M. G. & Myasnikov, A. V. 1990, Fluid Dynamics, 25
- Leinert, C., Graser, U., Przygodda, F., et al. 2003, Ap&SS, 286, 73
- LeVeque, R. J. 1998, Journal of Computational Physics, 146, 346
- LIGO Scientific Collaboration, Aasi, J., Abbott, B. P., et al. 2015, Classical and Quantum Gravity, 32, 074001
- Liljegren, S., Höfner, S., Nowotny, W., & Eriksson, K. 2016, A&A, 589, A130
- Limber, D. N. 1964, ApJ, 139, 1251
- Lin, D. N. C. & Papaloizou, J. 1986, ApJ, 309, 846

- Lindegren, L., Hernandez, J., Bombrun, A., et al. 2018, ArXiv e-prints [[arXiv]1804.09366]
- Liu, T., Wu, Y., Zhang, H., & Qin, S.-L. 2012, *ApJ*, 751, 68
- Lopez, B., Lagarde, S., Jaffe, W., et al. 2014, *The Messenger*, 157, 5
- Lopez, B., Przygodda, F., Wolf, S., et al. 2004, in *Proc. SPIE*, Vol. 5491, *New Frontiers in Stellar Interferometry*, ed. W. A. Traub, 433
- López-Gonzaga, N., Jaffe, W., Burtscher, L., Tristram, K. R. W., & Meisenheimer, K. 2014, *A&A*, 565, A71
- Lucy, L. B. 1974, *Astrophysical Journal*, 79, 745
- Lucy, L. B. & Abbott, D. C. 1993, *ApJ*, 405, 738
- Lucy, L. B. & Solomon, P. M. 1970, *ApJ*, 159, 879
- Lundstrom, I. & Stenholm, B. 1984, *A&AS*, 58, 163
- Maaskant, K. M., Min, M., Waters, L. B. F. M., & Tielens, A. G. G. M. 2014, *A&A*, 563, A78
- Madura, T. I., Gull, T. R., Okazaki, A. T., et al. 2013, *MNRAS*, 436, 3820
- Maercker, M., Mohamed, S., Vlemmings, W. H. T., et al. 2012, *Nature*, 490, 232
- Maire, A.-L., Langlois, M., Dohlen, K., et al. 2016, in *Proc. SPIE*, Vol. 9908, *Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy VI*, 990834
- Marchenko, S. V. & Moffat, A. F. J. 2007, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 367, *Massive Stars in Interactive Binaries*, ed. N. St.-Louis & A. F. J. Moffat, 213
- Maschberger, T. 2013, *MNRAS*, 429, 1725
- Matsuura, M., Barlow, M. J., Zijlstra, A. A., et al. 2009, *MNRAS*, 396, 918
- Matter, A., Labadie, L., Augereau, J. C., et al. 2016a, *A&A*, 586, A11
- Matter, A., Lagarde, S., Petrov, R. G., et al. 2016b, in *Proc. SPIE*, Vol. 9907, *Optical and Infrared Interferometry and Imaging V*, 990728
- Matter, A., Lopez, B., Antonelli, P., et al. 2016c, in *Proc. SPIE*, Vol. 9907, *Optical and Infrared Interferometry and Imaging V*, 99070A
- McIntosh, S. W., de Pontieu, B., Carlsson, M., et al. 2011, *Nature*, 475, 477
- Meliani, Z., Keppens, R., Casse, F., & Giannios, D. 2007, *MNRAS*, 376, 1189
- Mellema, G. & Lundqvist, P. 2002, *A&A*, 394, 901
- Menu, J., van Boekel, R., Henning, T., et al. 2014, *A&A*, 564, A93
- Mérand, A. 2018, *The Messenger*, 171, 14
- Mérand, A., Kervella, P., Breielfelder, J., et al. 2015, *A&A*, 584, A80
- Mérand, A., Kervella, P., Coudé du Foresto, V., et al. 2006, *A&A*, 453, 155

- Merkle, F. 1986, *Mitteilungen der Astronomischen Gesellschaft Hamburg*, 67, 202
- Mesa, D., Gratton, R., Zurlo, A., et al. 2015, *A&A*, 576, A121
- Metropolis, N., Rosenbluth, A. W., Rosenbluth, M. N., Teller, A. H., & Teller, E. 1953, *J. Chem. Phys.*, 21, 1087
- Meynet, G. & Maeder, A. 1997, *A&A*, 321, 465
- Meynet, G. & Maeder, A. 2000, *A&A*, 361, 101
- Michelson, A. A. 1891, *Nature*, 45, 160
- Michelson, A. A. & Pease, F. G. 1921, *ApJ*, 53
- Mignone, A., Bodo, G., Massaglia, S., et al. 2007, *ApJS*, 170, 228
- Millour, F. 2006, PhD thesis, LAOG - Laboratoire d'Astrophysique de Grenoble, LUAN - Laboratoire Universitaire d'Astrophysique de Nice <EMAIL>fmillour@mpifr.de</EMAIL>
- Millour, F., Berio, P., Heininger, M., et al. 2016a, in *Proc. SPIE*, Vol. 9907, *Optical and Infrared Interferometry and Imaging V*, 990723
- Millour, F., Driebe, T., Chesneau, O., et al. 2009, *A&A*, 506, L49
- Millour, F., Hron, J., Chiavassa, A., et al. 2016b, in *Proc. SPIE*, Vol. 9907, *Optical and Infrared Interferometry and Imaging V*, 99073Q
- Milne, E. A. 1926, *MNRAS*, 86, 459
- Min, M., Hovenier, J. W., & de Koter, A. 2005, *A&A*, 432, 909
- Moe, M. & Di Stefano, R. 2017, *ApJS*, 230, 15
- Monnier, J. D., Greenhill, L. J., Tuthill, P. G., & Danchi, W. C. 2002a, *ApJ*, 566, 399
- Monnier, J. D., Tuthill, P. G., & Danchi, W. C. 1999, *ApJ*, 525, L97
- Monnier, J. D., Tuthill, P. G., & Danchi, W. C. 2002b, *ApJ*, 567, L137
- Monnier, J. D., Tuthill, P. G., Danchi, W. C., Murphy, N., & Harries, T. J. 2007, *ApJ*, 655, 1033
- Morgan, H. L. & Edmunds, M. G. 2003, *MNRAS*, 343, 427
- Morris, M. 1987, *PASP*, 99, 1115
- Muzerolle, J., Flaherty, K., Balog, Z., et al. 2009, *ApJ*, 704, L15
- Neugebauer, M. & Snyder, C. W. 1962, *Science*, 138, 1095
- Nomoto, K., Kobayashi, C., & Tominaga, N. 2013, *ARA&A*, 51, 457
- Nordlund, Å., Stein, R. F., & Asplund, M. 2009, *Living Reviews in Solar Physics*, 6, 2
- Nozawa, T., Kozasa, T., & Habe, A. 2006, *ApJ*, 648, 435
- Nozawa, T., Kozasa, T., Habe, A., et al. 2007, *ApJ*, 666, 955

- Nugis, T. & Lamers, H. J. G. L. M. 2002, *A&A*, 389, 162
- Ohnaka, K., Driebe, T., Hofmann, K.-H., Weigelt, G., & Wittkowski, M. 2008, *A&A*, 484, 371
- Ohnaka, K., Schertl, D., Hofmann, K.-H., & Weigelt, G. 2015, *A&A*, 581, A127
- Ohnaka, K., Weigelt, G., & Hofmann, K.-H. 2016, *A&A*, 589, A91
- Okazaki, A. T., Bate, M. R., Ogilvie, G. I., & Pringle, J. E. 2002, *MNRAS*, 337, 967
- Olson, F. M., Raimond, E., Neugebauer, G., et al. 1986, *A&AS*, 65, 607
- Orieux, F., Giovannelli, J.-F., & Rodet, T. 2010, *Journal of the Optical Society of America A*, 27, 1593
- Paladini, C. 2016, in *Proc. SPIE*, Vol. 9907, *Optical and Infrared Interferometry and Imaging V*, 99071B
- Paladini, C., Baron, F., Jorissen, A., et al. 2018, *Nature*, 553, 310
- Panić, O., Ratzka, T., Mulders, G. D., et al. 2014, *A&A*, 562, A101
- Parker, E. N. 1958, *ApJ*, 128, 664
- Parker, E. N. 1960, *ApJ*, 132, 821
- Parker, E. N. 1965, *Space Sci. Rev.*, 4, 666
- Parkin, E. R. & Pittard, J. M. 2008, *MNRAS*, 388, 1047
- Pauldrach, A., Puls, J., & Kudritzki, R. P. 1986, *A&A*, 164, 86
- Pavlov, A., Möller-Nilsson, O., Feldt, M., et al. 2008, in *Proc. SPIE*, Vol. 7019, *Advanced Software and Control for Astronomy II*, 701939
- Pence, W. D., Chiappetti, L., Page, C. G., Shaw, R. A., & Stobie, E. 2010, *A&A*, 524, A42
- Perrin, G. 2003, *A&A*, 400, 1173
- Petrov, R. G., Malbet, F., Weigelt, G., et al. 2007, *A&A*, 464, 1
- Petrov, R. G., Millour, F., Lagarde, S., et al. 2012, in *Proc. SPIE*, Vol. 8445, *Optical and Infrared Interferometry III*, 84450W
- Pijpers, F. P. & Habing, H. J. 1989, *A&A*, 215, 334
- Pinte, C., Harries, T. J., Min, M., et al. 2009, *A&A*, 498, 967
- Pittard, J. M. 2009, *MNRAS*, 396, 1743
- Pittard, J. M., Dougherty, S. M., Coker, R. F., & Corcoran, M. F. 2005, in *X-Ray and Radio Connections*, ed. L. O. Sjouwerman & K. K. Dyer, 2.01
- Pojmanski, G. 2002, *Acta Astron.*, 52, 397
- Porth, O., Xia, C., Hendrix, T., Moschou, S. P., & Keppens, R. 2014, *ApJS*, 214, 4
- Puls, J., Vink, J. S., & Najarro, F. 2008, *A&A Rev.*, 16, 209

- Racine, R., Walker, G. A. H., Nadeau, D., Doyon, R., & Marois, C. 1999, *PASP*, 111, 587
- Ramachandran, V., Hamann, W.-R., Hainich, R., et al. 2018, *A&A*, 615, A40
- Richichi, A. & Glindemann, A. 2005, *The Messenger*, 120, 48
- Richichi, A., Percheron, I., & Khristoforova, M. 2005, *A&A*, 431, 773
- Roberts, M. S. 1962, *AJ*, 67, 79
- Roche, M. 2001, PhD thesis, thèse de doctorat dirigée par Aime, Claude et Lantéri, Henri Sciences de l'univers Nice 2001
- Roddier, F. & Eisenhardt, P. 1985, in *Proc. SPIE*, Vol. 556, International Conference on Speckle, ed. H. H. Arsenault, 248–254
- Rosslowe, C. K. & Crowther, P. A. 2015, *MNRAS*, 447, 2322
- Rouan, D., Baudrand, J., Boccaletti, A., et al. 2007, *Comptes Rendus Physique*, 8, 298
- Rouan, D., Riaud, P., Boccaletti, A., Clénet, Y., & Labeyrie, A. 2000, *PASP*, 112, 1479
- Rublev, S. V. 1965, *AZh*, 42, 347
- Rybicki, G. B. & Lightman, A. P. 1986, *Radiative Processes in Astrophysics*, 400
- Sahade, J., ed. 1962, *Stellar evolution*
- Salaris, M. & Cassisi, S. 2006, *Evolution of Stars and Stellar Populations*
- Sallum, S. & Eisner, J. 2017, *ApJS*, 233, 9
- Sana, H., de Koter, A., de Mink, S. E., et al. 2013, *A&A*, 550, A107
- Sander, A., Hamann, W.-R., & Todt, H. 2012, *A&A*, 540, A144
- Sander, A. A. C., Hamann, W.-R., Todt, H., et al. 2018, *ArXiv e-prints* [[arXiv]1807.04293]
- Schartmann, M., Meisenheimer, K., Camenzind, M., Wolf, S., & Henning, T. 2005, *A&A*, 437, 861
- Schmutz, W. 1997, *A&A*, 321, 268
- Schmutz, W., Hamann, W.-R., & Wessolowski, U. 1989, *A&A*, 210, 236
- Shara, M. M., Moffat, A. F. J., Gerke, J., et al. 2009, *AJ*, 138, 402
- Shoda, M., Yokoyama, T., & Suzuki, T. K. 2018, *ApJ*, 853, 190
- Simon, N. R. & Stothers, R. 1969, *ApJ*, 155, 247
- Sivaramakrishnan, A., Koresko, C. D., Makidon, R. B., Berkefeld, T., & Kuchner, M. J. 2001, *ApJ*, 552, 397
- Sivaramakrishnan, A., Lafrenière, D., Ford, K. E. S., et al. 2012, in *Proc. SPIE*, Vol. 8442, Space Telescopes and Instrumentation 2012 : Optical, Infrared, and Millimeter Wave, 84422S
- Skrutskie, M. F., Cutri, R. M., Stiening, R., et al. 2006, *AJ*, 131, 1163

- Smith, L. F. 1968, MNRAS, 138, 109
- Sobolev, V. V. 1960, Moving envelopes of stars
- Soulain, A., Millour, F., Lopez, B., et al. 2018, ArXiv e-prints [[arXiv]1806.08525]
- Soummer, R., Ferrari, A., Aime, C., & Jolissaint, L. 2007, ApJ, 669, 642
- Springel, V. 2005, MNRAS, 364, 1105
- Springel, V., White, S. D. M., Jenkins, A., et al. 2005, Nature, 435, 629
- Springel, V., Yoshida, N., & White, S. D. M. 2001, New A, 6, 79
- Springmann, U. 1994, A&A, 289, 505
- Srinivasan, S., Boyer, M. L., Kemper, F., et al. 2016, MNRAS, 457, 2814
- Stee, P., Meilland, A., Bendjoya, P., et al. 2013, A&A, 550, A65
- Stephan, H. 1874, C. R. Acad. Sci., 78, 1008
- Stevens, I. R., Blondin, J. M., & Pollock, A. M. T. 1992, ApJ, 386, 265
- Stevenson, S., Vigna-Gómez, A., Mandel, I., et al. 2017, Nature Communications, 8, 14906
- Stone, J. M., Gardiner, T. A., Teuben, P., Hawley, J. F., & Simon, J. B. 2008, ApJS, 178, 137
- Storm, J., Gieren, W., Fouqué, P., et al. 2011, A&A, 534, A94
- Tan, J. C., Beltrán, M. T., Caselli, P., et al. 2014, Protostars and Planets VI, 149
- Tanaka, Y. 1966, PASJ, 18, 47
- Tannirkulam, A., Harries, T. J., & Monnier, J. D. 2007, ApJ, 661, 374
- Tatulli, E., Benisty, M., Ménard, F., et al. 2011, A&A, 531, A1
- Tatulli, E. & Chelli, A. 2005, Journal of the Optical Society of America A, 22, 1589
- Tatulli, E., Millour, F., Chelli, A., et al. 2007, A&A, 464, 29
- Teyssier, R. 2002, A&A, 385, 337
- Thalmann, C., Schmid, H. M., Boccaletti, A., et al. 2008, in Proc. SPIE, Vol. 7014, Ground-based and Airborne Instrumentation for Astronomy II, 70143F
- Toalá, J. A. & Arthur, S. J. 2011, ApJ, 737, 100
- Tuthill, P. G., Monnier, J. D., & Danchi, W. C. 1999, Nature, 398, 487
- Tuthill, P. G., Monnier, J. D., Danchi, W. C., Wishnow, E. H., & Haniff, C. A. 2000, PASP, 112, 555
- Tuthill, P. G., Monnier, J. D., Lawrance, N., et al. 2008, ApJ, 675, 698
- Underhill, A. B., ed. 1966, Astrophysics and Space Science Library, Vol. 6, The early type stars
- Usov, V. V. 1991, MNRAS, 252, 49

- van Boekel, R., Waters, L. B. F. M., Dominik, C., et al. 2004, *A&A*, 418, 177
- van der Hucht, K. A. 2001, *New A Rev.*, 45, 135
- van Marle, A. J. & Keppens, R. 2011, *Computers and Fluids*, 42, 44
- van Marle, A. J., Keppens, R., & Meliani, Z. 2011, *A&A*, 527, A3
- Vink, J. S. & de Koter, A. 2005, *A&A*, 442, 587
- Vink, J. S., de Koter, A., & Lamers, H. J. G. L. M. 2000, *A&A*, 362, 295
- Vishniac, E. T. 1994, *ApJ*, 428, 186
- Walder, R. & Folini, D. 2003, in *IAU Symposium*, Vol. 212, *A Massive Star Odyssey : From Main Sequence to Supernova*, ed. K. van der Hucht, A. Herrero, & C. Esteban, 139
- Wallace, D. J., Moffat, A. F. J., & Shara, M. M. 2002, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 260, *Interacting Winds from Massive Stars*, ed. A. F. J. Moffat & N. St-Louis, 407
- Weber, E. J. & Davis, Jr., L. 1967, *ApJ*, 148, 217
- Weigelt, G., Hofmann, K.-H., Schertl, D., et al. 2016, *A&A*, 594, A106
- Wesselink, A. J. 1946, *Bull. Astron. Inst. Netherlands*, 10, 99
- Westerlund, B. E. & Smith, L. F. 1964, *MNRAS*, 128, 311
- White, R. L. & Chen, W. 1995, in *IAU Symposium*, Vol. 163, *Wolf-Rayet Stars : Binaries ; Colliding Winds ; Evolution*, ed. K. A. van der Hucht & P. M. Williams, 438
- Williams, P. M. 2014, *MNRAS*, 445, 1253
- Williams, P. M. & van der Hucht, K. A. 1996, in *Liege International Astrophysical Colloquia*, Vol. 33, *Liege International Astrophysical Colloquia*, ed. J. M. Vreux, A. Detal, D. Fraipont-Caro, E. Gosset, & G. Rauw, 353
- Williams, P. M., van der Hucht, K. A., & The, P. S. 1987, *A&A*, 182, 91
- Wilson, O. C. 1960, *ApJ*, 132, 136
- Wittkowski, M. & Paladini, C. 2014, in *EAS Publications Series*, Vol. 69, *EAS Publications Series*, 179–195
- Wolf, C. J. E. & Rayet, G. 1866, *C. R. Acad. Sci.*, 62, 1108
- Wolf, C. J. E. & Rayet, G. 1867, *C. R. Acad. Sci.*, 65, 292
- Young, T. 1800, *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 90, 106
- Yudin, R. V. 2001, *A&A*, 368, 912
- Yusof, N., Hirschi, R., Meynet, G., et al. 2013, *MNRAS*, 433, 1114
- Zacharias, N., Finch, C., & Frouard, J. 2017, *VizieR Online Data Catalog*, 1340
- Zhu, C., Lü, G., & Wang, Z. 2015, *MNRAS*, 451, 1561
- Zubko, V. G. 1998, *MNRAS*, 295, 109
- Zurlo, A., Vigan, A., Mesa, D., et al. 2014, *A&A*, 572, A85

Acronymes et abréviations

Je répertorie les différents acronymes et abréviations utilisés dans ce manuscrit. Certains proviennent de termes anglais, ceux-ci sont indiqués en italique et leur traduction est également donnée.

2MASS *Two-Micron All-Sky Survey*, grand relevé photométrique infrarouge utilisant deux télescopes automatisés de 1,3 m de diamètre

ADU *Analog to Digital Unit*, unité analogique vers numérique

AGB *Asymptotic Giant Branch*, de la branche asymptotique des géantes

AGN *Active Galactic Nuclei*, noyau actif de galaxie

ALMA *Atacama Large Millimeter/submillimeter Array*, réseau millimétrique/submillimétrique de l'Atacama

AMBER *Astronomical MultiBeam combinER*, combinateur multi-faisceaux astronomique

AMR *Adaptive Grid refinement*, raffinement de grille adaptatif

AT *Auxiliary Telescope*, télescope auxiliaire : un des quatre télescopes mobiles disposant d'un miroir primaire de 1,8 m de diamètre

BCD *Beam Combiner Device*, système de commutateur de faisceau

BH *Blackhole*, trou noir

CCD *Charge Coupled Device*, dispositif à transfert de charge

CDS Centre de Données astronomique de Strasbourg

CHARA *Georgia State University's Center for High Angular Resolution Astronomy*, centre pour la haute résolution en astronomie de l'état de Géorgie

COB *Cold Optics Bench*, optiques froides de MATISSE placée dans les cryostats

CRAL Centre de Recherche Astronomique de Lyon

DHS *Distribution of Hollow Sphere*, distribution en sphères creuses

DIT *Detector Integration Time*, temps d'intégration détecteur

E-ELT *European Extremely Large Telescope*, télescope européen extrêmement grand, télescope disposant d'un miroir primaire de 39 m de diamètre actuellement en construction sur le mont Amalton au Chili

ESO *European Southern Observatory*, observatoire européen austral

FEP Fonction d'étalement de point

- FITS** *Flexible Image Transport System*, système flexible de transport d'image
- FWHM** *Full Width at Half Maximum*, largeur à mi-hauteur
- GTO** *Guaranteed Time Observation*, temps garanti d'observation
- HRA** Haute Résolution Angulaire
- HST** *Hubble Space Telescope*, Télescope Spatial Hubble
- IDL** *Interactive Data Language*
- IFS** *Integral Field Spectrograph*, spectrographe à intergrale de champ
- IMF** *Initial Mass Function*, fonction de masse initiale
- IRAM** Institut de Radioastronomie Millimétrique
- JWST** *James Webb Space Telescope*, télescope spatial James Webb
- KHI** *Kelvin-Helmholtz Instability*, instabilité de Kevin-Helmholtz
- LBV** *Luminous Blue Variable*, bleue lumineuse et variable
- LMC** *Large Magellanic Cloud*, grand nuage de Magellan
- MACAO** *Multi-Application Curvature Adaptive Optics*, optique adaptative équipant les UTs pour le VLTI
- MATISSE** *Multi AperTure mid-Infrared SpectroScopic Experiment*, expérience spectroscopique multi-ouverture en infrarouge moyen
- MCMC** *Monte-Carlo Markov Chain*, chaîne de Markov de type Monte-Carlo, méthode d'ajustement de données
- MIDI** *MID-infrared Interferometric instrument*, instrument interférométrique en infrarouge moyen
- MIS** Milieu InterStellaire
- MJD** *Modified Julian Day*, jour julien modifié
- NASA** *National Aeronautics and Space Administration*, administration nationale de l'aéronautique et de l'espace
- NS** *Neutron Star*, étoile à neutrons
- NTSI** *Non Linear Thin Shell Instability*, instabilité de couche mince non linéaire
- OA** Optique Adaptative
- OG** Onde Gravitationnelle
- OPD** *Optical Path Difference*, différence de marche optique
- PAH** *Polycyclic Aromatic Hydrocarbon*, hydrocarbure aromatique polycyclique
- PIONIER** *Precision Integrated-Optics Near-infrared Imaging ExpeRiment*, expérience d'imagerie en proche infrarouge d'optique intégrée de précision
- PI** *Principal investigator*, chercheur principal/responsable
- PSF** *Point Spread Function*, fonction d'étalement de point en français (FEP)
- RGB** *Red Giant Banch*, de la branche des géantes rouges
- RL** Richardson-Lucy, méthode de déconvolution
- RSG** *Red Supergiant*, supergéante rouge
- RTI** *Rayleigh-Taylor Instability*, instabilité de Rayleigh-Taylor
- RT** *Radiative Transfer*, transfert de rayonnement

- SED** *Spectral Energy Distribution*, distribution spectrale d'énergie
- SMC** *Small Magellanic Cloud*, petit nuage de Magellan
- SNR** *Signal to Noise Ratio*, rapport signal-à-bruit
- SN** Supernova
- SPHERE** *Spectro-Polarimetric High-contrast Exoplanet REsearch*, recherche d'exoplanète par spectro-polarimétrie à haut-contraste
- STRAPS** *System for Tip-tilt Removal with Avalanche Photodiodes*
- SVT** Science Verification Time
- UA** Unité Astronomique
- UD** *Uniform Disk*, disque uniforme
- UT** *Unit Telescope*, télescope unitaire : un des quatre télescopes équipés d'un miroir primaire de 8 m de diamètre au VLT
- UV** Ultraviolet
- VISIR** *VLT Imager and Spectrometer for mid-Infrared*, imageur et spectromètre du VLT en infrarouge moyen
- VLBI** *Very Large Baseline Interferometer*, interférométrie à très longue base
- VLTI** *Very Large Telescope Interferometer*, interféromètre du très grand télescope
- VLT** *Very Large Telescope*, très grand télescope, observatoire de l'ESO installé au mont Paranal au Chili
- WCZ** *Wind Collision Zone*, zone de collision de vent
- WOP** *common Warm Optics*, table d'optique chaude de l'instrument MATISSE
- WR** Wolf-Rayet
- XAO** *eXtreme Adaptive Optics*, optique adaptative extrême

Liste des tableaux

1.1	Source de poussière des nuages de Magellan.	21
2.1	Paramètre stellaires de WR104.	46
2.2	Paramètres stellaires utilisés pour représenter la source de rayonnement.	71
2.3	Paramètres du modèle axisymétrique explorés dans cette étude.	74
2.4	Liste des paramètres du modèle phénoménologique.	83
2.5	Paramètres des polynômes ajustés.	85
3.1	Fenêtre d’observation atmosphérique de l’infrarouge.	95
3.2	Log des observations VISIR de WR104 et HD169916 (étoile de référence).	98
3.3	Résultats de la méthode des moments appliquée aux données VISIR.	108
3.4	Résultats de l’ajustement MCMC sur les profils radiaux des données VISIR. L’ajustement est réalisé sur les profils normalisés par le maximum.	110
3.5	Log de nos observations IRDIS de WR104 et de ses 2 étoiles de référence (4Sgr et TYC 6295-803-1). DIT désigne le temps d’intégration sur le détecteur (Detector Integration Time), NDIT est le nombre d’acquisitions sur une séquence, NEXP est le nombre total de séquences d’acquisition et SR désigne le rapport de Strehl mesuré en bande H.	118
3.6	Paramètres de déconvolution SGP utilisés pour nos images SPHERE. Les données en bande K n’ont pas nécessité l’utilisation d’un second niveau de régularisation.	124
3.7	Résultat de l’ajustement des profils radiaux par une loi de puissance. Le paramètre q correspond à l’indice de décroissance ajusté sur une zone restreinte du profil. Les profils radiaux avec leurs incertitudes sont présentés dans la Figure 3.29.	128
3.8	Résultats astrométriques du compagnon B à partir des données HST et SPHERE. θ est l’angle de position du compagnon par rapport au nord compté dans le sens trigonométrique (inverse des aiguilles d’une montre).	140
3.9	Résultats de l’ajustement du rapport de flux existant entre WR104 et le compagnon B. Notre meilleur modèle semble indiquer que ce compagnon est également une étoile massive.	142
3.10	Paramètres de WR104 reportés dans la littérature.	145
3.11	Résultat de l’ajustement de l’image réduite en bande K. Le premier χ^2 correspond à la loi de décroissance en température déterminée pour une température de sublimation de 1500 K, le second pour une température de 2000 K.	147
4.1	Étude préliminaire des performances de l’instrument MATISSE.	170

4.2	Limite de sensibilité attendue de l'instrument MATISSE selon la résolution spectrale et l'utilisation d'un suiveur de frange. Les limites présentées sont en magnitudes.	185
4.3	Paramètres utilisés dans le logiciel de reconstruction IRBis.	197
D.1	Limite de sensibilité des instruments installés à CHARA.	254

Table des figures

1.1	Résumé de l'évolution d'une étoile en fonction de sa masse initiale. Les différentes images présentées ici sont issues de réelles observations (à l'exception des vues d'artistes d'objets compacts).	13
1.2	Évolution d'une étoile massive à travers le diagramme H-R. À gauche : représentation des différents phases de fusion nucléaire se produisant dans l'étoile. À droite : association du modèle aux différents types spectraux d'étoiles massives (O, LBV, WN, WC, WO).	14
1.3	Note faite par Charles Wolf et Georges Rayet à l'académie des sciences concernant trois étoiles aux spectres particuliers.	16
1.4	Spectre dans les longueurs d'onde du visible d'étoiles WR de la voie Lactée. En haut : étoiles riches en azote notées WN. Au milieu : étoiles riches en carbone notées WC. En bas : bandes photométriques couramment utilisées en photométrie (système UBV).	17
1.5	À gauche : répartition d'une fraction des étoiles WC dans la Galaxie (Sander et al. 2018). Les couleurs codent le type spectral : WC4-6 en jaune/rouge et WC7-9 en vert/bleu. Le soleil est représenté par le symbole \odot . Le fond du diagramme représente une vue d'artiste de la Galaxie. À droite : méthode de distinction photométrique des étoiles WR (Faherty et al. 2014).	18
1.6	Exemple de bulle Wolf-Rayet autour de l'étoile WR6 (crédit : Kfir Simon ¹).	20
1.7	Exemple de spectre associé à l'étoile WR104 (Chap. 2). On peut y voir l'important excès infrarouge avec un pic autour de $5 \mu m$	20
1.8	Le sursaut γ GRB 080319B distant de 2,3 Gpc observé avec les télescopes spatiaux Swift (en rayon X à gauche) et Hubble (en visible, à droite)(crédits : NASA).	22
1.9	GW151226 observée par les deux détecteurs de l'instrument LIGO : Hanford (à gauche) et Livingston (à droite). Le temps est relatif à l'heure de détection de la GW le 26 décembre 2015 à 03 :38 :53,648 UTC. La description complète de la figure est disponible dans la publication originale (Abbott et al. 2016a).	23
1.10	À gauche : schéma de principe d'émission d'un vent stellaire de vitesse croissante. La partie représentée en bleu clair indique la présence du halo de matière autour de l'étoile. La partie sombre indique la partie occultée de l'étoile par ce halo. À droite : la contribution de l'étoile (le continuum en rouge) avec l'émission (H) du halo et l'absorption (F) devant l'étoile (schéma inspiré de Lamers & Cassinelli (1999)).	24
1.11	Comparaison d'un spectre de corps noir et d'une étoile Wolf-Rayet de type WC9 (modèle d'atmosphère issu de Sander et al. 2012)	27

1.12	Différents chocs se produisant dans l'univers. En haut à gauche : onde de choc d'un avion supersonique, en haut au milieu : image composite X et radio de la galaxie M67 interagissant avec le gaz froid intergalactique (crédits : NASA), en bas : vue d'artiste de l'héliopause (crédits : NASA), à droite : image Hubble de la nébuleuse du casque de Thor, résultat de l'interaction du vent de l'étoile Wolf-Rayet au centre avec le milieu interstellaire (crédits :ESO).	30
1.13	Vue schématique d'un choc unidimensionnel se propageant vers la droite. On se place ici dans le référentiel du choc, donnant une onde stationnaire où le plan du choc est représenté en rouge. La flèche post-choc (en vert) est donc plus courte que celle pré-choc (en bleu).	30
1.14	Vue schématique de l'interface d'interaction entre les vents stellaires de deux étoiles massives comprenant une étoile WR et une étoile OB. La zone choquée (WCZ) est représentée en rouge, avec en pointillés la fonction $R(\chi)$ décrivant le choc entre les deux étoiles. L'angle d'ouverture α déterminé analytiquement est également représenté.	33
1.15	Courbe du coefficient de refroidissement Λ en fonction de la température effective de l'étoile pour différentes compositions chimiques : abondance solaire en trait plein, dépourvue en métaux en trait discontinu et de type Wolf-Rayet en pointillés. Figure extraite de Mellema & Lundqvist (2002).	34
1.16	Modèle hydrodynamique représentant le choc entre les vents stellaires de WR98a. Les cas avec refroidissement radiatif (en bleu) et sans (en rouge) sont représentés. La ligne noire représente l'échelle spatiale et mesure 42 UA (figure extraite de Hendrix et al. (2016)).	35
1.17	À gauche : Simulation numérique d'instabilités de Rayleigh-Taylor générée avec le code Athena (Stone et al. 2008). L'illustration est extraite de leur site web ² . À droite : la nébuleuse du crabe dont une partie des structures serait causée par des RTI (crédit : ESO).	36
1.18	À gauche : Simulation numérique d'instabilités de Kelvin-Helmholtz générée avec le code Athena (Stone et al. 2008). Au milieu : structure nuageuse observée sur Terre (crédits : Michael DeLeon). À droite : instabilités KHI observées entre les différentes couches atmosphériques de Jupiter (crédit : NASA).	36
1.19	Propagation d'une instabilité de couche mince non-linéaire (NTSI). La figure est adaptée des travaux de Folini & Walder (2006) disponibles en ligne ³	37
2.1	Exemple de simulation possible avec le code SPH GADGET. À gauche : simulation Millénaire retraçant les grandes structures de l'Univers. Au milieu : simulation de l'environnement de l'étoile AGB R Sculptoris (Maercker et al. 2012). À droite : observation ALMA de l'objet R Sculptoris (crédits : ESO).	42
2.2	À gauche : image reconstruite de la région interne d' η Car (Weigelt et al. 2016). Au milieu : simulation SPH de la région de collision de vent (Madura et al. 2013). À droite : image HST de la nébuleuse bipolaire autour d' η Car (crédits : HST/NASA).	42
2.3	Simulation MHD 3D de la nébuleuse spirale présente autour de WR98a (figure extraite de Hendrix et al. (2016)).	43

2.4	À gauche : Carte de densité d'une binaire à interaction de vent incluant le mouvement orbital. On peut voir les deux fronts de choc (<i>leading/trailing shock 1/2</i>), la zone de reconfinement (<i>reconfinement shock</i>), et les discontinuités de contact (<i>contact discontinuity</i>), le champ de vue correspondant à la distance de WR104 est de 6,6 mas. À droite : vue de la simulation à large échelle (champ de vue de 180 mas). Figure adaptée de Lamberts et al. (2012).	44
2.5	Trois coupes à travers le plan orbital de notre simulation RAMSES 3D (plan XY). À gauche : la densité volumique du gaz. Au milieu : le mélange des vents. À droite : la température du gaz. On représente également la position attendue de la nucléation de poussière (12 mas, cercle pointillé vert). Les contours correspondent à $\zeta = 0,09$ (blanc/noir) et 0,24 (jaune/bleu).	47
2.6	À gauche : coupe de la carte de mélange révélant la structure irrégulière de la zone choquée (plan ZY). À droite : zoom sur les zones d'instabilités à l'interface des deux vents stellaires.	49
2.7	Vue schématique de la zone de nucléation de poussière. La poussière peut se former au niveau de la zone de mélange des vents donnant une spirale creuse (cas 1) ou au niveau du reconfinement donnant une spirale pleine (cas 2). Les instabilités hydrodynamiques de la WCZ peuvent également conduire à des parois de spirale trouées (cas 3).	50
2.8	Simulation l'interface de collision de vent ne comportant pas de grille AMR. La taille de la simulation est de trois séparation de binaire, soit environ 7 UA (3 mas).	52
2.9	Vue 3D de la carte de densité soumise au rayonnement de la binaire par le code de transfert radiatif. À gauche : vue de face. À droite : vue de l'intérieur.	52
2.10	Exemple d'image simulée à partir d'une simulation hydrodynamique RAMSES. À gauche : une image en bande K ($2,2 \mu m$). À droite : une image en bande L ($3,5 \mu m$). On montre ici la possibilité de générer des observables à différentes longueurs d'onde rendant compte des température d'émissions des poussières.	53
2.11	Échelles de hauteur des axes X et Z. La carte de densité étant en 3D, j'ai ici représenté une coupe dans le plan médian de la spirale.	56
2.12	Carte en coordonnées cylindriques centrées sur la position d'une spirale d'Archimède de pas S. Plan médian suivant les X, Y et Z.	56
2.13	Carte en coordonnées coniques centrées sur la position d'une spirale d'Archimède de pas S. Plan médian suivant les X, Y et Z.	57
2.14	Carte de booléen indiquant la position de la spirale de poussière. On ne sélectionnera qu'une des deux spirales (la bleue dans cet exemple).	57
2.15	Carte de densité d'une spirale creuse ($w = 50\%$). En haut : somme sur le cube suivant les axes X, Y et Z. En bas : coupe sur les plans médians du cube. Le cercle blanc représente la position de la binaire.	59
2.16	Exemple de modèle de SED utilisé comme source de radiation dans RADMC3D.	60
2.17	Exemple de fonctionnement d'AMR possible avec RADMC3D. L'exemple présenté ici correspond à une grille 2D qui respecte le même principe que le cas 3D. Cet exemple présente trois niveaux d'AMR.	61

2.18	Exemple de ce qui peut mal se passer si les cellules du bord interne d'un modèle sont optiquement épaisses (c.-à-d. : si aucun raffinement de la grille n'est utilisé). À gauche : les premières cellules rencontrées par les photons sont optiquement minces ($\tau < 1$), le bord interne brille uniformément comme on peut s'y attendre. À droite : les premières cellules sont optiquement épaisses ($\tau \approx 10$), le plan médian apparaît ainsi moins brillant qu'il ne le devrait. La figure est extraite du manuel d'utilisation de RADMC3D.	61
2.19	Exemple de grille de densité disposant ou non d'AMR. La figure a été réalisée à partir du logiciel Paraview et de la fonctionnalité de RADMC3D permettant de générer les fichiers interprétables par ce logiciel.	62
2.20	Exemple d'images de nébuleuse spirale simulée à partir de notre modèle 3D avec RADMC. Les longueurs d'onde présentées correspondent aux filtres infrarouges couramment utilisés en imagerie.	63
2.21	Profils curvilignes simulés pour différents rapports gaz-poussière ξ . Les traits discontinus montrent l'aspect des profils après convolution par une FEP parfaite de résolution λ/D ($D = 8$ m).	65
2.22	Influence de l'épaisseur des parois de la spirale (w) sur l'image à $3,5 \mu\text{m}$ (en haut) et sur le profil d'intensité d'une coupe radiale du premier tour (en bas).	65
2.23	Carte de température du plan orbital de la spirale simulée avec RADMC-3D. Les images de gauche à droite montrent des rayons de nucléation de 7,8, 21 et 31 UA (3, 8 et 12 mas vu à 2,6 kpc).	66
2.24	Influence de la masse de poussière sur l'allure de la SED.	67
2.25	Influence de la masse sur l'apparence de la spirale. Si le premier tour semble optiquement mince dans les cas peu massifs (0,1, 1 ou 5%), celui-ci devient de plus en plus optiquement épais au point d'éclipser presque entièrement le second tour (30 et 50%).	68
2.26	Comparaison du modèle 3D de spirale (à gauche) avec le modèle axisymétrique composé d'anneaux (en haut, à droite). On voit qu'au premier ordre, les tours de spirale peuvent être approximés par notre modèle d'anneaux.	69
2.27	Exemple de profil de température associé à une distribution spiralée de poussière. Les tracés représentent la température moyennée en azimut pour des grains de $0,1 \mu\text{m}$ (trait plein) et $1 \mu\text{m}$ (trait discontinu). Le trait en pointillés représente la décroissance attendue en loi de puissance pour des poussières optiquement fines ($T \propto r^{-0,4}$). Figure adaptée de Harries et al. (2004).	69
2.28	Exemple de grille sphérique 2D où l'axe radial et azimutal ont été raffinés de façon séparée. A : Élément de grille initial, B : raffinement de grille radial permettant d'assurer une profondeur optique inférieure à 1 au niveau des gradients de densité, C : raffinement de grille azimutal.	70
2.29	Différentes distributions de densité de poussière considérées dans nos modèles. De haut en bas : anneaux plein, anneaux creux et anneaux creux avec ouverture centrale. Les modèles présentés sont vus de côté et représentent une coupe de la densité de poussière. On a également représenté la délimitation imposée par l'angle d'ouverture α en pointillés.	72
2.30	Exemple d'images générées à partir de RADMC3D en considérant des anneaux pleins (modèle 1). Gauche : modèle d'anneau vue de face. Droite : vue du même modèle incliné de 30° afin d'appréhender la troisième dimension de notre modèle.	73
2.31	Effet du mode de nucléation de poussière sur le profil d'intensité radial.	75

2.32	Effet de la résolution spatiale sur les profils d'intensités simulés. On considère trois distances différentes représentées en couleurs (0,15, 1, et 2,6 kpc). Les traits pleins correspondent au modèle 1 alors que les traits discontinues représentent le modèle 2.	76
2.33	Effet de la masse de poussière sur le profil d'intensité radial. Le trait pointillé représente le meilleur ajustement par une loi de puissance de la décroissance en intensité observée.	76
2.34	Évolution de l'indice de décroissance q associé au profil d'intensité en fonction du rapport gaz-poussière ξ .	77
2.35	À gauche : profil de la Figure 2.33 mais cette fois convolué par une FEP simulée (70 mas de résolution). À droite : différence relative entre le profil $\xi = 0,1\%$ et les autres profils.	77
2.36	Modèle phénoménologique développé pendant ce travail de thèse. En haut : Certains paramètres importants comme l'emplacement de la zone de sublimation, le pas de la spirale ou l'angle d'ouverture sont représentés. Les vues à gauche et à droite présentent le modèle vu respectivement de face depuis la Terre ($i=0^\circ$) et de côté ($i=90^\circ$). En bas : On a volontairement sous-échantillonné la spirale en terme de nombre d'anneaux (40 contre 1000 normalement) afin de faire ressortir le mode de construction de celle-ci.	79
2.37	Exemple de SED associée au modèle phénoménologique. L'émission de la nébuleuse est représentée en rouge suivant que l'on considère 2, 10 ou 100 tours de spirales. La contribution totale de la binaire est représentée en noire, avec ses deux composantes (étoile WR en violet et l'étoile OB en bleue).	81
2.38	Effet des différents paramètres clés du modèle phénoménologique d'une spirale creuse. De haut en bas : la distance de nucléation (r_{nuc}), le pas de la spirale (S), l'angle d'ouverture (α) vu de dessus ($i=0^\circ$) et de côté ($i=90^\circ$), l'angle d'inclinaison (i), l'indice de décroissance en température (q), l'angle de phase (θ_{phase}) et l'angle de position sur le ciel (θ_{sky}).	82
2.39	De gauche à droite : l'amplitude de la visibilité complexe, la phase, l'image du modèle et l'image du modèle convolué par une FEP simulée.	84
2.40	Profil d'intensité une dimension du premier tour de spirale. À gauche : spirale creuse composée d'anneaux. À droite : spirale pleine composée de disque uniforme.	85
2.41	Évolution de l'épaisseur du premier tour en fonction de l'angle d'ouverture de la spirale. Le résultat de l'ajustement par une loi polynomiale est indiqué en pointillés.	86
3.1	Gauche : image visible de la région autour de WR104 (indiquée par la croix violette). Droite : image composite infrarouge ($3,5\mu m$ en bleu, $4,5\mu m$ en vert et $8,5\mu m$ en rouge) par le télescope américain Spitzer. la position de WR104 est indiquée sous la flèche jaune. La comparaison de ces 2 images montre clairement la brillance infrarouge de WR104. Le champ de vue est d'environ 2 degrés.	90
3.2	Tracés évolutifs de quatre étoiles massives (15, 20, 30 et $60 M_\odot$) au travers du Diagramme H-R. L'âge est représenté par la barre de couleur (du plus jeune en violet au plus vieux en jaune). Les paramètres de l'étoile B sont représentés par le point rouge, situant son âge autour de 7 millions d'années. La partie en trait discontinu de l'étoile de $60 M_\odot$ représente la phase WR.	92
3.3	Miroir primaire du télescope Keck à Hawaii avec son masque à 15 ouvertures (adapté de Tuthill et al. (2000)).	93

3.4	Images de WR104 (en bande H et K) obtenues par interférométrie à masque d'ouverture en 1998 sur le télescope Keck. On peut clairement identifier le premier tour de spirale. Images extraites de l'article original publié dans le journal Nature par Tuthill et al. (1999).	93
3.5	Spirale d'eau formé par une turbine d'arrosage automatique en rotation.	94
3.6	Séquence de correction du fond thermique par les méthodes de chopping et de nodding.	97
3.7	Image finale de WR104 obtenue après correction du fond thermique. On obtient bien 3 versions de l'objet (avec et sans coronographe) dans une même image. L'étape suivante consiste donc à séparer ces 3 versions de l'objet afin d'obtenir les images calibrées que l'on pourra analyser ensuite.	99
3.8	Principe de la photométrie d'ouverture. Le flux de la source est mesuré dans le disque bleu auquel on soustrait une mesure du fond de ciel mesurée dans l'anneau jaune.	100
3.9	Image de WR104 (à gauche) et de la FEP associée (à droite) dans les 2 filtres utilisés (en haut et en bas). On a tracé les contours à 0,3, 2, 10 et 50% du maximum en trait plein blanc. Le contour à 0.3% de la FEP n'a pas été tracé dans le filtre à $12,4\mu m$ pour des raisons de lisibilité. A titre de comparaison, on a également tracé les contours de WR104 sur l'image de la FEP (ligne discontinu jaune). On peut noter que WR104 semble résolu par comparaison à la FEP, avec néanmoins une assez mauvaise dynamique et beaucoup d'artefacts de détecteur.	101
3.10	Image de WR104 (à gauche) et de la FEP associée (à droite) dans les 2 filtres utilisés (en haut et en bas). On a tracé les contours à 2, 5, 10 et 20% du maximum en trait plein blanc. Une fois de plus, WR104 semble présenter des structures à grande échelle qui ne se retrouvent pas autour de l'étoile de référence.	102
3.11	Effet d'un produit de convolution sur l'image HST de la nébuleuse M20. On voit clairement apparaître la perte de résolution angulaire dû à la diffraction, où la plupart des étoiles ont disparues et laissent place à une tâche assez floue, sans structure distincte.	103
3.12	Effet du nombre d'itérations sur le processus de déconvolution. La réalité des structures observées autour de WR104 est à mettre en défaut à cause de la mauvaise qualité de la FEP.	104
3.13	Image obtenue en utilisant la technique de soustraction de FEP (à gauche) et tracés des profils radiaux (à droite). La différence n'est clairement pas nulle et met en évidence la poussière froide présente autour de WR104 jusqu'à (au moins) $2''$	104
3.14	Gauche : Indice de réfraction complexe (partie réelle n et imaginaire k). Droite : Coefficient d'absorption du carbone amorphe (notre poussière) et du silicate (pour indication). Les filtres utilisés avec VISIR sont également représentés en pointillé.	106
3.15	Gauche : Carte de température obtenue à partir des images VISIR. Droite : Profondeur optique mesurée à $12,4 \mu m$. La carte de température semble indiquer une température uniforme jusqu'à 3 arcsec (indiqué par le cercle en pointillé).	107
3.16	Gauche : Illustration de l'extraction du profil radial en fonction du rayon. Les cercles ne sont pas à l'échelle et font figure d'exemples. Droite : Profils radiaux obtenus sur les images sans coronographe avec VISIR. On a également représenté le résultat de l'ajustement en loi de puissance (en rouge et violet). Les courbes sont décalées pour des raisons de la lisibilité.	109

3.17	Résultat de l'ajustement MCMC des profils radiaux de VISIR. Gauche : carte de covariance et histogrammes associés pour les paramètres d'indice de décroissance q et d'offset F_0 des données QPM ($\lambda = 10,5\mu m$). Droite : idem pour les données AGPM ($\lambda = 12,4\mu m$).	110
3.18	Interface de visualisation de la qualité du ciel et des paramètres atmosphériques de Paranal. Le moniteur de site astronomique (ou ASM en anglais) permet de juger des conditions d'observations depuis n'importe où sur le globe via une interface web dédié ⁴	112
3.19	L'instrument SPHERE installé au foyer Nasmyth d'UT3. On peut notamment apercevoir le miroir primaire de 8 m du VLT, les miroirs secondaire et tertiaire ainsi que l'instrument entouré de jaune (Crédit : ESO/J. Girard).	114
3.20	Vue schématique de l'architecture de SPHERE représentant les 3 sous-instruments (ZIMPOL, IRDIS et IFS), ainsi que les différents sous-systèmes optiques communs aux 3 caméras (CPI ⁵ , crédits : https://sphere.osug.fr/).	115
3.21	Principe du décalage d'image utilisé dans la plupart des instruments imageurs. Le motif représenté est une version simplifiée du réel motif utilisé avec SPHERE pour nos observations (16 positions au lieu de 4 représentées ici).	115
3.22	Courbe de transmission des filtres SPHERE utilisés pour notre étude. L'ensemble de ces filtres permet de couvrir les bandes de l'infrarouge proche J, H et K.	117
3.23	Vue schématique du pipeline SPHERE développé en Python. La répartition des images à travers le nombre d'expositions, de <i>dithering</i> et d'intégration y est représenté. On utilise près de 300 images individuelles pour aboutir à une image réduite corrigée des contributions du DARK, du FLAT et des cosmétiques du détecteur.	119
3.24	Images réduites de WR104 obtenues avec la caméra infrarouge de SPHERE, IRDIS. Les images de la réponse instrumentale (FEP) sont également présentées (à l'exception des filtre HeI/ $1,08\mu m$ et CO/ $2,29\mu m$). Les niveaux d'intensité reçus dans les pixels de l'image sont représentées à la puissance 0,4 de façon à faire ressortir les faibles structures. Les données en bande K ($2,27$ et $2,29\mu m$) laissent clairement entrevoir la forme spirale de WR104.	121
3.25	Exemple de déconvolution avec un nombre croissant d'itération. L'effet damier apparaît sur les images à partir de 1000 itérations, dégradant la structure spirale par une suite de pixels sombres et brillant.	124
3.26	Déconvolution SGP dans les continuums J/ $1,21\mu m$, H/ $1,57\mu m$ et K/ $2,27\mu m$ et la raie du fer (filtre FeII/ $1,64\mu m$). Les niveaux de contours représentés correspondent à 1, 5, 10, 20 et 50% du maximum d'intensité. Comme pour les images réduites, elles ont été tournées pour présenter la même phase orbitale (à la date du 21 juillet 2016). Les images sont représentées à la puissance 0,3, afin de révéler les structures faibles. Le champ de vue est de 980 mas. On peut clairement identifier la forme spirale de WR104, avec sa première révolution visible dans tous les filtres.	125
3.27	Zoom sur la partie centrale de l'image en bande K. De gauche à droite : l'image réduite, la FEP, la déconvolution SGP et la déconvolution RL. On peut voir que le résultat des 2 méthodes de déconvolution est assez similaire, avec l'avantage de bords plus franc pour méthode SGP. Les 3 premiers tours sont visibles avec les 2 méthodes. On a également représenté la position des anneaux d'Airy de la FEP dans les images déconvoluées (cercle pointillé jaune).	126

- 3.28 **Traits pleins** : profils radiaux moyennés et normalisés des images SPHERE non déconvoluées. Chaque profil est décalé d'un facteur 100 pour des raisons de lisibilité. **Traits pointillés** : profils radiaux des FEP associées. Les points indiquent la résolution théorique (λ/D) d'un télescope de 8 m à la longueur d'onde considérée. La ligne verticale indique la position du second compagnon éloigné de 976 mas. 127
- 3.29 Résultat de l'ajustement par une loi de puissance des profils radiaux IRDIS. Les deux panneaux supérieurs montrent deux bons ajustements avec une bonne estimations des incertitudes (en bleu claire). Les panneaux du milieu montrent un bon ajustement sur des données de mauvaise qualité. Les panneaux du bas montrent que les données de la bande J dévient clairement d'un modèle en loi de puissance. 129
- 3.30 Profils de brillance obtenus en fonction du déplacement angulaire le long de la spirale. Ces profils sont obtenus sur les images non-déconvoluées. Les lignes verticales représentent la position des tours de spirale (c.-à-d. : intervalle de 360°). On peut noter la présence d'artefacts dus au filtre CntK2 (autour du 6^e tour), ainsi que la position du compagnon B (autour du 14^e tour). 130
- 3.31 Spectre de WR104 dans l'infrarouge proche ($0,95-1,35\mu m$). Une raie spectrale est clairement visible autour de $1,08 \mu m$, attribuée à l'émission de l'atome d'hélium (HeI). On a représenté en couleur 3 zones sur le spectre, desquelles sont extraites 3 images : bande Y ($1,01 \mu m$, région bleue), raie d'hélium ($1,08 \mu m$, région verte) et bande J ($1,20 \mu m$, région violette). Les images correspondantes sont présentées dans la Figure 3.32. 132
- 3.32 Images IFS de WR104 dans les différentes parties du spectre (voir Fig. 3.31). **Haut** : partie bleue du spectre (Bande Y ; $\lambda = 1,01 \pm 0,07\mu m$). **Milieu** : partie verte du spectre (raie d'hélium ; $\lambda = 1,09 \pm 0,03\mu m$). **Bas** : partie violette du spectre (Bande J ; $\lambda = 1,20 \pm 0,07\mu m$). On représente l'image réduite (à gauche), la FEP associée (au milieu) et l'image déconvoluée (à droite). Les images sont représentées en échelle racine carrée. La largeur à mi-hauteur de la FEP est également représentée par le cercle blanc sur les images réduites. 133
- 3.33 Cartes de couleur obtenues par soustraction d'image dans les bandes Y et J, et dans la raie d'hélium. Les photocentres dans les bandes Y (croix noire) et J (croix bleue) sont représentés, ainsi que notre meilleur ajustement de spirale d'Archimède (en gris). Les cercles en vert représentent les zones d'extraction des spectres : de l'étoile (région interne) et de la spirale (entre les 2 cercles). 133
- 3.34 Position relative du photocentre de chaque image IFS par rapport à l'image en bande Y (première image). Nous avons également représenté le seuil de tolérance de correction atmosphérique fournit par le ADC de SPHERE (< 2 mas, en gris). L'offset mesuré pour WR104 est de 9,7 mas contre 1,8 mas pour la FEP. 134
- 3.35 Spectre de WR104 extrait dans la région interne provenant de l'étoile (en bleu) et de la région externe provenant de l'environnement (orange). La représentation des régions d'où sont extraits les spectres est présentée dans la Figure 3.33. La position de la raie d'hélium est toujours visible (à $1,08 \mu m$) mais n'est pas différenciée entre les 2 régions. 135
- 3.36 Comparaison des distances obtenues par Bailer-Jones et al. (2018) à celles cataloguées par (Monnier et al. 2007). Les étoiles présentant une nébuleuse spirale (WR48a, WR98a, WR104, WR118) affichent une incertitude plus élevée et se placent à plus grande distance que ce que prédit la littérature (à l'exception de WR98a). 138

3.37	Positions mesurées du compagnon (compB) par rapport à la position de WR104, à l'époque des observations SPHERE. Le déplacement au cours du temps d'une étoile de champ hypothétique est représenté par la ligne verte (avec sa position à différentes dates). Les positions mesurées du compagnon B sont représentées avec les croix bleues (SPHERE@2016) et oranges (HST@1999). La largeur de ces croix indique l'incertitude sur les mesures de positions.	141
3.38	Carte de χ_{red}^2 obtenue sur l'ajustement du rapport de flux existant entre WR104 et le compagnon B. On représente ici en couleur la valeur $\Delta\chi_r^2 = \chi_r^2 - \chi_{r,min}^2$ avec les intervalles de confiance à 1σ et 2σ (lignes rouge et violette respectivement).	143
3.39	Rapport de flux entre le compagnon B et WR104 (constitué de la binaire central WR+O et d'une nébuleuse de poussière). Notre meilleur ajustement est présenté en orange pour une température de poussière de $T_{dust} = 2200$ K et une température effective du compagnon de $T_B = 45000$ K.	143
3.40	SED modélisée du système de WR104 constituée de : 1) Deux modèles d'atmosphère Kurucz représentant le compagnon B (en vert) et le compagnon interne (en orange), 2) un modèle PoWR représentant l'étoile Wolf-Rayet (WC9, en bleu), et 3) un modèle de corps noir représentant la spirale de poussière (en rouge). Le rapport de flux (Fig. 3.39) est obtenu par comparaison de l'ensemble constitué de l'étoile WR, du compagnon interne et de la poussière (en gris) avec le compagnon B (en vert). On a également représenté la position des différents filtres utilisés pour cette étude (ligne verticale pointillée).	144
3.41	Comparaison de l'image SPHERE de WR104 (à gauche) en bande K ($\lambda = 2,27 \mu m$) et l'image convoluée de notre meilleur ajustement de modèle (à droite).	146
3.42	Courbe de χ_{red}^2 autour de la valeur ajustée du paramètre de décroissance en température q. La courbe orange correspond à l'ajustement de l'image réduite (résultat présenté dans le Tableau 3.1 pour $T_{sub} = 2000$ K), la bleue à l'image déconvoluée.	147
3.43	Comparaison du meilleur ajustement de modèle avec l'image réduite en bande K. L'image de droite représente la différence relative entre l'image et le modèle. La position de la spirale d'Archimède ajustée est également représentée en trait pointillé rouge dans les trois images.	148
3.44	Comparaison de profils curvilignes en bande K sur trois révolutions. On représente le meilleur modèle avec gap (ligné pointillé) et sans gap (ligne continue). Les données sont représentées en bleue et le modèle non-convolué par la FEP en gris. L'hypothèse d'un premier tour sans accroissement significatif de la profondeur optique semble être à privilégier ($\chi_{gap}^2 = 4,3$, $\chi_{nogap}^2 = 1,5$).	149
3.45	Gauche : image en bande K avec l'azimut (en pointillé rouge) d'où est extrait le profil. On a également superposé le meilleur ajustement de spirale d'Archimède (trait discontinu) obtenue avec le modèle phénoménologique (Sect. 2.4). Droite : profil d'intensité radial étudié.	151
3.46	Carte d'incertitude relative associée à l'image en bande H. Le cercle rouge indique la limite au delà de laquelle les données ne peuvent plus être considérées comme fiable.	152
3.47	Comparaison des χ^2 obtenus pour les trois distributions de poussière considérées : modèle 1 (en bleu), modèle 2 (en orange) et modèle 3 (en vert).	153

3.48	Comparaison de notre meilleur modèle (modèle 1, $\xi = 1\%$) avec les données en bande H. On a représenté les profils radiaux : du modèle (en vert), de la FEP (en pointillé gris), du modèle convolué par la FEP (en rouge), et des données (en bleu). Les points de comparaison correspondant à la position des anneaux est représenté par les croix rouges.	153
3.49	Vue aérienne du mont Paranal présentant les grands UTs de 8 m de diamètre, les ATs de 1,8 m et la surface équivalente du télescopes atteignable par interférométrie. Les différents instruments sont situés dans le laboratoire focal du VLTI figuré par l'astérisque centrale.	155
3.50	À gauche : schéma des différentes configurations disponibles au VLTI. Au milieu : ciel observable avec ces configurations. À droite : couverture (u-v) obtenue en 4h de temps sur une étoile de déclinaison égal à 15° (Crédits : ESO ⁶).	156
3.51	À gauche : histogramme du nombre de publications de rang A associé à l'interféromètre CHARA. À droite : publication de rang A associée au VLTI. La figure est extraite de l'outil dibdb développé par le JMMC ⁷	156
3.52	À gauche : couverture du plan (u,v) obtenue avec 1h d'observation avec les 3 configurations du VLTI (vert : compacte, bleu : intermédiaire, rouge : étendue). Au milieu : utilisation de la supersynthèse d'ouverture avec 3 nuits sur les 3 configurations. À droite : utilisation des capacités spectrales de l'instrument MATISSE.	158
3.53	Schéma de principe d'une mesure de clôture de phase. Les pistons atmosphérique ϕ_i sont introduits par les variations d'indices des couches turbulentes de l'atmosphère. On représente également la différence de marche entre télescopes compensée par les lignes à retard.	159
3.54	À gauche : l'instrument AMBER où l'on a représenté les faisceaux dans les différentes bandes (crédits : F. Millour). À droite : vue du détecteur HAWAII d'AMBER avec, de gauche à droite, les voies photométriques 1 et 2, la voie interférométrique et la voie photométrique 3 (Petrov et al. 2007).	160
3.55	Données AMBER acquises la nuit du 16 juin 2017 sur WR104.	161
3.56	Ajustement préliminaire de différents modèles sur nos mesures de visibilités AMBER. Le modèle de disque gaussien est représenté en vert, le modèle de spirale SPHERE en rouge et modèle de spirale avec environnement en orange.	161
3.57	Modèle phénoménologique de nébuleuse spirale utilisé pour tenter de reproduire nos données AMBER. De gauche à droite : l'amplitude des visibilités, la phase, le modèle et le modèle convolué avec résolution spatiale similaire aux courtes bases d'AMBER ($B = 11$ m). On a également représenté le modèle gaussien ajustées sur nos données (trait discontinu bleu).	162
3.58	Variabilité de WR104 dans le visible observé par le télescope spatial Gaia.	163
4.1	Les deux modes de recombinaison utilisés dans les interféromètres d'aujourd'hui. À gauche : recombinaison coaxiale, les franges sont obtenues par balayage temporelle de la différence de marche. À droite : recombinaison multi-axiale, où les franges sont directement imagées sur le détecteur, où chaque pixel sonde différentes différences de marche optique (OPD). La figure est tirée de Millour (2006).	168
4.2	Voyage de l'instrument MATISSE vers Paranal. À gauche : l'avion cargo qui a transporté l'instrument d'Amsterdam à Santiago. À droite : Les deux camions qui ont transporté MATISSE entre l'aéroport de Santiago et le Mont-Paranal.	169
4.3	Premières franges de MATISSE obtenues sur l'étoile Sirius, simultanément en bande L et N.	170

4.4	Premières mesures de visibilités MATISSE obtenues sur WR104 en bande L (3–4 μm). On peut voir que les visibilités de WR104 sont assez basses, avec un contraste inférieur à 10% pour 5 bases sur 6.	171
4.5	L'imposant instrument MATISSE. À gauche : vue globale dans la salle blanche de l'Observatoire de Nice. On peut notamment voir les deux cryostats au centre. À droite : table d'optique chaude une fois l'instrument installé à Paranal (crédits : projet MATISSE/Y. Bresson).	172
4.6	Vue schématique de l'instrument MATISSE. Les éléments en rouges font partie de l'optique chaude (à température ambiante) et les éléments en bleus font partie de l'optique froide placées dans les cryostats (figure extraite de Matter et al. 2016c).	173
4.7	Vue schématique du détecteur AQUARIUS où sont obtenues la figure de franges (bloc central rouge et bleu) et les quatre voies photométriques (à gauche et à droite). La figure est tirée de Matter et al. 2016c	174
4.8	À gauche : modèle analytique d'HD100546 basé sur les travaux de Tatulli et al. (2011) comprenant une planète en formation placée dans un sillon de 10 UA de large. Le modèle présenté en bande L (en haut) et bande N (en bas); Au milieu/gauche : images reconstruites avec trois nuits d'observation avec les ATs (comprenant toutes les bases possibles du VLTI); Au milieu/droite : images reconstruites avec une nuit d'observations sur les UTs; À droite : Vue d'artiste du système, figure extraite de Lopez et al. (2014)	175
4.9	Illustration de la complémentarité existant entre MATISSE et les autres instruments comme ESO/ALMA ou VLT/SPHERE. À gauche : image ALMA du disque protoplanétaire HL Tau (ALMA Partnership et al. 2015). À droite : image SPHERE de MWC 758 (Benisty et al. 2015).	176
4.10	Principaux sujet d'étude de MATISSE pour étudier la perte de masse des étoiles évoluées. Wolf-Rayet : image SPHERE de WR104 (Soulain et al. 2018); LBV : image AMBER d'Eta Car (Weigelt et al. 2016); AGB : image composition NACO/SPHERE de L ₂ Pup (crédits : ESO/P. Kervella); RSG : image composite NACO/VISIR de Betelgeuse (crédits : ESO/P. Kervella); Binaire Be : simulation de l'interaction entre une étoile Be et une étoile à neutrons (Okazaki et al. 2002); Céphéides : image HST de RS Pup (crédits : HST/P. Kervella).	177
4.11	Possibilité de reconstruction d'image avec MATISSE sur le volet des AGN. En haut : vue d'artiste d'un AGN. En bas, à gauche : simulation en transfert radiatif d'un tore de poussière d'AGN (Schartmann et al. 2005). En bas, à droite : reconstruction d'image avec MATISSE sur des observations utilisant les 4 UTs en bande L (crédits : MATISSE consortium).	179
4.12	Évolution du facteur d'anamorphose pour les quatre faisceaux en bande L (à droite) et N (à gauche), graphes réalisés en septembre 2016. On représente en pointillés la valeur moyenne donnée par les trois méthodes, avec l'écart-type correspondant à 1, 2 et 3 σ	180
4.13	Illustration de l'influence de la mise au point sur la forme de la FEP de MATISSE en bande L.	181
4.14	Évolution du facteur d'anamorphose pour les quatre faisceaux en bande L (à droite) et N (à gauche) réalisé après l'intervention d'octobre 2016. On représente en pointillé la valeur moyenne donnée par les trois méthodes, avec l'écart-type correspondant à 1, 2 et 3 σ	181
4.15	Affichage suggéré des images des faisceaux de MATISSE permettant de révéler rapidement les problèmes de mise au point de l'instrument.	182

4.16	Exemple d'informations obtenues à partir du CDS issues des services SIMBAD (informations sur les objets), VizieR (SED des catalogues) et ALADIN (imagerie spatiale).	184
4.17	Extrait des résultats concernant l'observabilité d'un objet (WR104) présenté sous forme d'arborescence. Pour chaque instrument considéré, on peut parcourir le dictionnaire de résultats en utilisant les différents modes pris en compte (AT, UT, suiveur de frange, résolutions spectrales, bandes, etc.).	187
4.18	Exemple de résultat généré par l'outil PREVIS. L'ensemble des clés du tableau sont décrites dans le texte.	188
4.19	Version web de l'outil PREVIS actuellement en développement. La version actuelle affiche les différentes magnitudes de l'objets et indique si l'objet est observable depuis les deux principaux interféromètres (VLTI et CHARA) sous la forme d'un code couleur (vert : oui, rouge : non).	189
4.20	À gauche : Nombre d'objets observable avec MATISSE en basse résolution spectrale ($R=35$), en bande L (L_noft, en bleu foncé) et en bande N (N_noft, bleu clair). Les barres transparentes indiquent les cibles potentielles supplémentaires observables par l'utilisation d'un suiveur de franges externe (projet GRA4MAT). À droite : Le même histogramme avec la haute résolution spectrale de MATISSE ($R = 4500$ et 230 , pour les bandes L et N respectivement). Le nombre indiqué en bas entre parenthèses représente le nombre de sources observables depuis le VLTI.	190
4.21	À gauche : Modèle phénoménologique de spirale utilisé pour simuler les observations MATISSE. Le champ de vue est de 400 mas, avec un pas de spirale de 66 mas (WR104). L'insert en haut à droite donne la taille relative de la plus petite spirale considérée (10 mas). À droite : même modèle comprenant cette fois une composante résolue contribuant à la moitié du flux total de l'image.	192
4.22	Configuration des télescopes du VLTI utilisée pour simuler nos observations MATISSE. Ces trois configurations permettent de couvrir des longueurs de base allant de 11,31 à 132,52 m.	194
4.23	Temps d'observabilité de WR104 sur les différentes configurations de télescopes considérées (SB en rouge, MB en vert et LB en bleu) la nuit du 21 juin 2019. Le point jaune correspond à un laps de temps où WR104 n'est pas observable dû au retournement des télescopes nécessaire après le passage au zénith de l'objet.	195
4.24	Reconstruction d'image d'une spirale d'un pas égal à 50 mas pour trois magnitudes L différentes (-2, 0, 2). En haut : couverture (u-v) correspondante aux données simulées. En bas : images reconstruites. Le panneau de gauche montre l'apparence du modèle utilisé.	198
4.25	Reconstruction de la visibilité complexes d'une spirale de 50 mas avec IRBis. En haut : amplitude de visibilité. En bas : phase de visibilité complexe.	198
4.26	Reconstruction d'image d'une spirale de 30 mas. Même description que la Figure 4.24.	199
4.27	Reconstruction d'image d'une spirale de 20 mas. Même description que la Figure 4.24.	199
4.28	Reconstruction d'image d'une spirale de 10 mas. Même description que la Figure 4.24.	200
4.29	Reconstruction d'image d'une spirale de 5 mas. Même description que la Figure 4.24.	201

4.30	Reconstruction du modèle de spirale de WR104 ($S = 66$ mas). En haut, à gauche : couverture du plan (u-v). Les différentes images reconstruites correspondent à une contribution relative de la composante résolue de 0, 20, 40, 60, 80 et 90%. Le rapport signal-à-bruit se dégrade avec l'importance relative de l'enveloppe mais la spirale est toujours visible.	202
4.31	Reconstruction de la visibilité associée à WR104 comprenant une composante résolue représentant 90% du flux total. Comme on peut le voir, les contrastes en jeux sont extrêmement faible ($< 5\%$).	202
4.32	Reconstruction du modèle de spirale de WR104. En haut : couverture du plan (u-v). Au milieu : images reconstruites suivant l'utilisation des différentes configuration du VLTI (SB+MB+LB, SB+MB, SB). En bas : profil d'intensité du premier tour de spirale. Le modèle est présenté dans le premier panneau en bas.	203
4.33	Reconstruction du modèle de spirale de WR104 ($S = 66$ mas). En haut : couverture du plan (u-v). Au milieu : images reconstruites suivant un échantillonnage du plan (u-v) de 1, 2, 3 ou 4h sans enveloppe. En bas : images reconstruites avec enveloppe de 60%. Les modèles sont présentés dans les premiers panneaux à gauche.	204
4.34	Reconstruction du modèle de spirale pour différentes valeurs d'inclinaison ($i = 0, 30, 60$ et 90°). En haut : modèles de références. En bas : image reconstruite avec trois nuits d'observations avec les ATs.	205
4.35	Reconstruction du modèle de spirale pour différents angle d'ouverture ($\alpha = 10, 20, 30$ et 45°). En haut : modèles de références. En bas : image reconstruite avec trois nuits d'observations avec les ATs.	205
4.36	Reconstruction du modèle de spirale pour différents rayons de sublimation de la poussière ($r_{nuc} = 3, 6, 12, 20$ mas). En haut : modèles de références. En bas : image reconstruite avec trois nuits d'observations avec les ATs. L'encart représente un zoom autour de la zone de nucléation.	206
4.37	Reconstruction du modèle de spirale pour différentes loi de température ($q = 0,15, 0,3, 0,45$ et $0,9$). En haut : modèles de références. En bas : image reconstruite avec trois nuits d'observations avec les ATs.	206

Étude des nébuleuses spirales de poussière autour des étoiles Wolf-Rayet

Résumé : Les étoiles massives représentent un des principaux contributeurs à l'enrichissement des galaxies en éléments lourds et en poussière interstellaire. L'ultime étape de leur évolution est représentée par le stade Wolf-Rayet (WR). Les étoiles WR présentent la particularité de générer un vent stellaire radiatif dense, qui peut interagir avec celui d'un compagnon proche, donnant naissance à un environnement de poussière en forme de spirale. Les ordres de grandeur associés à ce type d'objet sont spectaculaires : avec un taux de formation de poussière équivalent à la masse de la planète Mars produite chaque année, elles rivalisent avec les producteurs historiques de la poussière que sont les étoiles de la branche asymptotique des géantes (AGB) ou les supernovæ (SN). Les étoiles WR à poussière pourraient ainsi répondre à une problématique bien connue : d'où vient la poussière observée dans les galaxies ? Le présent travail de thèse vise donc à enrichir nos connaissances sur ce problème à travers tous les aspects de la chaîne scientifique : de l'observation à l'analyse de données en employant différents niveaux de sophistication en modélisation numérique (analytique, transfert radiatif et hydrodynamique).

Le premier aspect exploré par cette thèse concerne la modélisation des nébuleuses spirales de poussières. J'ai d'abord développé un modèle analytique permettant de contraindre les aspects géométriques des spirales. Ce dernier inclut différentes hypothèses physiques comme la prise en compte d'un rayon de sublimation, de différents types de structure interne, etc. J'ai ensuite inclus le transfert de rayonnement au modèle géométrique afin de relier la distribution d'intensité de l'objet (l'image) à sa distribution en densité. Ce modèle 3-D de spirale de poussière permet d'étudier les effets d'opacité et d'ombrage liés à la masse ou au type de poussière considérée. J'ai également développé un modèle 3-D axisymétrique en transfert de rayonnement afin d'assimiler la spirale à une suite d'anneaux concentriques. Il vise à reproduire la distribution d'intensité d'une spirale à un azimuth donné et permet une comparaison directe aux profils radiaux d'intensité issus d'observations. Enfin, nous avons mis en place un modèle hydrodynamique 3-D de binaire à interaction de vent, afin d'avoir une idée réaliste des conditions physiques en place au niveau de la zone de nucléation des poussières.

Le second aspect abordé par cette thèse se concentre sur l'étude du prototype des nébuleuses spirales de poussière, nommé WR 104. J'explore ici toutes les échelles spatiales de l'objet : des grandes échelles avec l'imageur VLT/VISIR afin de faire le lien avec milieu interstellaire, aux régions les plus internes avec l'instrument VLTI/AMBER pour sonder la zone de nucléation de poussière, en passant par l'instrument d'optique adaptative extrême, VLT/SPHERE, afin d'étudier les premiers tours de la spirale.

Le troisième et dernier aspect concerne l'instrument de seconde génération à équiper l'interféromètre européen (VLTI) : MATISSE. Il est le tout premier instrument à opérer en simultané dans les bandes L, M et N en recombinaison la lumière issue de quatre télescopes. MATISSE a été conçu pour étudier une variété de cas scientifiques : des disques protoplanétaires aux noyaux actifs de galaxie, en passant par les environnements circumstellaires. Afin de préparer les premiers programmes observations, j'ai développé un outil automatisé, nommé PREVIS, visant à prédire l'observabilité des objets. Dans le cadre des nébuleuses spirales, j'ai pu explorer les capacités de l'instrument en reconstruction d'image en testant différents aspects (tailles, inclinaison, couverture (u-v), etc.). Avec un pouvoir de résolution spatiale de 3 mas à 3,5 μm , MATISSE permettra d'étudier ces objets de façon unique, en résolvant pour la première fois l'épaisseur des bras spiraux, leurs structures internes ou la position exacte du bord de sublimation.

Mots-clés : étoiles : Wolf-Rayet, environnement, spirale de poussière, binaire en interaction ; galaxie : budget en poussière ; techniques : optique adaptative, interférométrie infrarouge.

Study of Pinwheel nebula around Wolf-Rayet stars

Abstract : Massive stars are one of the major contributors to the enrichment of galaxies in heavy elements and interstellar dust. The last stage of their evolution is represented by the Wolf-Rayet phase (WR). WR stars generate a dense radiative stellar wind, which can interact with the wind from a close companion and cause a spiral dust environment called pinwheel nebula. The orders of magnitude associated with this kind of object are spectacular: with a dust formation rate equivalent to the mass of the planet Mars produced each year, WR stars compete with the historical dust producers, like the stars of the asymptotic giant branch (AGB) or the supernovae (SN). Dusty WR stars could thus answer a well-known problem: where does the dust observed in galaxies come from? This thesis aims at enriching our knowledge about this problem using all aspects of the scientific chain: from observation to data analysis by using different levels of sophistication in numerical modelling (analytical, radiative transfer and hydrodynamics).

The first aspect explored by this thesis concerns the modelling of spiral dust nebulae. I first developed an analytical model for the spiral to constrain the geometrical aspects of the spiral, including a number of physical hypothesis like the dust sublimation radius and different types of internal structure. The next step consisted to include the radiative transfer in the geometrical model in order to link the intensity distribution of the object (the image) to its density distribution. This 3-D model of spiral allow to study the opacity and shadowing effects related to the dust mass considered. Similarly, I developed a 3-D axisymmetric radiative transfer model to mimic the spiral into a series of concentric rings. This model aims to reproduce the intensity distribution of a spiral at a given azimuth and allows a direct comparison with the radial intensity profiles derived from observations. Finally, we implemented a 3-D hydrodynamic model of a wind-wind interacting binary to get a realistic idea of the physical conditions in places around the dust nucleation zone.

The second aspect addressed by this thesis focuses to the study of the prototype of the pinwheel nebula, called WR104. Such object is an ideal laboratory to study the problem of dust nucleation around massive stars. I explored all spatial scales of WR 104: From the large scale with VLT/VISIR to study the link with the interstellar medium, to the internal regions with VLTI/AMBER to probe the dust nucleation zone, including intermediate angular resolution to study the pinwheel structure with extreme adaptive optics instrument VLT/SPHERE.

The third and last aspect deals with the second generation of the instrument installed at the European Very Large Telescope Interferometer (VLTI): MATISSE. It is the first instrument operating simultaneously in the L, M and N bands by recombining the light coming from four telescopes. MATISSE was developed to study different scientific cases: protoplanetary disks, the circumstellar environments and the active galactic nuclei. To prepare the first observation programs, I developed an automated tool, called PREVIS, to determine the observability of objects according to their magnitude and celestial coordinate. In the context of spiral nebulae, I explored the image reconstruction capabilities of the instrument by testing different aspects: geometric (size, inclination, opening angle, etc.) and observational (coverage (u-v), sampling). The unprecedented spatial resolution of MATISSE of 3 mas at 3.5 μm will allow to study these objects in a unique way, resolving for the first time the thickness of the spiral arm, its internal structure or the exact position of the sublimation radius.

Keywords : stars : Wolf-Rayet, Pinwheel nebulae, interacting binary ; galaxies : dust budget ; techniques: adaptive optics, infrared interferometry.