L'enveloppe circumstellaire des Céphéides et l'étalonnage des distances dans l'Univers

Vincent Hocdé

▶ **To cite this version:**

Vincent Hocdé. L'enveloppe circumstellaire des Céphéides et l'étalonnage des distances dans l'Univers. Astrophysique stellaire et solaire [astro-ph.SR]. Université Côte d'Azur, 2020. Français. NNT : 2020COAZ4077 . tel-03185461

HAL Id: tel-03185461

https://theses.hal.science/tel-03185461v1

Submitted on 30 Mar 2021

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.

UNIVERSITÉ CÔTE D'AZUR

ÉCOLE DOCTORALE
SCIENCES FONDAMENTALES ET APPLIQUÉES

THÈSE DE DOCTORAT

L'enveloppe circumstellaire des Céphéides et l'étalonnage des distances dans l'Univers

Vincent HOCDÉ

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

Présentée en vue de l'obtention du grade de
Docteur en Sciences de l'Univers
de l'Université Côte d'Azur

Dirigée par Nicolas NARDETTO et Co-dirigée par Eric LAGADEC
Soutenue le : 20 Novembre 2020

Devant le jury, composé de :

Rapportrices :	Katrien Kolenberg	Université de Anvers	Professeur
	Agnès Lèbre	Université de Montpellier	Astronome
Examinateurs :	Marie-Jo Goupil	Observatoire de Paris	Astronome
	Martin Groenewegen	Observatoire Royal de Belgique	Astronome
Invité :	Pierre Kervella	Observatoire de Paris	Astronome

AGENCE NATIONALE DE LA RECHERCHE ANR

LAGRANGE

L'enveloppe circumstellaire des Céphéides et l'étalonnage des distances dans l'Univers

Jury :

Présidente du jury :
Marie-Jo Goupil, Astronome, Observatoire de Paris

Rapportrices :
Katrien Kolenberg, Professeur, Université de Anvers
Agnès Lèbre, Astronome, Université de Montpellier

Examinateurs :
Marie-Jo Goupil, Astronome, Observatoire de Paris
Martin Groenewegen, Astronome, Observatoire Royal de Belgique

Invité :
Pierre Kervella, Astronome, Observatoire de Paris

Résumé

Les Céphéides occupent une place centrale dans l'étalonnage des distances dans l'Univers. Cependant ces étoiles semblent présenter un excès infrarouge qui pourrait prendre son origine dans leur enveloppe circumstellaire, et ainsi entraîner des biais photométriques dans le calcul des distances. Or la nature et l'origine de ces enveloppes, de même que les mécanismes physiques responsables de l'excès infrarouge demeurent inconnus. La thèse a pour objectif de déterminer les mécanismes physiques à l'origine de l'excès infrarouge des Céphéides provenant de leur enveloppe circumstellaire, et d'évaluer ses effets sur l'étalonnage des distances dans l'Univers.

Dans une première partie je reconstruis l'excès infrarouge de 5 Céphéides Galactiques en comparant des observations spectroscopiques du télescope spatial *Spitzer* avec le modèle de photosphère de ces Céphéides au cours du cycle de pulsation. Je montre que la plus grande partie de l'excès infrarouge ne peut-être expliquée par une enveloppe de poussière. Je considère ensuite un modèle analytique de coquille de gaz d'hydrogène ionisé. L'ajustement des paramètres physiques de ce modèle me permet de reproduire l'excès infrarouge de manière satisfaisante. En particulier, je détermine des enveloppes dont le rayon est d'environ $1.15\,R_\star$, c'est à dire dans une région qui pourrait être assimilée à la basse chromosphère des Céphéides.

Pour mieux comprendre l'origine du gaz ionisé, j'étudie ensuite les profils à haute résolution spectrale des raies de H_α et du triplet du calcium obtenus par le spectroscope UVES au VLTI, à partir d'un échantillon de 24 Céphéides, au cours du cycle de pulsation. Je montre que la chromosphère est activée à chaque cycle par la propagation du choc supersonique principal, qui chauffe et ionise le gaz de l'atmosphère. La retombée balistique des plus hautes couches peut aussi accélérer jusqu'à atteindre une vitesse supersonique et ioniser le gaz. Dans le cas des Céphéides de longues périodes, la dé-synchronisation entre la propagation du choc et la retombée de l'atmosphère provoque un profil en double absorption qui me permet d'estimer le rayon de la chromosphère à $1.5\,R_\star$. En outre, des raies d'absorption de H_α centrées sur le référentiel de l'étoile suggèrent l'existence d'enveloppes de gaz à au moins $2\,R_\star$.

Enfin, grâce aux observations interférométriques que j'ai réalisées à l'aide de l'instrument MATISSE/VLTI dans le cadre du consortium, j'apporte de nouvelles contraintes dans les bandes infrarouges L, M et N en étudiant la Céphéide ℓ Car. Je montre pour la première fois l'existence d'un environnement centro-symétrique résolu en bande L, dont le rayon est d'environ $1.7\,R_\star$, en accord avec de précédentes observations interférométriques en bande K. De plus, l'analyse des spectres obtenus montre de manière significative l'absence de signature de poussière, renforçant une nouvelle fois l'hypothèse d'une enveloppe gazeuse. Cependant, le modèle de coquille de gaz ionisé ne peut pas reproduire en même temps l'excès IR et la taille déterminée par MATISSE ($1.15\,R_\star$ versus $1.7\,R_\star$). Une perspective théorique d'amélioration du modèle consiste à étudier l'hydrogène négatif comme source d'opacité du gaz.

De nouvelles observations à venir avec l'instrument MATISSE permettront d'étudier les propriétés des enveloppes en fonction de la position des Céphéides dans le diagramme HR. L'objectif de ces observations est de permettre d'établir une grille de corrections photométriques à appliquer lors de la détermination de la distance des Céphéides.

Mots-clés : Céphéides - excès infrarouge - matière circumstellaire - échelle des distances

Abstract

Cepheids are essential to calibrate the distances in the Universe. However, these stars exhibit an infrared excess which could originate in their circumstellar envelope, and thus lead to photometric biases in the calculation of distances. However, the nature and origin of these envelopes, as well as the physical mechanisms responsible for the infrared excess remain unknown. The objective of this thesis is to determine the physical mechanisms at the origin of the infrared excess of Cepheids coming from their circumstellar envelope, and to evaluate its effects on the calibration of distances in the Universe.

In the first part, I reconstruct the infrared excess of 5 Galactic Cepheids by comparing spectroscopic observations of the *Spitzer* space telescope with the photosphere model of these Cepheids during the pulsation cycle. I show that most of the excess infrared cannot be explained by a dust envelope. I then consider an analytical model of an ionized hydrogen gas shell. Adjusting the physical parameters of this model allows me to reproduce the excess infrared satisfactorily. In particular, I determine envelopes whose radius is about 1.15 $R_\star$, that is in a region which could be assimilated to the lower chromosphere of the Cepheids.

To better understand the origin of the ionized gas, I then study high spectral resolution profiles of H_α and calcium infrared triplet lines obtained by the UVES spectroscope at VLTI, from a sample of 24 Cepheids, during the pulse cycle. I show that the chromosphere is activated in each cycle by the propagation of the main supersonic shock, which heats up and ionizes the gas in the atmosphere. The ballistic fallout from the higher layers can also accelerate to supersonic speed and ionize the gas. In the case of Cepheids of long periods, the de-synchronization between the propagation of the shock and the fallout of the atmosphere causes a double absorption profile which allows me to estimate the radius of the chromosphere at 1.5 $R_\star$. In addition, absorption lines of H_α centered on the star's frame of reference suggest the existence of gas envelopes at a distance of at least 2 $R_\star$.

Finally, thanks to the interferometric observations that I carried out using the MATISSE/VLTI instrument within the framework of the consortium, I bring new constraints in the infrared bands L, M and N in studying the Cepheid ℓ Car. I show for the first time the existence of a centrosymmetric environment resolved in L band, whose radius represents about 1.7 $R_\star$, in agreement with previous interferometric observations in K band. In addition, the analysis of the observed spectra show the absence of significant dust signature, once again reinforcing the hypothesis of a gaseous envelope. However, the radius of the envelope thus determined requires to improve the model of an envelope of ionized gas, which cannot simultaneously reproduce the IR excess and the size determined by MATISSE. A theoretical perspective of improving the model consists in studying negative hydrogen as a source of gas opacity.

New observations to come with the MATISSE instrument will make it possible to study the properties of the envelopes as a function of the position of the Cepheids in the HR diagram. The objective of these observations is to establish a grid of photometric corrections to be applied when determining the distance of Cepheids.

Keywords : Cepheids - infrared excess - circumstellar matter - distance scale

À ma Mamie, à ma Maman, à ma petite sœur,
Mes trois étoiles, ma constellation.

Remerciements

J'ai passé à l'Observatoire de Nice trois années incroyables, riches de découvertes astronomiques et humaines passionnantes. Je souhaite avant tout exprimer ma profonde reconnaissance envers Nicolas Nardetto et Eric Lagadec, avec qui j'ai eu la joie de percer les secrets des étoiles. J'ai découvert en eux des scientifiques hors pair et des personnes fascinantes. Au-delà des connaissances astrophysiques, ils ont su me transmettre des qualités essentielles : le sens de l'analyse, le doute, le travail d'équipe, l'observation, la persévérance, et maintenir ma curiosité entre patience et impatience, comme le feu qu'on attise.

Il faut dire Nicolas que tu m'as fait démarrer la thèse sur les chapeaux de roues, dès la première semaine, conférence RR Lyrae dans un château en Pologne, dîner dans une mine de sel à 100 mètres de profondeur et toasts de vodka... Je me souviens bien sûr aussi du voyage à Concepcion au Chili, quand encore un peu jetlaggé tu m'as montré avec nostalgie où tu avais fais ton post-doc accompagné de ta petite famille, et la randonnée qu'on a fait au pied du volcan avec Darek, c'était quelque chose ! J'ai aussi découvert un bon joueur d'échecs et je m'entraîne à fond pour te battre, sache-le ;) Mais comme tu es fin psychologue, ce ne sera peut-être pas si facile. Aussi désolé pour tous les "effets d'annonce" ! Mais c'était un plaisir de venir discuter avec toi à chaque fois, et pour toutes les discussions scientifiques ou non, qu'on a eues et qu'on aura encore, un grand merci pour avoir été un directeur génial.

Eric, tu m'avais prévenu qu'à Nice il fait beau et chaud, j'ai vite compris ton humour et j'ai décidé de prendre la chose en riant. Quel beau métier professeur ! Avec Mamadou tu es presque à la tête de l'Afrique, après tout rien n'est trop beau quand il s'agit de grandeur. Je me souviens de ces aventures au Nouveau-Mexique, la mer de sable, les observations à Apache Point, ton talent pour venir à une conf en ne connaissant a priori personne, et te voir presque organisateur de la prochaine session. Plaisanteries mises à part, passer du temps avec toi au travail et en dehors (intégralement chez Pong en 2020 d'ailleurs) ont toujours été des moments précieux qui m'ont énormément appris. Merci à toi co-directeur habilité à diriger des recherches et vice président de la SF2A [1], j'espère ré-assister aux concerts des Wathermelons ! J'en profite pour remercier aussi toute le joyeuse compagnie : Mamadou N'Diaye, Georges Kordopatis, Aurélien Crida, Roxanne Ligi, Eva Guyot, Michel Mathias et Guillaume Langin, j'ai passé tant de bons moments à rigoler et discuter avec vous que je ne saurais les compter !

Je souhaite aussi remercier toute l'équipe de l'ANR avec qui j'ai eu le plaisir de travailler sur les Céphéides, Pierre Kervella, Antoine Mérand, Alexandre Gallenne, Benham Javanmardi et tous les moments passés en conférence et en dehors avec mes amis Simon Borgniet, Louise Breuval et Boris Trahin, que ce soit en Pologne, au Chili ou en France !

Je suis très reconnaissant envers Philippe Stee et Sophie Rousset ainsi que toute l'équipe du laboratoire Lagrange qui m'a fournit un environnement de travail chaleureux, et qui m'ont toujours apporté du secours pour toutes mes démarches administratives. Je souhaite en particulier remercier Christine Delobelle qui en plus de m'apporter son soutient, a toujours été là pour partager son écoute et son amitié.

1. Virgule... ;)

J'ai eu aussi beaucoup de plaisir à travailler avec toute l'équipe de physique stellaire, Gilles et Armando qui m'ont apporté une aide précieuse sur les coquilles de gaz ionisé, Frédéric qui a toujours pris le temps de répondre à mes questions de physique stellaire avec beaucoup de pédagogie, comme Olga, Farokh, Orlagh et Lionel que ce soit en dehors ou dans les réunions d'équipes. Je remercie également Andrea, non seulement pour m'éclairer sur certains domaines astrophysiques mais aussi pour sa profonde générosité et son amitié. Même quand tu n'es pas là quand je joue du piano en salle de musique j'ai l'impression que je vais t'entendre jouer de la viole de gambe ! Merci pour les discussions scientifiques, musicales ou poétiques, très inspirantes pour moi.

Je ne peux pas évoquer la salle de musique sans Sébastien avec qui je l'ai beaucoup partagé ! Merci beaucoup Séb pour ton amitié et ton sourire, je me rappelle aussi quand on avait fait le cours de stats de Alain Chelli, et tous les moments de rire dont toi seul à le secret ! Bon courage pour progresser au chant et au piano !

Je n'ai pas appris grand chose des planètes avec toi Benoît Carry... mais beaucoup plus sur la littérature de science-fiction (tu m'as fait découvrir Hypérion !) et les discussions sur le Rubik's cube.

La thèse c'était aussi des nuits d'observations, et l'occasion de rencontrer les collègues dans une ambiance différente. Je me souviens alors que j'étais à l'école Evry Schatzman à Roscoff, j'arrive au petit-déjeuner à la table de Nico et Denis : Vincent ça te dit de partir observer au Mont Wilson avec Denis dans 2 semaines ? Euh... Oui d'accord ! J'ai ainsi découvert Denis Mourard dans son élément avec l'instrument VEGA, rien de tel pour se mettre en jambe en interférométrie ! Je me souviens que je dormais à peine 2 ou 3 heures dans le canapé-lit du salon de la maison Kapteyn, mais au réveil Denis était déjà reparti au travail ! Il a fallu un feu de forêt pour arrêter l'astronome, nous regardions tristement les flammes depuis la coupole du Hooker, avant d'évacuer et de descendre à Pasadena, puis coffee shop et sieste dans un parc, pour finir dans la piscine d'un motel en face du Pasadena College, et plus tard la route 66 et l'océan pacifique. Mais Denis n'avait qu'une hâte, remonter observer ! Que ce soit en observation ou pour travailler avec le groupe VEGA c'est un grand plaisir de voyager et faire de la science avec toi Denis !

J'ai aussi pu observer avec l'unique Frédéric Morand depuis Calern, tasse froide, tasse chaude, un petit café dans sa culotte et c'est parti ! Tu es un peu Obi-Wan Kenobi sur Tatooine pour moi, maître Jedi de l'interférométrie, qui utilise non pas la force mais bien la farce pour me maintenir éveillé. Je t'ai appris un mot une fois, "pandiculer" qui signifie s'étendre, s'étirer ; une minute après je cite : "heureusement que je ne suis pas père sinon je serais père pandiculaire" ! Mais tu es aussi un peu notre père à tous tellement on en apprend, j'ai adoré discuter de tout... J'espère bien revenir observer avec toi, et remplir un log avant d'aller Olli.

Après Tatooine, Mars ! enfin plutôt Paranal au VLTI avec Pierre Cruzalèbes, pour les observations MATISSE. J'ai été très heureux de passer du temps avec toi là-bas, à prendre des photos du ciel la nuit quand nous n'observions pas avec MATISSE. Tu m'as fait le bizutage classique : "Essaye de soulever ce rocher !" Celui-là tu rigoles ? Bon ok, c'était un décor du tournage de James Bond et je me suis fais avoir... J'en profite pour remercier également toute l'équipe de l'instrument MATISSE : Bruno Lopez, Florentin Millour, Anthony Meilland, Stéphane Lagarde pour toute leur sympathie mais aussi le soutient et la confiance qu'ils m'ont apportés dans mes recherches. Et bien sûr Alexis pour tout ce que tu m'as appris sur l'instrument, tu as clairement été un moteur pour ma recherche, et ta persévérance implacable un exemple pour moi.

À mes amis,"mes petits neveux" Anthony Salsi, Guillaume Boileau et Adrian Macquet [2], on a tellement rigolé ensemble... Les pauses remplies de cafés et de mots-fléchés (d'ailleurs il y a 5 minutes on vient d'en faire un ensemble, enfin Adri se l'est accaparé), les petits-déjeuners avant de prendre la Salsi mobile, j'ai aimé vous harceler de mail pour aller au sport ou vous demander de sortir avec moi dans le vieux, les Quizz au Blue Whales sans aucune victoire à la clé mais deux

2. Lunatix, Zététix et Bernard l'ermix

bouteilles de champagnes gagnées [3], les matchs de foot chez Salsi, le poker où je trouvais que vous ne jouiez pas "logiquement" parce que j'aime faire le mauvais joueur, le trivial poursuite non trivial. À Anthony premier supporter de l'OGC, aussi connu du grand public sous le pseudo astronophilos sur insta, Guigou spécialiste de la F1, de bière et d'ondes gravitationnelles avec qui j'ai passé mon confinement sur CS, Adri mon invariant de jauge au travail et en dehors, merci vous avez été exceptionnels. Merci aussi à toi Zac, pour le loyer on s'arrangera ! Je te souhaite une bonne route chez Thalès. Je remercie également les super nanas Océane la pro du ninja et Gwen imbattable à Mario Kart et super comédienne (allez voir la rue de la petite vertue !).

J'en profite aussi pour remercier toute la maison jumelle qui m'ont vu squatter le café et les mots fléchés du Nice matin, merci à Loïc, Thomas, Cosmin, Astrid, Margherita, Marianne, Angélique et mon ami Jean-Pierre Coulon qui apportait le journal tous les jours. Jean-Pierre prend bien soin du blaireau !

Les doctorants de ma génération avec qui j'ai traversé ces trois années, Adrien, Clément, Joao, Tobias et Umberto. Je remercie aussi mes amis russophones Elena, Natalia et Vitali, pour tout les moments qu'on a passé ensemble, vous avez été géniaux et vous allez me manquer. Evidemment Martin pour tout le temps passé ensemble en dehors, c'était super de traverser ces moments avec toi, j'ai adoré discuter de nos domaines respectifs et faire la fête avec toi, Sol et Baptiste !

Merci à tous les amis rencontrés depuis Toulouse quand on travaillait au CNES Timothée, Paul grâce à qui il y a beaucoup moins de fautes de français dans ma thèse, et que j'ai eu la plaisir de revoir à Nice, et Charlotte qui m'a toujours soutenu toutes ces années. Merci à mes amis de toujours, Luka qui a été le premier à voir naître mes théories quand nous étions gamin, et Franck pour son soutient indéfectible depuis qu'on s'est rencontré sur un terrain de foot et les études qu'on a traversé ensemble. Tu m'as soutenu dès le départ, quand après mes cours de master je venais jouer à fifa chez toi, la bonne époque ! Merci d'avoir été un frère et d'avoir toujours cru en moi.

Toute ma famille de l'école des Mines de Douai avec qui j'ai passé des moments exceptionnels, et qui m'ont toujours poussé à garder la tête dans les étoiles, un énorme merci à Julien, Caro, Keveun, Thibaut, Pilou, Sousou, Jarillo, Théo, Ciantar, Elodie, Mathilde, Aurélie, Nathan, Poutier, Nassim, Hector et mes parrains Max et Pedro.

Je remercie aussi mes amis de l'Observatoire de Paris avec qui on partage la même connection céleste, Eliot, Simon, Amaël, Pierre, Lisa, Floflo, Maxou, Ugo, Jordan, Raph, Marine, Paul et encore Adrian. C'était super Eliot que tu passes à Nice on en a bien profité ! Enfin une petite dédicace aux amis du BD de Libération avec qui j'ai passé pleins de super moments Adrien, Pat, Kenny, V, Liselle, Julien et Laurie.

Enfin un immense merci à toute ma famille qui m'a fait grandir et qui a toujours été là pour moi, je veux leur dédier mon travail. Je remercie ma Mamie avec qui on a tellement parlé de la Nature et de l'Univers et avec qui je faisais mes premières expériences de chimie quand j'étais petit, Tata Mimi et Tonton Marc pour tout ce qu'ils m'ont apportés depuis tout petit, Tonton Riri qui m'a fait voir les étoiles autrement, Tata Kiki toujours au petit soin pour moi quand je suis chez Mamie, et bien sûr Tonton Jean-Paul et Romy qui m'ont suivi de près et pour qui les Céphéides n'ont plus de secret ! ça m'a fait énormément de bien de vous voir à Nice. Je remercie aussi mes cousines adorées Poupoune et Yaya qui m'ont soutenues dans ma voie dès le plus jeune âge, et tous mes petits-cousins et cousines qui me rappellent de garder son regard d'enfant. À tous ceux qui ne sont plus là mais qui nous donnent la force d'avancer, Papa, Papi, Titi et Fofo. Je remercie mes frères et sœurs Vincent, Estelle, Justine, Nico, Pierre et ma petite Angélique qui m'ont vu traverser avec passion cette thèse, et ont été les premiers à me soutenir dès l'enfance. Merci à Maman pour s'être occupée aussi bien de moi et de tous les bons plats (j'ai hâte de rentrer à la maison) et Charles-Didier qui m'a appris tout ce qu'il faut savoir sur la Bretagne et sur Napoléon, je n'en

3. L'une grâce à Anthony qui connaissait précisément la hauteur de la tour de Pise au centimètre près, et l'autre parce que je savais la valeur exacte de la vitesse de la lumière.

serais pas là sans vous. À Princesse qui m'a aidé à écrire ma thèse en faisant la sieste sur mon lit.

Et le meilleur pour la fin, je remercie le chef Khaled, Dominique et Karima pour tous les bons plats et leur gentillesse au restau où on passe de si bons moments. Merci à Khaled pour m'avoir gentillement martyrisé, merci pour les gratins dauphinois, pavés de saumon, magrets de canards, toutes les bonnes tartes... Pourvu que ça dure chef !

Table des matières

1 Les Céphéides et la mesure des distances dans l'Univers 19
1.1 Les étoiles variables de type Céphéides . . . 20
1.1.1 Deux cents ans d'histoire . . . 20
1.1.2 Les mécanismes de pulsation κ, γ et r. . . . 22
1.1.3 Evolution des Céphéides . . . 25
1.1.4 La relation période-luminosité (PL) . . . 28
1.2 L'enjeu : Mesurer la vitesse d'expansion de l'Univers . . . 29
1.2.1 La tension cosmologique . . . 29
1.2.2 Le rayonnement du fond cosmologique . . . 29
1.2.3 L'échelle des distances extragalactiques . . . 31
1.2.4 Les autres méthodes de détermination de distances utilisées pour la mesure de H_0 . . . 35
1.2.5 Biais identifiés sur H_0 et nouvelles pistes . . . 37
1.3 Les différents types d'environnement des Céphéides à l'origine de l'excès infrarouge (IR) . . . 39
1.3.1 Panorama des contraintes observationnelles . . . 39
1.3.2 Enveloppe froide d'origine interstellaire . . . 41
1.3.3 Enveloppe circumstellaire de poussière . . . 43
1.3.4 Enveloppe de gaz ionisé et activité chromosphérique . . . 44
1.4 Objectif de la thèse : Caractériser l'excès infrarouge dû à l'environnement des Céphéides et évaluer son effet sur l'étalonnage des distances dans l'Univers . . . 45

2 L'excès infrarouge des Céphéides modélisé par une coquille de gaz ionisé 47
2.1 Introduction . . . 47
2.2 Reconstituer l'excès infrarouge des Céphéides . . . 48
2.2.1 Modèle pulsationnel des Céphéides avec l'algorithme `SPIPS` . . . 48
2.2.2 Observation dans l'infrarouge : les télescopes spatiaux *Spitzer* et *Herschel* . . . 51
2.2.2.1 Spectres dans l'infrarouge moyen avec *Spitzer* . . . 51
2.2.2.2 Imagerie dans l'infrarouge lointain avec *Herschel* . . . 52
2.2.3 Correction de l'absorption causée par le silicate interstellaire . . . 54
2.2.3.1 Principes de base de l'extinction interstellaire . . . 55
2.2.3.2 Correction de l'absorption de silicates à 9.7μm . . . 56
2.2.3.3 Théorie de Mie et correction de l'ensemble du spectre *Spitzer* . . . 57
2.3 Modélisation de l'excès IR des Céphéides . . . 60
2.3.1 Modélisation des enveloppes de poussière avec `DUSTY` . . . 60
2.3.1.1 Théorie auto-similaire et invariance d'échelle de l'émission infrarouge des poussières . . . 60
2.3.1.2 Choix des paramètres `DUSTY` . . . 60
2.3.2 L'excès IR expliqué par une coquille de gaz ionisé . . . 65

2.3.2.1 Rayonnement continu de freinage dans un gaz ionisé 65
2.3.2.2 Modèle analytique de la coquille de gaz partiellement ionisé 68
2.4 Publication : *A thin shell of ionized gas as the explanation for infrared excess among classical Cepheids* 70
2.5 Synthèse et limitations 90

3 Mécanisme d'ionisation de la coquille : étude spectroscopique de la chromosphère pulsante des Céphéides 93
3.1 Introduction 94
3.2 La chromosphère des Céphéides 94
3.3 Les raies atomiques d'origine chromosphérique 97
3.3.1 Le triplet infrarouge du calcium 97
3.3.2 La raie H_α 97
3.4 Les données spectroscopiques UVES 97
3.5 Les phénomènes dynamiques observés dans la chromosphère des Céphéides 98
3.5.1 Propagation du choc principal dans l'atmosphère des Céphéides 98
3.5.2 Profil P Cygni causé par le choc principal 100
3.5.3 Profil P Cygni inverse causé par la chute balistique de l'atmosphère 101
3.5.4 Effet Van Hoof : dé-synchronisation des couches de la haute atmosphère . . . 102
3.5.5 Mécanisme de Schwarzschild : rebond de l'atmosphère sur le choc principal . 103
3.6 Publication : *Pulsating chromosphere of classical Cepheids. Calcium infrared triplet and H_α profile variation.* 105
3.7 Etude complémentaire : Simulation des mesures des vitesses radiales avec le détecteur RVS de *Gaia* 129
3.7.1 Implications sur la méthode Baade-Wesselink et le facteur de projections . . 129
3.8 Synthèse et conclusions 130

4 Caractérisation spatiale de l'environnement des Céphéides à l'aide des observations interférométriques MATISSE/VLTI 133
4.1 Introduction 134
4.2 Principes de l'interférométrie 134
4.2.1 Condition des interférences : la cohérence spatiale 134
4.2.2 Calcul des visibilités à partir du théorème de van Cittert-Zernike 138
4.2.2.1 Modèle de disque uniforme 138
4.2.2.2 Modélisation de l'enveloppe par une distribution d'intensité Gaussienne 138
4.2.3 Source polychromatique : la cohérence spectrale 138
4.2.4 Effet des perturbations atmosphériques 139
4.3 Expérience observationnelle en interférométrie : MATISSE/VLTI et VEGA/CHARA. 139
4.4 Principe de fonctionnement de MATISSE/VLTI 140
4.4.1 Objectifs astrophysiques de MATISSE 140
4.4.2 Description générale de l'instrument 141
4.4.3 Séquence d'observation 143
4.5 Observations 144
4.5.1 Etalonnage des visibilités 144
4.5.2 Stratégie de calibration 147
4.5.2.1 Clôture de phase 147
4.5.2.2 Flux corrélé et flux total 149
4.6 Traitement des données 150
4.6.1 Ajustement et Résultat 150

4.7 Papier : *Mid-infrared circumstellar emission of the Cepheid ℓ Carinae resolved with VLTI/MATISSE* . . . 152
4.8 Synthèse : détection d'une enveloppe à quelques rayons stellaires. Implications. . . . 166

5 Perspectives **167**
5.1 Problématique : reproduire à l'aide de modèles de CSEs à la fois l'excès IR (partie 1) et la taille des environnements des Céphéides (partie 3) en prenant en compte les mécanismes de formation (partie 2) . . . 168
5.2 Perspectives observationnelles : Caractériser les enveloppes de gaz dans le diagramme HR . . . 168
5.2.1 Observations dans le domaine radio avec le VLA . . . 168
5.2.2 Observations interférométriques avec MATISSE/VLTI . . . 169
5.2.3 Interférométrie visible sur VEGA/CHARA et potentiel de SPICA/CHARA . 169
5.3 Perspectives théoriques : Hypothèse de l'enveloppe constituée d'hydrogène négatif H^- 172
5.4 Implémentation du modèle de coquille dans la méthode de la parallaxe et détermination des distances . . . 173
5.5 L'enveloppe des Céphéides dans le diagramme HR . . . 173
5.5.1 La perte de masse et l'excès IR des Céphéides dans le diagramme HR 173
5.5.2 Problème de la masse manquante des Céphéides . . . 174
5.5.3 Activité de la chromosphère et émissions X des Céphéides . . . 174
5.5.4 Environnements de poussière à l'aide des couleurs IRAS et modélisation `DUSTY` 176
5.6 Effet des CSEs sur la relation PL à l'ère du JWST et de l'ELT . . . 178
5.6.1 Le télescope *James Webb* Space Webb . . . 178
5.6.2 L'instrument HIRES de l'Extremely Large Telescope . . . 179
5.7 Effet des CSEs sur la détermination de H_0 du projet SH0ES . . . 180

6 Conclusion **183**

A Bibliographie de l'auteur **187**

Table des figures

1.1 Relation Période-Luminosité (Leavitt and Pickering, 1912). 21
1.2 Le Groupe local de galaxies 23
1.3 Les étoiles variables dans le diagramme Hertzsprung-Russel. 26
1.4 Tension cosmologique à plus de $4.4\,\sigma$ 30
1.5 Spectre de puissance angulaire du CMB 31
1.6 Schéma de l'échelle des distances extragalactiques. 32
1.7 Echelle des distances extragalactiques extraite de Riess et al. (2016a). 33
1.8 Méthode de la parallaxe de pulsation. 36
1.9 Evolution du budget d'erreur du projet SH0ES et comparaison avec le projet HST Key Project (Freedman et al., 2001). Figure d'après Riess et al. (2019). 38
1.10 Relations PLs et flux mesuré en fonction de la période de pulsation 43
1.11 L'étoile Céphéide RS Pup observée par le HST. 44
1.12 Schéma hypothétique de l'environnement circumstellaire des Céphéides. 45

2.1 Facteur de correction interférométrique dans différentes bandes photométriques. . . . 49
2.2 Résultat de `SPIPS` dans le cas de η Aql. 50
2.3 Excès infrarouge moyen au cours du cycle calculé par `SPIPS` dans le cas de η Aql. . . 51
2.4 Excès infrarouge interpolé par `SPIPS` à la phase des observation *Spitzer*. 53
2.6 Courbes d'extinctions interstellaire 56
2.7 Excès infrarouge des spectres *Spitzer* corrigés du modèle synthétique d'absorption du silicate interstellaire. 59
2.8 Opacités des poussières typiques rencontrées dans les enveloppes circumstellaires des étoiles riches en oxygène. 61
2.9 Variation de la température dans l'environnement de η Aql au cours du cycle calculée à partir de `SPIPS`. 63
2.10 Modèle d'enveloppe de poussière de silicate et de fer autour de η Aql. 64
2.11 Schémas des électrons libres au voisinage d'un proton. 66
2.12 Composantes des forces Coulombiennes à proximité d'un proton 66
2.13 Modèle simple d'une coquille de gaz ionisé 68
2.14 Ajustement de l'excès infrarouge par une coquille de gaz ionisé 69
2.15 Fraction d'ionisation de l'hydrogène 91

3.2 Panorama des phénomènes observés dans la zone chromosphérique des Céphéides. . 96
3.3 Formation du triplet du calcium et du doublet H et K, d'après Bjørgen et al. (2018). 96
3.4 Exemple de profils de raies du triplet du calcium et de H_α obtenus avec UVES dans le cas de ℓ Car. 98
3.5 Structure et origine des chocs dans l'atmopshère des Céphéides. 99
3.6 Formation du profil P Cygni dans l'atmosphère des Céphéides 101
3.7 Schémas de la formation d'un profil P Cygni inverse obscurci par une CSE statique et par le continuum de l'étoile. 102

3.8 Courbes de vitesses radiales issues de la raie Hα et de la raie λ8498 du triplet du calcium. . . . 103
3.9 Schémas du mécanisme de Schwarzschild. . . . 104
3.10 Profil du Ca IR obtenu avec UVES, et dégradé à la résolution du RVS. . . . 130
3.11 Comparaison des vitesses radiales du RVS et des raies métalliques et de Ca IR de UVES. . . . 131
3.12 Etude du RVS à partir de l'échantillon UVES/VLT 132

4.1 Schéma de principe d'un interféromètre à deux télescopes. . . . 135
4.2 L'interféromètre VEGA/CHARA au Mont Wilson, Pasadena, Californie. . . . 140
4.3 L'interféromètre MATISSE/VLTI au Mont Paranal, Désert d'Atacama, Chili. . . . 141
4.4 Études astrophysiques envisageables pour MATISSE/VLTI. . . . 142
4.5 Signatures spectrales caractéristiques observables par MATISSE/VLTI 143
4.6 Schéma du chemin optique de MATISSE/VLTI. . . . 144
4.7 Résultat de l'étalonnage en bande L des observations de ℓ Car. . . . 148
4.8 Clôtures de phases de l'étoile l Car de l'observation #1. . . . 149
4.9 Distribution d'énergie spectrale (SED) de ℓ Car dans l'infrarouge. . . . 150
4.10 Ajustement d'une enveloppe Gaussienne sur les données MATISSE de ℓ Car. . . . 151

5.1 Excès infrarouge des Céphéides dans le diagramme HR. . . . 170
5.2 Simulation des visibilitées carrées calibrées de δ Cep avec VEGA et SPICA de CHARA. 171
5.3 Modèles de perte de masse des Céphéides dans la bande d'instabilité. . . . 173
5.4 Position des Céphéides dans la bande d'instabilité calculées par `SPIPS`. . . . 175
5.5 Séquence d'évolution des enveloppes de poussière. . . . 177
5.6 Limites de détection en flux du JWST comparées à d'autres instruments. Crédit : NASA/STScI 179
5.7 Norme du gradient de vitesse dans la chromosphère de 24 Céphéides. . . . 181
5.8 Relations PL obtenues avec le HST. . . . 181

Liste des tableaux

1.1 Résumé des détections d'environnements circumstellaires du domaine visible aux ondes radios à l'aide de différents instruments. 42

4.1 Log des observations MATISSE/VLTI en temps garanti. 145

5.1 Échantillon de 15 Céphéides sélectionnées en vue de la préparation pour le proposal sur l'instrument VLA dans la domaine millimétrique à 100 GHz. 169

Chapitre 1

Les Céphéides et la mesure des distances dans l'Univers

Contents

1.1 Les étoiles variables de type Céphéides 20
1.1.1 Deux cents ans d'histoire 20
1.1.2 Les mécanismes de pulsation κ, γ et r. 22
1.1.3 Evolution des Céphéides 25
1.1.4 La relation période-luminosité (PL) 28
1.2 L'enjeu : Mesurer la vitesse d'expansion de l'Univers 29
1.2.1 La tension cosmologique 29
1.2.2 Le rayonnement du fond cosmologique 29
1.2.3 L'échelle des distances extragalactiques 31
1.2.4 Les autres méthodes de détermination de distances utilisées pour la mesure de H_0 35
1.2.5 Biais identifiés sur H_0 et nouvelles pistes 37
1.3 Les différents types d'environnement des Céphéides à l'origine de l'excès infrarouge (IR) 39
1.3.1 Panorama des contraintes observationnelles 39
1.3.2 Enveloppe froide d'origine interstellaire 41
1.3.3 Enveloppe circumstellaire de poussière 43
1.3.4 Enveloppe de gaz ionisé et activité chromosphérique 44
1.4 Objectif de la thèse : Caractériser l'excès infrarouge dû à l'environnement des Céphéides et évaluer son effet sur l'étalonnage des distances dans l'Univers 45

Celui qui s'oriente sur l'étoile ne se retourne pas.
Léonard de Vinci.

1.1 Les étoiles variables de type Céphéides

1.1.1 Deux cents ans d'histoire

A la fin de l'année 1784 dans la ville de York en Angleterre, l'astronome Edward Pigott adresse une lettre à la Royal Astronomical Society dans laquelle il rapporte l'observation des variations périodiques de luminosité de l'étoile η Aquilae, en mesurant une amplitude de 3.4 à 4.5 magnitudes visuelles sur une période de 7 jours 4 heures et 38 minutes (Pigott, 1785). Quelques mois plus tard, son jeune assistant John Goodricke découvre la variabilité de l'étoile δ Cephei (Goodricke, 1786) qui deviendra l'étoile éponyme d'une grande classe d'étoiles variables appelées Céphéides. Bien que Goodricke décéda prématurément à l'âge de 21 ans des suites d'une pneumonie, contractée durant les longues nuits d'observations, il pressentait la portée de ces découvertes : *"This account will, I presume, be a considerable addition to the few discoveries that have but very lately been made respecting the same subject. They may probably lead to some better knowledge of the fixed stars, especially of their constitution and the cause of their remarkable changes."*

Les premières Céphéides furent identifiées à l'oculaire des réfracteurs et des télescopes, puis l'utilisation des plaques photographiques à la fin du 19ème siècle permit d'accélérer les découvertes et la précision des observables, que sont la période de variation et l'intensité lumineuse des étoiles. D'importantes quantités de ces plaques furent collectées par l'Observatoire de l'Université de Harvard, notamment grâce à l'astrographe Bruce de l'Observatoire Boyden installé au Pérou en 1890. L'astronome Edward Charles Pickering, alors directeur de l'observatoire de Harvard, confia l'étude des plaques photographiques de Boyden à Henrietta Swan Leavitt, l'une des nombreuses femmes employées en tant que "calculatrice". En particulier, il s'agissait d'étudier les étoiles variables provenant des nuages de Magellan (supposés à l'époque appartenir à notre Galaxie). En 1908, ce travail de longue haleine lui permit d'identifier 1777 Céphéides, et de remarquer pour la première fois que les Céphéides semblent d'autant plus brillantes en moyenne que leur période de variation lumineuse est grande (Leavitt, 1908). Elle approfondit encore cette étude, et mit en valeur la relation fondamentale entre la période et la luminosité des Céphéides (Leavitt and Pickering, 1912) (voir la Figure 1.1). Cette relation période-luminosité (PL) est aussi appelée Loi de Leavitt.

Cette découverte apporte rapidement un des plus grands bouleversements dans l'histoire de l'astronomie, d'une ampleur scientifique comparable à la révolution Copernicienne. Grâce à la relation PL, les Céphéides deviennent les premières chandelles standards. Ce sont des objets astronomiques dont on connaît la luminosité intrinsèque, et qui permettent d'en déduire leur distance par comparaison avec la luminosité apparente observée depuis la Terre. Les Céphéides étant des étoiles très brillantes, elles sont observables à des distances lointaines grâce aux télescopes du début du 20ème siècle. Or à cette époque, un grand débat anime les astronomes. Harlow Shapley soutient que les nébuleuses spirales jusqu'alors observées sont circonscrites à la Galaxie, tandis que pour Hebert Curtis, ces nébuleuses sont autant d'autres galaxies, aussi appelées "Univers-Iles" comme l'imaginait le philosophe Emmanuel Kant. Ce débat fût définitivement tranché en faveur de Curtis grâce au travail de l'astronome Edwin Hubble à l'Observatoire du Mont Wilson en Californie. Pour

se faire, Hubble utilisa le télescope Hooker (le plus grand télescope du monde de l'époque avec un miroir de 2.5 mètres de diamètre) pour observer des Céphéides dans différentes nébuleuses à spirales, afin de calculer leur distance grâce à la loi de Leavitt. Parmi ces nébuleuses figure Messier 31, aujourd'hui connue comme la galaxie Andromède, pour laquelle il calcule une distance de près de 275 000 parsecs [1], bien au-delà des limites connues de notre Voie lactée à l'époque (Hubble, 1929) (voir le Groupe local de galaxie sur la Figure 1.2). Les Céphéides ont donné naissance à l'astronomie extragalactique en repoussant les limites de notre conception de l'Univers, nous ouvrant ainsi la porte d'un monde quasiment infini.

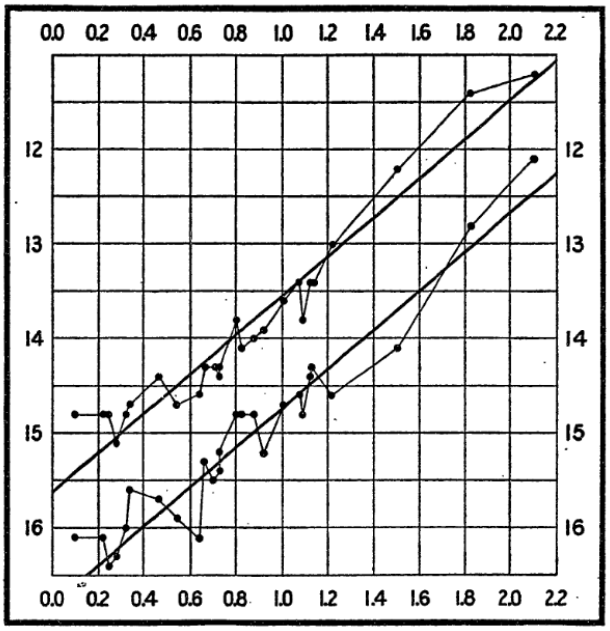


FIGURE 1.1 – Relation Période-Luminosité (Leavitt and Pickering, 1912).
Les magnitudes apparentes sont indiquées en ordonnée, le logarithme décimal de la période de pulsation en abscisse. Les deux courbes correspondent aux magnitudes minimum et maximum observées pour cet échantillon d'étoiles.

A la même époque en 1915, un autre bouleversement cosmologique émerge de la théorie de la relativité générale d'Albert Einstein. Cette théorie décrit la gravitation comme étant une déformation de l'espace-temps causée par les masses en présence. La nature de l'espace et du temps n'est soudainement plus immuable (au sens Newtonien) mais au contraire maléable et dynamique. De l'équation d'Einstein il découle naturellement que l'Univers n'est pas statique, mais qu'il suit une évolution comme tout autre objet physique, soumis à une équation d'état. Einstein refusera de le concevoir, ce qui l'amènera à poser arbitrairement une constante cosmologique Λ dans son équation, afin que l'Univers soit statique. Un physicien belge du nom de Georges Lemaître, travaillant sur ces équations, prédit que l'Univers n'est pas statique, mais en expansion (Lemaître, 1927), et que par conséquent, l'Univers était contracté dans un lointain passé. Cette idée constitue l'hypothèse fondatrice de la théorie du Big Bang. Au Mont Wilson, Hubble, assisté par Milton Humason, utilise les Céphéides pour calculer la distance d'un certain nombre de galaxies et ils découvrirent une relation empirique entre l'éloignement des galaxies d et le décalage vers le rouge (ou de vitesse de récession v) de ces objets, précédemment calculé par l'astronome Vesto Slipher (Slipher, 1917).

1. Valeur aujourd'hui réévaluée à environ 778 000 parsecs.

Cette relation linéaire s'exprime sous la forme suivante :

$$v = H_0 \times d \tag{1.1}$$

avec H_0 appelée constante de Hubble-Lemaître, ou taux d'expansion de l'Univers, qui s'exprime en km/s/Mpc. Ils calculèrent pour la première fois un taux d'expansion d'environ H_0=500 km/s/Mpc (Hubble, 1929). Ce taux signifie que chaque volume d'Univers de un mégaparsec (Mpc) de rayon voit sa surface s'éloigner du centre à une vitesse de 500 km/s. Ce résultat est la première preuve observationnelle de la théorie du Big Bang.

La connaissance astrophysique des Céphéides s'affine pendant le 20ème siècle et améliore la précision des résultats précédemment obtenus. Pendant la Seconde Guerre Mondiale, au Mont Wilson, Walter Baade distingue deux populations de Céphéides : les Céphéides classiques (ou de Type I), étoiles jeunes et riches en métaux, et les Céphéides de Type II, étoiles vieilles, moins brillantes, moins massives et pauvres en métaux, qui se trouvent en majorité dans les amas globulaire ou le halo galactique (Baade, 1944). Du fait de ces propriétés, ces classes de Céphéides sont fondamentalement différentes et n'obéissent pas à la même relation période-luminosité. Ainsi, la prise en compte de cette différence amène à une révision des précédents résultats, ce qui aboutit à des distances deux fois plus grandes qu'au départ (Baade, 1956).

De nos jours, les Céphéides sont toujours essentielles pour la calibration des distances. Elles sont au cœur d'une méthode de calcul des distances extragalactiques qui permit à Adam Riess, Brian Schmidt et Saul Perlmutter d'être récompensés par le prix Nobel de physique pour la découverte de l'expansion accélérée de l'Univers en 2011 (Riess et al., 1998). Cependant, la valeur du taux d'expansion de l'Univers est toujours intensément débattue (Kang et al., 2019). Dans les prochaines sections, nous allons aborder plus profondément la physique de ces étoiles et la problématique actuelle au cœur de l'échelle des distances de l'Univers.

1.1.2 Les mécanismes de pulsation κ, γ et r.

De nombreuses théories ont tenté d'expliquer le phénomène de variation lumineuse des Céphéides, tels que les phénomènes d'éclipses (Belopolsky, 1895; Campbell, 1895) ou d'étoiles binaires (Jeans, 1925), tant il était difficile de concevoir un phénomène de pulsation avec d'aussi grandes amplitudes photométriques. Harlow Shapley est le premier à suggérer, en 1914, que la variation de luminosité des étoiles variables est due à un phénomène de pulsation de l'atmosphère de l'étoile (Shapley, 1914). Un peu plus tôt, en 1879, l'ingénieur August Ritter établit une relation reliant la période de pulsation et la gravité de surface d'une sphère homogène (voir l'équation 1.5), sans proposer toutefois une théorie de pulsation (Ritter, 1879). Il faut attendre 1917 pour que Sir Arthur Eddington propose un mécanisme de pulsation analogue à celui d'une machine thermique, où le flot de chaleur est régulé par un mécanisme de valve reposant sur l'opacité des couches profondes de l'étoile (Eddington, 1917). Il fournit plus tard la description complète de sa théorie en travaillant sur les zones d'ionisation partielle de l'hydrogène, en 1941 (Eddington, 1941).

Les Céphéides sont des étoiles qui ont épuisé l'hydrogène dans leur cœur par réaction de fusion thermonucléaire, et ont initié ou bien la fusion de l'hydrogène en couche ou bien la fusion de l'hélium dans le cœur. Ces nouvelles conditions provoquent des changements importants de la physique interne, ces étoiles ne dissipent plus assez efficacement l'énergie créée dans le cœur et l'équilibre hydrostatique est alors rompu. Sa structure se met en mouvement d'expansion et de contraction périodique grâce à un mécanisme auto-entretenu. Les Céphéides subissent des pulsations radiales qui oscillent dans leur mode fondamental. Certaines étoiles variables ont des comportements différents que je décris brièvement dans la section suivante.

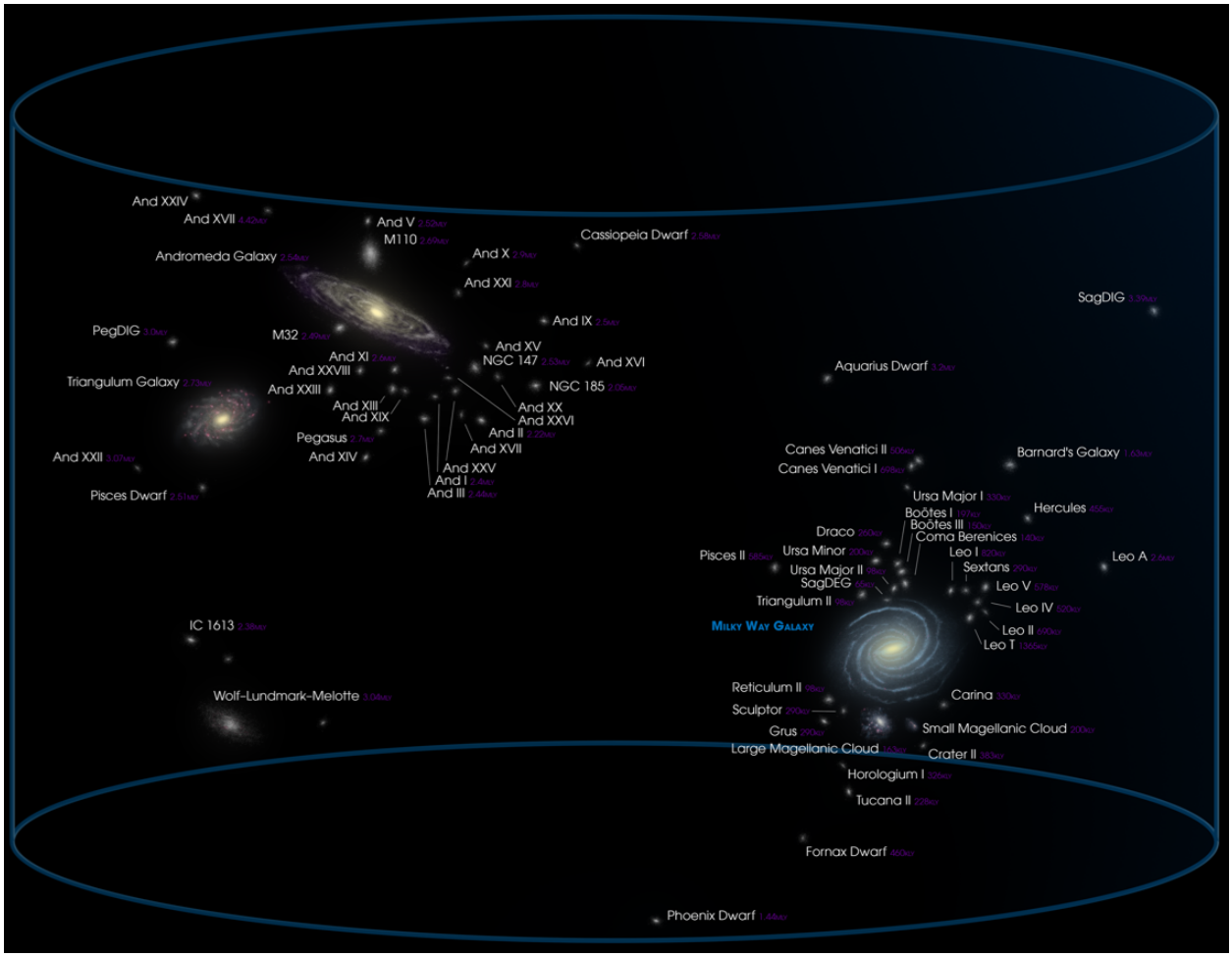


FIGURE 1.2 – Le Groupe local de galaxies

Ce groupe est constitué d'environ 100 galaxies dans un volume d'environ 3 Mpc. La Voie Lactée et la Galaxie d'Andromède sont les deux galaxies principales de ce groupe. Image créée par, et avec la permission de Andrew Z. Colvin.

La description physique précise du phénomène de pulsation fût apportée par Baker and Kippenhahn (1962), Cox (1963) et Zhevakin (1963). Reprenant les idées d'Eddington, ils décrivent un mécanisme de la pulsation régulé par l'opacité κ des couches d'ionisation partielle d'hélium ($He^+ \rightleftarrows He^{2+}$), baptisé le κ mécanisme. La description qualitative de la pulsation suivante est tirée de l'excellente revue de John Paul Cox sur les étoiles variables (Cox, 1974) auxquelles il a consacré sa carrière. Dans le cas d'oscillations purement adiabatiques, les variations de pression et densité dans les couches de l'étoile sont parfaitement en phase. Cependant en restaurant la non-adiabacité, et donc en permettant des faibles échanges de chaleurs entre les différentes couches, la pression et la densité sont légèrement déphasées (de l'ordre du rapport de la période de pulsation sur le temps thermique). On peut alors montrer dans ces conditions que les Céphéides peuvent être considérées comme un assemblage d'enveloppes sphériques concentriques se comportant comme des machines thermiques de Carnot, permettant de convertir de l'énergie thermique en énergique mécanique, et inversement. À partir de faibles oscillations, la croissance ou l'amortissement des pulsations sont alors déterminées par le travail positif ou négatif de certaines couches sur leur environnement. Si le gaz absorbe de la chaleur au maximum de compression, le maximum de pression sera atteint après le maximum de densité, la pression sera donc plus grande lors de la phase d'expansion que lors de la phase de contraction. Dans ce cas la couche de gaz réalise un travail positif sur son environnement et entretien la pulsation. Pour les Céphéides ce cycle moteur de Carnot est réalisé par la fine zone d'ionisation partielle d'hélium, dans laquelle le gaz absorbe de la chaleur d'une source chaude lorsqu'il est comprimé, et la restitue à une source froide lorsqu'il est détendu. Cette zone correspond en effet à une diminution très importante de l'indice adiabatique, cette couche de gaz va alors absorber de la chaleur en se ionisant lorsqu'il est comprimé à haute température. L'opacité suivant une loi de la forme $\kappa \propto \rho^n T^{-s}$ avec $n, s, > 0$ est alors relativement insensible à la température, et varie plus fortement avec sa densité électronique ρ. La couche d'ionisation partielle d'hélium absorbe la chaleur et voit donc son opacité augmenter lorsqu'il est comprimé. Cette chaleur est restituée lors de la recombinaison des électrons au maximum d'expansion, entraînant une sous-pression lors de la phase de contraction ainsi qu'une opacité plus faible. Ce cycle moteur transforme les oscillations en des pulsations de plus larges amplitudes, et agit également sur les variations de luminosité de l'étoile. C'est ainsi que le κ mécanisme joue le rôle de valve, comme proposé par Eddington par analogie avec le moteur thermique.

Deux autres mécanismes, bien que de moindre importance, entretiennent aussi les pulsations. Le mécanisme γ permet aux régions environnantes plus chaudes de transférer leur énergie à la région d'ionisation partielle, entraînant davantage son ionisation et augmentant son opacité. Le mécanisme r est le plus intuitif : selon le rayon de l'étoile, celle-ci offre une surface d'échange avec l'extérieur d'autant plus grande que le rayon est grand. Le flux à la surface de l'étoile est donc diminué lorsque l'étoile est comprimée, ce qui entraîne une accumulation de l'énergie de radiation contribuant à l'ionisation dans les couches internes.

Ces travaux ont montré que les zones d'ionisation partielle de l'hydrogène et de l'hélium sont responsables de la pulsation. La zone d'hélium ionisé produit les pulsations dans la bande d'instabilité via le mécanisme κ tandis que la zone d'ionisation de l'hydrogène serait responsable du déphasage entre le maximum de luminosité de l'étoile et le rayon minimum atteint par l'étoile. La zone d'ionisation partielle de l'hélium correspond à des structures internes dont la température se situe entre 35000 et 55000 K. Selon la température de l'étoile, cette zone est plus ou moins profonde. C'est la raison pour laquelle, selon la masse initiale de l'étoile, il existe un intervalle de température en-dehors duquel la pulsation n'est plus entretenue, définissant ainsi les limites d'une zone appelée bande d'instabilité dans le diagramme d'évolution des Céphéides.

Ces mécanismes expliquent la pulsation de ces étoiles, mais ils engendrent aussi des chocs très importants à l'intérieur de la structure qui va ensuite émerger de l'étoile et va structurer son environnement (Fokin et al., 1996). Je reviendrai plus en détail sur ces phénomènes au Chapitre 3.5.1.

1.1.3 Evolution des Céphéides

D'un point de vue observationnel, les Céphéides sont des supergéantes jaunes variables : leur rayon moyen peut atteindre plusieurs dizaines à centaines de rayons solaires, elles ont une température effective comprise entre 5000 et 7000 K (correspondant aux types spectraux jaunes entre F et K) et leur luminosité est de l'ordre de plusieurs milliers de fois la luminosité solaire. Leur période de variation s'échelonne de quelques jours à une centaine de jours. Par exemple, δ Cephei a une masse de 5 masses solaires, environ 40 fois la taille du soleil, et une température effective variant de 5500 à 6800 K lors de son cycle de pulsation de 5.36 jours. Ces changements peuvent être observés en suivant l'évolution des étoiles dans le diagramme Luminosité-Température appelé diagramme Hertzsprung-Russel (HR) (voir la Figure 1.3).

La bande d'instabilité Les Céphéides sont des étoiles qui ont quitté la séquence principale pour amorcer la fusion de l'hélium, et oscillent progressivement vers le haut du diagramme HR en traversant à plusieurs reprises une zone étroite, appelée bande d'instabilité, dans laquelle elles sont soumises au mécanisme de pulsation. La bande d'instabilité est délimitée par un bord bleu et un bord rouge qui correspondent à des zones de température et de luminosité en dehors desquelles le mécanisme de pulsation n'est plus entretenu. Sur le bord rouge, les températures des étoiles sont plus faibles et par conséquent les zones de l'hélium ionisé sont plus profondes. La convection devient alors plus efficace pour transporter l'énergie et les pulsations sont alors amorties (Gastine and Dintrans, 2011). Sur le bord bleu, du côté des températures élevées, les zones d'hélium ionisé remontent vers la surface où les densités et la masse de ces couches sont plus faibles, et ne permettent pas d'initier la pulsation. Une fois que la Céphéide a traversé l'une ou l'autre de ces extrémités lors des différents passages, le mécanisme de pulsation s'interrompt. L'étoile peut alors effectuer un nouveau passage dans la bande d'instabilité en fonction de son évolution interne.

Le 1er passage de la bande d'instabilité correspond à la fusion de l'hydrogène dans les couches superficielles du noyau et à une contraction moyenne de l'étoile (puisque la gravité l'emporte sur la pression radiative). Ce 1er passage est le plus rapide et s'effectue en quelques milliers d'années (ordre de grandeur du temps de Kelvin-Helmoltz). La température moyenne de l'étoile diminue et se rapproche donc du bord rouge de la bande d'instabilité. Du fait de la rapidité de ce 1er passage, ces étoiles sont en principe les plus rarement observées.

Le 2ème et le 3ème passage, correspondent à ce qu'on appelle la boucle bleue. Durant ces passages se produit la fusion de l'hélium en carbone dans le cœur par réaction triple α, tandis que l'hydrogène brûle toujours en couche. Ces passages s'effectuent plus lentement, en quelques 10^5 années, et sont de fait les plus souvent observés. La température moyenne de l'étoile augmente, se déplaçant ainsi vers le bord bleu de la bande d'instabilité avant de se refroidir et terminer la boucle.

Il est plus rare d'observer une deuxième boucle bleue où le brûlage de l'hélium en couche prendrait le relais une fois que l'hélium au cœur serait épuisé. Les Céphéides doivent alors avoir des conditions physiques bien spécifiques et celles-ci restent aujourd'hui mal comprises (Baker and Kippenhahn, 1965; Becker, 1981).

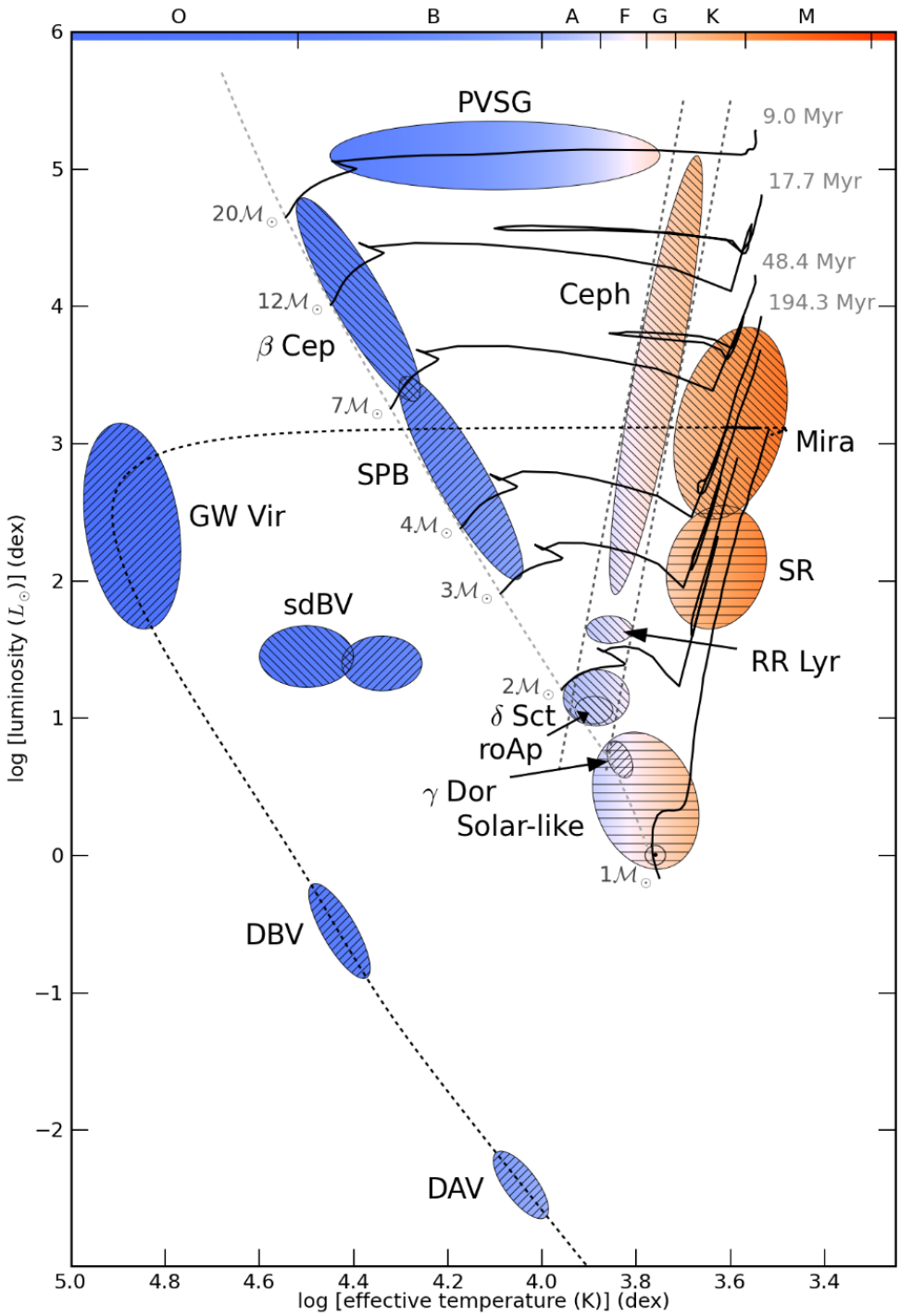


FIGURE 1.3 – Les étoiles variables dans le diagramme Hertzsprung-Russel.
Ce diagramme est présenté en fonction du logarithme de la luminosité (en luminosité solaire) et du logarithme de la température effective. Les types spectraux sont également indiqués en haut de la figure. Les différentes courbes en traits pleins représentent les parcours évolutifs des étoiles à partir d'une masse initiale différente. Les deux traits pointillés parallèles délimitent la bande d'instabilité. Les acronymes des étoiles variables de ce graphique sont présentées à la fin de la section 1.1.3. Figure d'après Papics (2013).

D'autres familles d'étoiles variables pulsantes : Il existe d'autres familles d'étoiles variables, qui peuvent être déduites en première approximation par une équation simple établissant un lien entre la période de pulsation des étoiles variables et leur densité, dérivée par August Ritter (Ritter, 1879). Les Céphéides sont des objets en vibration dans leur mode fondamental. La période de variation P est le temps nécessaire que prend une onde de pression acoustique de célérité c_s pour traverser l'étoile de rayon R :

$$P = \frac{2R}{c_s}. \tag{1.2}$$

Dans le cas d'une onde sonore adiabatique se propageant dans un gaz parfait d'indice adiabatique γ, la célérité du son peut s'écrire en fonction de la pression du gaz P_g et de sa densité ρ :

$$c_s = \sqrt{\gamma \frac{P_g}{\rho}}. \tag{1.3}$$

À l'équilibre hydrostatique les forces de pression et de gravité s'équilibrent :

$$\frac{P_g}{\rho} \approx \frac{GM}{R} \tag{1.4}$$

avec M la masse de l'étoile et G la constante de gravitation universelle. En combinant ces trois équations on obtient la relation période-densité :

$$P \propto \rho^{-1/2}. \tag{1.5}$$

Cette relation établie dans un cas idéal est bien entendue plus complexe en réalité, car elle ne prend pas en compte des profils de densité et de température qui modifient la vitesse du son sur le parcours. Néanmoins cette relation permet de donner un ordre de grandeur des différentes périodes de pulsation en fonction de la masse volumique moyenne des astres. Ce qui donne pour les étoiles connues, des naines blanches aux étoiles supergéantes rouges, ayant respectivement des densités entre 10^9 et 10^{-6} kg/m^3 des périodes entre 3 secondes et 1000 jours en ordre de grandeur.

Il existe aussi une autre famille de Céphéides plus âgées, appelées Céphéides de Type II, moins massives et moins métalliques, qui se situent majoritairement dans les amas globulaires. Du point de vue de leur évolution, elles se trouvent à un stade avancé autour de la branche asymptotique des géantes (AGB), phase correspondant à un cœur inerte et à la fusion de l'hélium en couche (Gingold, 1985).

Wallerstein (2002) distingue trois familles de Céphéides de Type II en fonction de leur période de pulsation :

- Les étoiles BL Herculis sont des Céphéides de courtes périodes entre 1 et 7 jours, ces étoiles évoluent de la branche horizontale vers la branche asymptotique du diagramme HR.
- Les étoiles W Virginis furent distinguées des Céphéides classiques par Walter Baade (Baade, 1944). Ces Céphéides sont probablement dans le stade d'évolution AGB, leur période de pulsation se situe entre 10 et 20 jours.
- Enfin les étoiles RV Tau dont les périodes de pulsation sont supérieures à 20 jours. Ces étoiles plus évoluées se situeraient dans un stade post-AGB.

Les familles d'étoiles pulsantes sont très variées et couvrent presque tout le diagramme HR (voir la Figure 1.3), je présente ici brièvement chacune d'entre elles :

- Les étoiles δ Scuti possèdent des périodes de 1 à 3 heures avec de faibles variations de luminosité de quelques millièmes à dixièmes de magnitudes. Ces étoiles présentent des pulsations non-radiales.

— Les étoiles γ Doradus ont été découvertes relativement récemment dans les années 1990. Les pulsations sont radiales ou non-radiales comme pour les étoiles de type δ Scuti.
— Les étoiles RR Lyrae sont des étoiles de populations II qui possèdent des périodes régulières d'une dizaine d'heures seulement. Ces étoiles brûlent de l'hélium dans leur cœur et les oscillations reposent sur le même mécanisme κ que les Céphéides. L'effet Blazhko est une caractéristique encore incomprise de leur courbe de lumière, en effet celle-ci varie en amplitude avec une certaine période (Trahin, 2019).
— Les étoiles Miras sont des étoiles variables de période de pulsation supérieure à 100 jours et dont la luminosité varie de plusieurs magnitudes. Elles appartiennent à la branche asymptotique des géantes.
— Les étoiles géantes semi-régulières (SR) ont des caractéristiques proches des étoiles Miras. Comme leur nom l'indique, les amplitudes des courbes de lumière varient avec une certaine période, mais elles peuvent aussi traverser des phases irrégulières.
— Les étoiles magnétiques en oscillations rapides Ap (roAp) possèdent des pulsations de moins de 1h. Ce sont des étoiles de la séquence principale à la limite de la bande d'instabilité des étoiles de type δ Sct. Leur pulsation pourrait être gouvernée par un mécanisme d'opacité similaire basé sur l'opacité de l'hydrogène, mais leur champ magnétique qui est aligné avec l'axe de pulsation pourrait jouer un rôle important (Balmforth et al., 2001).
— Les étoiles SPB, étoiles de type B à pulsation dépassant 1 jour, sont des étoiles de la séquence principale présentant des pulsations non-radiales de quelques jours. Leur pulsation est causée par des couches profondes de fer ionisé, dans des zones atteignant des températures de 200000 K. Les modes de gravité g d'oscillations, c'est à dire des modes de basses fréquences causés par la gravité, dominent le mécanisme de pulsation.
— Les étoiles β Cephei sont des étoiles de la séquence principale qui présentent des variations de luminosité de 0.01 à 0.3 magnitudes sur des périodes très rapides de 3 à 7 heures. Leur mécanisme de pulsation est le même que les étoiles SPB, mais elles sont dominées par des modes p d'oscillations c'est à dire des modes de hautes fréquences causés par la pression.
— Les étoiles GW Vir, DBV et DAV sont toutes des naines blanches à pulsations, mais qui diffèrent principalement par la composition de leur atmosphère (Koester and Chanmugam, 1990; Quirion et al., 2007).

1.1.4 La relation période-luminosité (PL)

Il est possible de montrer que la relation période-luminosité est une propriété intrinsèque des étoiles variables pulsantes. D'après la loi de Stefan-Boltzman la puissance lumineuse L d'un astre est reliée à son rayon et à sa température effective par la relation :

$$L = 4\pi R^2 \sigma T_{\rm eff}^4 \tag{1.6}$$

avec σ la constante de Stefan-Boltzman. En exprimant cette relation en terme de magnitude on obtient :

$$M_{\rm bol} = -5\log R - 10\log T_{\rm eff} + C. \tag{1.7}$$

L'équation 1.5 précédente, $P \propto \rho^{-1/2}$, établit une relation forte entre la période et le rayon, tandis que la température effective peut-être reliée à la couleur intrinsèque de l'étoile $(B-V)_0$, ce qui permet d'obtenir la relation Période-Couleur-Luminosité des Céphéides dans le domaine visible :

$$M_V = a\log P + b\log(B-V)_0 + c. \tag{1.8}$$

En première approximation, on peut considérer que la bande d'instabilité est pratiquement verticale. Dans ce cas, la variation de température effective entre les étoiles est faible devant les variations de luminosité, ce qui permet d'obtenir la relation période-luminosité des Céphéides :

$$\langle M \rangle = a\log P + b \tag{1.9}$$

avec $\langle M \rangle$ la magnitude absolue moyenne de l'étoile. Le coefficient directeur a est déterminé en reportant la magnitude effective observée et la période de pulsation, tandis que le point-zéro b doit être étalonné à l'aide d'autres indicateurs de distances comme l'utilisation de la parallaxe. Une relation PL en bande K a été étalonnée par Breuval et al. (2020) en combinant des parallaxes du télescope *Gaia* des compagnons des Céphéides galactiques, et des parallaxes des amas ouvert hôtes de Céphéides :

$$\langle M_K \rangle = -3.310_{\pm 0.160}(\log P - 0.84) - 5.320_{\pm 0.025} \tag{1.10}$$

1.2 L'enjeu : Mesurer la vitesse d'expansion de l'Univers

Dans cette partie après avoir introduit le contexte astrophysique actuel je décris les deux principales méthodes utilisées pour mesurer le taux d'expansion de l'Univers : la méthode basée sur le rayonnement du fond diffus cosmologique et l'autre sur l'échelle des distances extragalactiques.

1.2.1 La tension cosmologique

Depuis la première détermination de H_0 à 500 km/s/Mpc (Hubble, 1929), de nombreuses études ont ré-evalué cette valeur, conduisant à la réduire d'un facteur 10 environ. Cependant, les différentes approches utilisées jusqu'à aujourd'hui ne conduisent pas à un consensus dans la communauté scientifique. En particulier, les deux méthodes les plus précises actuellement, reposant d'une part sur l'échelle des distances extragalactiques, et d'autre part sur le rayonnement du fond cosmologique, présentent un écart dans leur détermination de H_0 de 4.4σ (voir la Figure 1.4). C'est ce qu'on appelle la tension cosmologique. Cet écart pourrait être expliqué par l'émergence d'une nouvelle physique conduisant à améliorer le modèle standard du Big Bang appelé le modèle ΛCDM (Λ Cold Dark Matter c'est à dire Λ Matière Noire Froide) ou par la présence d'un biais dans la mesure du fond diffus cosmologique (voir la section 1.2.2). Ce modèle basé sur les lois de la relativité générale permet de décrire notre Univers et son évolution de manière simple, avec parmi ses principaux paramètres la constante cosmologique Λ et la quantité de matière noire froide. D'un autre côté, la présence d'erreurs systématiques dans la méthode du calcul des distances extragalactiques pourrait également permettre de résoudre la tension. Ce problème représente un enjeu majeur pour comprendre l'évolution de l'Univers, à la fois pour apporter des contraintes sur la physique primordiale et notre connaissance du Big Bang, mais aussi sur son destin pour trancher entre les différents modèles d'expansion.

1.2.2 Le rayonnement du fond cosmologique

L'Univers à son commencement était beaucoup plus dense et chaud qu'aujourd'hui. La température très élevée maintenait la matière dans un état de plasma, empêchant ainsi la lumière de se propager librement. De légères sur-densités de matière, causées par les fluctuations quantiques, provoquent des puits d'attractions gravitationnels. Du fait de l'attraction de matière, un gradient de pression apparaît aux centres de gravité, ce qui provoque des oscillations acoustiques se propageant dans les baryons (Baryonic Acoutic Oscillation, BAO). Ces ondes acoustiques se propagent a très grande vitesse, environ la moitié de la vitesse de la lumière dans les conditions physiques de ce plasma. Quand l'Univers, du fait de son expansion, est devenu assez froid (environ 3000 K), la majorité des électrons se combinait aux protons pour former l'hydrogène neutre. Ce changement soudain de condition physique "gèle" la propagation sphérique des oscillations acoustiques, car leur vitesse de propagation diminue de façon importante à seulement quelques centaines de mètres par seconde. La taille caractéristique de chacune de ces sphères de propagation constitue un "horizon du son" dont la taille angulaire est calculable. Grâce au découplage entre la matière baryonique,

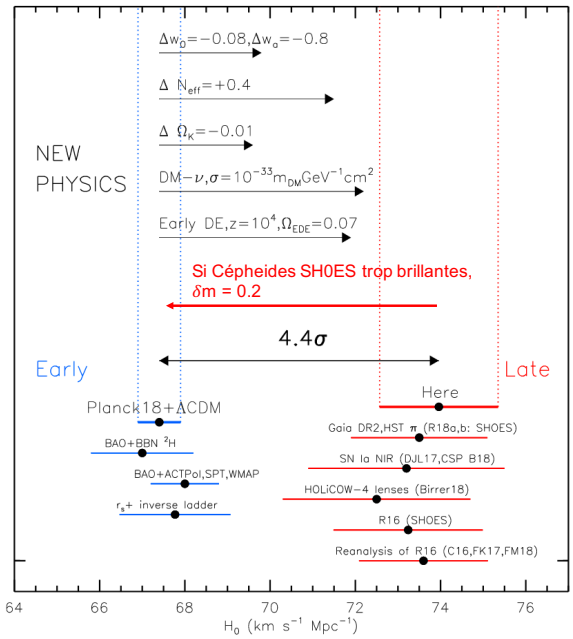


FIGURE 1.4 – Tension cosmologique à plus de 4.4 σ
D'après les travaux basés sur le modèle ΛCDM (en bleu) et les travaux basés sur la mesure des distances dans l'Univers local (en rouge) d'après Riess et al. (2019). La réconciliation de ces modèles passe par l'intervention d'une nouvelle physique dans le modèle ΛCDM, ou bien par la levée des biais dans la mesure du CMB ou des distances. Des Céphéides systématiquement plus brillantes dans le programme SH0ES pourraient ainsi résoudre la tension (Efstathiou, 2020).

la lumière peut alors se propager pour la première fois. Ce rayonnement toujours observable aujourd'hui est appelé le rayonnement fossile, aussi appelé rayonnement du fond diffus cosmologique (CMB). Il s'agit de l'image de l'Univers tel qu'il était 380 000 ans après l'instant initial hypothétique du Big Bang (redshift z=1089). Ce rayonnement fût observé la première fois par Penzias and Wilson (1965). La taille angulaire de l'horizon du son correspond au premier pic du spectre de puissance angulaire du fond diffus (voir la Figure 1.5), tel qu'il est observé par le télescope *Planck* (Planck Collaboration et al., 2018). L'ajustement des paramètres physiques du modèle ΛCDM aux différents pics du spectre de puissance permet d'obtenir H_0.

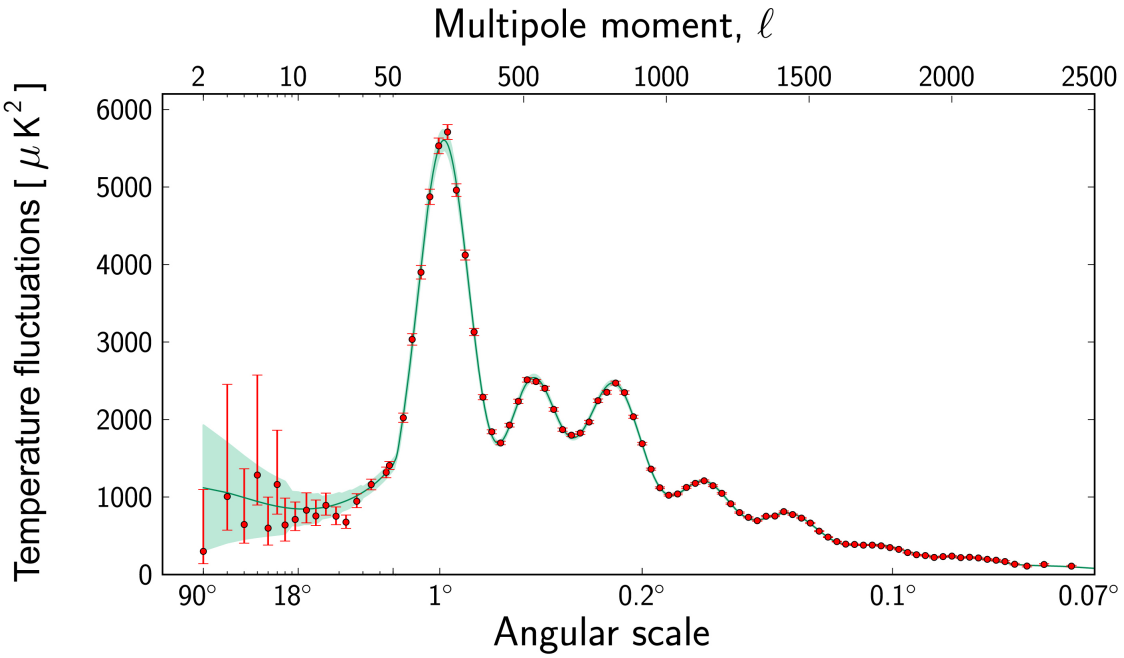


FIGURE 1.5 – Spectre de puissance angulaire du CMB
Ce spectre est contraint par les observations de Planck de Mars 2013.

Malgré de nombreuses contraintes observationnelles comme la mesure de la courbure globale de l'Univers, cette méthode possède des dégénérescences entre ses nombreux paramètres. De plus, cette mesure de l'expansion de l'Univers se base sur des observations de l'Univers lointain à z=1100 avant d'être "extrapolé" jusqu'à aujourd'hui par le modèle ΛCDM, tandis que l'échelle des distances extragalactiques est valide pour z<15.

1.2.3 L'échelle des distances extragalactiques

L'échelle des distances extragalactiques établie par Riess dans le cadre du projet *Supernovae and H0 for the Equation of State* (SH0ES) (Macri and Riess, 2009) est une méthode empirique permettant de mesurer des distances lointaines ainsi que le taux d'expansion de l'Univers. Cette échelle repose sur la calibration de proche en proche de chandelles standards lointaines, dont le premier jalon est lui-même calibré à partir d'une détermination géométrique des distances, grâce à la parallaxe trigonométrique (voir les Figures 1.6 et 1.7). Il est nécessaire d'observer à des distances suffisamment grandes afin de pouvoir s'affranchir du potentiel gravitationnel de notre amas de galaxies, appelé le "Hubble-flow", qui exerce une force locale opposée à l'expansion de l'Univers. La

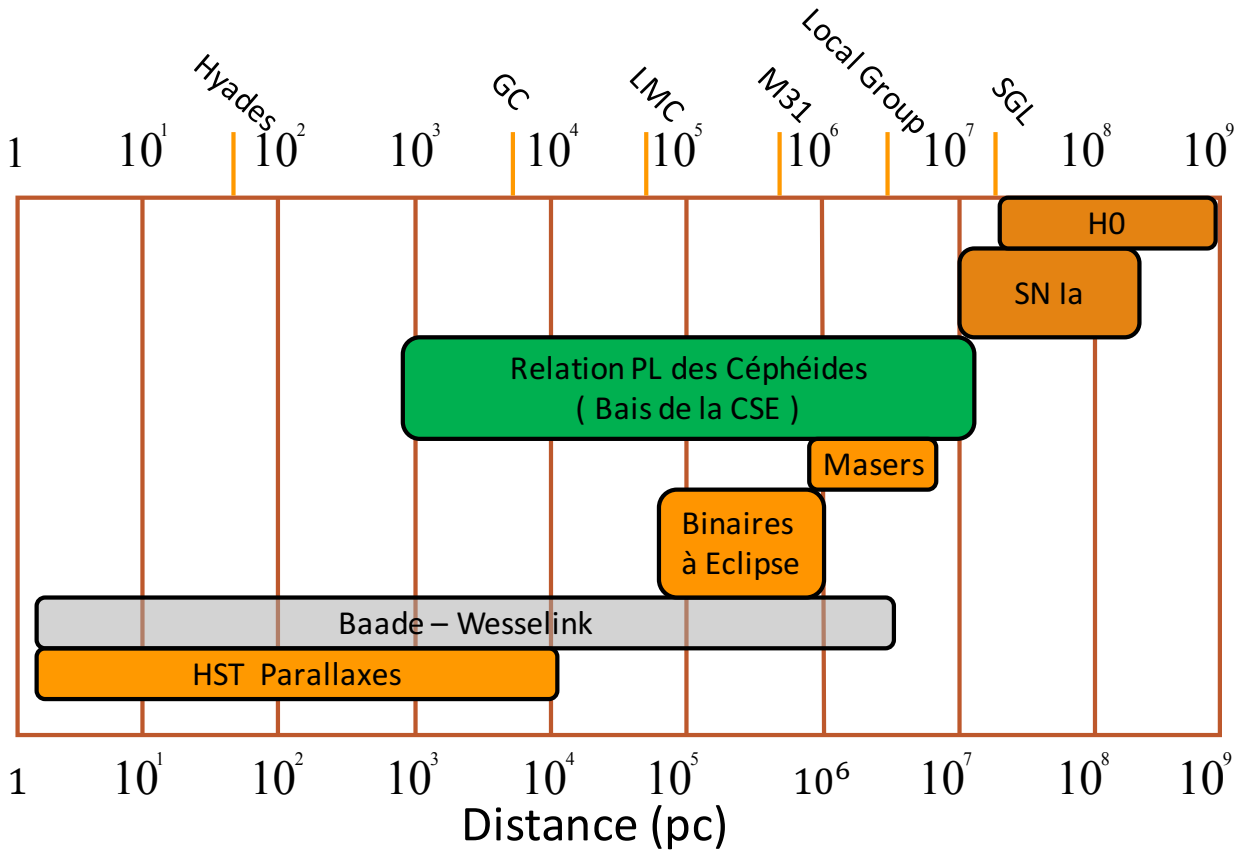


FIGURE 1.6 – Schéma de l'échelle des distances extragalactiques.
La méthode Baade-Wesselink, ou parallaxe de pulsation, n'est pas utilisée actuellement pour la détermination de H_0. Les effets de l'enveloppe circumstellaire (CSE) sur la relation PL sont abordés dans la Section 1.2.5.

Voie Lactée est par exemple attirée à près de 600 km/s dans la direction de l'amas du Centaure aussi appelé le grand attracteur. Il faut alors observer au-delà de l'amas du Centaure à quelques dizaines de mégaparsecs pour pouvoir mesurer le taux d'expansion. Pour cette raison, l'échelle des distances extragalactiques repose principalement sur l'étalonnage des Supernovae de type Ia (SNIa) par les Céphéides, qui sont des objets extrêmement brillants et qui sont observés avec le Hubble Space Telescope (HST). L'étalonnage précis de la relation PL dans différentes galaxies de références permet ainsi de déterminer la distance des galaxies hôtes de SNIa jusqu'à 40 Mpc. La méthode établie par Riess et al. (2016a) (et mise à jour par Riess et al. (2019)) consiste à étalonner le point zéro de la relation PL des Céphéides grâce à 3 indicateurs géométriques de distances dans 4 galaxies de références :

— 15 parallaxes de Céphéides obtenues par le HST dans la Voie Lactée.
— 8 binaires à éclipses dans le LMC (contre 20 aujourd'hui) et 2 dans M31 (Andromède).
— les mégamasers de NGC 4258.

Cette relation PL permet d'étalonner les distances des 19 galaxies hôtes de SN Ia (points bleus sur la Figure 1.7) qui à leur tour permettent d'obtenir le point zéro de la relation redshift-luminosité de plus de 600 galaxies entre $z = 0.01$ et 0.4 (points rouges sur la Figure 1.7), donnant ainsi accès à H_0.

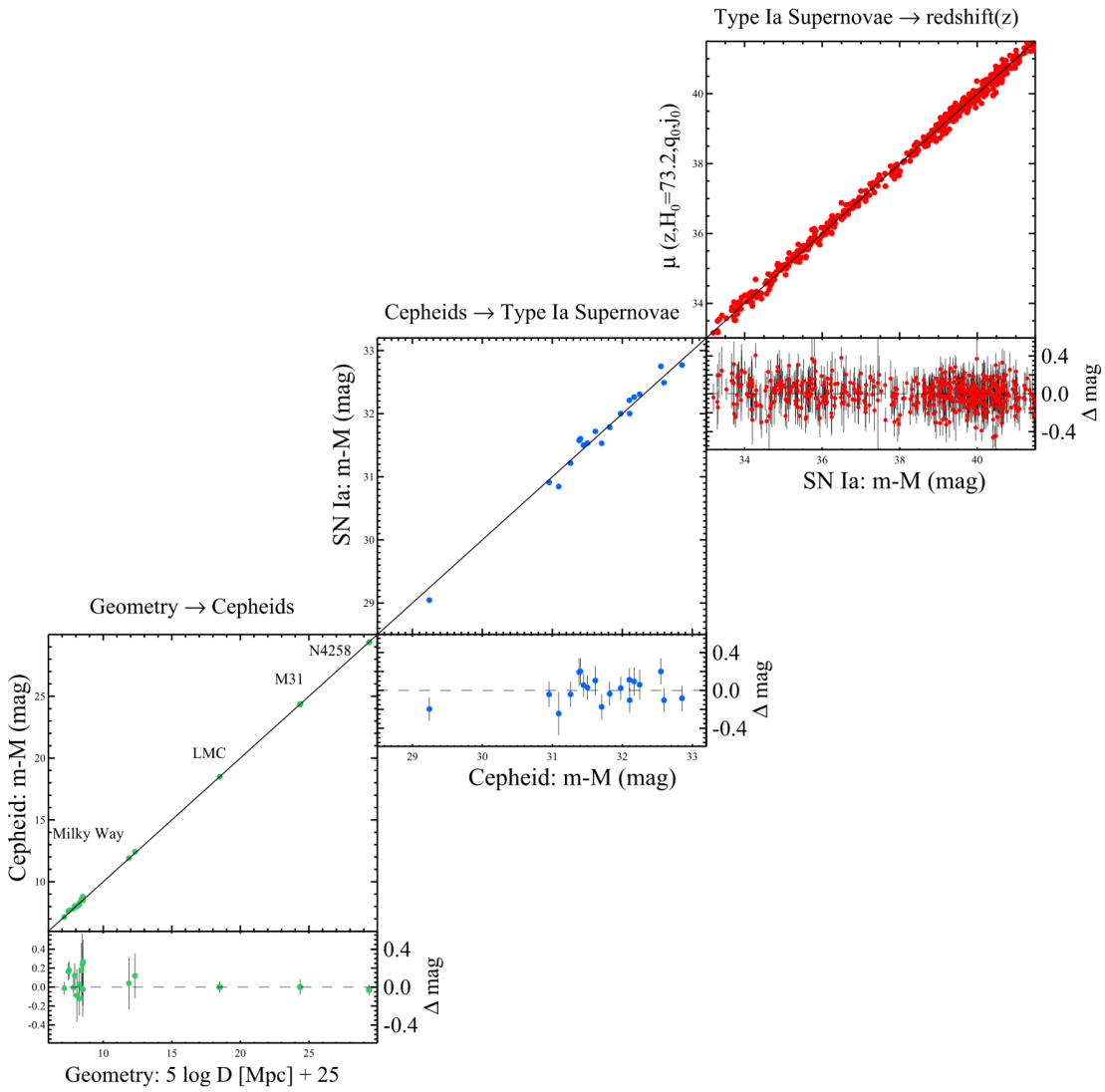


FIGURE 1.7 – Echelle des distances extragalactiques extraite de Riess et al. (2016a). L'abscisse indique les distances géométriques ou calibrées tandis que l'axe des ordonnées indique une distance relative, $m - M$ indique le module de distance.

Les parallaxes des Céphéides du HST dans la Voie Lactée Le point de départ de cette méthode est la détermination de la parallaxe trigonométrique des Céphéides les plus proches obtenue par le télescope spatial HST afin d'étalonner le point zéro de la relation PL dans la Galaxie. La parallaxe trigonométrique est l'angle apparent qu'effectue une étoile dans le ciel du fait de la rotation de la Terre autour du Soleil. Plus précisément il s'agit du demi grand-axe effectué par son mouvement apparent elliptique. La mesure de cet angle entre deux positions extrêmes de la Terre lors de son orbite, en été et en hiver, permet de calculer la distance de ces étoiles. C'est la méthode la plus directe de détermination de distance, en particulier pour les étoiles les plus proches de la Terre. À l'heure actuelle les travaux de Riess utilisent les parallaxes de 15 Céphéides Galactiques (Riess et al., 2019). Prochainement les parallaxes du HST seront remplacées par les parallaxes obtenues par le télescope satellite *Gaia*, qui permettra d'obtenir des parallaxes avec une précision inférieure à 1%. Les données de *Gaia* ne permettent pas actuellement d'obtenir des estimations fiables des parallaxes des Céphéides, mais il est possible de contourner ce problème en utilisant la parallaxe des compagnons des Céphéides ou de certains amas ouvert (Breuval et al., 2020).

Les binaires à éclipses du LMC et de M31 Cette méthode est centrale dans le projet international Araucaria qui vise à améliorer l'échelle des distances extragalactiques (Pietrzyński and Gieren, 2002). Grâce à l'observation de 20 binaires à éclipses cette équipe est parvenue à calculer la distance du LMC avec une précision de 1.2%, soit 0.0263 mag sur le module de distance, ce qui constitue la détermination géométrique la plus précise de l'échelle des distances à l'heure actuelle (Pietrzyński et al., 2019). Cette précision est capitale puisqu'elle permet de calibrer la relation PL des Céphéides du LMC qui est une galaxie de référence utilisée par l'équipe SH0ES. La méthode des binaires à éclipses a été décrite par Lacy (1977). Elle consiste à utiliser les phénomènes de transit pour déterminer le diamètre linéaire r d'une étoile du système binaire à partir de sa courbe de lumière et de son orbite spectroscopique lors du transit. Le diamètre angulaire θ est déterminé à partir de la relation brillance de surface-couleur. Le rapport de ces deux quantités permet d'en déduire la distance d du système orbital :

$$d(\mathrm{pc}) = 1.337.10^{-5} \frac{r(\mathrm{km})}{\theta(\mathrm{mas})}. \tag{1.11}$$

Les Mégamasers de la galaxie NGC 4258 Les mégamasers d'eau de la galaxie NGC 4258 sont utilisés dans l'échelle des distances pour étalonner la relation PL des Céphéides au sein de cette Galaxie. En procédant ainsi, et grâce aux observations du radio interféromètre VLBI, Humphreys et al. (2013) a déterminé la distance de NGC 4258 avec une précision de 3%. Les masers sont des objets astrophysiques émettant une ou des lignes d'émissions monochromatiques dans le domaine micrométrique à partir d'une émission stimulée. Une source d'énergie dite de pompage permet d'exciter les électrons d'une molécule, qui peuvent alors se désexciter lorsque des photons viennent de nouveau les stimuler. La désexcitation des électrons produit alors une ligne d'émission. Ce phénomène peut-être suffisamment intense lorsque l'inversion de population d'une famille de molécule se produit, c'est à dire lorsqu'une majorité de ces molécules se trouve dans un état excité, c'est alors un maser. Une grande variété d'environnements permet de créer ce phénomène. Lorsque la source de pompage est très puissante et l'environnement riche en gaz comme dans les noyaux actifs de galaxies, des mégamasers peuvent avoir lieux. En mesurant l'accélération centripète de plusieurs mégamasers en rotation Képlèrienne au sein d'une galaxie il est alors possible d'en déduire la distance qui les sépare, et la comparaison avec leur angle apparent dans le ciel permet d'en déduire la distance.

Les Supernovae de Type Ia (SNIa) La relation PL précédemment étalonnée grâce aux galaxies de références sert alors d'ancrage pour étalonner la luminosité des SN Ia qui constituent des chandelles standards plus brillantes. Ces SN Ia permettent d'obtenir une relation entre le redshift z et la distance de luminosité des SN Ia qui sont observables jusqu'à environ $z = 6$. L'objectif est donc d'observer des galaxies hôtes de SN Ia qui contiennent également des Céphéides observables par le HST. 19 galaxies sont actuellement utilisées dans l'échafaudage des échelles de distances. Brièvement, l'accrétion progressive d'une étoile géante autour d'une naine blanche dans un système binaire conduit la naine blanche à se rapprocher de la masse limite de Chandrasekhar, limite au delà de laquelle la pression de dégénérescence des électrons ne peut plus supporter le poids de l'étoile, des réactions thermonucléaires de fusion du carbone et d'oxygène en nickel sont alors amorcées, ce qui produit un pic de luminosité caractéristique servant de chandelle standard. La courbe de lumière suivant l'explosion suit aussi une courbe caractéristique, résultant de la désintégration radioactive du nickel en cobalt, puis du cobalt en fer.

1.2.4 Les autres méthodes de détermination de distances utilisées pour la mesure de H_0

D'autres méthodes permettant de calculer des distances extragalactiques font l'objet de recherche, néanmoins les résultats présentent toujours des incertitudes statistiques et systématiques qui ne sont pas en mesure de résoudre la tension cosmologique. Je présente ici un échantillon des principales méthodes utilisées. On remarquera la variété des approches astrophysiques, qui font du problème de la tension cosmologique un des domaines les plus fertiles en science de l'Univers.

Méthode Baade-Wesselink ou parallaxe de pulsation La méthode Baade-Wesselink est une alternative intéressante pour déterminer la distance des Céphéides. Elle n'est cependant pas utilisée à ce stade dans le projet SH0ES de l'échelle des distances, à cause des incertitudes liées au facteur de projection p, mais est activement étudiée par l'ANR "Unlock Cepheids". La méthode de la parallaxe de pulsation a été imaginée par Lindemann (Lindemann, 1918) et développée plus tard par Baade (1926) puis améliorée par Wesselink (1946). Cette méthode permet d'établir la distance d des Céphéides en calculant la parallaxe induite par le rapport de la variation du rayon ΔR et du diamètre angulaire $\Delta\theta$ pendant un cycle (voir la Figure 1.8), ce qui donne de façon générale :

$$d(\mathrm{pc}) = 9.3009 \times \Delta R(R_\odot)/\Delta\theta(\mathrm{mas}) \tag{1.12}$$

Pour obtenir la variation du diamètre angulaire trois méthodes sont possibles :

- La résolution angulaire des interféromètres permet d'accéder directement aux variations du diamètre angulaire. Il s'agit là d'une mesure du diamètre avec assombrissement centre-bord de l'étoile θ_{LD}. En effet, un paramètre appelé facteur k déterminé à partir de modèles hydrostatiques permet de faire le lien entre le diamètre angulaire uniforme de l'étoile et le diamètre angulaire prenant en compte l'assombrissement centre-bord avec $\theta_{\mathrm{LD}} = k\theta_{\mathrm{UD}}$.
- Les relations brillances de surfaces empiriques (Surface-Brigtness-Color-Relation, SBCR).
- La méthode `SPIPS` (Spectro-Photo-Interferometry of Pulsating Star) (Merand et al., 2015) qui combine les deux approches précédentes. `SPIPS` utilise l'ensemble des données observationnelles à disposition, i.e la photométrie dans différentes bandes, les observations interférométriques, de vitesse radiale et de température effective au cours du cycle de pulsation.

La détermination de la variation du rayon ΔR pendant un cycle se réalise en 3 étapes : Il s'agit d'abord de mesurer la vitesse radiale de l'étoile grâce à l'effet Doppler par spectroscopie, ensuite on peut en déduire la vitesse pulsante de l'étoile par l'intermédiaire du facteur de projection p avec $V_{\mathrm{puls}} = pV_{\mathrm{rad}}$. Le facteur de projection est la principale limitation de cette méthode, il s'agit fondamentalement d'un facteur géométrique mais qui porte aussi avec lui des informations complexes sur la physique de l'atmosphère des Céphéides. Enfin l'intégration de cette vitesse sur un cycle de pulsation de période P permet d'en déduire la distance d de l'étoile. L'équation précédente devient en pratique :

$$\theta_{\mathrm{UD}}(P) - \theta_{\mathrm{UD}}(0) = -2\frac{k}{d}\int_0^P V_{\mathrm{puls}}(t)\mathrm{d}t \tag{1.13}$$

L'objectif in fine est de déterminer la distance individuelle des Céphéides extragalactiques.

Sommet de la branche des géantes rouges Cette approche permet de calibrer la luminosité des SN Ia indépendamment des Céphéides. Des résultats récents conduisent à une valeur de H_0=69.8 ± 0.8 (stat) ± 1.7 (syst) km/s/Mpc (Freedman et al., 2019a). Les étoiles qui ne sont pas suffisamment massives pour déclencher la fusion de l'hélium dans leur cœur, c'est à dire des étoiles

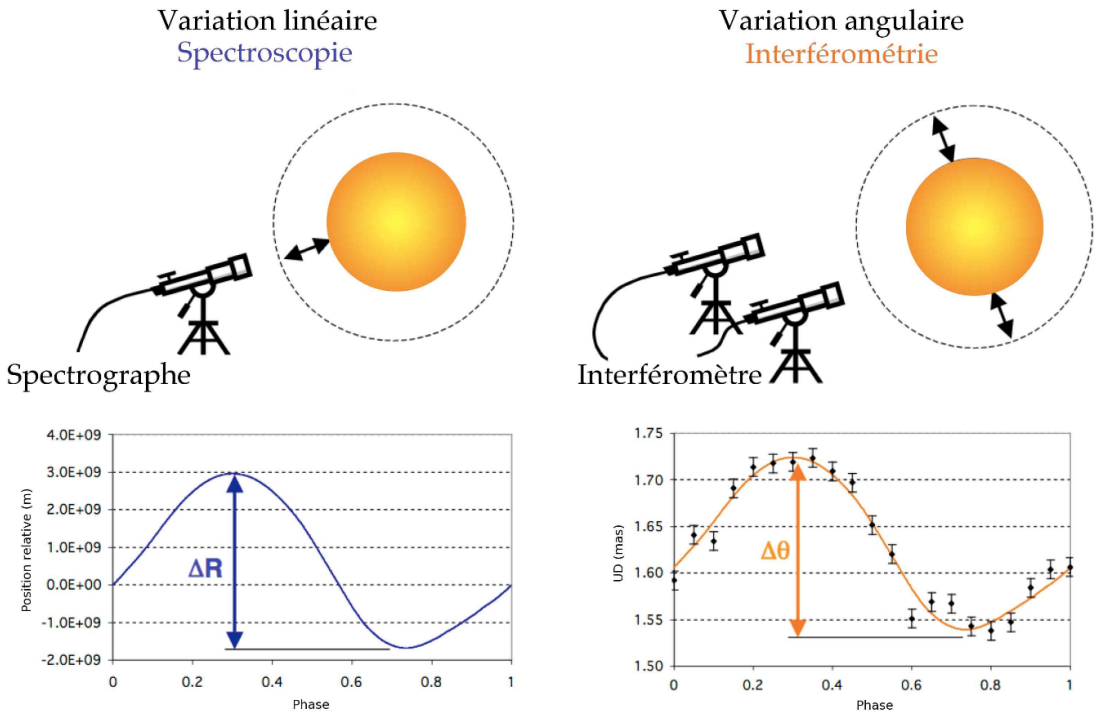


FIGURE 1.8 – Méthode de la parallaxe de pulsation.
La mesure de la variation du rayon ΔR par spectroscopie et de la variation du diamètre angulaire $\Delta\theta$ par interférométrie. Le rapport de ces deux quantités donne accès à la distance de l'étoile.

dont la masse est comprise entre 0.5 et $\approx 2M_\odot$, ont un cœur d'hélium dégénéré où la pression est régulée par le principe d'exclusion de Pauli, et donc ne dépend pas de la température. Or, la réaction triple alpha de l'hélium est résonnante, par conséquent très sensible à la température ($\propto T^{40}$). Lorsque la fusion de l'hélium s'amorce, le cœur dégénéré ne se dilate pas sous l'effet de l'augmentation de température et un emballement se produit, conduisant à une très grande libération de puissance en quelques secondes, c'est le flash de l'hélium. Ce phénomène marque un sommet discontinu de la branche des géantes rouges dans le diagramme HR. La luminosité de ces flashs est connue avec une bonne approximation, elle est d'environ -4 en magnitude absolue dans la bande infrarouge I ($\approx$0.8-1 μm). Ce phénomène dépend également peu de la métallicité et de la masse de l'étoile, ce qui en fait une excellente chandelle standard. Néanmoins le phénomène du flash est très bref, et par conséquent difficile à détecter en principe. Il reste cependant détectable statistiquement en observant un échantillon suffisamment grand, ce qui permet de reconstituer la branche et son sommet (Sakai et al., 1996).

Relation de Tully-Fischer et de Faber-Jackson L'utilisation de la loi de Tully-Fischer a permis au groupe HST Key project de déterminer la constante de Hubble telle que $H_0 = 71 \pm 4$ (stat) ± 7 (syst) km/s/Mpc (Sakai et al., 2000). La relation de Tully-Fischer (Tully and Fisher, 1977) établit un lien entre la vitesse de rotation des galaxies spirales et leur luminosité intrinsèque ($L \propto v^4$), permettant ainsi de les utiliser comme chandelles standards. En effet une galaxie tourne d'autant plus rapidement qu'elle est massive, et puisque la luminosité totale de la galaxie est fonction de sa masse stellaire, alors la vitesse de rotation des galaxies permet d'estimer sa luminosité. La relation de Faber-Jackson (Faber and Jackson, 1976) établit une relation similaire, mais dans le cas des galaxies elliptiques, entre la luminosité L et la dispersion des vitesses de ses étoiles σ ($L \propto \sigma^X$). Néanmoins cette relation est plus difficile à étalonner car les galaxies elliptiques sont des objets

âgés (étoiles de population II), et il n'existe pas de Céphéide permettant d'étalonner facilement cette relation.

Effet Sunyaev-Zel'dovich thermique L'utilisation de l'effet Sunyaev-Zel'dovich (Sunyaev and Zeldovich, 1970) a permis de déterminer H_0 tel que H_0=$74^{+4.0}_{-3.5}$ km/s/Mpc (Cunha et al., 2007). Lorsque les photons du CMB traversent les amas massifs de galaxies, ceux-ci peuvent être diffusés par des électrons très énergétiques des gaz chauds en présence (≈10keV – domaine des rayons X) par effet Compton inverse. Une part de l'énergie des électrons X est transférée aux photons du CMB, ce qui cause une légère distorsion (≈1mK) de ce spectre. C'est l'effet Sunyaev-Zel'dovich. En combinant les observations de l'effet SZ et de la brillance en rayons X de ces amas il est possible de calculer leur taille, et connaissant la taille angulaire on en déduit la distance de ces amas.

Les lentilles gravitationnelles Cette démarche a permis à l'équipe H0LiCOW de corroborer la valeur locale de H_0 de manière indépendante à la méthode de l'échelle des distances avec H_0=$72.5^{+2.1}_{-2.3}$ km/s/Mpc (Birrer et al., 2019) (voir la Figure 1.4). D'après la théorie de la relativité générale, l'espace-temps est courbé par la présence de fortes densités de matière. La lumière ne voyage plus en ligne droite mais suit les lignes de courbures appelées géodésiques. Dans certains cas extrêmes, comme l'observation des amas de galaxie ou des quasars, la lumière provenant de derrière ces objets peut parvenir à l'observateur car la courbure de l'espace-temps lui permet de les contourner. Ce phénomène se caractérise par l'observation d'un anneau lumineux autour de l'objet massif observé, semblable à la déformation d'une lentille optique, d'où il tire le nom de lentille gravitationnelle. Ces déformations importantes font que les rayons ne suivent pas tous le même trajet jusqu'à l'observateur, ils ont une différence de marche. La mesure des délais permet de remonter au taux d'expansion de l'Univers.

Les ondes gravitationnelles Un autre effet provoqué par les courbures de l'espace-temps, les ondes gravitationnelles, a permis de déterminer un taux d'expansion de l'Univers en accord avec le modèle ΛCDM et l'échelle des distances extragalactiques avec H_0=70^{+12}_{-8} (Abbott et al., 2017). Les ondes gravitationnelles sont des ondes spatio-temporelles qui se déplacent à la vitesse de la lumière et qui prennent leur origine dans des systèmes ayant une asymétrie [2] tels que des systèmes binaires de trous noirs ou d'étoiles à neutrons, ou bien l'explosion d'une supernova asymétrique. Prédictions de la théorie de la relativité générale, elles furent détectées la première fois le 14 septembre 2015 en provenance de la coalescence de deux trous noirs par le détecteur LIGO (Laser Interferometer Gravitational-Wave Observatory) (Abbott et al., 2016). Ces ondes permettent de remonter à la puissance émise par le système et donc à la distance de celui-ci, elles constituent en cela une sirène standard. En combinant ces observations avec l'observation de la vitesse de récession il est alors possible de calculer H_0. Cette nouvelle méthode est encore trop imprécise, mais elle constitue une nouvelle approche indépendante qui sera prometteuse dans le futur.

1.2.5 Biais identifiés sur H_0 et nouvelles pistes

Résoudre la tension cosmologique est un enjeu majeur en astrophysique. La réduction des biais sur l'échelle des distances extragalactiques est une voie possible pour résoudre la tension ou bien la confirmer. La dernière estimation des biais dans l'échelle des distances extragalactiques calculée par Riess et al. (2019) fait état d'un budget d'erreur total de 1.91% sur H_0. Cette erreur totale est composée de :

— 1.4% d'incertitude en lien avec les SN Ia, comprenant l'erreur sur des calibrateurs utilisés et la dispersion de la relation redshift z - luminosité.

2. Représenté mathématiquement par un moment quadripolaire variable.

— 0.6% d'incertitude sur les relations PL utilisées en considérant à la fois la pente et le point zéro. Cette erreur est composée de 0.3% sur les relations PL déterminées dans les galaxies hôtes des SNIa et de 0.4% sur les relations PL des galaxies de références.
— 0.6% d'erreurs systématiques identifiés sur l'ensemble de la méthode.

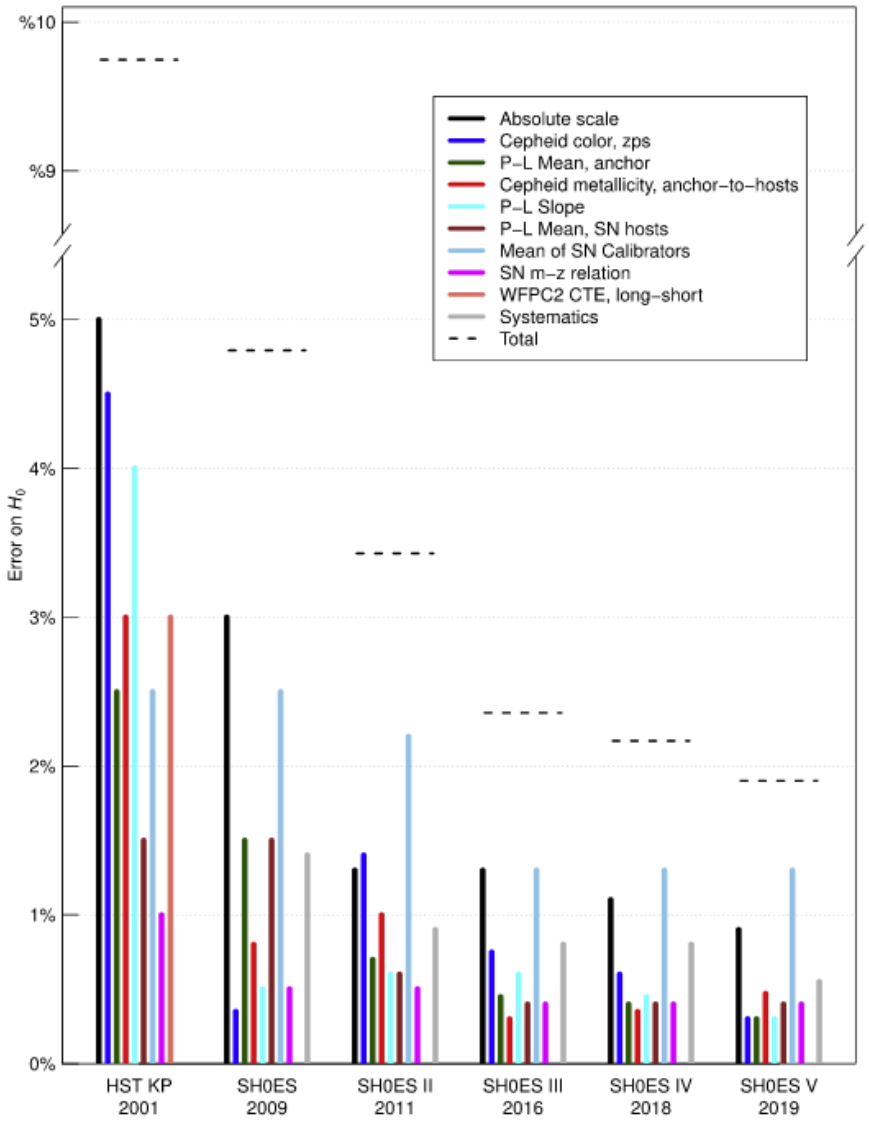


FIGURE 1.9 – Evolution du budget d'erreur du projet SH0ES et comparaison avec le projet HST Key Project (Freedman et al., 2001). Figure d'après Riess et al. (2019).

Cependant, plusieurs sources d'erreurs systématiques pourraient être encore inconnues dans la méthode SH0ES. Par exemple, les incertitudes liées à la binarité ou à la présence d'enveloppe circumstellaire autour des Céphéides ne sont pas prises en compte. Ces incertitudes sont susceptibles d'engendrer a) une dispersion dans la relation PL, b) une modification de la pente et/ou c) une modification du point zéro. En supposant que la luminosité des Céphéides extragalactiques dans les galaxies hôtes de SN Ia du projet SH0ES possèdent une erreur systématique δm, Efstathiou (2020) montre, à partir de l'équation 1.14, que la tension de 6.9 km/s/Mpc peut-être résolue en supposant que ces Céphéides sont systématiquement plus brillantes de $\delta m \approx 0.2$ mag dans l'infrarouge (voir la

Figure 1.4).

$$\frac{\delta H_0}{H_0} = 0.2 \ln 10 \, \delta m \tag{1.14}$$

Voici les biais potentiels que l'on peut identifier :

Effet de la métallicité Le biais induit par la métallicité est sans doute le biais le plus important à l'heure actuelle. Il semble admis aujourd'hui que la pente de la relation PL ne dépend pas de la métallicité, mais la question reste ouverte aujourd'hui concernant la dépendance du point zéro de la relation PL avec la luminosité.

Effet de la binarité et de la distance géométrique : De nombreuses Céphéides sont connues pour être dans un système binaire (Szabados, 2003; Kervella et al., 2019). L'étude de la binarité des Céphéides est importante pour plusieurs raisons. Les systèmes binaires dits à éclipses permettent de calculer la masse des Céphéides (Pietrzyński et al., 2010), leur distance (Pietrzyński et al., 2019), ou le facteur de projection p de leur atmosphère (Pilecki et al., 2013). Le compagnon de la Céphéide peut aussi éventuellement introduire un biais photométrique. Gallenne et al. (2018) a par exemple montré que le compagnon de la Céphéide V1334 Cyg causait un biais photométrique et que sa correction permettait d'obtenir un meilleur accord entre cette étoile et sa position prédite par la relation PL.

Effet de l'enveloppe circumstellaire : Ces enveloppes peuvent également créer un excès infrarouge sur la luminosité apparente, ce qui affecte nécessairement la relation PL. Plus précisément, cet excès infrarouge est susceptible de causer une dispersion, un biais sur le point zéro et pourrait également affecter la pente de la relation PL. La compréhension des environnements des Céphéides répond donc à un enjeu physique concernant les mécanismes de perte de masse de ces étoiles, mais aussi à un meilleure compréhension de leur effet sur la relation PL et par conséquent sur la détermination de H_0.

Ces différents effets sont activement étudiés, entre autres, par deux équipes au niveau international :

- Le projet Araucaria a pour but de déterminer avec précision la distance des galaxies de références ce qui permet d'ajuster le point zéro de la relation PL, et ainsi d'étudier la sensibilité de cette relation à la métallicité.
- L'ANR "Unlock Cepheids" pilotée par Pierre Kervella étudie principalement les effets de la binarité, ainsi que l'enveloppe circumstellaire. La prise en compte de ces effets permettra de corriger la dispersion et les biais de la relation PL. L'objectif est également d'améliorer l'approche de la parallaxe de pulsation pour calculer les distances individuelles des Céphéides extragalactiques. Au sein de cette équipe j'étudie l'excès infrarouge causé par l'environnement circumstellaire des Céphéides, et ses effets sur le relation PL.

1.3 Les différents types d'environnement des Céphéides à l'origine de l'excès infrarouge (IR)

1.3.1 Panorama des contraintes observationnelles

La relation PL des Céphéides est préférentiellement étalonnée dans les bandes photométriques infrarouges pour s'affranchir des problèmes d'extinction causés par la poussière interstellaire. Celle-ci cause en effet une dispersion plus grande dans le domaine visible comme le montre la Figure 1.10a. Cependant, la présence d'enveloppes circumstellaires émettant dans l'infrarouge est susceptible de

biaiser la relation PL. Une grande variété de techniques observationnelles ont révélé la présence de ces environnements autour des Céphéides, je présente ici l'éventail exhaustif des méthodes employées, et je résume ces résultats dans la Table 1.1.

Observations interférométriques : Les observations interférométriques permettent de résoudre des objets de quelques milliarcsecondes de diamètre angulaire, ce qui représente le diamètre typique d'une étoile brillante dans le ciel ainsi que son enveloppe circumstellaire si elle existe. Les enveloppes circumstellaires des Céphéides ont été découvertes par interférométrie à longue base dans la bande K avec l'instrument VINCI du VLTI et FLUOR de CHARA (Kervella et al., 2006; Mérand et al., 2006, 2007). Quatre ont été observées en bande N avec VISIR/VLT et MIDI/VLTI (Kervella et al., 2009; Gallenne et al., 2013). Plus récemment, une enveloppe a été détectée dans le domaine visible avec VEGA/CHARA autour de δ Cep (Nardetto et al., 2016). Deux méthodes de modélisation ont été employées pour parvenir à expliquer ces observations. L'ajustement d'un modèle d'enveloppe basé sur une distribution Gaussienne d'intensité a permis pour plusieurs de ces études de contraindre une enveloppe de 2 à 3 $R_\star$ avec un flux de 1 à 5% environ. Tandis que pour d'autres étoiles, la modélisation de l'enveloppe en utilisant un code de transfert radiatif permet d'ajuster une enveloppe circumstellaire de poussière dont le bord interne est situé à environ 15 R_* à l'aide des visibilités obtenues en N par MIDI/VLTI (Gallenne et al., 2013). Les tailles de ces précédents modèles, environ 2 $R_\star$ et 20 $R_\star$, bien qu'ils aient été proposés pour des étoiles différentes, questionnent sur la véritable nature de ces enveloppes.

Analyse de la distribution d'energie spectrale (SED) : L'analyse de la SED permet de calculer l'excès IR et également de contraindre des modèles d'émission circumstellaire. Gallenne et al. (2012) ont reconstruit la SED de 9 Céphéides classiques à l'aide de la photométrie infrarouge de l'instrument VISIR ce qui a permis de révéler leur excès IR. À l'aide des spectres et des observations interférométriques obtenues par l'instrument MIDI sur 2 Céphéides, Gallenne et al. (2013) sont parvenus à modéliser leurs enveloppes circumstellaires avec un code de transfert radiatif. Cette même approche, basée uniquement sur la SED, a été utilisée par Groenewegen (2020) à partir de 477 Céphéides classiques pour contraindre un environnement de poussière. Dans le cadre de l'ANR "Unlock Cepheids", l'ajustement de modèles d'atmosphère sur un ensemble de données photométriques avec `SPIPS` permet de reconstruire un excès infrarouge de l'ordre de 0.05 mag à 5 microns pour un échantillon d'une centaine de Céphéides (Trahin, 2019).

Observations spectroscopiques : La spectroscopie permet d'obtenir de nombreuses informations provenant de l'atmosphère des Céphéides au cours de la pulsation. Des composantes dont la moyenne est décalée vers le bleu ou présentant une asymétrie permettent d'en déduire l'existence d'une éjection de matière. De même, une enveloppe circumstellaire peut aussi être caractérisée par une composante fixe en absorption, indiquant la présence d'un gaz statique devant l'étoile (et dans le repère de l'étoile). La présence d'une raie Hα fixe en absorption dans le cas de ℓ Car est par exemple attribuée à une enveloppe circumstellaire (Nardetto et al., 2008b). Ces mêmes auteurs ont également mis évidence un lien entre l'asymétrie des raies et la période de pulsation, établissant ainsi un lien possible entre la perte de masse et le mécanisme de pulsation.

Imagerie infrarouge : L'imagerie infrarouge permet de voir directement la distribution spatiale des environnements autour des Céphéides, ce qui est aussi très utile pour étudier l'histoire de la perte de masse de l'étoile. 5 CSEs ont ainsi été résolues avec des rayons estimés à environ $1''$, grâce à l'analyse des images infrarouges obtenues par VISIR (Gallenne et al., 2012). 29 Céphéides classiques ont aussi été étudiées grâce aux images obtenues par *Spitzer* (Marengo et al., 2010a,b; Barmby et al., 2011). La plupart de ces étoiles n'ont pas révélé d'émission étendue dans leur environnement.

Seules S Mus et δ Cep présentent un environnement étendu émettant dans l'infrarouge de façon certaine. Marengo et al. (2010b) a étudié en particulier le vent stellaire provenant de δ Cep qui provoque une onde de choc visible en imagerie dans le milieu interstellaire. RS Pup est également une cible privilégiée grâce à son enveloppe particulière et a récemment été observée par imagerie avec NACO/VLT dans le proche infrarouge (Gallenne et al., 2011).

Observations radio : Le domaine d'observation radio permet d'étudier la présence de plusieurs atomes et molécules différentes. Jusqu'à maintenant seules des observations de l'hydrogène ont été réalisées pour étudier l'environnement des Céphéides. Ces observations reposent sur la mesure de l'excès produit par le mécanisme de rayonnement de freinage dans l'hydrogène ionisé, ou bien sur la détection de l'émission de la raie d'hydrogène neutre H I à 21 cm. La première tentative d'observation radio a été réalisée par Welch and Duric (1988) avec le Very Large Array (VLA) à 6 cm (5 GHz), autour de 5 Céphéides classiques, afin de détecter un vent stellaire de gaz ionisé. Aucune émission significative n'a été reportée et seulement des limites supérieures ont été calculées (voir la Table 1.1). Le VLA a néanmoins permis de mettre en évidence de larges structures interstellaires (≈10') grâce à la raie à 21 cm qui pourraient être liées à l'histoire de la perte de masse des Céphéides (Matthews et al., 2012, 2016).

La variété des techniques observationnelles employées montre la difficulté de contraindre les propriétés des environnements circumstellaires de Céphéides. De plus, les résultats sont très hétérogènes, avec la détection d'enveloppes proches de l'étoile ou d'environnements étendus d'origine interstellaire. L'origine et la nature de ces enveloppes restent mal connues, il est par conséquent difficile de comprendre les mécanismes d'émission à l'origine de leur excès infrarouge. Cependant, Mérand et al. (2007) et Gallenne et al. (2013) ont découvert une relation apparente entre l'excès infrarouge et la période de pulsation de l'étoile (voir la Figure 1.10b) ce qui pourrait avoir un lien avec la perte de masse des Céphéides causée par la pulsation. cet aspect est étudié théoriquement par Neilson and Lester (2008a).

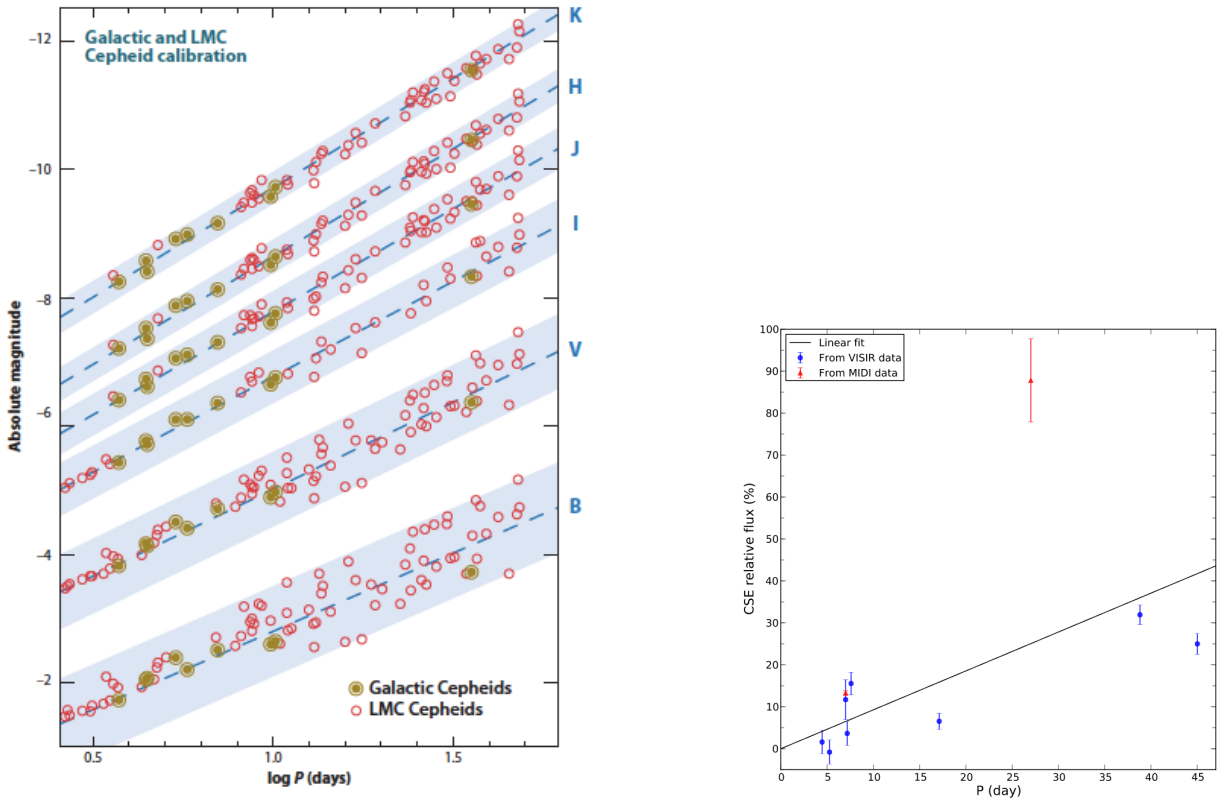
1.3.2 Enveloppe froide d'origine interstellaire

Dans cette partie je décris les environnements possibles autour des Céphéides ainsi que les mécanismes qui pourraient être à l'origine de l'excès infrarouge. Ces différents environnements sont représentés sur la Figure 1.12. Les Céphéides classiques sont des étoiles jeunes, et par conséquent, elles sont relativement peu éloignées du nuage qui les a formées. Certaines étoiles seraient aussi susceptibles d'emporter dans leur sillage une partie de cet environnement, comme dans le cas de l'étoile RS Puppis (voir la Figure 1.11). Il est alors nécessaire de prendre en compte les effets d'absorption et d'émission de ces poussières froides. La température de la poussière dans la plupart du milieu interstellaire est environ 20 K (Puget et al., 1985). D'après la loi de déplacement de Wien, le pic thermique de l'émission infrarouge se situe à $\lambda \approx \frac{3000}{20} = 150\,\mu$m. Les courbes de lumières des Céphéides sont établies dans le proche ($\approx 1\,\mu$m) et moyen infrarouge ($\approx 10\,\mu$m), par conséquent la poussière froide émettant à $150\,\mu$m ne constitute pas un problème pour la calibration de la relation PL. En revanche, il est possible que la poussière se trouve plus proche de l'étoile et soit alors chauffée à des températures de ≈100K. Dans ce cas il est envisageable que ces enveloppes étendues provenant du milieu interstellaire aient un effet dans l'infrarouge moyen autour de $30\,\mu$m. Par ailleurs, la poussière est composée majoritairement de silicate dans le milieu diffus interstellaire (Draine, 2003; Gupta and Sahijpal, 2020). Dans l'infrarouge moyen les silicates peuvent absorber de la lumière centrée sur leur mode de vibration à $9.7\,\mu$m. Cette absorption peut se révéler problématique puisqu'elle peut obscurcir une émission de silicates à cette même longueur d'onde qui proviendrait d'une enveloppe circumstellaire de poussière chaude autour de l'étoile. La poussière

TABLE 1.1 – Résumé des détections d'environnements circumstellaires du domaine visible aux ondes radios à l'aide de différents instruments.

L'extension de l'enveloppe est indiquée en rayon stellaire ($R_\star$), arcseconde ($''$) ou arcminute ($'$). L'excès dans la bande concernée et associée à l'enveloppe est indiqué entre parenthèses. Les incertitudes ont été omises et sont à retrouver dans la littérature correspondante.

	V	Hα	K		N		8,24 microns	6cm	21 cm
	VEGA	HARPS	FLUOR	VINCI	MIDI	VISIR	Spitzer	VLA	VLA
Polaris			$2.4\,R_\star$ (1.5%)						
δ Cep	$6\,R_\star$ (7%)		$3.5\,R_\star$					<0.135mJy	$\approx 13'$
η Aql								<0.135mJy	
ℓ Car		0 km/s		$2\,R_\star$(4%)	$3R_\star$				
X Sgr					$15R_\star$(13.3%)	$0.99''$ (7.9%)			
T Mon					$15R_\star$(87.8%)			<0.150mJy	$\approx 5'$
Y Oph			5%			$0.71''$ (15.1%)			
RS Pup					100UA	detected			
S Mus							$\approx 35''$		
AX Cir						$0.69''$ (13.8%)			
W Sgr						$1.14''$ (3.8%)			
U Car						$0.74''$ (16.3%)			
SU Cas								<0.120mJy	
FF Aql								<0.120mJy	



(a) Relations PL de la bande B à K

(b) Relation empirique flux CSE-Période

FIGURE 1.10 – Relations PLs et flux mesuré en fonction de la période de pulsation

(a) Relation PL établie de la bande visible B à la bande infrarouge K pour des Céphéides provenant de la galaxie et du LMC. La pente augmente avec la longueur d'onde tandis que la dispersion diminue. Figure extraite de Freedman and Madore (2010). (b) Flux de l'enveloppe dans l'infrarouge mesuré pour 9 Céphéides avec VISIR en fonction de la période de pulsation (Gallenne et al., 2013).

du milieu interstellaire est aussi responsable du rougissement dans le spectre visible, c'est à dire de l'extinction visible et proche infrarouge.

1.3.3 Enveloppe circumstellaire de poussière

Près de la séquence principale, les étoiles ont des températures atmosphériques trop élevées ou une activité chromosphérique importante produisant des rayons UV, ce qui inhibe la formation de poussière. C'est pourquoi la présence d'enveloppe de poussière se limite en général à des objets froids ou des types spectraux tardifs, comme les étoiles de la branche asymptotique des géantes, ou des étoiles géantes et supergéantes rouges. La pulsation des Céphéides pourrait fournir un mécanisme de perte de masse efficace permettant la formation de poussière à plus grande distance, où les conditions de températures et de pression sont favorables. Comme pour le milieu interstellaire, cette émission dépend de la température avec un pic entre l'infrarouge proche et moyen (2-30 μm) pour des températures comprises entre 100 et 1500 K. Certaines poussières possèdent aussi des modes de vibrations-émission autour de 10 μm ce qui permet de les identifier par spectroscopie. C'est le cas par exemple des composés silicatés déjà évoqués, qui ont un mode autour de 9.7 μm, ou bien de l'oxyde d'aluminium Al_2O_3. Cependant, les conditions dynamiques de l'environnement

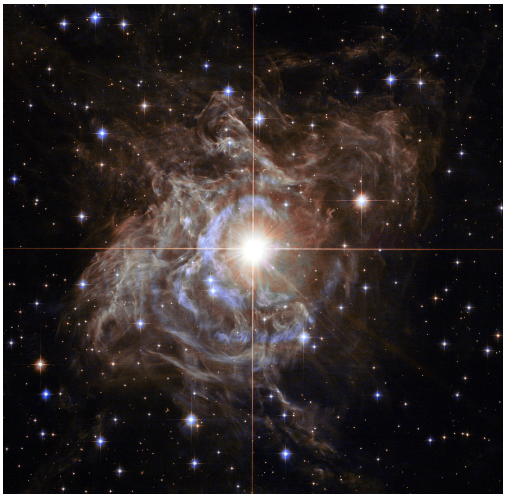


FIGURE 1.11 – L'étoile Céphéide RS Pup observée par le HST.
Des anneaux réguliers apparaissant dans son nuage, ou échos de lumière, ont notamment permis de calculer sa distance, 1992±28 pc, avec une très grande précision (Kervella et al., 2008).

des Céphéides, avec des variations de température et de pression importantes en quelques jours, la présence périodique de chocs, font que les conditions de formation, de même que la stabilité d'un tel environnement de poussière sont mal connues.

1.3.4 Enveloppe de gaz ionisé et activité chromosphérique

Les observations interférométriques semblent indiquer que les enveloppes circumstellaires des Céphéides ont des rayons dont l'extension représente entre 2 et 3 rayons stellaires. À ces distances relativement proches de l'étoile, la température est supérieure à 2000 K, ce qui rend impossible toute condensation de grains de poussière. On peut alors considérer l'hypothèse d'une enveloppe de gaz ionisé émettant dans le domaine infrarouge par l'intermédiaire du mécanisme de rayonnement de freinage, appelé aussi rayonnement libre-libre. Schématiquement, lorsqu'un électron libre pénètre dans le champ Coulombien d'un proton, celui-ci est décéléré en étant dévié de sa trajectoire, et un rayonnement est émis par principe de conservation de l'énergie. Certaines Céphéides ont été observées dans le domaine radio avec le Very Large Array (VLA) mais aucun excès significatif n'a été détecté (Welch and Duric, 1988). Une enveloppe de gaz ionisé autour des Céphéides pourrait être liée à une possible activité chromosphérique. Humphreys (1974) est l'un des premiers à discuter l'existence du rayonnement libre-libre autour des supergéantes de type spectral M créant un excès dans le proche et moyen infrarouge, et dont l'intensité n'est pas négligeable comparée à l'émission provoquée par la poussière.

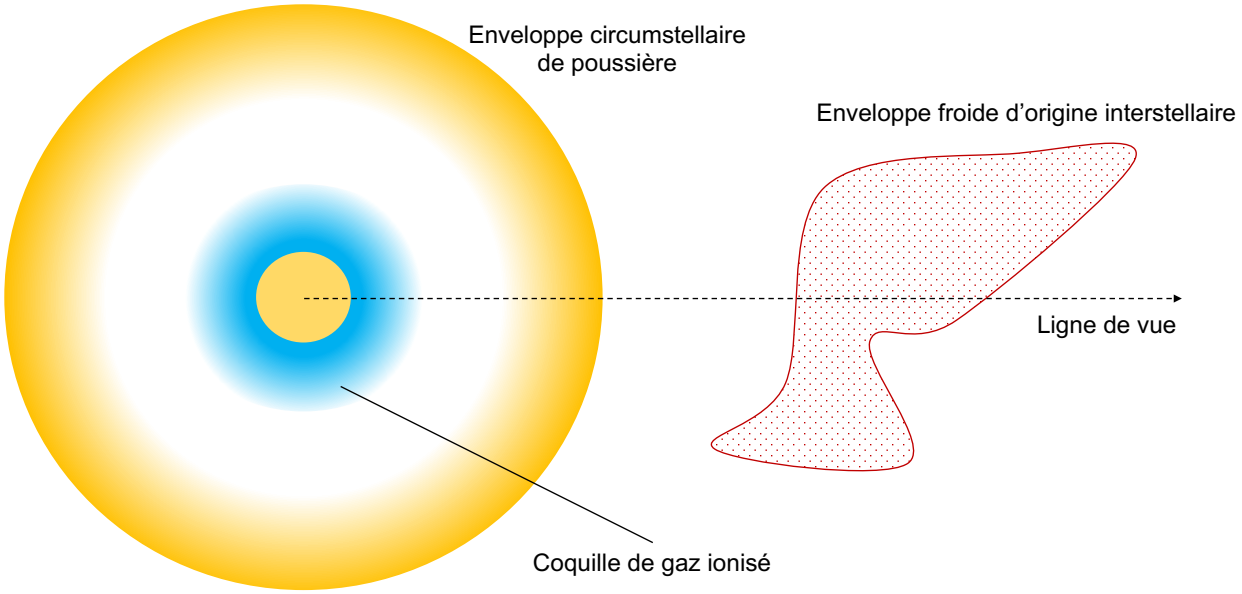


FIGURE 1.12 – Schéma hypothétique de l'environnement circumstellaire des Céphéides. Chacune des composantes est susceptible d'affecter différemment la luminosité des Céphéides, dans le domaine visible, et de l'infrarouge proche à l'infrarouge lointain.

1.4 Objectif de la thèse : Caractériser l'excès infrarouge dû à l'environnement des Céphéides et évaluer son effet sur l'étalonnage des distances dans l'Univers

La variété des mécanismes pouvant être à l'origine de l'excès infrarouge des Céphéides montre qu'il est indispensable d'utiliser toutes les ressources observationnelles et théoriques à disposition pour comprendre la physique des environnements. Les Céphéides présentent également la particularité de varier en luminosité de façon significative en quelques jours, ce qui constitue une difficulté évidente pour établir l'excès infrarouge avec une finesse de quelques pourcents au cours du cycle de pulsation. C'est pourquoi, dans ce travail de thèse, nous utiliserons plusieurs techniques observationnelles combinées à des modèles physiques pour contraindre la composition et la géométrie de l'enveloppe des Céphéides.

Dans le Chapitre 2 de cette thèse nous étudierons l'origine physique de l'excès IR des Céphéides. Nous établirons d'abord avec précision l'excès IR de 5 Céphéides en comparant les spectres du télescope spatial *Spitzer* avec des modèles d'atmosphères de ces étoiles, ajustés par la méthode de parallaxe de pulsation `SPIPS`. Dans un second temps, nous modéliserons une enveloppe circumstellaire de poussière à l'aide du code de transfert radiatif `DUSTY`, puis nous étudierons une enveloppe de gaz ionisé à l'aide d'un code développé en collaboration avec Gilles Niccolini et Armando Domiciano, Laboratoire Lagrange, Observatoire de la Côte d'Azur. Nous montrerons que l'excès IR de cet échantillon d'étoiles ne peut-être expliqué par une enveloppe de poussière mais par une coquille de gaz ionisé, ce qui constitue le résultat majeur de ma thèse.

Nous étudierons ensuite au Chapitre 3 les mécanismes susceptibles de ioniser le gaz au cours du cycle de pulsation. Cette étude sera réalisée à l'aide d'observations spectroscopiques de l'instrument UVES/VLT de 24 Céphéides dans les raies chromosphériques du triplet du calcium et de H_α. En étudiant la propagation des chocs nous mettrons en évidence une activité chromosphérique d'origine pulsationnelle et nous pourrons évaluer la taille de la chromosphère. L'étude de la variation des profils de H_α nous permettra de mettre en évidence des environnements circumstellaires autour

des Céphéides de longues périodes. Pour finir nous mettrons également en évidence l'importance de l'étude de la dynamique des chromosphères dans la perspective des observations Gaia.

Au Chapitre 4 nous apporterons de nouvelles contraintes observationnelles sur l'environnement de l'étoile ℓ Car. Nous utiliserons pour cela des observations interférométriques de l'instrument MATISSE/VLTI, recombinateur de 4 télescopes dans l'infrarouge. Il sera ainsi possible de caractériser la taille et éventuellement la forme de l'enveloppe, et de donner des clefs quant à sa composition (gaz ou poussière).

Au Chapitre 5 nous discuterons des perspectives observationnelles et théoriques pour l'étude des enveloppes circumstellaires, et les pistes à explorer dans le cadre de l'étalonnage des distances dans l'Univers.

Chapitre 2

L'excès infrarouge des Céphéides modélisé par une coquille de gaz ionisé

Contents

2.1 Introduction 47
2.2 Reconstituer l'excès infrarouge des Céphéides 48
2.2.1 Modèle pulsationnel des Céphéides avec l'algorithme SPIPS 48
2.2.2 Observation dans l'infrarouge : les télescopes spatiaux *Spitzer* et *Herschel* . 51
2.2.3 Correction de l'absorption causée par le silicate interstellaire 54
2.3 Modélisation de l'excès IR des Céphéides 60
2.3.1 Modélisation des enveloppes de poussière avec DUSTY 60
2.3.2 L'excès IR expliqué par une coquille de gaz ionisé 65
2.4 Publication : *A thin shell of ionized gas as the explanation for infrared excess among classical Cepheids* 70
2.5 Synthèse et limitations 90

2.1 Introduction

Je présente dans ce chapitre les travaux que j'ai réalisés pour reconstituer l'excès infrarouge d'un échantillon de 5 Céphéides, et les phénomènes physiques que j'ai modélisés afin de pouvoir en expliquer son origine. Je décris dans un premier temps l'algorithme SPIPS qui est l'outil indispensable pour modéliser la photosphère des Céphéides au cours du cycle de pulsation. Je présente ensuite les observations obtenues avec les télescopes spatiaux *Spitzer* et *Herschel*. Ces observations permettent de compléter et mieux contraindre l'excès IR dans le proche infrarouge calculé par SPIPS. Je donne ensuite des éléments importants de la théorie de l'extinction interstellaire qui m'ont permis de corriger les spectres *Spitzer* de l'extinction causée par la poussière dans l'infrarouge moyen. Une fois les spectres corrigés, je décris le code de transfert radiatif DUSTY que j'ai utilisé pour expliquer l'excès IR à l'aide de modèles d'enveloppes de poussières. Cette modélisation me conduit à rejeter l'hypothèse de la poussière circumstellaire comme explication possible à cet excès IR, et à considérer une enveloppe de gaz ionisé comme alternative. Je présente ainsi les éléments théoriques nécessaires à la compréhension du phénomène du rayonnement continu de freinage dans un gaz ionisé. Ces éléments m'ont permis, en collaboration avec mes collègues Gilles Niccolini et Armando Domiciano de Souza du laboratoire Lagrange, de créer un modèle simple de coquille de gaz d'hydrogène ionisé autour des Céphéides. Après l'introduction de ce modèle je décris l'ajustement des paramètres et

les résultats physiques obtenus qui permettent d'expliquer l'excès IR. Je consacre la dernière partie aux limites de cette modélisation, mais aussi à la discussion des phénomènes physiques à l'origine de l'ionisation de l'hydrogène.

Ce travail a été publié dans *Astronomy & Astrophysics* en *highlight*, présenté en section 2.4, et j'ai rédigé deux proceedings à la suite de mes communications orales à la SF2A 2019 et la conférence internationale RR Lyrae 2019 au Nouveau-Mexique.

2.2 Reconstituer l'excès infrarouge des Céphéides

Reconstituer l'excès infrarouge des Céphéides constitue un défi dans la mesure où la luminosité de ces étoiles varie au cours du cycle. Par conséquent déterminer l'excès infrarouge suppose de comparer le flux photosphérique au flux effectivement observé à différentes longueurs d'ondes, et à la même phase de pulsation. Afin d'obtenir un modèle de l'atmosphère des Céphéides à une phase donnée, le point de départ de mon travail de thèse a été d'utiliser l'algorithme `SPIPS` (Spectro-Photo-Interferometric modeling of Pulsating Stars) créé par Mérand et al. (2015). Je détaille dans cette partie le fonctionnement de cet algorithme et comment je l'ai utilisé pour reconstruire l'excès IR.

2.2.1 Modèle pulsationnel des Céphéides avec l'algorithme `SPIPS`

Principe `SPIPS` est un algorithme basé sur la méthode de la parallaxe de pulsation. Comme nous l'avons vu au Chapitre 1.2.3, la parallaxe de pulsation permet de calculer la distance des Céphéides à partir de la mesure du diamètre angulaire et de la vitesse radiale de l'étoile, selon l'équation :

$$\theta_{\rm UD}(P) - \theta_{\rm UD}(0) = -2\frac{k}{d}\int_0^P V_{\rm puls}(t){\rm d}t \tag{2.1}$$

`SPIPS` généralise son fonctionnement en incluant toutes les données observationnelles disponibles comme la photométrie, la mesures des diamètres angulaires par interférométrie, la température effective et les mesures de vitesses radiales pour modéliser au mieux le comportement des Céphéides au cours du cycle. En outre, `SPIPS` ajuste de manière simultané l'ensemble de ces observables à l'aide de modèles d'atmosphères hydrostatiques. Le caractère simultané confère à `SPIPS` une meilleure gestion de la propagation des erreurs et permet d'obtenir une grande précision sur les paramètres calculés. Cependant, le facteur de projection p et la présence d'une enveloppe circumstellaire sont des biais potentiels et constituent des limitations à cette méthode. Le facteur de projection p peut avoir une valeur fixe déterminée par des études indépendantes, ou bien laissé comme paramètre libre. Dans mon étude j'ai utilisé des modèles `SPIPS` fixant arbitrairement le facteur de projection à p=1.270 sur la base des observations de δ Cep (p=1.27 $\pm$0.06, Mérand et al. (2005)).

Modèles d'atmosphère ATLAS9 `SPIPS` utilise une grille de modèles d'atmosphères hydrostatiques ATLAS9 (Castelli and Kurucz, 2003), de métallicité solaire et une vitesse turbulente standard de 2 km/s. Des modèles d'atmosphères sont interpolés à partir de cette grille de manière à ce que les photométries synthétiques s'ajustent à celles du jeu de données. `SPIPS` fait donc l'hypothèse que la photosphère au cours du cycle peut-être modélisée par une approche quasi-statique.

`SPIPS` utilise dans son calcul le diamètre de Rosseland $R_{\rm Ross}$ qui est le diamètre de la photosphère avec assombrissement centre-bord (ACB). Ce diamètre intervient dans le calcul de la luminosité bolométrique $L_{\rm bol}$ de la relation de Stefan-Boltzman $L_{\rm bol} \propto R_{\rm Ross}^2 T_{\rm eff}^4$ avec $T_{\rm eff}$ la température effective de la photosphère. `SPIPS` extrait les profils d'intensités des modèles d'atmosphères sphériques SATLAS (Neilson and Lester, 2008a) pour calculer un ACB sur mesure et permettre le calcul des

diamètres uniformes (voir la Figure 2.1). Cette méthode permet de prendre en compte la dépendance du diamètre avec la longueur d'onde d'observation, ce qui est essentiel pour l'ajustement avec les diamètres issus des observations interférométriques, comme on peut le voir sur l'ajustement de l'étoile η Aql présenté sur la Figure 2.2.

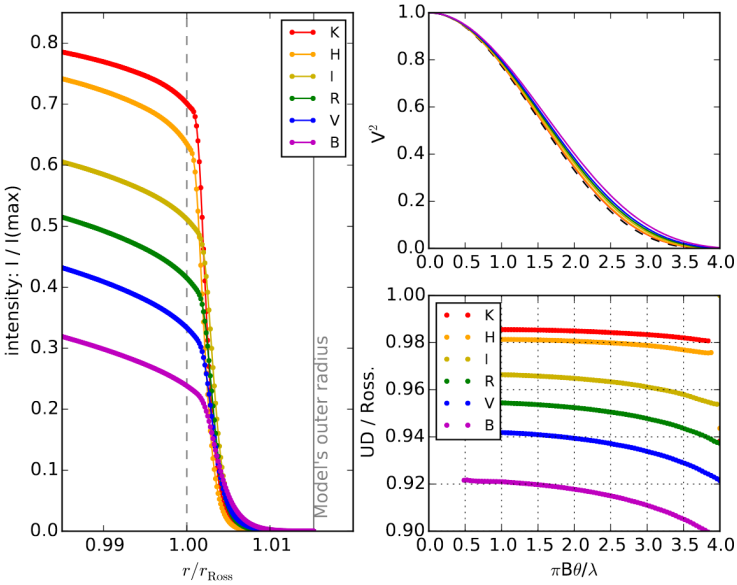


FIGURE 2.1 – Facteur de correction interférométrique dans différentes bandes photométriques. Ces profils sont tirés des profils d'intensités SATLAS (à gauche). Les visibilités carrées issues de ces profils d'intensités sont indiqués en haut à droite. Figure de Merand et al. (2015).

Sur cette figure, on voit également que la photométrie est en très bon accord avec le modèle proposé dans les bandes visibles (traits pleins sur les panneaux d, e, f, g et h). En revanche, un excès apparaît aux plus grandes longueurs d'ondes à partir d'environ λ>1.2 μm en bande J. Pour chaque bande photométrique, l'excès infrarouge en termes de magnitudes, Δmag, est simplement définit par :

$$\Delta\mathrm{mag} = m_{\mathrm{obs}} - m_{\mathrm{kurucz}} \tag{2.2}$$

avec m_{obs} la magnitude observée et m_{kurucz} la magnitude de la photométrie synthétique. En appliquant cette méthodologie aux 5 Céphéides de mon échantillon j'obtiens un excès infrarouge qui augmente avec la longueur d'onde. L'excès calculé est représenté dans le cas de η Aql sur la Figure 2.3.

Enveloppe circumstellaire et l'excès infrarouge L'explication la plus probable de cet excès infrarouge est la présence d'une enveloppe circumstellaire comme nous l'avons abordé au Chapitre 1.3.1, bien que le mécanisme physique à son origine soit inconnu. L'effet de cette enveloppe peut avoir un effet sur la mesure du diamètre angulaire de l'étoile observée par interférométrie dans les bandes infrarouges (voir panneau b sur la Figure 2.2). En effet, pour prendre en compte l'éventuelle présence d'un excès infrarouge qui serait causé par une enveloppe circumstellaire, `SPIPS` ajuste une loi analytique *ad-hoc*, définie par une loi de puissance :

$$\mathrm{IR_{ex}} = \Delta\mathrm{mag} = m_{\mathrm{obs}} - m_{\mathrm{kurucz}} = \begin{cases} 0, & \text{pour } \lambda < 1.2\mu\mathrm{m} \\ \alpha(\lambda - 1.2)^{\beta}, & \text{pour } \lambda \geqslant 1.2\mu\mathrm{m} \end{cases} \tag{2.3}$$

En outre, une hypothèse *fondamentale* de `SPIPS` est que cette loi pose que Δmag = 0 pour $\lambda <$ 1.2 μm, ce qui signifie que `SPIPS` suppose qu'aucun excès ni déficit ne sont créés dans le domaine

visible par l'environnement de l'étoile. Cela constitue une hypothèse forte et sur laquelle nous reviendrons en fin de chapitre.

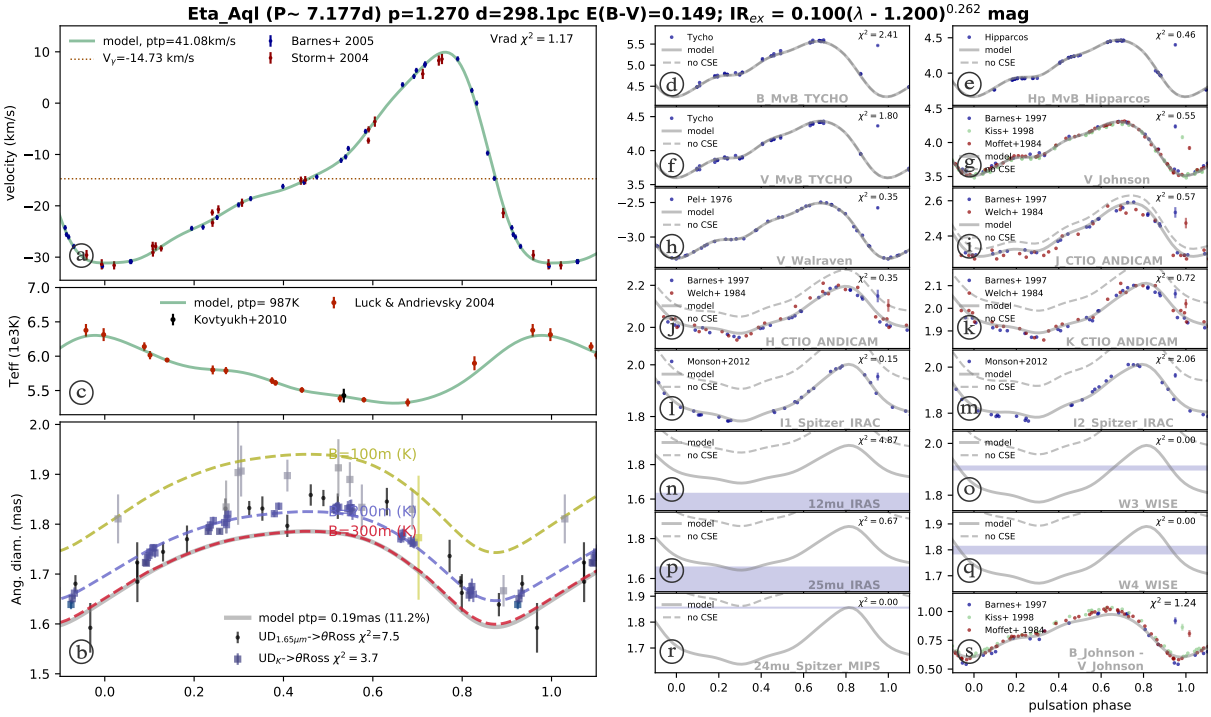


FIGURE 2.2 – Résultat de SPIPS dans le cas de η Aql.
Les données observationnelles telles que la vitesse radiale sur le panneau (a), le diamètre angulaire (b), la température effective (c), et les photométries du visible à l'infrarouge (d) à (s), sont ajustées par un modèle (trait plein). La distance, l'extinction ainsi que la loi analytique infrarouge sont également indiqués. Le trait plein est le modèle final qui prend en compte la loi *ad-hoc* de l'excès infrarouge donnée par l'équation 2.48.

Effet des molécules de CO en fonction de la température Dans le processus d'ajustement, les bandes photométriques correspondants aux modes du monoxyde de carbone (CO) à 4.6 μm sont à considérer avec précaution. En effet les molécules de CO peuvent être formées lorsque la métallicité est suffisamment importante et la température effective suffisamment basse, comme l'a montré Scowcroft et al. (2016) dans le cas des Céphéides, ce qui cause alors un obscurcissement dans les bandes photométriques correspondantes. Cet effet est aussi observé dans les ajustements SPIPS par un déphasage apparent entre les magnitudes observées et le modèle dans les bandes de IRAC I2 de *Spitzer* (diagramme sur la Figure 2.2). Par conséquent, ces bandes photométriques sont habituellement ignorées lors de l'ajustement de SPIPS. Un modèle dynamique pouvant modéliser l'influence du CO au cours du cycle de pulsation est important pour améliorer le modèle autour de 5 microns.

SPIPS est utile pour reconstituer l'excès infrarouge, mais une reconstruction photométrique ne recouvre pas suffisamment le domaine infrarouge pour contraindre la physique de l'environnement. Afin d'étudier plus finement l'excès infrarouge il est nécessaire de combiner cette reconstruction avec

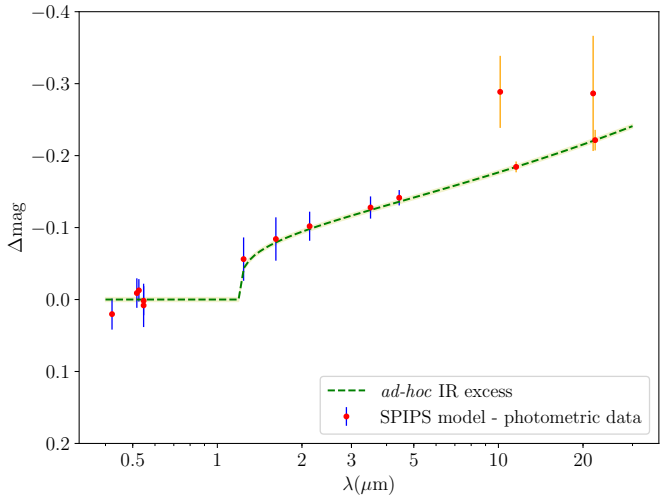


FIGURE 2.3 – Excès infrarouge moyen au cours du cycle calculé par `SPIPS` dans le cas de η Aql. La loi analytique de l'excès infrarouge est indiquée (tirets vert) pour laquelle $\mathrm{IR_{ex}} = -0.100(\lambda - 1.2)^{0.262}$mag suivant l'équation 2.48.

des observations spectroscopiques. En outre les environnements circumstellaires sont plus facilement identifiables dans l'infrarouge moyen et lointain. Je décris les observations complémentaires que j'ai utilisées dans la section suivante.

2.2.2 Observation dans l'infrarouge : les télescopes spatiaux *Spitzer* et *Herschel*

En effet les bandes d'observations infrarouges permettent de détecter la présence de poussière, qu'elle soit d'origine circumstellaire ou interstellaire. Au début de ma thèse, j'ai réduit, étalonné et analysé un grand nombre d'observations de Céphéides disponibles dans l'infrarouge moyen telles que celles obtenues avec VISIR/VLT ou MIDI/VLTI. C'est finalement sur les observations des télescopes spatiaux *Spitzer* et *Herschel* que j'ai fini par me concentrer, pour la principale raison que ces observations ne sont pas perturbées par l'atmosphère terrestre. En particulier j'ai utilisé les spectres de basse résolutions de *Spitzer* qui couvrent une grande partie de l'infrarouge moyen de 5 à 30 μm, et les images à grand champ de *Herschel* à 70 et 160 μm pour étudier l'environnement interstellaire. Dans cette partie je décris plus en détail ces instruments et l'usage que j'en ai fait.

2.2.2.1 Spectres dans l'infrarouge moyen avec *Spitzer*

Le télescope spatial *Spitzer*[1] a été lancé en 2003 et a récemment terminé sa mission en 2020. C'est un télescope fonctionnant dans le domaine infrarouge qui possède un miroir de 85 cm de diamètre, ce qui confère à 10 μm une résolution de 250 $\times\lambda(\mu\mathrm{m})/\mathrm{D(m)} \approx 3$ arcsecondes. Afin de garder les instruments du télescope a une température proche de 0 Kelvin (nécessaire pour les observations infrarouges), et afin d'économiser l'hélium liquide nécessaire au refroidissement, ce télescope a été placé sur une orbite héliocentrique parallèle à la Terre pour ne pas être réchauffé par la lumière du Soleil réfléchie par celle-ci. Le télescope possède trois instruments, 2 caméras imageurs IRAC et MIPS (dont la photométrie peut-être utilisée par `SPIPS`) et le spectrographe

1. Nommé d'après l'astrophysicien américain Lyman Spitzer (1914-1997) spécialiste du milieu interstellaire, et le premier scientifique a proposer d'envoyer un télescope dans l'espace.

IRS (InfraRed Spectrograph) (Houck et al., 2004) que j'ai utilisé. Les modules Short-Low (SL) et Long-Low (LL), qui sont les deux modules placés au centre focal du spectrographe, permettent d'obtenir des spectres de basses résolutions (R=60 - 128) de 5.2 μm à 38 μm.

J'ai recueilli les spectres étalonnés des 5 Céphéides étudiées sur l'atlas en ligne (Lebouteiller et al., 2011). Les détails de la méthode d'étalonnage peuvent être retrouvés dans le papier Lebouteiller et al. (2010). Pour reconstruire l'excès IR associé aux observations *Spitzer* j'ai d'abord récupéré la date des observations donné en Date Julienne Modifiée ($\mathrm{MJD}_{Spitzer}$) ce qui m'a permis, en utilisant les éphémérides de `SPIPS` que sont l'époque de référence à la luminosité maximum MJD_0 et la période de pulsation P, de calculer la phase de pulsation de chacune des étoiles $\phi_{Spitzer}$:

$$\phi_{Spitzer} = \frac{(\mathrm{MJD}_{Spitzer} - \mathrm{MJD}_0)}{P} \mathrm{mod}(1) \tag{2.4}$$

En utilisant ensuite les paramètres physiques de l'étoile calculés par `SPIPS` à cette phase donnée, cela me permet d'interpoler un modèle d'atmosphère représentatif de l'étoile à chaque phase des observations de *Spitzer* et de calculer la magnitude observée synthétique $m_{\mathrm{kurucz}}[\phi_{Spitzer}]$. Ce calcul prend en compte la distance entre la Céphéide et la Terre et l'extinction interstellaire calculés par `SPIPS`. L'excès infrarouge se calcule alors de la manière suivante :

$$\Delta\mathrm{mag} = m_{Spitzer} - m_{\mathrm{kurucz}}[\phi_{Spitzer}] \tag{2.5}$$

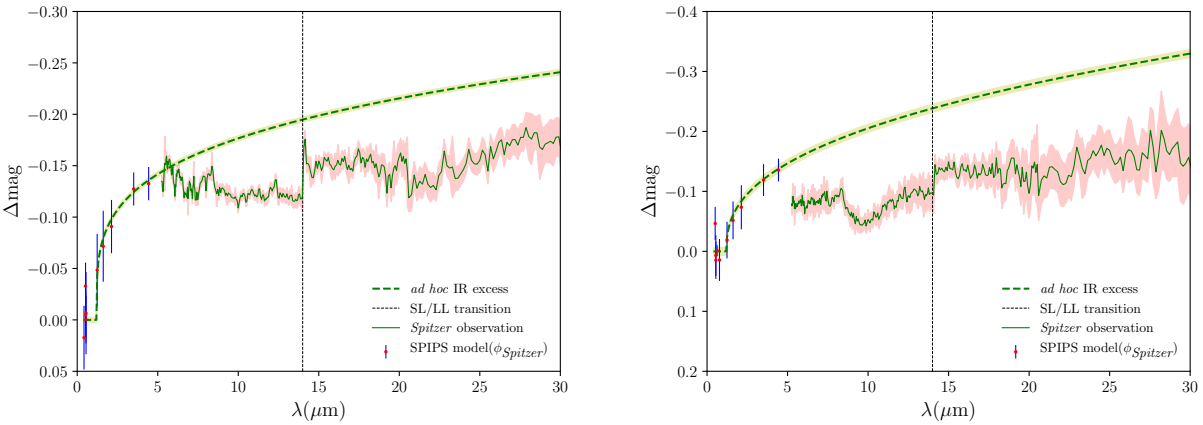
Je présente les résultats pour 2 Céphéides de l'échantillon étudié sur la Figure 2.4. Il est remarquable de constater qu'il y a une excellente continuité entre les spectres *Spitzer* et l'excès estimé par `SPIPS` autour de 5 microns, ce qui est un argument en faveur de la robustesse de `SPIPS` ainsi que de l'étalonnage en flux des spectres de la base CASSIS. On observe également une légère discontinuité à 14 microns à l'interface entre les modules SL et LL du spectrographe. Cette discontinuité est la conséquence d'un environnement étendu autour des Céphéides puisque le module LL sonde une partie plus large de l'environnement et observe ainsi plus de flux que le module SL. J'ai par la suite corrigé cette discontinuité en normalisant le flux SL sur le flux LL à 14 microns.

On observe également sur le spectre de V Cen une forme en "V" autour de 10 microns (Figure 2.4b). Il s'agit de la signature spectrale caractéristique d'une absorption de poussières silicatée. Cette absorption d'origine interstellaire est susceptible d'obscurcir une émission de silicate provenant d'une éventuelle enveloppe circumstellaire. Aucune absorption n'est visible sur le spectre de η Aql (Figure 2.4a), mais il pourrait s'agir non pas d'une absence d'absorption de silicate interstellaire, mais d'une compensation entre une émission circumstellaire et une absorption interstellaire. Par conséquent il est nécessaire de corriger ces spectres de l'absorption afin de s'assurer de la présence d'une enveloppe circumstellaire de poussière. Je décris la méthode que j'ai appliquée pour corriger ces spectres dans la section 2.2.3.

2.2.2.2 Imagerie dans l'infrarouge lointain avec *Herschel*

L'observatoire spatial *Herschel*[2] est un télescope spatial fonctionnant dans l'infrarouge lointain. Il a été lancé en 2009 au point de Lagrange L2 et est désactivé depuis 2013. Selon la loi de déplacement de Wien ($\lambda T = 2900\mu$m.K) les observations autour de 100 μm mettent en évidence des structures de poussières à 30K environ, ce qui est adapté pour étudier l'histoire de l'Univers, et notamment les milieux froids comme la naissance des étoiles dans les nébuleuses, et les grandes

2. Nommé d'après l'astronome et compositeur Sir William Herschel découvreur de Uranus et du spectre infrarouge, et de sa sœur astronome Caroline Herschel.

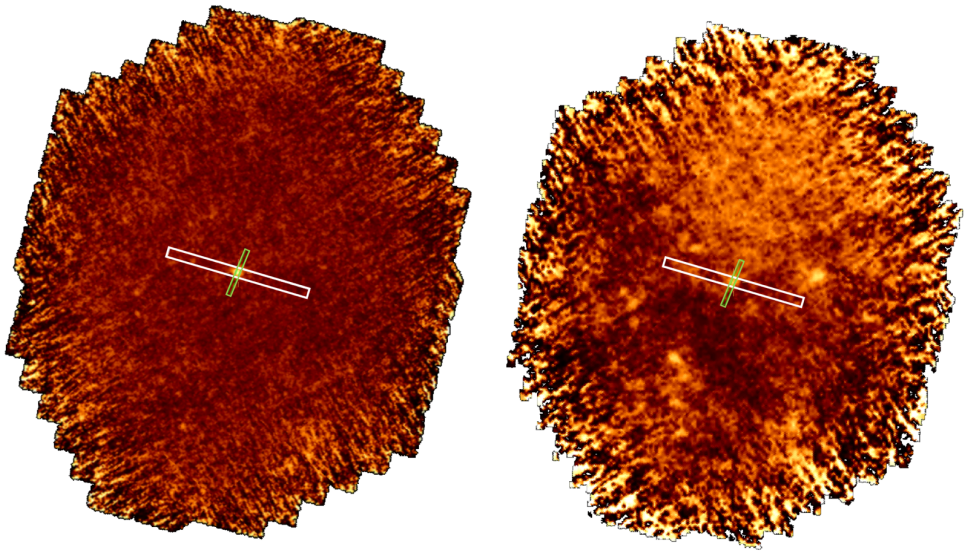


(a) η Aql (b) V Cen

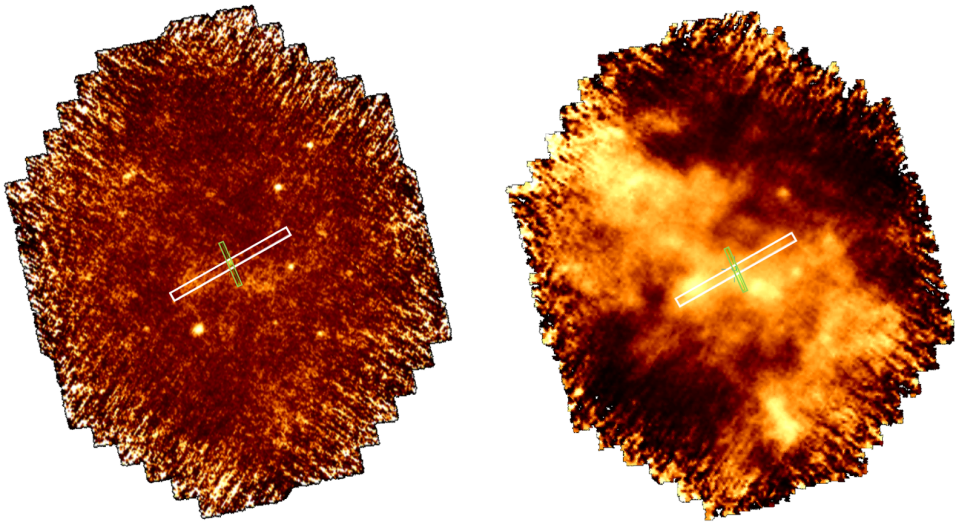
FIGURE 2.4 – Excès infrarouge interpolé par `SPIPS` à la phase des observation *Spitzer*. La transition entre les détecteurs SL et LL est indiquée par une barre verticale à $\approx 14\,\mu$m. La loi analytique de `SPIPS` est représentée en vert seulement pour la comparaison.

structures de poussières dans le milieu interstellaire. Grâce à son champ de 8 arcminutes, ce télescope me permet d'étudier la poussière interstellaires autour des Céphéides qui peuvent avoir une influence sur leur excès infrarouge. J'ai utilisé la caméra imageur PACS (Photodetector Array Camera and Spectrometer) qui fournit des images à 70 et 160 μm, ce qui rend donc visible des structures respectivement autour de 40 et 20 K environ. Je présente les images *Herschel* de η Aql et V Cen sur la Figure 2.5.

Les images *Herchel* permettent de mettre en relation l'environnement interstellaire de poussière, et l'absorption de silicates visibles sur les spectres *Spitzer* de manière qualitative. On aperçoit effectivement une corrélation entre la présence de l'absorption de silicates à 9.7μm et la présence de structure interstellaire sur les images *Herschel*. En effet l'absorption de silicates qui est absente sur le spectre *Spitzer* de η Aql sur la Figure 2.4a est en cohérence avec l'image *Herschel* de la Figure 2.5a qui ne présente pas d'émission significative. Inversement, l'environnement autour de V Cen (voir la Figure 2.5b) à 160 μm est en accord avec la présence d'une absorption de silicates interstellaire sur le spectre *Spitzer*. Cette région est probablement liée à une région de formation d'étoiles puisque V Cen est membre de l'amas ouvert NGC 5662 (Turner, 1982; Claria et al., 1991; Anderson et al., 2013).



(a) η Aql



(b) V Cen

FIGURE 2.5 – Images de η Aql et V Cen avec *Herschel* et superposées avec les champs de vus des modules SL et LL de *Spitzer*.
Les images gauches et droites correspondent aux longueurs d'ondes à 70 et 160 μm. Le champ de *Herschel* est de 8 arcminutes. Les petits et grands rectangles sont les modules SL et LL du plan focal du détecteur de *Spitzer*.

2.2.3 Correction de l'absorption causée par le silicate interstellaire

Dans cette partie, je présente les équations de base de l'extinction interstellaire. Ces calculs me permettent de corriger les spectres *Spitzer* de l'extinction interstellaire due aux silicates sur la ligne de visée, et ainsi mettre en évidence, si elle existe, une émission causée par une CSE à 9.7 μm. Cette correction est ensuite étendue à l'ensemble du spectre *Spitzer* afin de mieux déterminer l'excès IR dans son ensemble.

2.2.3.1 Principes de base de l'extinction interstellaire

L'étude de l'extinction interstellaire est essentielle puisqu'elle est *de facto* liée à tous les problèmes d'astronomie. Sa caractérisation permet non seulement d'obtenir des informations sur le passé de l'Univers, mais également d'établir des cartes d'extinction pour améliorer la précision des observations de n'importe quel phénomène. La relation sans doute la plus fondamentale en astronomie est celle donnée pour toutes longueurs d'ondes λ entre la magnitude apparente m_λ et absolue M_λ d'un astre en fonction de sa distance en parsec $D_{\rm pc}$, et de son absorption interstellaire sur la ligne de visée A_λ :

$$m_\lambda - M_\lambda = 5\log D_{\rm pc} - 5 + A_\lambda \tag{2.6}$$

L'absorption interstellaire chromatique A_λ à une longueur d'onde λ se définit comme le rapport logarithmique entre le flux initial F_λ^0 et le flux observé F_λ :

$$A_\lambda = m_\lambda - m_\lambda^0 = 2.5\log(F_\lambda^0/F_\lambda) \tag{2.7}$$

De plus, d'après la loi de Bouguer il est possible de définir une épaisseur optique τ_λ pour laquelle $F_\lambda = F_\lambda^0 e^{-\tau_\lambda}$, ce qui permet d'exprimer l'absorption chromatique en fonction de la profondeur optique :

$$A_\lambda = 2.5\log(e^{\tau_\lambda}) = 1.086\,\tau_\lambda \tag{2.8}$$

La profondeur optique est elle-même fonction de l'extinction causée par la poussière sur la ligne de visée :

$$\tau_\lambda = N_d\,\sigma_d\,C_{\rm ext} \tag{2.9}$$

avec N_d le nombre de grain par centimètre carré, σ_d la section efficace géométrique et $C_{\rm ext}$ la quantité sans dimension du coefficient d'extinction qui est détaillé par la théorie de Mie (voir la Section 2.2.3.3). En fonction des propriétés optiques du milieu le coefficient d'extinction peut avoir une dépendance différente en fonction de la longueur d'onde. Dans le cas des grains de poussières sur la ligne de visée on a d'une part les coefficients d'absorption $C_{\rm abs} \propto \lambda^{-1}$, et d'autre part les coefficients de diffusions $C_{\rm diff} \propto \lambda^{-4}$ dans le cas de la diffusion Rayleigh (Section 2.2.3.3). Par conséquent, on obtient les mêmes relations de proportion avec l'absorption interstellaire puisque $A_\lambda \propto C_{\rm ext}$, qui dépend donc fortement des espèces de poussières rencontrées sur la ligne de visée.

En pratique en astronomie on ne s'intéresse pas directement à l'absorption chromatique A_λ mais à l'absorption dans le domaine visible A_V puisque ce domaine d'observation est à la fois très utilisé mais aussi fortement affecté par l'extinction. On définit ainsi l'excès de couleur $E(B-V)$ entre les magnitudes B et V d'une étoile par les relations :

$$E(B-V) = (B-V)_{\rm obs} - (B-V)_0 \tag{2.10}$$

$$E(B-V) = A_B - A_V. \tag{2.11}$$

Plus l'excès de couleur $E(B-V)$ est important plus l'extinction dans la ligne de visée est grande. On définit l'extinction normalisée R_V tel que $R_V = A_V/E(B-V)$ en écrivant usuellement

$$A_V = R_V\,E(B-V) \tag{2.12}$$

Dans le milieu interstellaire diffus la valeur moyenne mesurée est autour de $R_V = 3.1$ (Fitzpatrick, 1999), mais cette valeur de R_V change en fonction de la composition des poussières et de leur densité. Dans les amas globulaires qui sont des régions denses en poussière et avec une composition différente on trouve $R_V \approx 5$. Il existe donc différentes relations entre l'absorption visuelle et l'excès de couleur (voir la Figure 2.6).

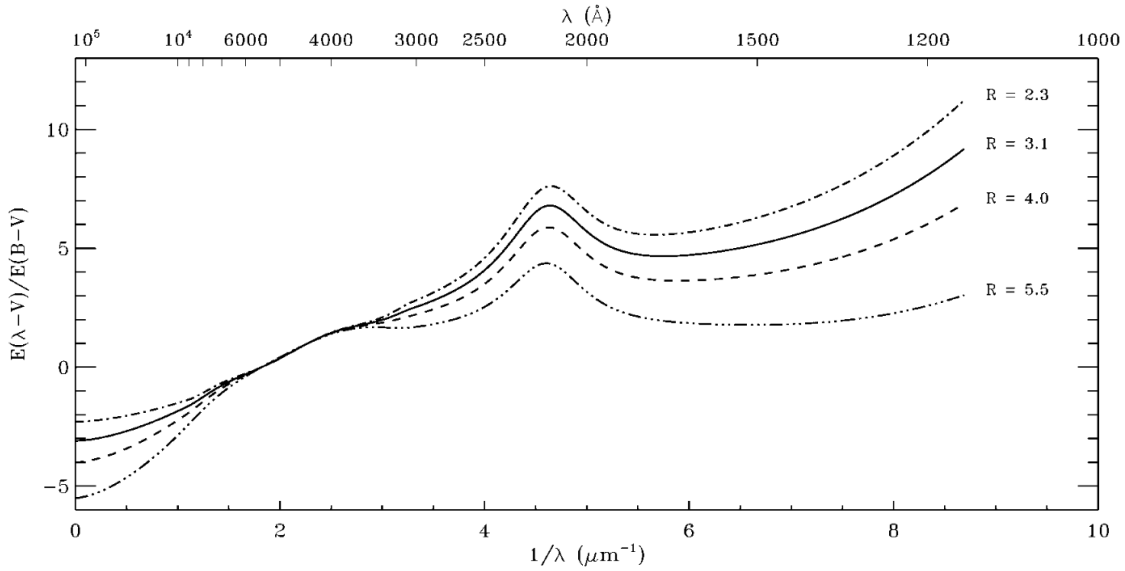


FIGURE 2.6 – Courbes d'extinctions interstellaire
Les courbes d'extinctions sont données de l'ultra-violet (UV) à l'infrarouge en fonction de la valeur de R_V qui dépend de la composition du milieu interstellaire. Une courte plage de longueur d'onde présente un comportement linéaire en λ^{-1} pour toutes les lois dans le domaine visible. Le saut observé dans le proche UV à 2175 Å est une caractéristique spectrale bien connue de ces lois d'extinction (Stecher, 1969) et dont le graphite serait responsable. Figure d'après Fitzpatrick (1999).

2.2.3.2 Correction de l'absorption de silicates à 9.7μm

Le milieu interstellaire (MIS) est formé majoritairement par des silicates de manière homogène au voisinage de la région solaire (Draine, 2003; Gupta and Sahijpal, 2020). Par conséquent, il existe une relation empirique entre l'absorption dans le domaine visible et l'opacité à 9.7μm, qui a été établie par les travaux de Roche and Aitken (1984) dans le milieu diffus :

$$A_V/\tau_{9.7} = 18.5 \pm 1.5 \tag{2.13}$$

Cependant, la composition du milieu interstellaire est modifiée au voisinage du centre galactique ou dans les amas globulaires, dans lesquels la proportion de carbone est plus élevée, et dans ce cas, la relation entre l'opacité du silicate et l'absorption visuelle est donnée par :

$$A_V/\tau_{9.7} = 9 \pm 1 \tag{2.14}$$

Ces dernières équations m'ont permis d'établir des relations semi-empiriques directes entre l'extinction de couleur E(B-V) calculée par `SPIPS`, et l'absorption de silicates interstellaire à 9.7μm ($A_{9.7}^{\rm MIS}$) dans le milieu diffus interstellaire en utilisant $R_V = 3.1$ et l'équation 2.13 :

$$A_{9.7}^{\rm MIS} = 1.086\,\tau_\lambda = 1.086\,\frac{A_V}{18.5} = 1.086\,\frac{R_V}{18.5}E(B-V) = 0.182\,E(B-V), \tag{2.15}$$

et dans les régions denses de poussière en utilisant $R_V = 5$ et l'équation 2.14 :

$$A_{9.7}^{\rm MIS} = 0.484\,E(B-V), \tag{2.16}$$

Ces relations me permettent d'estimer l'absorption causée par le silicate et de retrancher directement cette valeur à l'excès infrarouge à 9.7 μm. Un excès par rapport au continuum est donc le

signe d'une émission de silicates provenant d'une éventuelle CSE de poussière. L'émission de silicates produit par l'enveloppe ($E_{9.7}^{\mathrm{CSE}}$) est alors la différence entre l'absorption observée par *Spitzer* $A_{9.7}^{Spitzer}$ et l'absorption interstellaire de silicate théorique sur la ligne de visée $A_{9.7}^{\mathrm{ISM}}$

$$A_{9.7}^{Spitzer} - A_{9.7}^{\mathrm{ISM}} = E_{9.7}^{\mathrm{CSE}} \tag{2.17}$$

Pour aller plus loin dans cette approche, je corrige dans la prochaine partie l'intégralité du spectre *Spitzer* d'un modèle synthétique d'absorption de silicate interstellaire, et je modélise ensuite grâce à `DUSTY` une enveloppe de poussière pour comprendre l'excès infrarouge créé par un tel environnement.

2.2.3.3 Théorie de Mie et correction de l'ensemble du spectre *Spitzer*

Puisque j'ai supposé que le MIS est de température très basse, de l'ordre de 20 K, l'émission de la poussière est négligeable entre 2 et 30 microns. Il est donc possible de calculer l'absorption à toute les longueurs d'ondes analytiquement en utilisant la théorie de Mie. On doit au physicien Gustav Mie (1868-1957) la théorie qui porte son nom, et qui étudie les interactions de la lumière avec des particules sphériques, tels que des grains de poussières, dans le cadre de la théorie de Maxwell (Mie, 1908). Quelque soit la longueur d'onde, l'extinction de la lumière dans le milieu interstellaire est provoqué par deux phénomènes, l'absorption des photons par les grains de poussières ou bien la diffusion dans des directions différentes à la ligne de visée. La section efficace optique d'extinction σ_{ext} est définit par la somme de la composante en absorption et en diffusion :

$$\sigma_{\mathrm{ext}} = \sigma_{\mathrm{abs}} + \sigma_{\mathrm{diff}} \tag{2.18}$$

Chacune de ces composantes peuvent être exprimées grâce à la section géométrique des grains de poussières πa^2 et des facteurs adimensionnels d'efficacités de diffusion C_{diff} et d'absorption C_{abs}

$$\sigma_{\mathrm{diff}} = \pi a^2 C_{\mathrm{diff}}(a, \lambda, m) \tag{2.19}$$

$$\sigma_{\mathrm{abs}} = \pi a^2 C_{\mathrm{abs}}(a, \lambda, m) \tag{2.20}$$

avec C_{diff} et C_{abs} qui dépendent de la longueur d'onde λ incidente, de la taille des grains a et de l'indice de réfraction complexe $m = n + ik$. En effet les propriétés optiques des grains sont caractérisés par l'indice m qui provient directement de l'équation de Maxwell de la divergence du flux magnétique. La partie réelle n est reliée à la permittivité électrique par $\epsilon = n^2$ et aux phénomènes de diffusions, tandis que la partie imaginaire est responsable de l'absorption.

Les grains de poussières rencontrés dans le milieu interstellaire ont des tailles qui s'échelonnent sur plusieurs ordres de grandeurs, et par conséquent causent des phénomènes d'absorption et d'extinction différents suivant la longueur d'onde. On rencontre ainsi des grains de poussières aussi petits que 100 Å, ce qui représente un agrégat d'environ 10^6 atomes, et des "gros" grains de 10 μm. Un paramètre x est utilisé pour déterminer les rapports de grandeurs entre le rayon d'un grain de poussière a et la longueur d'onde :

$$x = \frac{2\pi a}{\lambda} \tag{2.21}$$

On distingue trois régimes différents qui représentent les propriétés d'extinction théoriquement rencontrées dans le milieu insterstellaire.

Diffusion de l'optique géométrique dans le cas où la longueur d'onde est très petite devant la taille des particules $x >> 1$, le grain est vue par la lumière comme un obstacle physique infranchissable, l'efficacité d'extinction tend alors vers deux fois la section géométrique du grain de poussière [3] :

3. Ce qui constitue le paradoxe de l'extinction, puisqu'intuitivement on attend plutôt C_{ext}=1, soit la section géométrique de la particule.

$$\begin{aligned} C_{\rm ext} &= 2 \\ C_{\rm diff} &\approx 1 \\ C_{\rm abs} &\approx 1 \end{aligned} \tag{2.22}$$

La diffusion de Mie dans le cas où la longueur d'onde est équivalente à la taille des particules $x \approx 1$, toutes les couleurs sont identiquement diffusées spectralement et spatialement. La solution exacte peut-être calculée dans le cas de particules sphériques, mais suppose des approximations si les grains sont de formes différentes.

La diffusion Rayleigh dans le cas des particules petites devant la longueur d'onde $x << 1$, ce qui représente la majorité des cas dans le milieu interstellaire, la poussière est perçue par la lumière comme un dipôle qui oscille à la même fréquence. Dans le cas de sphères diélectriques, les solutions pour l'absorption et la diffusion données dans le cadre de la théorie de Mie, conduisent à l'expression du facteur d'efficacité pour la diffusion :

$$C_{\rm diff} = \frac{8}{3} x^4 \Big(\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2}\Big)^2 \propto \frac{1}{\lambda^4} \tag{2.23}$$

dont la dépendance chromatique est forte [4]. Et le facteur d'efficacité de l'absorption lorsque la partie imaginaire de l'indice de réfraction complexe est différente de zéro :

$$C_{\rm abs} = 4x {\rm Im}\Big(\frac{\epsilon - 1}{\epsilon + 2}\Big) \propto \frac{1}{\lambda}. \tag{2.24}$$

On remarque que le facteur d'efficacité de la diffusion est négligeable par rapport à l'absorption lorsque les grains sont très petits devant la longueur d'onde. La loi de puissance en absorption explique qualitativement l'allure générale des courbes d'extinctions sur la Figure 2.6 et justifie son échelle en λ^{-1} en abscisse.

Application aux spectres *Spitzer* Le milieu interstellaire est suffisamment froid, quelques dizaines de Kelvin, pour négliger les phénomènes d'émissions dans le domaine infrarouge du spectre *Spitzer*. Dans ce cas précis, il est possible de calculer l'absorption à toutes les longueurs d'ondes analytiquement en utilisant la théorie de Mie. Dans le cas général, en intégrant l'équation 2.9 de la profondeur optique, et en prenant en compte l'existence d'un nombre i de type de poussière on obtient :

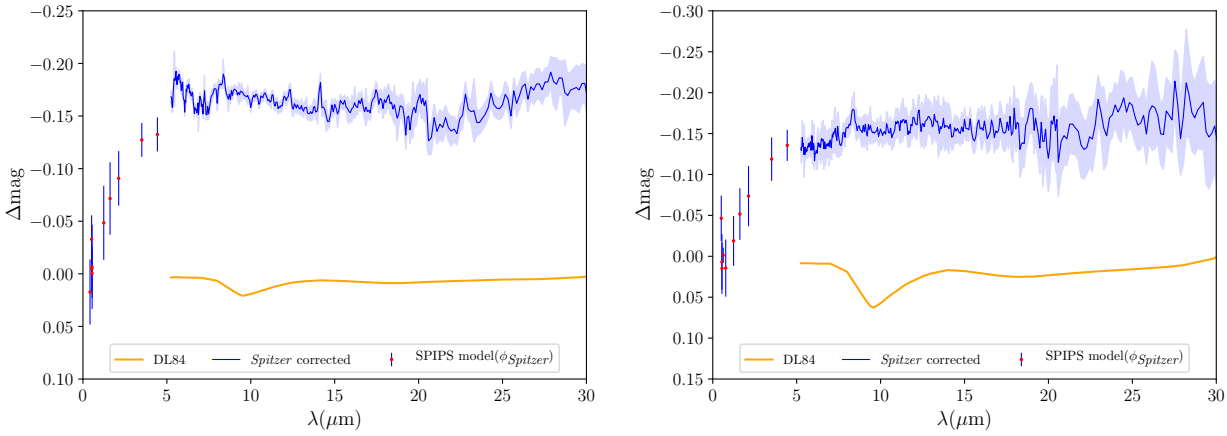
$$\tau_\lambda = \sum_i \int C_\lambda^{ext}(a_i) N_d(a_i) \sigma_d da_i. \tag{2.25}$$

Par ailleurs, puisque la taille des grains de poussières a dans le MIS est distribuée majoritairement entre $0.005\,\mu$m et $0.25\,\mu$m (Mathis et al., 1977), ces grains sont très petits devant la longueur d'onde de l'infrarouge moyen. Je prends ainsi en compte seulement la section efficace d'absorption $C_\lambda^{\rm abs}$ de l'équation 2.24, et je néglige les effets de diffusion. Je considère également le silicate comme étant l'espèce de poussière dominante. Soit l la longueur du chemin optique sur la ligne de visée, on définit le coefficient d'absorption κ_λ tel que $l\kappa_\lambda = \tau_\lambda$. En reprenant l'équation 2.25 avec les hypothèses précédentes on peut alors écrire :

$$A_\lambda^{\rm ISM} \propto \kappa_\lambda = \int C_\lambda^{\rm abs}(a) n(a) \pi a^2 {\rm d}a \tag{2.26}$$

avec $n(a) = N_d(a)/l$ la densité des grains pour une taille de grain a, donné pour une distribution de taille standard dans le MIS (Mathis et al., 1977). Cette équation me permet de créer un modèle

4. Ce qui explique notamment que le ciel diffuse préférentiellement la couleur bleue.



(a) η Aql (b) V Cen

FIGURE 2.7 – Excès infrarouge des spectres *Spitzer* corrigés du modèle synthétique d'absorption du silicate interstellaire.
Le modèle d'absorption interstellaire est calculé à partir de l'équation 2.26 en prenant en compte les propriétés optiques du silicates de Draine and Lee (1984) (DL84).

analytique de l'absorption de silicates interstellaire (courbes oranges sur la Figure 2.7). J'ai d'abord calculé C_λ^{abs} en utilisant les indices de réfraction complexe pour les silicates de Draine and Lee (1984). J'ai aussi supposé une distribution uniforme de géométries ellipsoïdes (Bohren and Huffman, 1983). Les spectres corrigés de l'absorption interstellaire sont présentés sur la Figure 2.7 dans le cas des étoiles η Aql et V Cen. Sur ces figures, l'excès infrarouge observé avec *Spitzer* ne présente pas de signatures spectrales particulières qui seraient causées par une CSE de poussière. On obtient le même résultat avec les autres Céphéides de l'échantillon étudié.

Une fois que ces spectres sont corrigés de l'absorption interstellaire, nous pouvons chercher l'origine physique de l'excès IR observé. Dans la prochaine section, j'élabore dans un premier temps un modèle enveloppe circumstellaire de poussière à l'aide d'un code de transfert radiatif, puis je modélise une enveloppe simple de gaz ionisé afin d'expliquer l'excès IR.

2.3 Modélisation de l'excès IR des Céphéides

2.3.1 Modélisation des enveloppes de poussière avec DUSTY

DUSTY est un code de transfert radiatif qui permet de modéliser des enveloppes circumstellaires de poussières (Ivezic et al., 1999). Dans cette section je décris comment j'ai modélisé les enveloppes de poussières avec DUSTY pour tenter d'expliquer l'excès IR des Céphéides. Je présente d'abord brièvement le cadre théorique de DUSTY et je détaille ensuite l'ensemble des paramètres que j'ai défini pour réaliser le calcul.

2.3.1.1 Théorie auto-similaire et invariance d'échelle de l'émission infrarouge des poussières

DUSTY est basé sur une résolution de l'équation de transfert dans le cadre de la théorie auto-similaire et de l'invariance d'échelle de l'émission infrarouge des poussières (Ivezic and Elitzur, 1997). Il est en effet possible d'utiliser les invariances d'échelles pour réécrire l'équation de transfert en fonction de seulement deux quantités indépendantes que sont la distribution de densité de poussière (et ses propriétés optiques) ainsi que le rayonnement stellaire. Ces propriétés d'invariances d'échelle permettent de réduire considérablement le nombre de paramètres d'entrées de ce modèle et de traiter la résolution des équations de transfert de manière systématique par DUSTY.

2.3.1.2 Choix des paramètres DUSTY

Un ensemble de paramètres doivent être définis pour permettre le calcul :
- la géométrie plan-parallèle ou sphérique de la photosphère de l'étoile et de l'enveloppe de poussière
- la source interne de radiation stellaire
- la température interne de l'enveloppe de poussière
- l'extension maximale de l'enveloppe de poussière
- l'opacité de l'enveloppe à une longueur d'onde donnée
- la composition de poussière à partir d'une bibliothèque des propriétés optiques
- la distribution de la taille des grains
- Le profil de densité de l'enveloppe de poussière

Géométrie du modèle DUSTY permet de travailler avec des modèles plans-parallèles ou avec une géométrie sphérique. J'ai choisi de modéliser l'enveloppe des Céphéides avec un modèle sphérique pour réaliser la simulation la plus fine possible. Les profils radiaux sont donnés en fonction de $y = r/r1$ avec r1 le rayon interne de l'enveloppe. J'ai aussi fixé l'extension maximale de l'enveloppe de manière ad-hoc à Y=500y, qui est aussi la valeur par défaut utilisée par DUSTY. Je considère ainsi dans mon modèle que si l'enveloppe existe celle-ci a eu le temps de s'étendre à 500 fois son rayon interne. Par ailleurs, dans le domaine de longueur d'onde observé par *Spitzer*, seule l'émission de poussière plus chaude que 100 K contribue à l'excès infrarouge, ainsi l'extension de l'enveloppe permet de couvrir des gammes de température jusqu'à 20 K environ.

Source de radiation stellaire La densité d'énergie spectrale de puissance des Céphéides de cette étude constitue la donnée d'entrée de DUSTY. J'ai donc modélisé l'étoile par un modèle d'atmosphère ATLAS9 à l'aide de SPIPS, et il suffit d'indiquer à DUSTY que l'on utilise ce fichier comme source de radiation interne à partir de laquelle il va effectuer le calcul de transfert radiatif. J'ai utilisé plusieurs Céphéides pour réaliser des tests, je me suis finalement concentré sur η Aql dans mon approche.

Composition de l'enveloppe et opacité Le choix de la composition de l'enveloppe est déterminante dans l'étude de l'excès infrarouge. En effet la composition est directement responsable de la forme spectrale de cet excès et permet de prédire de quelle manière l'enveloppe va contribuer dans le domaine infrarouge. Les Céphéides sont des étoiles riches en oxygène car la plupart du carbone dans l'enveloppe est sous forme de monoxyde de carbone (CO). Les poussières susceptibles de se former sont donc des poussières qui vont inclure de l'oxygène dans leur structure. Les types de poussières ne se forment pas au hasard, la théorie prédit en effet que la formation de poussière suit une séquence appelée séquence de condensation. Dans la séquence de condensation décrite par Grossman (1972) et reprise dans les travaux de Gail and Sedlmayr (1999), l'oxyde d'aluminium Al_2O_3 se forme en premier car il possède une température de condensation plus élevée, supérieure à 1400 K dans des conditions de pression standard ($\approx 10^{-8}$ bar). Ensuite à plus basse température vers 1200-1000 K la quantité de poussières de Al_2O_3 s'appauvrit en formant de nouvelles poussières à base de silicates comme le gehlenite ($Ca_2Al_2SiO_7$) et le forsterite (Mg_2SiO_4). Tous ces composants présentent des modes de vibration autour de 10 microns observables dans la bande N (voir la Figure 2.8). Le silicate est formé par une base oxygénée tétrahédrique SiO_4 et possède fondamentalement deux modes de vibrations. Les liaisons Si-O peuvent ainsi osciller suivant leur axe provoquant un mode de vibration autour de 9.7 μm, mais les liaisons O-Si-O peuvent aussi se courber, provoquant un autre mode autour de 18 μm comme on peut le voir sur la Figure 2.8. Parmi les poussières susceptibles de se former, le fer présente une opacité sans signature particulière, ce qui peut le rendre plus difficile à identifier. Le fer ne présente en effet aucun mode de vibration du fait de sa structure atomique, et se caractérise observationnellement par une émission continue. Dans ma modélisation j'ai pris en compte des compositions de poussières génériques pour montrer la difficulté de reproduire l'excès infrarouge observé. Je me suis donc concentré sur deux environnements, une enveloppe de silicate et une enveloppe de fer. Toutes compositions hybrides faisant intervenir par exemple des atomes de fer dans une structure silicatée se ramènent à des cas intermédiaires entre ces deux enveloppes types.

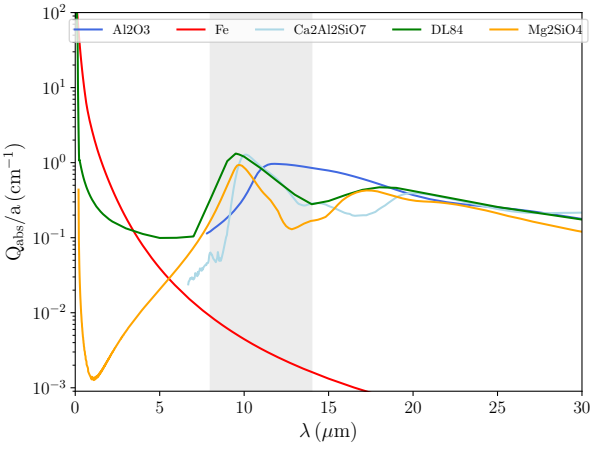


FIGURE 2.8 – Opacités des poussières typiques rencontrées dans les enveloppes circumstellaires des étoiles riches en oxygène.
Les poussières représentées sont l'oxyde d'aluminium Al_2O_3 (Begemann et al., 1997), le fer Fe (Henning and Stognienko, 1996), le gelhenite $Ca_2Al_2SiO_7$ (Mutschke et al., 1998), le silicate (Draine and Anderson, 1985) (DL84), et le forsterite Mg_2SiO_4) (Jäger et al., 2003). La bande N entre 8 et 14 μm est représenté par une bande verticale et met en valeur le mode de vibration du silicate.

Distribution de la taille des grains `DUSTY` offre la possibilité de rentrer des distributions de grains référencées dans la littérature mais permet aussi à l'utilisateur de rentrer une distribution de son choix. J'ai utilisé une distribution de poussière standard de type MRN (Savage and Mathis, 1979) où la densité des grains de poussières dn d'une espèce i de rayon compris entre a et a+da s'écrit :

$$dn_i \propto a^{-3.5} da,\ a_{\min} < a < a_{\max} \tag{2.27}$$

avec en général des tailles de grains entre $a_{\min}$=0.005 μm et $a_{\max}$=0.25 μm. Cette distribution montre que la masse des grains est surtout concentrée dans les gros grains tandis que la section efficace des grains, importante pour l'extinction, est concentrée dans les petits grains de poussières. À noter que cette distribution de la taille des grains peut-être modifiée par exemple pour permettre l'existence de plus gros grains. La distribution de la taille des grains dans les enveloppes circumstellaires est mal connue, cependant mon choix de la distribution MRN est justifié dans la mesure où cette distribution favorise fortement la densité des petits grains de poussières, ce qui est une hypothèse raisonnable pour un environnement aussi dynamique que celui des Céphéides qui ne favorise sans doute pas la formation des gros grains.

Température interne de l'enveloppe L'utilisateur peut fixer la température interne de l'enveloppe. Cette température est physiquement associée à la température de sublimation des grains de poussières, il est par conséquent important de fixer cette température en fonction de la composition en grains de poussière. La température de sublimation dépend aussi de la densité du milieu. J'ai cependant utilisé des températures de sublimations standards rencontrées dans les enveloppes circumstellaires soit 1000 K pour le fer et 1250 K pour le silicate Gail and Sedlmayr (1999). En outre, `DUSTY` calcule la distribution de température dans l'enveloppe de poussière. Pour une enveloppe optiquement fine cette distribution s'écrit :

$$T_d(r) \propto r^{-2/(4+\beta)} \tag{2.28}$$

avec β=2 dans une enveloppe silicatée. DUSTY prend en compte la brillance de surface de l'étoile pour déterminer le rayon interne de l'enveloppe où la poussière se forme. J'ai représenté sur la Figure 2.9 la stratification en température autour de l'étoile η Aql au cours du cycle de pulsation que j'ai calculé à l'aide des paramètres ajustés par `SPIPS`. On voit que pour une température interne de sublimation standard de 1250 K, le rayon interne de l'enveloppe de poussière devrait se trouver entre 10 et 20 rayons stellaires de la surface de l'étoile au cours du cycle.

Profils de densité de l'enveloppe Le profil de densité dans l'enveloppe est probablement le paramètre le plus compliqué à définir avec justesse dans l'environnement des Céphéides. En effet les profils de densité sont régis par la perte de masse des étoiles. Dans le cas le plus simple l'équation de la continuité de la masse impose :

$$\rho(r) = \frac{\dot{M}}{4\pi r^2 v(r)} \propto r^{-2} \tag{2.29}$$

avec $\dot{M}$ la perte de masse et $v(r)$ la vitesse d'éjection au rayon r de l'enveloppe. Dans le cas idéal ces quantités ne dépendent pas du rayon mais seulement du mécanisme moteur de la perte de masse. Cependant cette approximation n'est pas adaptée aux cas réels si l'on veut modéliser plus finement les distributions de densité. Or la perte de masse des Céphéides est probablement régulée principalement par les mécanismes de pulsation (Neilson and Lester, 2008b). Cependant Neilson and Lester (2008b) montrent aussi que la pression de radiation n'est pas négligeable. Par soucis de simplicité j'ai considéré seulement la pression de radiation dans mon modèle. La perte de masse $\dot{M}$

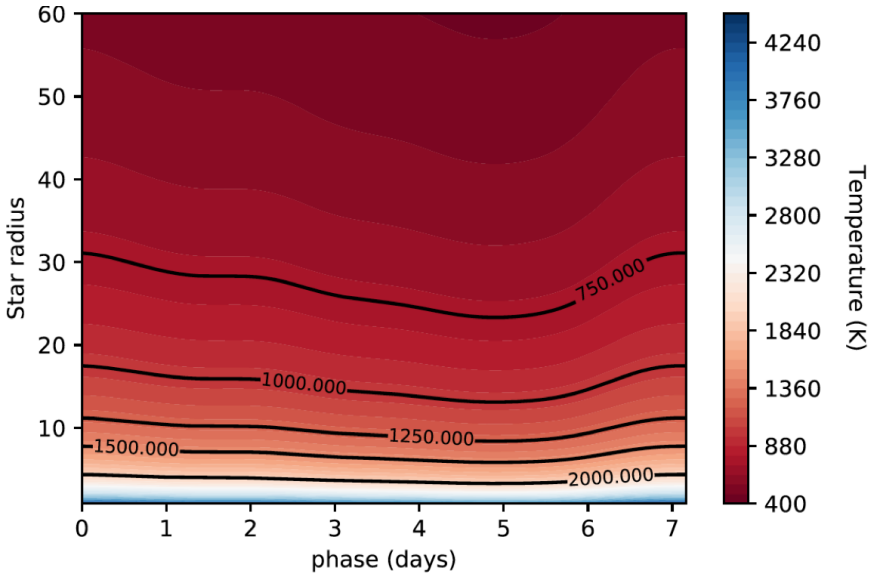


FIGURE 2.9 – Variation de la température dans l'environnement de η Aql au cours du cycle calculée à partir de `SPIPS`.
Les températures de condensation typiques entre 1500 K et 1000 K indiquent que la condensation de poussière, si elle a lieu, devrait se produire au delà de 10 rayons stellaires de l'étoile.

engendrée par une pression de radiation d'une étoile de puissance $L_\star$ sur les grains de poussières s'écrit :

$$\dot{M}v = \tau_F \frac{L_\star}{c} \tag{2.30}$$

où τ_F est la profondeur optique bolométrique moyenne. `DUSTY` prend aussi en compte le fait que la perte de masse est contrebalancée par l'attraction gravitationnelle de l'étoile. L'équation précédente se réécrit en prenant en compte un facteur Γ dans le cas général :

$$\dot{M}v = \tau_F \frac{L_\star}{c}(1 - \Gamma^{-1}) \tag{2.31}$$

où la pression de radiation est dominante devant l'attraction gravitationnelle lorsque $\Gamma > 1$. `DUSTY` résout les équations hydrodynamiques mais il est possible dans la plupart des cas d'utiliser une approximation, en particulier lorsque la profondeur optique est faible et que les effets de viscosité gaz-poussière (dû à leur mouvement relatif) est faible. La distribution de densité η s'écrit alors, avec y définit dans la géométrie du modèle, comme le rayon normalisé par le rayon interne de l'enveloppe, et v_1 et v_e le ratio des vitesses d'éjections initiales et finales respectivement :

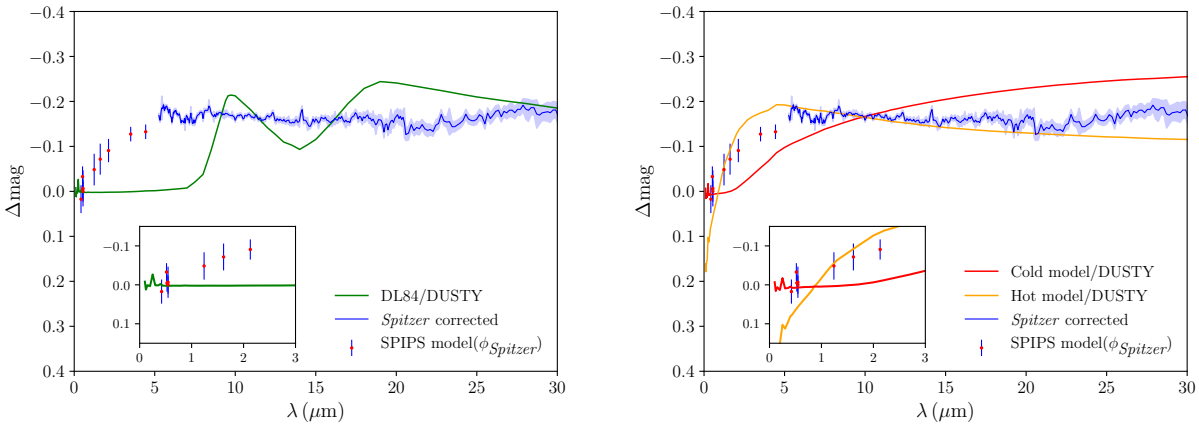
$$\eta \propto \frac{1}{y^2}\left(\frac{y}{y - 1 + (v_1/v_e)^2}\right)^{1/2} \tag{2.32}$$

Cette formulation constitue une excellente approche dans mon étude. En effet, la distribution de densité influence principalement l'émission des poussières au-delà de 20 microns (Ivezic and Elitzur, 1997).

Synthèse du modèle et résultats En résumé les paramètres du modèle utilisés sont :
- Source de radiation interne :photosphère de η Aql
- Modèle d'enveloppe sphérique
- Deux compositions de poussières différentes : fer et silicate

— Température interne de condensation adaptée au fer (1000 K) et au silicate (1250 K).
— Distribution de tailles des grains de poussières de type MRN.
— Profil de densité calculé par la pression de radiation de l'étoile.

J'ai ensuite ajusté la profondeur optique τ_λ de poussière de ces enveloppes afin de reproduire l'excès IR observé. Les résultats dans le cas d'une enveloppe de silicates et d'une enveloppe de fer sont présentés sur la Figure 2.10. La forme spectrale de l'excès IR causé par une enveloppe de silicate invalide la présence d'une telle enveloppe autour des Céphéides de l'échantillon étudié. Ce qui est en accord avec la conclusion partielle de la section 2.2.3.3. D'un autre côté, l'ajustement d'une enveloppe constituée uniquement de fer permet d'obtenir une forme spectrale globalement satisfaisante avec l'excès IR, dans la mesure où le fer permet d'obtenir un excès sans caractéristique spectrale. Cependant aucun des deux modèles ne parvient à reproduire fidèlement l'excès IR. De plus il est très improbable de considérer une enveloppe constituée de fer uniquement ou en aussi grande proportion devant d'autres types de poussières.



(a) (b)

FIGURE 2.10 – Modèle d'enveloppe de poussière de silicate et de fer autour de η Aql.
(a) Modèle de silicate de Draine and Lee (1984) (DL84). (b) Modèle de fer "froid" en rouge et "chaud" en orange.

2.3.2 L'excès IR expliqué par une coquille de gaz ionisé

Dans cette partie je décris dans un premier temps le cadre théorique permettant de décrire le rayonnement continu de freinage dans un gaz ionisé. Je présente ensuite le modèle simple de coquille de gaz ionisé que j'ai réalisé ainsi que les paramètres d'ajustements du modèle. Enfin j'analyse et discute les résultats présentés.

2.3.2.1 Rayonnement continu de freinage dans un gaz ionisé

L'augmentation de l'excès infrarouge suppose une augmentation de l'opacité avec la longueur d'onde, ce qui est caractéristique de l'opacité d'un gaz ionisé. Un électron libre dans un champ Coulombien peut absorber (absorption libre-libre) ou émettre (rayonnement libre-libre) un photon. Nous allons ici nous intéresser d'abord à l'émission libre-libre avant de caractériser son effet inverse ainsi que les effets de photoionisation. Ce phénomène de rayonnement s'explique par le fait qu'une particule chargée en accélération dans le vide émet de l'énergie sous la forme d'ondes électromagnétiques. La puissance émise est exprimée par la formule de Larmor non-relativiste en unités SI :

$$P = \frac{q^2 a^2}{6\pi\epsilon_0 c^3} \tag{2.33}$$

avec ϵ_0 la permittivité électrique du vide, q la charge électrique, c la vitesse de la lumière. Or, un électron de masse m_e et de charge $q = -e$ passant à une distance p d'un proton de charge $q = e$ est accélérée par la force de Coulomb, la norme de cette accélération s'écrit :

$$a = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 m_e p^2} \tag{2.34}$$

L'électron subit en effet une accélération perpendiculaire et parallèle lors de son passage (voir la Figure 2.11a). L'énergie totale émise pendant l'interaction dépend du temps Δt que l'électron passe au voisinage de l'hydrogène $E = P\Delta t$. Connaissant la vitesse v de l'électron on peut estimer cet intervalle de temps à environ $\Delta t \approx 2p/v$. Dans ce cas en ré-écrivant l'équation de l'énergie avec les deux précédentes on obtient :

$$E \approx \frac{2}{3}\frac{e^6}{(4\pi\epsilon_0)^3 m_e^2 c^3 p^4}\frac{2p}{v} \tag{2.35}$$

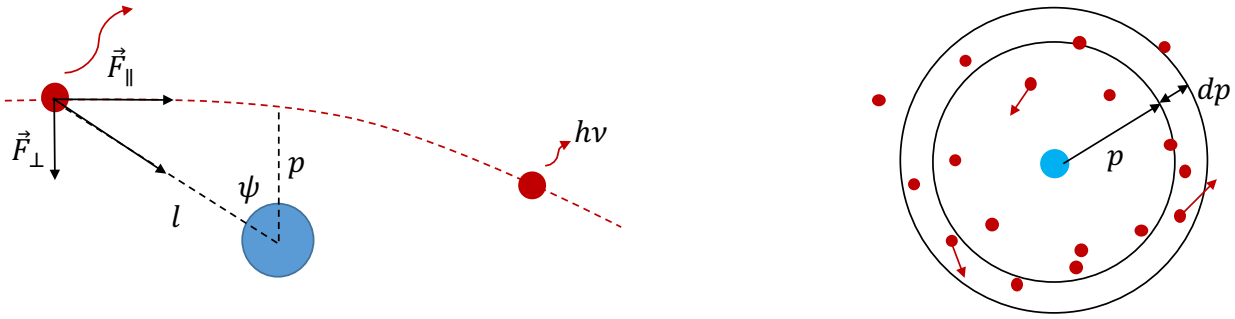
Cette équation est valide pour un seul électron passant à une distance bien précise autour du proton. Etablissons maintenant cette équation pour un nuage d'électrons de densité n_e ayant des vitesses et des directions suivant une distribution Maxwelienne. Pour cela, on considère les électrons dans un anneau [5] de largeur dp à une distance p du noyau $2\pi p \mathrm{d}p n_e$ (voir la Figure 2.11b). En prenant en compte la vitesse v des électrons, le nombre d'électrons par seconde traversant cet anneau est alors $2\pi p \mathrm{d}p n_e v$. La quantité infinitésimale de puissance émise par les électrons traversant un anneau de largeur dp peut alors s'écrire :

$$dP = E\,(2\pi p \mathrm{d}p n_e v). \tag{2.36}$$

Pour obtenir la puissance totale émise par le nuage d'électrons par intervalle de fréquence il faut pouvoir exprimer la fréquence ν des photons émis, qui est directement reliée à la fréquence de variations des composantes Coulombiennes qui s'exercent sur l'électron. Lors du passage de l'électron au voisinage du proton, les composantes parallèles et perpendiculaires électrostatiques qui s'exercent sur l'électron varient de manière circulaire :

$$\|\overrightarrow{F_\perp}\| = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 p^2}\cos\psi = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 l^2}\cos^3\psi \tag{2.37}$$

5. On considère seulement un anneau et non pas une coquille sphérique autour du proton pour des raisons de symétries.



(a) Emission libre-libre (b) Nuage d'électrons

FIGURE 2.11 – Schémas des électrons libres au voisinage d'un proton.

(a) Les composantes parallèles et perpendiculaires de l'accélération Coulombienne sont indiquées, ainsi que le paramètre d'impact p et le photon d'énergie $h\nu$. (b) Un nuage d'électrons aux mouvements aléatoires est représenté autour du proton, dans lequel un anneau de largeur infinitésimale dp à la distance p est définit.

$$\|\overrightarrow{F_\parallel}\| = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 p^2}\cos\psi = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 l^2}\sin\psi\cos^2\psi \tag{2.38}$$

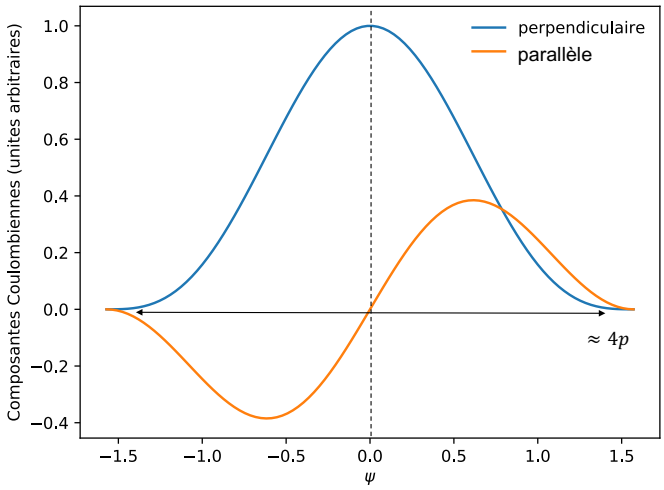


FIGURE 2.12 – Composantes des forces Coulombiennes à proximité d'un proton
Variation des composantes parallèles et perpendiculaires de la force de Coulomb lors du passage de l'électron à proximité du proton. La fréquence associée à la composante parallèle est $\nu = v/4p$.

La variation de ces composantes est représentée sur la Figure 2.12. On constate que la composante parallèle possède une fréquence plus élevée que la composante perpendiculaire. La composante parallèle est responsable des fréquences infrarouges du rayonnement libre-libre tandis que la composante perpendiculaire est responsable de l'émission dans le domaine radio. Dans cette démonstration nous faisons l'hypothèse que la trajectoire de l'électron est en grande partie faiblement perturbée sinon le processus ne peut se maintenir dans la mesure où un changement important dans la direction perpendiculaire causerait rapidement l'absorption de l'électron par le noyau. On considère donc

que la composante perpendiculaire est négligeable devant la composante parallèle. La fréquence de variation de la composante parallèle ν peut alors s'exprimer approximativement en fonction du paramètre d'impact p :

$$\nu \approx \frac{v}{4p} \tag{2.39}$$

$$d\nu \approx -\frac{v}{4p^2}dp \tag{2.40}$$

$$\frac{dP}{d\nu} = \frac{8\pi}{3}\frac{e^6}{(4\pi\epsilon_0)^3 m_e^2 c^3 v} n_e. \tag{2.41}$$

Si on considère que le gaz d'électron est à la température T on peut supposer une distribution de vitesse Maxwellienne, la probabilité d'avoir une vitesse entre v et $v + dv$ est donnée par :

$$f(v) = \left(\frac{m_e}{2\pi kT}\right)^{3/2} 4\pi v^2 \exp(-\frac{m_e v^2}{2k}).$$

Il faut déterminer les bornes de vitesses sur lesquelles intégrer, or il y a une vitesse minimum en deçà de laquelle l'électron sera capturé par le proton. Dans ce cas la vitesse minimum peut-être définie par $hc/\lambda \approx \frac{1}{2}mv_{min}^2$ puisque un électron ne peut émettre plus que son énergie cinétique par conservation de l'énergie. La puissance moyenne émise par intervalle de fréquence dans le nuage d'électrons autour d'un proton s'exprime en intégrant sur l'espace des vitesses :

$$\langle\frac{dP}{d\nu}\rangle = \int_{v_{\min}}^{\infty} \frac{dP}{d\nu} f(v) dv \tag{2.42}$$

$$\langle\frac{dP}{d\nu}\rangle = \frac{64\pi}{3\sqrt{2}}\frac{e^6}{m_e^{3/2}(4\pi\epsilon_0)^3 c^3 k^{1/2}} T^{-1/2} n_e \exp(\frac{-h\nu}{kT}) \tag{2.43}$$

On obtient l'émissivité par angle solide en considérant l'émission comme isotrope, c'est à dire en divisant par 4π. On prend également en compte que le même phénomène se produit autour de chaque proton dont la densité dans le gaz est n_p. Puisque l'on considère un gaz d'hydrogène ionisé, on a $n = n_e = n_p$ et l'émissivité du gaz j_ν s'écrit finalement :

$$j_\nu = \frac{16}{3\sqrt{2}}\frac{e^6}{m_e^{3/2}(4\pi\epsilon_0)^3 c^3 k^{1/2}} T^{-1/2} n^2 \exp(\frac{-h\nu}{kT}) \tag{2.44}$$

On peut maintenant calculer l'effet de rayonnement de freinage inverse, lorsque l'électron libre absorbe un photon. Le coefficient d'absorption κ_ν peut se calculer en considérant la loi du rayonnement Kirchoff à l'équilibre thermodynamique local à la température de la coquille T, qui établit une relation entre le coefficient d'absorption α_ν, la densité ρ et l'émissivité :

$$\kappa_\nu = \alpha_{\nu,ff}\rho = \rho\frac{j_{\nu,ff}}{B_\nu(T)} \tag{2.45}$$

Avec la loi de Planck ayant pour expression :

$$B_\nu(T_s) = \frac{2h\nu^3}{c^2}\frac{1}{e^{h\nu/kT} - 1} \tag{2.46}$$

Enfin, en utilisant les facteurs de correction quantiques de Gaunt g_{ff} et g_{bf} pour l'absorption libre-libre et lié-libre nous obtenons l'expression en unités SI obtenue par Rybicki and Lightman (2008) :

$$\kappa_\lambda = 3.692 \times 10^{-2}\left[1 - \exp(\frac{hc}{\lambda kT})\right] T^{-1/2} \times (\lambda/c)^3(\gamma\rho/m_{\rm H})^2[g_{\rm ff}(\lambda, T) + g_{\rm bf}(\lambda, T)] \tag{2.47}$$

2.3.2.2 Modèle analytique de la coquille de gaz partiellement ionisé

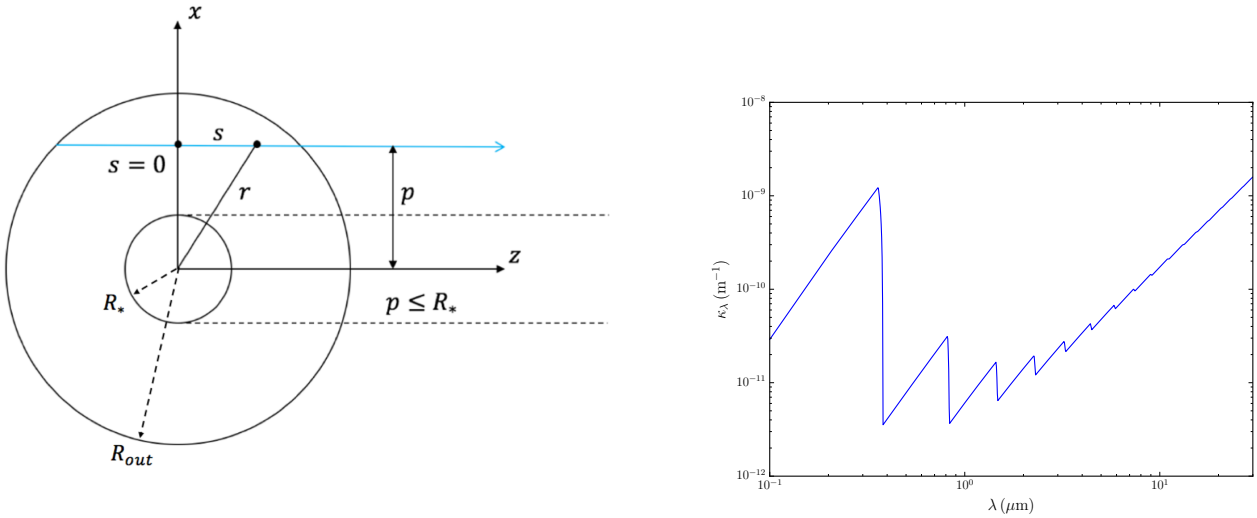
Considérons un modèle simple de coquille de gaz ionisé, comme présenté sur la Figure 2.13a, avec les hypothèses simplificatrices suivantes :

— Température constante
— Densité constante
— Gaz constitué d'hydrogène partiellement ionisé

En utilisant les équations du transfert radiatif dans le cas d'un environnement optiquement mince, il est possible d'obtenir l'expression de l'excès infrarouge causé par une coquille de gaz ionisé en prenant en compte l'opacité κ_λ définie par l'équation 2.47 :

$$\Delta\text{mag} = 2.5 \log \left[1 + \left[\left(\frac{R_{\text{out}}}{R_*} \right)^2 - 1 \right] \left[1 + \frac{2}{\tau_\lambda^{*2}} \left[(1 + \tau_\lambda^*) e^{-\tau_\lambda^*} - 1 \right] \right] \right] \tag{2.48}$$

Le détail de ce calcul est présenté dans l'annexe B de la publication ci-après Section 2.4. Un exemple de la forme spectrale de cette opacité est donné Figure 2.47. Un code a été créé par Gilles Niccolini en utilisant les facteurs de Gaunt calculés par Armando Domiciano de Souza, permettant le calcul de la distribution d'énergie spectrale créée par cet environnement.



(a) Modèle géométrique (b) Opacité lié-libre et libre-libre

FIGURE 2.13 – Modèle simple d'une coquille de gaz ionisé
(a) Modèle géométrique utilisé d'après Panagia and Felli (1975) avec le facteur d'impact r. **(b)** Opacité du gaz ionisé avec la forme caractéristique en dent de scie des raies de l'hydrogène (Balmer, Paschen..) dominantes à courtes longueurs d'ondes tandis que l'opacité libre-libre domine au dessus de 1 μm.

Ajustement et Résultats J'ai utilisé la méthode du χ^2 réduit en utilisant l'algorithme de Levenberg-Marquardt pour ajuster la SED de l'étoile entourée par une coquille de gaz ionisé, sur les photométries de `SPIPS` et le spectre *Spitzer*, précédemment corrigé par l'absorption interstellaire. Une hypothèse centrale de ce travail est que `SPIPS` suppose qu'il n'y a pas d'excès dans le domaine visible, c'est-à-dire que Δm = 0 pour λ <1.2 μm. J'ai levé cette hypothèse pour permettre au modèle de présenter un déficit ou un excès dans le domaine visible en fonction du comportement physique de la coquille ionisée. En effet l'absorption lié-libre peut causer des déficits (absorptions de photons) non-négligeables dans le domaine visible (voir la Figure 2.13b). J'ai finalement ajusté quatre paramètres :

— la masse de la coquille ionisée $\gamma M_{\rm s}$
— sa température $T_{\rm s}$
— son rayon $R_{\rm s}$
— un paramètre correspondant à l'offset de l'excès infrarouge égal à Δm $\neq 0$ pour $\lambda < 1.2 \mu m$

Étant donné que les données *Spitzer* ont un poids statistique plus élevé que les données `SPIPS`, j'ai fait l'hypothèse de paramètres de départs "*first guesses*" pour permettre au modèle de converger. Le résultat dans le cas de η Aql est présenté sur la Figure 2.14. Pour chaque étoile l'ajustement a contraint le rayon de ces coquilles de gaz ionisé à environ 1.15 $R_\star$, avec des températures entre 3500 et 4500 K et une masse totale de gaz ionisé entre 10^{-7} et 10^{-9} $M_\odot$. Le détail de ce travail sur les 5 Céphéides de l'échantillon étudié a été publié dans une revue scientifique à comité de lecture présentée dans la section suivante.

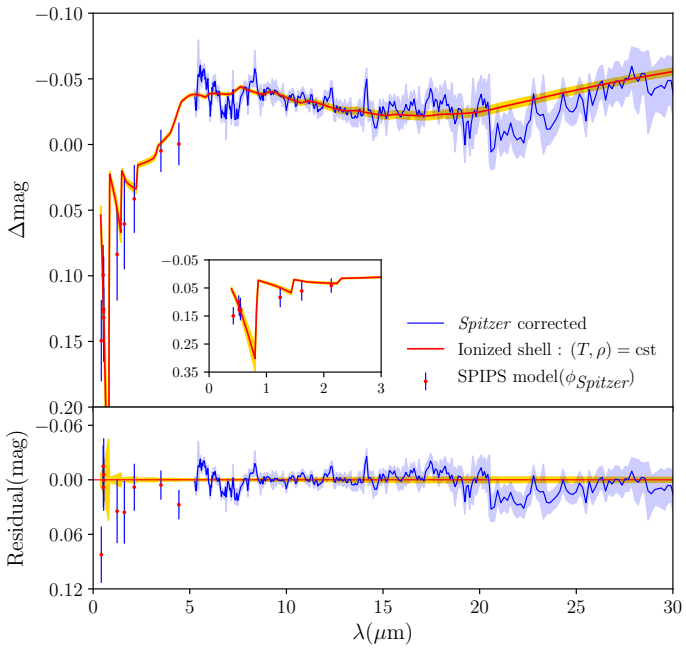


FIGURE 2.14 – Ajustement de l'excès infrarouge par une coquille de gaz ionisé
Le modèle de gaz ionisé (courbe rouge) est présenté avec les résidus. La région jaune est l'erreur sur la magnitude obtenue en utilisant la matrice de covariance de l'ajustement.

2.4 Publication : *A thin shell of ionized gas as the explanation for infrared excess among classical Cepheids*

V. Hocdé, N. Nardetto, E. Lagadec, G. Niccolini, A. Domiciano de Souza, A. Mérand, P. Kervella et A. Gallenne et al. Article paru dans la revue Astronomy & Astrophysics, vol. 637, A47

A&A 633, A47 (2020)
https://doi.org/10.1051/0004-6361/201935848
© V. Hocdé et al. 2020

Astronomy & Astrophysics

A thin shell of ionized gas as the explanation for infrared excess among classical Cepheids

V. Hocdé[1], N. Nardetto[1], E. Lagadec[1], G. Niccolini[1], A. Domiciano de Souza[1], A. Mérand[2], P. Kervella[3], A. Gallenne[1,4], M. Marengo[5], B. Trahin[3], W. Gieren[6], G. Pietrzyński[7], S. Borgniet[3], L. Breuval[3], and B. Javanmardi[3]

[1] Université Côte d'Azur, Observatoire de la Côte d'Azur, CNRS, Laboratoire Lagrange, Boulevard de l'Observatoire, CS 34229, 06304 Nice Cedex 4, France
e-mail: vincent.hocde@oca.eu
[2] European Southern Observatory, Karl-Schwarzschild-Str. 2, 85748 Garching, Germany
[3] LESIA (UMR 8109), Observatoire de Paris, PSL, CNRS, UPMC, Université Paris Diderot, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon, France
[4] European Southern Observatory, Alonso de Córdova 3107, Casilla 19001, Santiago 19, Chile
[5] Department of Physics and Astronomy, Iowa State University, Ames, IA 50011, USA
[6] Departamento de Astronomía, Universidad de Concepción, Casilla 160-C, Concepción, Chile
[7] Nicolaus Copernicus Astronomical Centre, Polish Academy of Sciences, Bartycka 18, 00-716 Warszawa, Poland

Received 7 May 2019 / Accepted 21 September 2019

ABSTRACT

Context. The infrared (IR) excess of classical Cepheids is seldom studied and poorly understood despite observational evidence and the potential for its contribution to induce systematics on the period-luminosity (PL) relation used in the calibration of the extragalactic distance scale.
Aims. This study aims to understand the physical origin of the IR excess found in the spectral energy distribution (SED) of 5 Cepheids: RS Pup (P = 41.46d), ζ Gem (P = 10.15d), η Aql (P = 7.18d), V Cen (P = 5.49d) and SU Cyg (P = 3.85d).
Methods. A time series of atmospheric models along the pulsation cycle were fitted to a compilation of data, including optical and near-IR photometry, *Spitzer* spectra (secured at a specific phase), interferometric angular diameters, effective temperature estimates, and radial velocity measurements. *Herschel* images in two bands were also analyzed qualitatively. In this fitting process, based on the SPIPS algorithm, a residual was found in the SED, whatever the pulsation phase, and for wavelengths larger than about 1.2 μm, which corresponds to the so-determined infrared excess of Cepheids. This IR excess was then corrected from interstellar medium absorption in order to infer the presence (or absence) of dust shells and was, ultimately, used in order to fit a model for a shell of ionized gas.
Results. For all Cepheids, we find a continuum IR excess increasing up to approximately −0.1 magnitudes at 30 μm, which cannot be explained by a hot or cold dust model of CircumStellar Environment (CSE). However, a weak but significant dust emission at 9.7 μm is found for ζ Gem, η Aql and RS Pup, while clear interstellar clouds are seen in the *Herschel* images for V Cen and RS Pup. We show, for the first time, that the IR excess of Cepheids can be explained by free–free emission from a thin shell of ionized gas, with a thickness of $\simeq$15% of the star radius, a mass of 10^{-9}–$10^{-7}\,M_{\odot}$ and a temperature ranging between 3500 and 4500 K.
Conclusions. The presence of a thin shell of ionized gas around Cepheids must be tested with interferometers operating in the visible or mid-IR, or using radio telescopes. The impact of such CSEs of ionized gas on the PL relation of Cepheids also calls for further investigation.

Key words. stars: variables: Cepheids – circumstellar matter – stars: atmospheres

1. Introduction

Cepheids have been the keystone of distance scale determination in the Universe for a century because of the direct correlation between their pulsation period and their luminosity as per the Leavitt law (Leavitt 1908; Leavitt & Pickering 1912), also referred to as the period-luminosity relation (hereafter PL relation).

The recent determination of one percent precision for the Large Magellanic Cloud distance (Pietrzyński et al. 2019) has led to a new value for the Hubble constant H_0 (Riess et al. 2019). Moreover, upcoming space and ground-based telescopes such as the *James Webb* Space Telescope (JWST) and the Extremely Large Telescope (ELT) will make it possible to obtain light curves of extragalactic Cepheids up to one hundred megaparsecs. However, this distance ladder is still largely based on a PL relation for Cepheids whose uncertainties on both zero point and slope today stand as one of the largest contributors to the error on H_0 (Riess et al. 2019). One possible bias could be due to IR excesses from CSEs, such as those discovered using near- and mid-infrared interferometry around nearby Cepheids (Kervella et al. 2006; Mérand et al. 2006). Indeed, if the brightness of CSEs is found to be significantly different in the Milky Way, SMC, LMC, as well as in galaxies hosting SNIa due to metallicity effects, for instance, then the use of an universal PL relation could introduce a bias in the distance scale calibration.

Envelopes around Cepheids have been discovered by long-baseline interferometry in the K-Band with VLTI and CHARA (Kervella et al. 2006; Mérand et al. 2006), and four Cepheids CSEs have been observed in the N band with VISIR and MIDI (Kervella et al. 2009; Gallenne et al. 2013), as well as one with NACO in the near-IR (Gallenne et al. 2011). The presence of

Open Access article, published by EDP Sciences, under the terms of the Creative Commons Attribution License (http://creativecommons.org/licenses/by/4.0), which permits unrestricted use, distribution, and reproduction in any medium, provided the original work is properly cited.

A&A 633, A47 (2020)

a motionless Hα absorption component using high-resolution spectroscopy around l Car (Nardetto et al. 2008) has also been attributed to a CSE, and, recently, a CSE was detected in the visible domain with the VEGA/CHARA facility around δ Cep (Nardetto et al. 2016). These various studies determine a CSE radius of around 3 stellar radii and a flux contribution in the K band, ranging 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. However, we still do not know how these CSEs are produced, nor do we understand their nature or their characteristics (density and temperature profiles, chemical composition...).

This paper is aimed at building a phase-dependent spectral energy distribution (SED) of a sample of Cepheids from visible to mid-IR wavelengths and comparing it with dedicated atmospheric models in order to quantify and study their IR excess. We present the IR excess of the stars in the sample in Sect. 2 using photometric and *Spitzer* observations in various bands, and we study qualitatively far-infrared images from *Herschel*. In Sect. 3 we correct the spectra from interstellar foreground absorption along the line-of-sight and seek residuals at 9.7 μm that could be attributed to a dusty CSE. In Sect. 4, we use the radiative transfer code `DUSTY` (Ivezic et al. 1999) to model the IR excess continuum and to show that such continuum cannot be attributed to a dusty CSE. In Sect. 5, we propose, instead, a model of CSE composed of ionized gas in order to reproduce the observed IR excess. Our results are discussed in Sect. 6 and we present our conclusions in Sect. 7.

2. Observations and data reduction of RS Pup, ζ Gem, η Aql, V Cen, and SU Cyg

2.1. Star sample

In order to study the IR excess of Cepheids we selected a sample of Galactic Cepheids with *Spitzer* observations. The combination of its sensitivity and wide IR wavelength coverage, from 5 to 38 μm, makes it the best tool for studying dust features and IR excess continuum emission. We selected the five Cepheids with *Spitzer* low resolution spectra and the highest signal-to-noise ratio: RS Pup (P = 41.46d); ζ Gem (P = 10.15d); η Aql (P = 7.18d); V Cen (P = 5.49d); and SU Cyg (P = 3.85d). In addition, we retrieved *Herschel* data at 70 and 160 μm to study larger cold environments of dust. These space-based observations have the advantage of avoiding biases caused by the Earth atmosphere, meaning the entire flux is preserved and not hidden by the ozone band, which is essential for the study of dust spectral features.

2.2. Building the infrared excess using the SPIPS algorithm

SpectroPhoto-Interferometric modeling of Pulsating Stars (SPIPS) is a model-based parallax-of-pulsation code which includes photometric, interferometric, effective temperature and radial velocity measurements in a robust model fit (Mérand et al. 2015). In order to compute synthetic photometry to match what is drawn from the dataset, SPIPS uses a grid of ATLAS9 atmospheric models[1] (Castelli & Kurucz 2003) with solar metallicity and a standard turbulent velocity of 2 km s^{-1}.

SPIPS models are available for η Aql (Mérand et al. 2015), ζ Gem (Breitfelder et al. 2016) and RS Pup (Kervella et al. 2017). We updated them with new datasets, including *Gaia* photometry (Gaia Collaboration 2018), and we also applied the SPIPS algorithm to SU Cyg and V Cen. Figures A.1–A.5 show the results of the fitting process. For each star in the sample, SPIPS provides a fit of the photometry along the pulsation cycle, which is in agreement with the observational data. While the fit is satisfactory from the visible domain to the near infrared, a disagreement results for wavelengths larger than about 1.2 μm. For $\lambda > 1.2\,\mu$m, while the observed photometries ($m_{\rm obs}$) are indeed significantly brighter than the synthetic ones ($m_{\rm kurucz}$), which corresponds to an infrared excess. SPIPS does not physically model this IR excess, but instead takes it into account using an ad hoc analytic power law IR$_{\rm ex}$, which is defined as:

$$\mathrm{IR_{ex}} = \Delta\mathrm{mag} = m_{\rm obs} - m_{\rm kurucz} = \begin{cases} 0, & \text{for } \lambda < 1.2\ \mu\mathrm{m} \\ \alpha(\lambda - 1.2)^{\beta}, & \text{for } \lambda \geqslant 1.2\ \mu\mathrm{m} \end{cases} \quad (1)$$

with two parameters, α and β. These ad hoc laws take the visible domain as a reference, and thus assume that there is no excess nor deficit in this wavelength domain due to the CSE ($\Delta\mathbf{m} = 0$ for $\lambda < 1.2\,\mu$m). The choice of the ad hoc analytic power law in Eq. (1) was adopted originally in SPIPS modeling because it provides a reasonable description of the IR excess without impacting the results of the fit.

In Fig. 1, we show the IR excess analytic law obtained for the star sample together with the measurements. These measurements correspond to the cycle-averaged magnitude difference $\Delta\mathrm{mag} = m_{\rm obs} - m_{\rm kurucz}$ (in a specific band), while the uncertainties are the corresponding standard deviations. Since these deviations over the cycle are quite small ($\approx$0.05 mag) from Fig. 1, we conclude that the IR excess of Cepheids is not time-dependent or only time-dependent in the slightest.

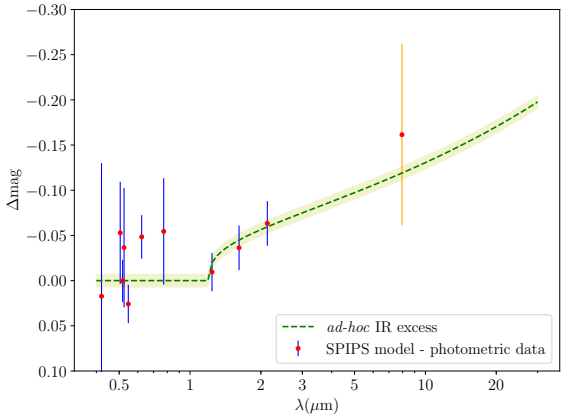
In the fitting process described above, the photometric band corresponding to the carbon-monoxyde (CO) band-head at 4.6 μm has to be considered with a special care. Indeed, CO can form at low temperature (Scowcroft et al. 2016) and this is, indeed, probably what is seen in IRAC I2 *Spitzer* bands for ζ Gem and V Cen (see Figs. A.1 and A.2, respectively). In these bands, the relation between the ATLAS9 model and the observations is in disagreement at certain phases. Even if ATLAS9 includes the modeling of CO molecules, these models are static and do not reproduce the dynamic structure of the atmosphere of Cepheids satisfactorily. However, the cycle-averaged infrared excess we obtain at this specific wavelength of 4.6 μm is consistent with the general trend of the IR excess law (see Fig. 1), and is considered in the following part of the analysis.

In addition, the photometric bands longward of 5 μm are problematic for two reasons. First, their cycle coverage is poor, meaning there is only one data point in each band with an undetermined phase, as is the case for η Aql, ζ Gem and RS Pup at $\lambda > 5\,\mu$m (see, for instance, the A MSX band of RS Pup in Fig. A.3). Hence, the reliability of the fitted ad hoc IR excess model depending on pulsation phase is questionable. Secondly these bands are more sensitive to interstellar dust emission around the star than *Spitzer* because of their lower spatial resolution. Thus we have decided to discard these photometric bands from the analysis. The measurements which have not been considered are indicated by orange bars in Fig. 1.

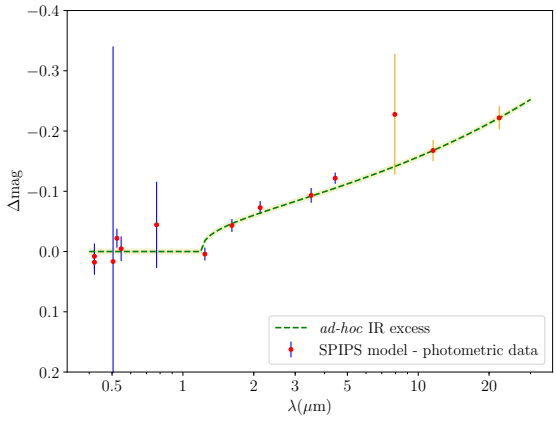
2.3. Spitzer data

The spectroscopic observations were made with the InfraRed Spectrograph (IRS; Houck et al. 2004) on board the *Spitzer* telescope (Werner et al. 2004) and the full spectra were retrieved

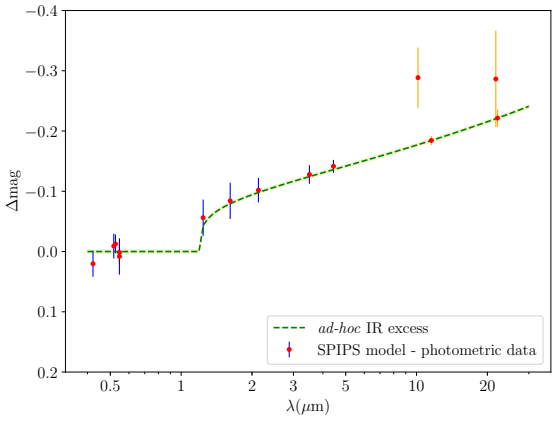
[1] http://wwwuser.oats.inaf.it/castelli/grids.html



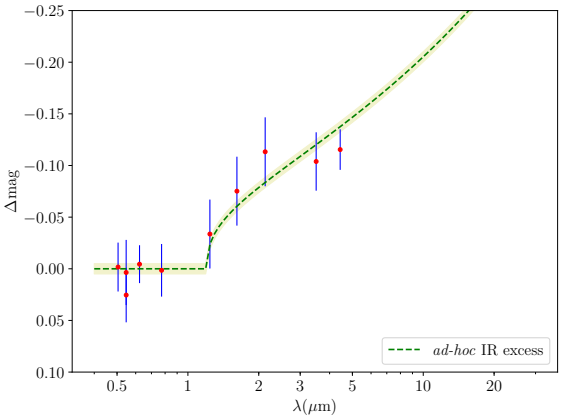
(a) RS Pup, $\mathrm{IR_{ex}} = -0.061(\lambda - 1.2)^{0.350}$mag



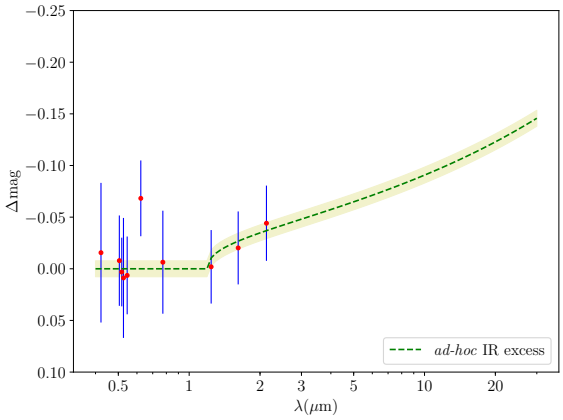
(b) ζ Gem, $\mathrm{IR_{ex}} = -0.066(\lambda - 1.2)^{0.400}$mag



(c) η Aql, $\mathrm{IR_{ex}} = -0.100(\lambda - 1.2)^{0.262}$mag



(d) V Cen, $\mathrm{IR_{ex}} = -0.086(\lambda - 1.2)^{0.400}$mag



(e) SU Cyg, $\mathrm{IR_{ex}} = -0.038(\lambda - 1.2)^{0.400}$mag

Fig. 1. IR excess analytic law for all star sample together with measurements. IR excess as derived from the SPIPS algorithm and represented by ad hoc analytic laws (Eq. (1)) for each star in the sample. For each photometric band, red dots with error bars are the mean excess value over the cycle of the Cepheid and the corresponding standard deviation. Red point with orange bars are photometric band discarded in this work (see Sect. 2.2). The green zone is the error on the magnitude obtained using the covariance matrix of SPIPS fitting result.

from the CASSIS atlas (Lebouteiller et al. 2011). CASSIS identified the five stars as point-like sources, therefore we retrieved the best flux calibrated spectrum obtained from the optimal extraction method (Lebouteiller et al. 2010). The *Spitzer* dataset of this paper is presented in Table 1. Short-Low (SL) and Long-Low (LL) are IRS modules placed in the focal plane instrument providing low spectroscopic resolution ($R = 60$–128) from 5.2 to 38 μm. In this study, we use low-resolution IRS spectra obtained with the SL and LL modules, for which aperture sizes, together with covered spectral ranges, are described in Table 2.

We derive the IR excess of each star in the sample at the specific phase of *Spitzer* using:

$$\Delta\mathrm{mag} = m_{Spitzer} - m_{\mathrm{kurucz}}[\phi_{Spitzer}] \quad (2)$$

A&A 633, A47 (2020)

Table 1. *Spitzer* data set.

Object	AORs	Date	MJD	ϕ
RS Pup	26 021 120	2009.05.04	54 955.160	0.938
ζ Gem	27 579 392	2008.11.11	54 781.833	0.410
η Aql	27 579 136	2008.06.07	54 624.819	0.408
V Cen	27 566 336	2008.10.01	54 740.445	0.960
SU Cyg	27 592 960	2008.11.06	54 776.575	0.013

Notes. The table lists: astronomical observation requests (AORs) used in this paper, date of observation, corresponding Modified Julian Date (MJD), and pulsation phase (ϕ). RS Pup is from observation program number 50 346 and others stars are from program number 485 (Ardila et al. 2010).

Table 2. Properties of the *Spitzer*/IRS AORs Short-Low (SL) and Long-Low (LL) modules used.

Module	Aperture size ($''$)	Orders	$\lambda_{\rm min}$–$\lambda_{\rm max}$
SL	3.7×57	1	7.4–14.5
		2	5.2–7.7
LL	10.7×168	1	19.5–38.0
		2	14.0–21.3

Table 3. Physical parameters of stars derived by SPIPS at*Spitzer* observation phase.

	$T_{\rm eff}(\phi_{Spitzer})$	$\log g(\phi_{Spitzer})$	$\theta(\phi_{Spitzer})$
RS Pup	5860^{+15}_{-15}	$1.03^{+0.10}_{-0.10}$	$0.792^{+0.002}_{-0.002}$
ζ Gem	5178^{+7}_{-7}	$1.52^{+0.15}_{-0.15}$	$1.699^{+0.002}_{-0.002}$
η Aql	5543^{+6}_{-6}	$1.68^{+0.17}_{-0.17}$	$1.784^{+0.002}_{-0.002}$
V Cen	6368^{+15}_{-15}	$1.89^{+0.19}_{-0.19}$	$0.510^{+0.001}_{-0.001}$
SU Cyg	6781^{+17}_{-17}	$2.03^{+0.20}_{-0.20}$	$0.353^{+0.001}_{-0.001}$

Notes. $T_{\rm eff}$ and $\log g$ are used to interpolate a ATLAS9 atmosphere model. The limb-darkened angular diameter θ is then used to derived the observed flux. Temperature and angular diameter are in Kelvin and milliarcsecond respectively. Uncertainties on $T_{\rm eff}$ and θ are provided by SPIPS, whereas uncertainty on $\log g$ is arbitrarily set to 10%.

where $m_{Spitzer}$ is the magnitude of the *Spitzer* observation and $m_{\rm kurucz}[\phi_{Spitzer}]$ is the magnitude of the ATLAS9 atmospheric model interpolated at the phase of *Spitzer* observations ($\phi_{Spitzer}$). The $T_{\rm eff}$ and $\log g$ values of the star at the phase of *Spitzer* are provided by the SPIPS algorithm, while the interpolation is then done in a ATLAS9 grid of models with steps of 250K in effective temperature and 0.5 in $\log g$, respectively. The angular diameter derived by SPIPS is then used to calculate $m_{\rm kurucz}[\phi_{Spitzer}]$. The corresponding stellar parameters are summarized in Table 3 and the Δmag values we ultimately obtain are indicated by green dots and red uncertainties in Fig. 2. The same method is applied to all the photometric bands of observations, meaning that we do not use the average IR excess values shown in Fig. 1, but instead we recalculate the actual values corresponding to the phase of *Spitzer* observations (red dot with blue uncertainties in Fig. 2). Please note that in Fig. 2, the cycle averaged ad hoc analytic IR excess law is shown only for comparison.

First, we correct several discontinuities in the *Spitzer* spectra. Even if absolute uncertainties (Lebouteiller et al. 2011; Sloan et al. 2015) are not excluded, we find a discontinuity at 14 μm between SL and LL spectra, indicated by a dashed line in Fig. 2. According to CASSIS atlas, a residual offset appears in the case of slightly extended sources (Lebouteiller et al. 2011) because more flux enters the larger LL aperture. Indeed the two *Spitzer* detectors have indeed different fields of view (FOV, see Table 2) with different orientations on the sky (see Fig. 3), which explains the different level of flux measured. As an indication, the FOV of both detectors are overlaid on *Herschel* images (see Fig. 3 in Sect. 2.4).

For RS Pup, we obtain a jump of 7% in flux between the SL and LL detectors, while for other stars we find a difference of around 2% (1.3% in the case of ζ Gem). Extended dust emission has been discovered around RS Pup (Westerlund 1961; McAlary & Welch 1986) so this jump is not surprising.

We correct these discontinuities at 14 μm in the spectra by scaling up SL flux (with the latter flux ratio) so that it corresponds to LL flux at 14 μm. This correction assumes that the LL flux calibrated by the CASSIS pipeline is reliable and the emission of the environment is homogeneous between SL and LL apertures.

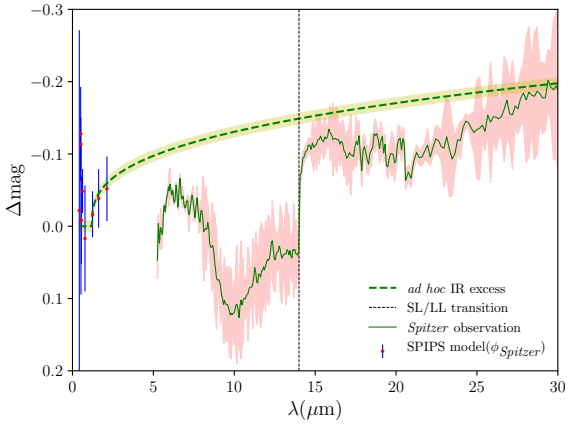
In addition, order mismatches may appear because of telescope pointing accuracy and ensuing discontinuity in the spectra between 2 adjacent orders. We corrected this feature in SU Cyg and ζ Gem spectra at 7.5 μm between SL orders 1 and 2 by scaling up the lower part. We also note that the *Spitzer* data at larger wavelengths than 30 μm were not considered due to their extremely large scopes of uncertainties.

Second, for the five stars in the sample, we find an agreement between the level of IR excess at 5 μm in all photometric bands ($\lambda < 5\,\mu$m) and in the *Spitzer* spectroscopic observation ($\lambda > 5\,\mu$m). This is verified at the 0.05 magnitude level, prior to the correction of different *Spitzer* discontinuities (see Fig. 6 for a detailled analysis of corrected IR excess). The agreement between IR excesses from SPIPS models and *Spitzer* data demonstrates the consistency of this approach. It reveals that Cepheids exhibit a continuum IR excess from about 2 μm up to 30 μm in the star sample. This result is different from that obtained by Schmidt (2015), where no IR excess was found for short-period classical Cepheids (see Sect. 6.1). We, however, find that the ad hoc analytic laws of SPIPS overestimate the IR excess in the *Spitzer* wavelength domain (see Fig. 2).

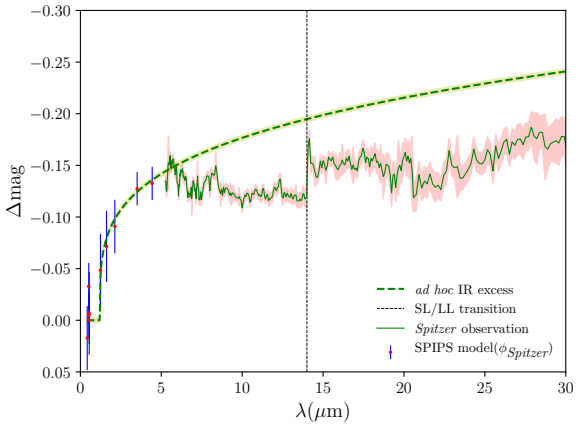
Third, RS Pup, SU Cyg and V Cen present unambiguous silicate absorption bands at 9.7 and 20 μm. The latter absorption is known to usually peak at 18 μm, however it can be shifted to a longer wavelength depending on various conditions, such as temperature or mineral proportions indicated by silicates (Koike et al. 2006; Henning & Mutschke 1997). These silicate absorptions are likely due to the presence of interstellar clouds in the line of sight.

2.4. Herschel images

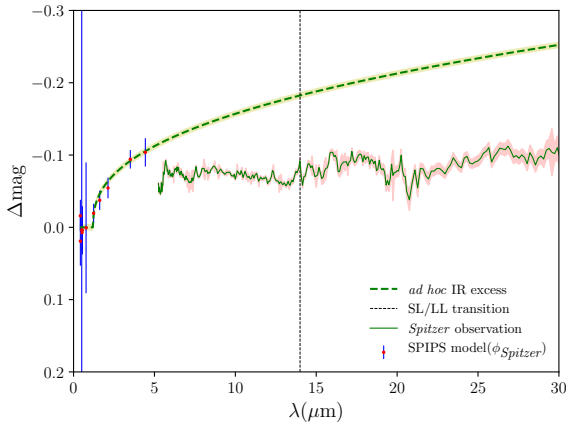
We retrieved *Herschel* images from the PACS instrument at 70 and 160 μm to study the presence of extended environment around Cepheids. No data have been found for SU Cyg. *Herschel* observation products are ordered according to the level of the data processing, ranging from raw data (level 0) to highly processed scientific data (level 3). All the images in the sample are highly processed data with a level of 2.5. The FOV of *Herschel* is of 8′ and its spatial resolution is of 7″ at 100 μm. As an indication, we performed aperture photometry measurements of



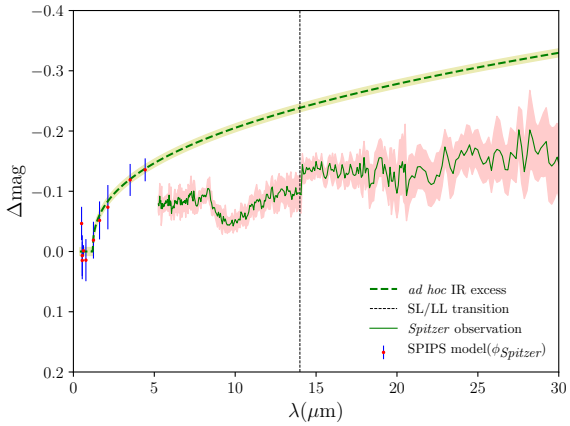
(a) RS Pup, $\phi = 0.938$



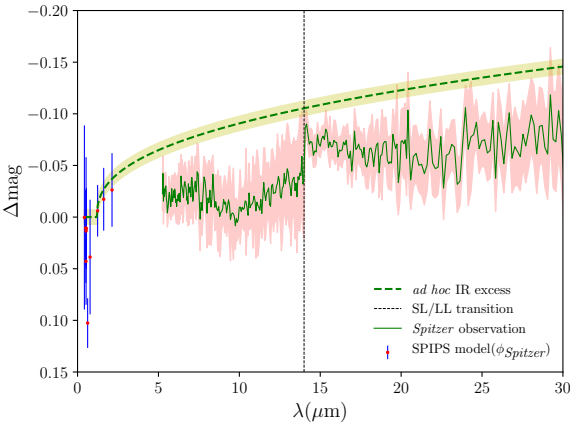
(b) ζ Gem, $\phi = 0.410$



(c) η Aql, $\phi = 0.408$



(d) V Cen, $\phi = 0.960$



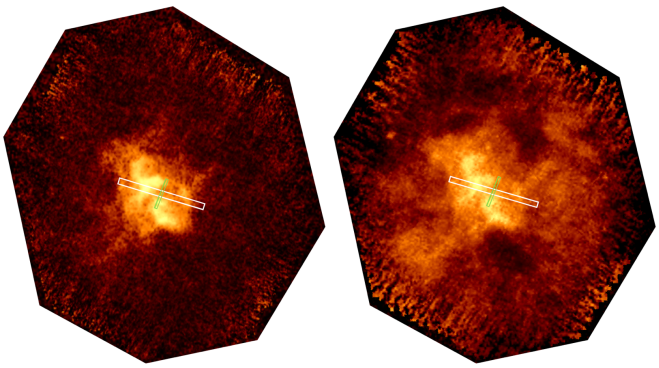
(e) SU Cyg, $\phi = 0.013$

Fig. 2. Photometric observations interpolated at specific phases of *Spitzer* data using SPIPS algorithm. Transition between SL and LL detectors is indicated by a dashed line at $\approx 14\,\mu$m. The cycle-averaged ad hoc analytic laws from SPIPS are represented by a dashed green for comparison only. Pulsation phase ϕ of the *Spitzer* observations is indicated in the caption of each panel.

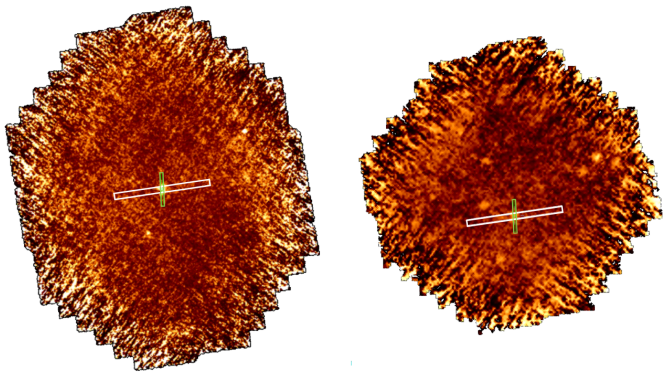
the flux within $1'$ in order to include most of the emission that is due to the environment of the Cepheids. Then we derived the IR excess at 70 and $160\,\mu$m through comparisons with the atmospheric model in the same way as in Eq. (2).

Observations are presented in Fig. 3 and the derived photometry in Table 4. From these data we observe important IR excesses at 70 and $160\,\mu$m, which are associated with cold environments of temperatures of about 40 and 20 K, respectively, according to Wien's displacement law ($\lambda T = 2900\,\mu$mK). Cold dust material around RS Pup was already observed, while the large cloud observed around V Cen (see Fig. 3d) at $160\,\mu$m could be related to a star forming region since V Cen is likely a member of the open cluster NGC 5662 (Turner 1982; Claria et al. 1991; Anderson et al. 2013). *Herschel* is sensitive not only to emission from the star itself and a potential CSE, but also to that of cold extended emission from the interstellar medium.

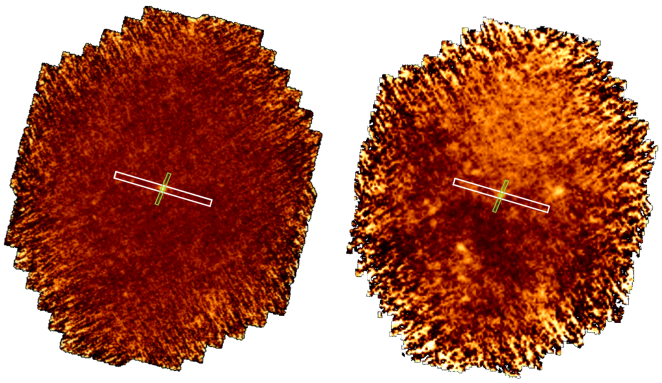
A&A 633, A47 (2020)



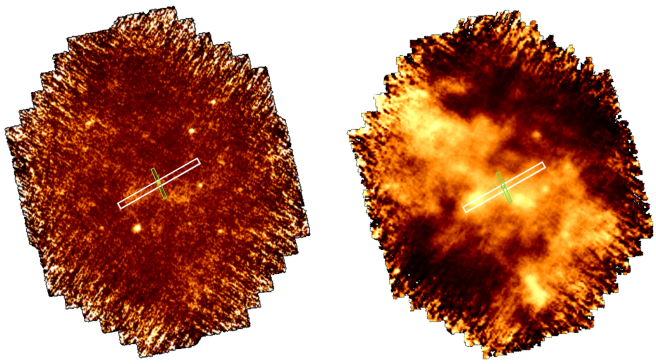
(a) RS Pup



(b) ζ Gem



(c) η Aql



(d) V Cen

Fig. 3. *Herschel* images of Cepheids and overlaid *Spitzer* FOV. *Left and right panels* correspond to 70 and 160 μm, respectively. The FOV is 8′ large. Short and long green rectangles are SL and LL modules in the *Spitzer* focal plane detector respectively.

Table 4. *Herschel* data set.

	RS Pup	ζ Gem	η Aql	V Cen
F_{70}(Jy)	$11.5^{+3.4}_{-3.4}$	$0.7^{+0.8}_{-0.8}$	$0.7^{+0.8}_{-0.8}$	$0.9^{+0.9}_{-0.9}$
F_{160}(Jy)	$6.7^{+2.6}_{-2.6}$	$0.4^{+0.6}_{-0.6}$	$0.4^{+0.6}_{-0.6}$	$5.2^{+2.3}_{-2.3}$
Δmag_{70}	$-6.5^{+0.3}_{-0.3}$	$-1.9^{+1.2}_{-1.2}$	$-1.7^{+1.2}_{-1.2}$	$-4.6^{+1.1}_{-1.1}$
Δmag_{160}	$-7.7^{+0.4}_{-0.4}$	$-3.1^{+1.6}_{-1.6}$	$-2.9^{+1.6}_{-1.6}$	$-8.3^{+0.5}_{-0.5}$

Notes. F_{70} and F_{160} are the flux in Jansky at 70 and 160 μm, respectively integrated within a 1′ circle centered on the star. Δmag_{70} and Δmag_{160} are the corresponding IR excess derived following the definition of Eq. (2) but for *Herschel* observations.

Thus, we do not consider the *Herschel* photometry in the rest of this paper.

Interestingly, we find a qualitative correlation between silicate absorption features in *Spitzer* data and the presence of extended emission in the *Herschel* images. For instance, both RS Pup and V Cen show strong silicate absorptions and extended emission in the *Herschel* data at the same time (see Figs. 3a and d), while η Aql and ζ Gem present no obvious silicate absorption and weaker interstellar environment (Figs. 3b and c).

3. Correcting the interstellar silicate absorption in *Spitzer* data

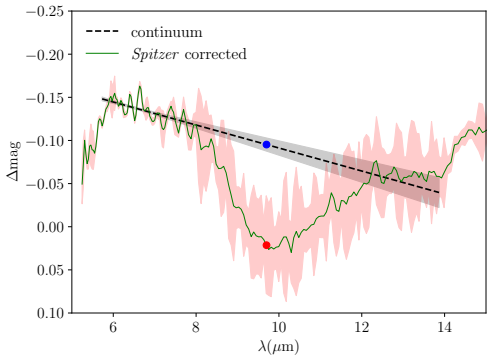
Absorption of silicates at 9.7 μm is easily identified in the *Spitzer* spectra of RS Pup, V Cen and SU Cyg, whereas it is not observed in η Aql and ζ Gem data (see Fig. 2). Such a level of absorption has, in principle, two components: an emission due to a CSE close to the star (if present) which is then absorbed by interstellar environment. Thus, the silicate absorption observed by *Spitzer* $A_{9.7}^{Spitzer}$, if it is corrected from the expected silicate absorption from the ISM ($A_{9.7}^{\text{ISM}}$), can indicate, in case of residual emission, whether there is a silicate emission from the CSE $E_{9.7}^{\text{CSE}}$ or not. Thus, we come to the following relation:

$$A_{9.7}^{Spitzer} - A_{9.7}^{\text{ISM}} = E_{9.7}^{\text{CSE}} \tag{3}$$

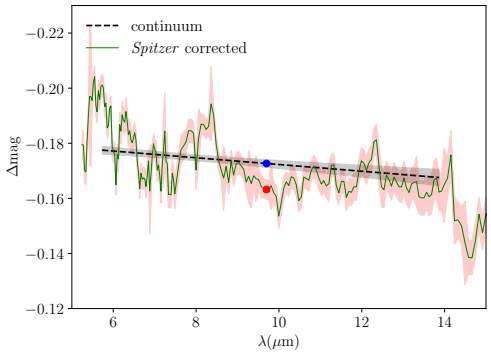
All values are presented at magnitudes of 9.7 μm. We then determine $A_{9.7}^{Spitzer}$ (Sect. 3.1) and $A_{9.7}^{\text{ISM}}$ (Sect. 3.2) in order to estimate the CSE emission at 9.7 μm (Sect. 3.3) and we extend our correction to the whole wavelength range of *Spitzer* (Sect. 3.4).

3.1. Quantifying the observed silicate absorption from Spitzer

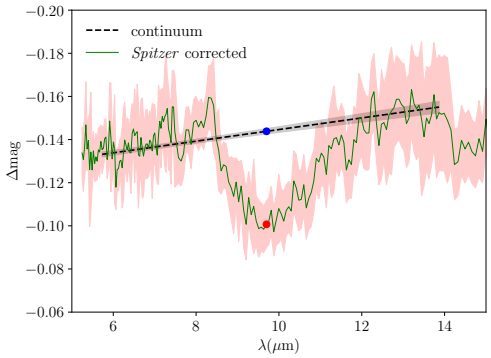
In order to estimate the apparent silicate absorption at 9.7 μm ($A_{9.7}^{Spitzer}$), we have to define the IR excess continuum. For that, we fit the IR excess continuum on each side of the absorption feature over the wavelength range [6,7]∪ [12,13] (dashed line in Fig. 4), and we interpolate the excess continuum value at 9.7 μm (blue dot in Fig. 4). We then subtract the IR excess corresponding to the core of the silicate absorption at 9.7 μm (red dot). The uncertainty on $A_{9.7}^{Spitzer}$ is derived by adding in quadrature both the error on the continuum and the error on the *Spitzer* observation at 9.7 μm. For ζ Gem we do not find any evidence for absorption.



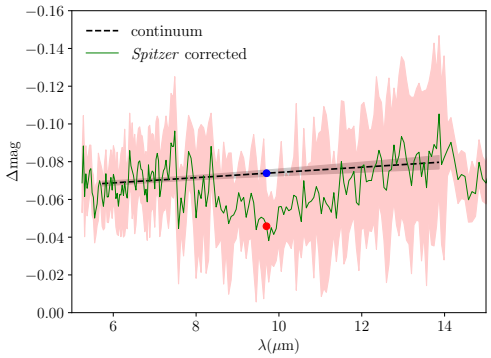
(a) RS Pup



(b) η Aql



(c) V Cen



(d) SU Cyg

Fig. 4. Silicate absorption features from *Spitzer* spectra. The black dashed line represents the continuum. Blue and red points are the continuum and *Spitzer* excesses at 9.7 μm respectively. For ζ Gem no evidence of silicate absorption was found, thus for this star $A_{9.7}^{Spitzer}$ is set to 0.000 ± 0.002.

3.2. Estimation of the interstellar medium (ISM) silicate absorption

The ISM extinction theory can be used to estimate the silicate absorption directly from the color excess $E(B–V)$. In order to select the most reliable $E(B–V)$ values, we compared for each star: (1) the $E(B–V)$ fitted by the SPIPS algorithm; (2) the $E(B–V)$ from the David Dunlap Observatory Database of Galactic Classical Cepheids[2] (hereafter DDOD; Fernie et al. 1995) which computes the mean extinction and standard error from various values obtained in the literature; (3) the $E(B–V)$ obtained with the Stilism 3D map (Capitanio et al. 2017) using the Bayesian inversion method to a wide color excess dataset and parallaxes; and (4) the 2D map from Schlegel et al. (1998) (hereafter SFD98) using 100 μm data from COBE/DIRBE and IRAS. In the latter 2D map we have corrected the extinction by taking into account the star's location using a three-dimensional model of the Milky Way from Drimmel & Spergel (2001). We present these $E(B–V)$ values in Table 5. The best agreement is obtained when comparing SPIPS and DDOD values, which are based on two enitrely independent methods, which reinforces the reliability of the SPIPS fitting. For the Stilism and SFD98 2D maps, the $E(B–V)$ values are based on models of dust distribution within the Milky Way and, thus, they cannot be applied to local over- or under-densities in the vicinity of the Cepheids, which probably explains the large discrepancies found in particular for RS Pup, SU Cyg, and also V Cen. For these stars, the uncertainty on $E(B–V)$ is also particularly large in the case of Stilism. The $E(B–V)$ values provided by SPIPS are the most precise by an order of magnitude, but uncertainties are underestimated (Mérand et al. 2015). Therefore, we decided to adopt an independent and more conservative approach using the DDOD values.

As a second step, we derive the visible absorption A_v assuming an extinction law of $A_v = R_v E(B–V)$ with a ratio of total-to-selective extinction of $R_v = 3.1$, which corresponds to a diffuse ISM along the line of sight (Savage & Mathis 1979). Then we used the relation $A_v/\tau_{9.7} = 18.5$ (Roche & Aitken 1984) which is suited to diffuse ISM in the solar vicinity, in order to derive $\tau_{9.7}$. This was done for each star except RS Pup. Indeed, RS Pup is known for being embedded in a large environment which is most probably the remnant of the molecular clouds in which the star formed (Kervella et al. 2009, 2012). Hence we treated RS Pup as a special case since the extinction towards dense clouds is different from diffuse ISM (Whittet et al. 1988; Indebetouw et al. 2005; Flaherty et al. 2007; Chiar et al. 2007; van Breemen et al. 2011). We assumed most of the extinction is due to a dense cloud and we used $R_v = 5$ and $A_v/\tau_{9.7} = 11.46$ following the empirical work in star-forming regions by McClure (2009). Finally, the extinction A_λ is given by the intensity absorption along the line of sight considering an optical depth τ_λ. Combining both the Beer-Lambert law and absorption definitions for any wavelength λ we have $A_\lambda = 1.086\tau_\lambda$, thus $A_{9.7} = 1.086\tau_{9.7}$ at the specific wavelength 9.7 μm.

This approach can ultimately be summarized on the basis of two equations, referring to stars in diffuse ISM Eq. (4) and for RS Pup Eq. (5):

$$A_{9.7}^{ISM} = 1.086\frac{3.1}{18.5} = 0.182\,E(B–V), \quad (4)$$

$$A_{9.7}^{ISM} = 1.086\frac{5}{11.46} = 0.474\,E(B–V), \quad (5)$$

[2] http://www.astro.utoronto.ca/DDO/research/cepheids/

A&A 633, A47 (2020)

Table 5. Comparison of $E(B–V)$ values of stars in sample considering different approaches.

	SPIPS [a]	DDOD [b]	(n)	Stilism 3D map	SFD98 2D map [c]
RS Pup	$0.550^{+0.005}_{-0.005}$	$0.480^{+0.011}_{-0.011}$	(9)	$0.217^{+0.447}_{-0.207}$	$0.260^{+0.038}_{-0.038}$
ζ Gem	$0.021^{+0.003}_{-0.003}$	$0.044^{+0.020}_{-0.020}$	(6)	$0.013^{+0.024}_{-0.024}$	$0.034^{+0.002}_{-0.002}$
η Aql	$0.149^{+0.002}_{-0.002}$	$0.152^{+0.012}_{-0.012}$	(12)	$0.155^{+0.050}_{-0.050}$	$0.065^{+0.008}_{-0.008}$
V Cen [d]	$0.298^{+0.004}_{-0.004}$	$0.282^{+0.017}_{-0.017}$	(8)	$0.283^{+0.480}_{-0.480}$	$0.220^{+0.024}_{-0.024}$
SU Cyg	$0.109^{+0.002}_{-0.002}$	$0.133^{+0.031}_{-0.031}$	(6)	$0.257^{+0.113}_{-0.113}$	$0.350^{+0.050}_{-0.050}$

Notes. [a]$E(B–V)$ values are calculated from the SPIPS algorithm. [b]David Dunlap Observatory Database. Standard error is the deviation of the number (n) of measurements present in the literature. [c]Values were corrected by taking into account the star location using three-dimensional model for the Milky Way. [d]Extinction values are in agreement with extinction of others members of the open cluster NGC 5662 giving in average $E(B–V) = 0.31 \pm 0.04$ (Claria et al. 1991).

Table 6. Result of residual silicate CSE emission at 9.7 μm.

	DDOD [a]	Sect. 3.2	Observation [b]	Result [c]
	$E(B–V)$	$A_{9.7}^{\rm ISM}$	$A_{9.7}^{Spitzer}$	$E_{9.7}^{\rm CSE}$
RS Pup	$0.480^{+0.011}_{-0.011}$	$0.227^{+0.005}_{-0.005}$	$0.117^{+0.057}_{-0.057}$	$-0.110^{+0.057}_{-0.057}$
ζ Gem	$0.044^{+0.020}_{-0.020}$	$0.008^{+0.004}_{-0.004}$	$0.000^{+0.002}_{-0.002}$	$-0.008^{+0.004}_{-0.004}$
η Aql	$0.152^{+0.012}_{-0.012}$	$0.028^{+0.002}_{-0.002}$	$0.009^{+0.003}_{-0.003}$	$-0.019^{+0.004}_{-0.004}$
V Cen [d]	$0.282^{+0.017}_{-0.017}$	$0.051^{+0.003}_{-0.003}$	$0.043^{+0.010}_{-0.010}$	$-0.008^{+0.010}_{-0.010}$
SU Cyg	$0.133^{+0.031}_{-0.031}$	$0.024^{+0.005}_{-0.005}$	$0.028^{+0.025}_{-0.025}$	$0.004^{+0.025}_{-0.025}$

Notes. The silicate absorption due to interstellar extinction $A_{9.7}^{\rm ISM}$ is calculated (using Eq. (4)) based on reddenings from DDOD. Observed absorption of silicate from *Spitzer* $A_{9.7}^{Spitzer}$ is used together with Eq. (3) in order to derive $E_{9.7}^{\rm CSE}$, the silicate emission due to a CSE. [a]David Dunlap Observatory Database. Standard error is the deviation of the measurement. [b]Errors correspond to *Spitzer* uncertainties (see error bars in Fig. 4) [c]Errors are given by summing quadratically the precedent absorption uncertainties. [d]If Eq. (5) for V Cen is considered we obtain $A_{9.7}^{\rm ISM} = 0.134^{+0.008}_{-0.008}$ and $E_{9.7}^{\rm CSE} = -0.091^{+0.013}_{-0.013}$ (see Fig. 5).

The final values of $A_{9.7}^{\rm ISM}$ we have considered are listed in Table 6, along with their corresponding uncertainties.

3.3. Residual silicate CSE emission at 9.7 μm

Using values of $A_{9.7}^{Spitzer}$ (Sect. 3.1) and $A_{9.7}^{\rm ISM}$ (Sect. 3.2), we now calculate $E_{9.7}^{\rm CSE}$ using Eq. (3). The results are illustrated in Fig. 5. Using this method, silicate emission from CSE exists only when $E_{9.7}^{\rm CSE} < 0$. We find no residual CSE emission for SU Cyg and V Cen, along with significant but weak emissions for ζ Gem (-0.008 mag $\pm$ 0.004), η Aql (-0.019 ± 0.004 mag) and RS Pup (-0.110 ± 0.057 mag). In the case of V Cen, the emission is likely underestimated when using Eq. (4). If we assume, instead, the presence of dense clouds in the line of sight using Eq. (5), we obtain a silicate emission of -0.091 ± 0.013 mag (see Fig. 5).

From this figure (and Table 5), it is difficult to conclude whether there is a dusty CSE of silicate around the Cepheids in the sample or not, particularly because our method is sensitive to the used Eq. (4) or (5) when correcting the silicate ISM absorption (case of V Cen for instance), as well as to various sources of uncertainties, especially in the $E(B–V)$ estimate. We also assume that the IR excess does not vary in time, as has been suggested by the SPIPS analysis referred to in Sect. 2.2. Still, using this method, we find residual dust emission at 9.7 μm for the long-period Cepheids in the sample (η Aql, ζ Gem and RS Pup).

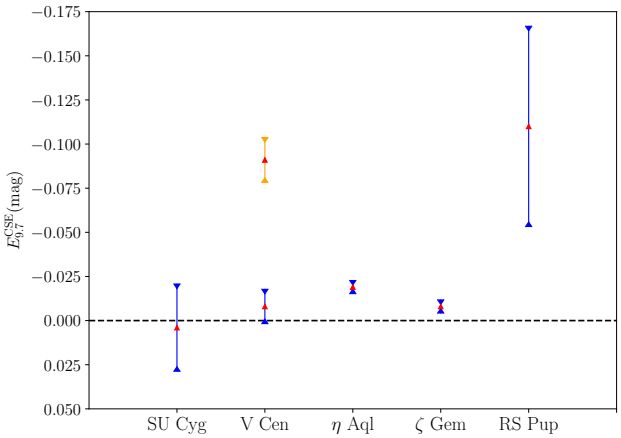
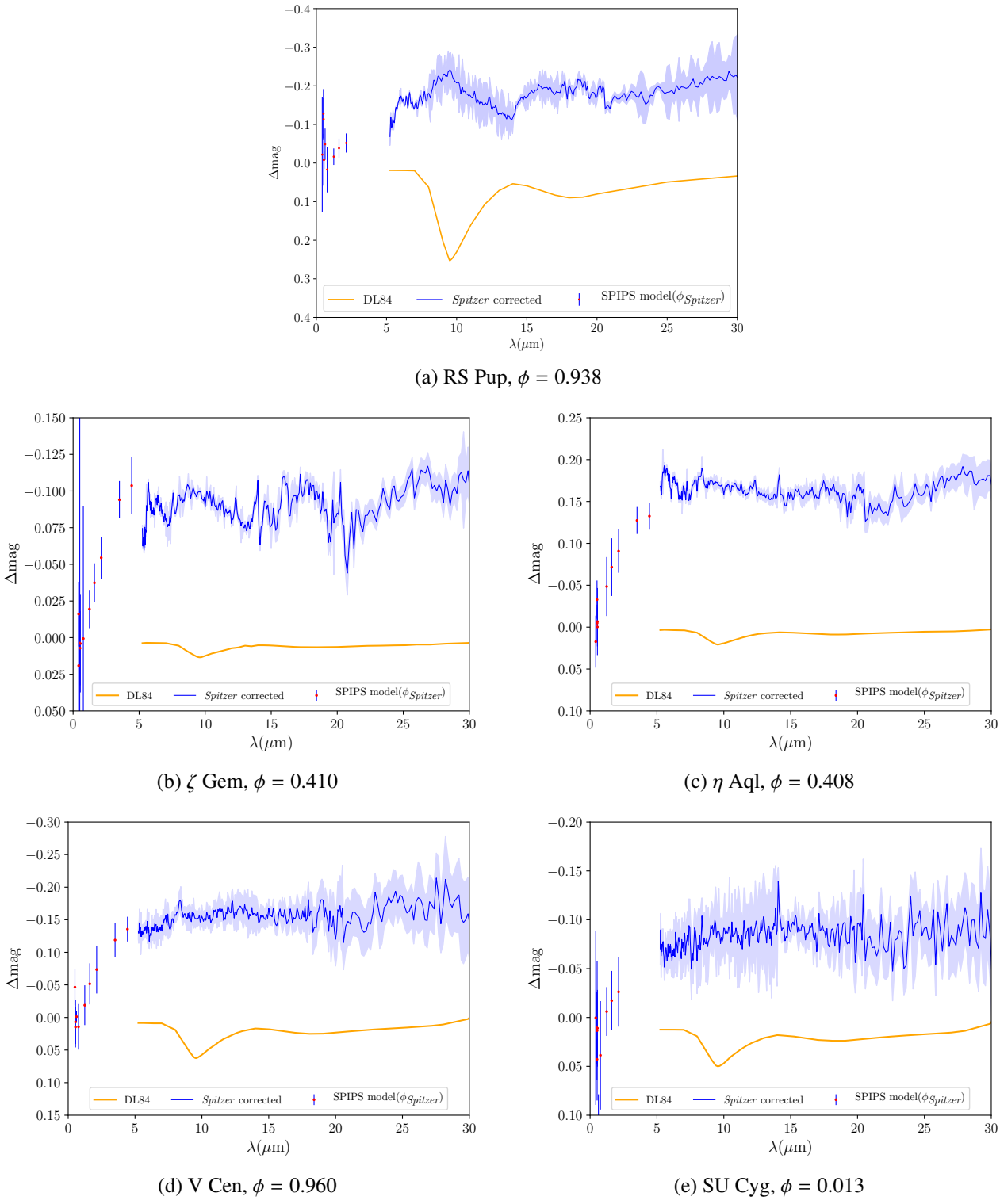


Fig. 5. The CSE emission at 9.7 μm is calculated from Eq. (3) and indicated for each star in the sample (in magnitude). Cepheids are ordered by increasing pulsation period. If one uses Eq. (5) for V Cen, instead of Eq. (4), than the $E_{9.7}^{\rm CSE}$ value is larger (orange bar in the figure). CSE emission appears when $E_{9.7}^{\rm CSE} < 0$.

3.4. Extending the correction of the silicate absorption from 9.7 μm to the whole wavelength range of Spitzer

We correct the entire scope of *Spitzer* observations by subtracting a synthetic interstellar medium composed of silicates. Since



(a) RS Pup, $\phi = 0.938$

(b) ζ Gem, $\phi = 0.410$

(c) η Aql, $\phi = 0.408$

(d) V Cen, $\phi = 0.960$

(e) SU Cyg, $\phi = 0.013$

Fig. 6. IR excess for all stars in sample at a specific phase is presented here, including (1) interpolated IR excess model from SPIPS, (see Sect. 2.2), (2) *Spitzer* observations stripped of various camera effects (see Sect. 2.3) and also corrected with regard to silicate absorption due to the ISM (orange curve, see Sect. 3.4).

we assumed an averaged ISM temperature of 20 K, the dust emission is negligible in the *Spitzer* wavelength range according to Wien's law. Thus, we must simply derive the absorption $A_\lambda^{\rm ISM}$ analytically using Mie theory. In the calculation, we take into account only the effective absorption cross-section $C_\lambda^{\rm abs}$ and we neglect the scattering effects since the radius of grain a is small compared to the mid-IR wavelength. Hence, we adopt the following expression for λ between 5 and 30 μm

$$A_\lambda^{\rm ISM} \propto \kappa_\lambda = \int C_\lambda^{\rm abs}(a)\pi a^2 n(a)\mathrm{d}a. \quad (6)$$

We first derive $C_\lambda^{\rm abs}$ using complex refractive index for silicates from Draine & Lee (1984; hereafter DL84), assuming an uniform

A&A 633, A47 (2020)

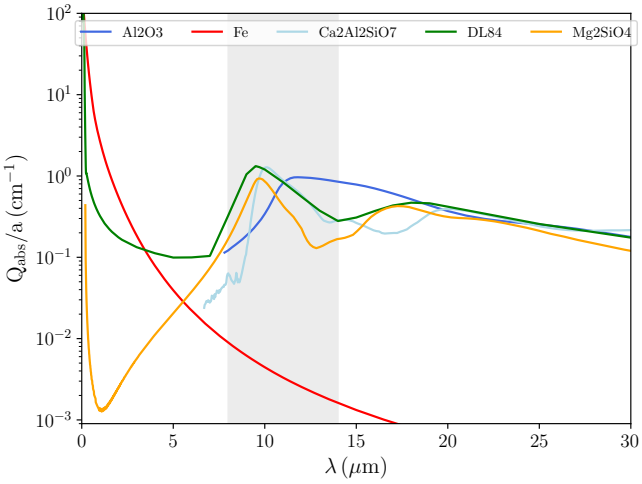


Fig. 7. Opacity efficiencies of typical dust encountered in circumstellar envelopes of oxygen-rich stars. These opacities are from aluminium oxide Al_2O_3 (Begemann et al. 1997), iron Fe (Henning & Stognienko 1996), gelhenite $Ca_2Al_2SiO_7$ (Mutschke et al. 1998), astronomical silicate from (Draine & Lee 1984)(DL84), and forsterite Mg_2SiO_4 (Jäger et al. 2003). The *N*-band between 8 and 14 μm is represented by a grey strip and highlights the silicate vibrational modes.

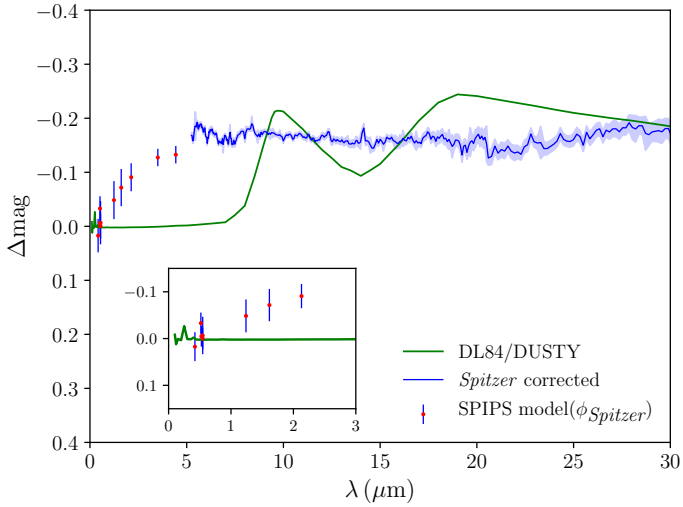


Fig. 8. IR excess of a silicate circumstellar envelope modeled with DUSTY around η Aql. Green curve is the silicate model with silicate grains from DL84.

distribution of ellipsoidal shapes given by Bohren & Huffman (1983). Then we derived the absorption coefficient κ_λ by taking into account a standard grain size distribution $n(a) \propto a^{-3.5}$ (Mathis et al. 1977). Finally we normalize A_λ^{ISM} using its specific value $A_{9.7}^{ISM}$ at 9.7 μm that we already derived in Sect. 3.2.

For all the stars in the sample, we plot the IR excess (found to be constant with the pulsation phase, see Sect. 2.2) corrected from the ISM silicate absorption in Fig. 6. In the following sections, we first show that a dust envelope cannot reproduce the IR continuum excess, then we explore the possibility of a thin envelope of partially ionized gas in order to model the IR excess continuum.

4. Incompatibility of dust CSE model to explain IR excess continuum

Cepheids are oxygen-rich stars and so, most of the carbon in their envelopes is locked in CO molecules. In the condensation sequence described by Gail & Sedlmayr (1999) corundum (Al_2O_3) is expected to form first because of its high condensation temperature of about 1400 K in typical pressures encountered in circumstellar shells. For lower temperatures, Al_2O_3 is depleted and silicates such as gehlenite ($Ca_2Al_2SiO_7$) and forsterite (Mg_2SiO_4) can form. All these components present emission components mostly observed in the *N* band (8–13 μm, see Fig. 7), with a width of at most a few microns. The IR excess we observe in *Spitzer* and SPIPS data does not present any clear spectral feature and is broader than 20 μm. Figure 8 shows the best fit we obtain with silicate dust. Silicate dust features are clearly unlikely to explain the observed IR excess continuum from near- to mid-IR. This conclusion is in agreement with the work carried out by Schmidt (2015) in finding that CSE made of silicate dust cannot explain IR excess of 132 classical and type-II Cepheids. However, since the opacity of iron exhibits no particular feature, but rather a continuum (see Fig. 7), we investigate whether a warm dust envelope of iron could explain the IR excess continuum observed with the SPIPS and *Spitzer* dataset.

The CSEs were modeled using DUSTY (Ivezic et al. 1999), which solves the radiative transfer equations in a dusty environment. The method is based on a self-consistent equation for spectral energy density, including dust scattering, absorption, and emission. We present two CSE models with different inner shell temperatures. Iron is a component in oxygen-rich star mineralogy with a condensation temperature of ≈1000 K for circumstellar pressures. Hence, the cold model takes into account the typical condensation temperature of iron (≈1000 K) as the inner shell temperature which is thought to be realistic. A reduced χ^2 fitting is applied to adjust the optical opacity $\tau_{0.55}$. The hot model lets both the inner shell temperature and the optical opacity as free parameters during χ^2 fitting. In both hot and cold model we used a standard MRN size distribution (Mathis et al. 1977), and we computed the density distribution in the case of an envelope expansion which is driven by radiation pressure on the dust, the wind structure is derived taking into account the dust drift and the star's gravitational attraction. The outer shell radius is set to 500 times the inner shell radius. We test the consistency of these models on η Aql using interpolated ATLAS9 atmospheric models (see Table 3 in Sect. 2.3) as central source radiation in the DUSTY computation. The results of the computation are summarized in Table 7 and the computed IR excess is presented Fig. 9. Both models fails to reproduce the IR excess continuum modeled with SPIPS and observed with *Spitzer*. The cold model is well below the observed IR excess and the temperature required for iron in the hot model is much higher than the iron condensation temperature for circumstellar shell pressures. In that case, solid iron would not form or would be sublimated. Last, we can also argue that a CSE made of iron exclusively for each Cepheid is very unlikely. In conclusion, we do not expect a warm dust envelope to be the cause of IR excess continuum for Cepheids in the 1–30 μm range.

5. The IR excess from a thin shell of ionized gas

The next step in our investigation considers whether an ionized, spherical gas shell can simultaneously explain at the near- ($\sim$1 μm $< \lambda <$ 5 μm) and mid- (5 μm $< \lambda <$ 30 μm) IR excess of Cepheids. As a first step, this study is conducted only at the specific pulsation phase of *Spitzer* data. We discuss the possible time variability of such a shell in Sect. 6.3.

We consider the emission of a thin gas shell around the star with its density and temperature constant for the sake of

Table 7. Warm dust envelope parameters.

	Hot model	Cold model
Grain size	MRN	MRN
$T_{\rm in}$ (K) [(a)]	2238 [(a)]	1000
$\tau_{0.55}$	0.038 [(a)]	0.006 [(a)]
$\theta_{\rm in}$ (mas)	10	109
$\dot{M}$ ($M_\odot$ yr^{-1})	2.04×10^{-7}	9.72×10^{-8}
χ^2	7.3	50.3

Notes. $T_{\rm in}$ and $\theta_{\rm in}$ are the inner temperature and diameter in milliarcseconds respectively. $\tau_{0.55}$ is the opacity at 0.55 μm. Mass loss $\dot{M}$ derived by DUSTY is also indicated. [(a)]Fitted parameters.

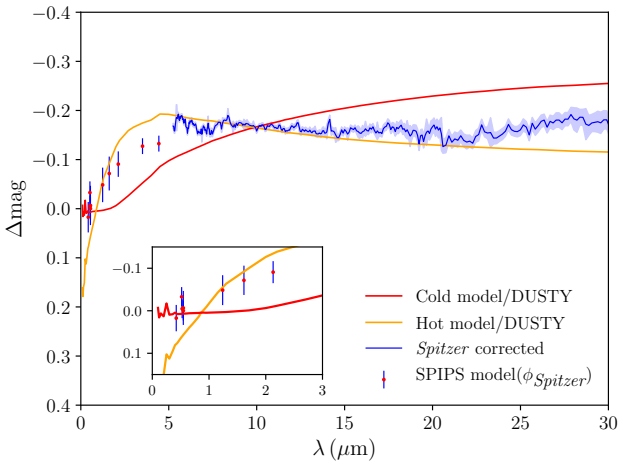


Fig. 9. IR excess of an iron circumstellar shell modeled with DUSTY around η Aql.

simplicity. The shape of the mid-IR excess, saturating to a constant flux ratio at large wavelengths (see Fig. 6), suggests an opacity source increasing with wavelength. We used the free–free and bound-free opacities for a pure H shell presenting such behaviour. The combined absorption coefficient (in m^{-1}; SI(MKS) unit system) for these two opacity sources is given by (e.g. Rybicki & Lightman 2008)

$$\kappa_\lambda = 3.692 \times 10^{-2} \left[1 - {\rm e}^{-\frac{hc}{\lambda k T_{\rm s}}}\right] T_{\rm s}^{-1/2} \times (\lambda/c)^3 \times (\gamma\rho/m_{\rm H})^2 [g_{\rm ff}(\lambda, T_{\rm s}) + g_{\rm bf}(\lambda, T_{\rm s})], \quad (7)$$

where h, c, and k hold their usual values, γ is the degree of ionization (between 0 and 1), $T_{\rm s}$ the temperature of the shell, $m_{\rm H}$ the hydrogen mass, and $g_{\rm ff}$ and $g_{\rm bf}$ are the free–free and bound-free Gaunt factors, respectively. These factors were computed mainly from approximation formulas given by Brussaard & van de Hulst (1962), Hummer (1988), and references therein. As an example, we present a typical shape of the absorption coefficient κ_λ computed for V Cen in Fig. 10 using the shell parameters from Table 8.

We compute the SED of the star plus the gas shell as described in Appendix B, taking into account the latter absorption coefficient κ_λ. In order to match the SPIPS photometries, in addition to the corrected *Spitzer* spectra presented in Sect 3, we perform a χ^2 fitting using the Levenberg–Marquardt method. We use bandpass filters to convert the flux of the physical model into the corresponding SPIPS photometries for the fitting procedure. In addition, since the SPIPS fitting assumes that there

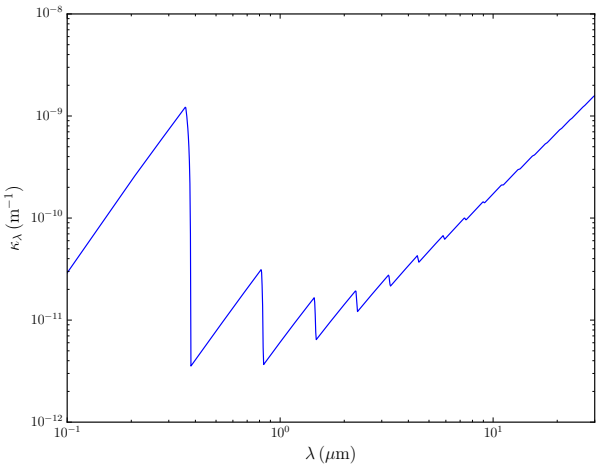


Fig. 10. Bound-free and free–free absorption coefficient κ_λ computed for V Cen from 0.1 to 30 μm. Bound-free absorption is characterized by saw teeth shapes which are sharper for shorter wavelength. Free–free absorption dominates wavelength above 1 μm.

is no excess in the visible domain, that is, $\Delta m = 0$ for $\lambda < 1.2$ μm (see Sect. 2.2), it is necessary to relax this assumption to allow the data to present deficit or excess in the visible domain depending on the physical behaviour of the ionized shell. This assumption is often considered equivalent to the suggestion for an improvement in the SPIPS physical treatment of the circumstellar environment. As a first step, we consider a simple thin, spherical, and partially ionized gas shell in order to reproduce the IR excess of the Cepheids in the sample. Hence, we fitted four parameters: three parameters from the gas shell (the ionized shell mass $\gamma M_{\rm s}$, its temperature $T_{\rm s}$, and radius $R_{\rm s}$) plus one parameter corresponding to the IR excess offset equal to $\Delta m \neq 0$ for $\lambda < 1.2$ μm. Since *Spitzer* data have a higher statistical weight than SPIPS data, we first considered the different parameters by hand as first guesses to find the main ones for our study. The results are presented in Table 8 and in Fig. 11.

In Fig. 11 we observe discontinuities at short wavelengths, from visible to near-IR, which are due to bound-free opacities (see Fig. 10). Bound-free opacity decreases for longer wavelength, whereas free–free opacity increases. Beyond 5 μm the bound-free contribution is negligible compared to the free–free contribution which explains the observed smooth continuum. For the Cepheids in the sample, we obtained shell temperatures between 3500 and 4500 K and an envelope thickness of ≃15% of the radius of the star, while $\gamma M_{\rm s}$ ranges from 10^{-9} to $10^{-7} M_\odot$. The IR excess correction offsets are found have positive values, which means $\Delta m \geqslant 0$ for $\lambda < 1.2$ μm for all stars except for SU Cyg, which presents a slight negative value. Indeed, the several models computed present absorption in the visible domain (see Fig. 11), thus correction offsets have positive values to allow a deficit in the visible due to ionized shell absorption.

Within the prospect of JWST observations, we provide the synthetic IR excess anticipated from the shell of ionized gas in several bands (Table 9). We use filter transmissions of wide filters: F070W and F200W from Near-Infrared Camera (NIRCam)[3] and F560W and F1000W from Mid-Infrared Instrument (MIRI)[4]. These filters, centered on 0.70, 2, 5.6 and 10 μm,

[3] https://jwst-docs.stsci.edu/display/JTI/NIRCam+Filters

[4] https://jwst-docs.stsci.edu/display/JTI/MIRI+Filters+and+Dispersers

A&A 633, A47 (2020)

Table 8. Fitted parameters of the thin circumstellar shell of partially ionized gas, with constant temperature and density.

	$T_{\rm shell}$ (K)	$R_{\rm shell}$ ($R_{\rm star}$)	$\gamma M_{\rm shell}$ ($M_\odot$)	Offset (mag)	χ^2
RS Pup	4011 ± 88	1.170 ± 0.014	$2.13 \times 10^{-7} \pm 1.1 \times 10^{-8}$	0.071 ± 0.002	3.46
ζ Gem	3780 ± 85	1.087 ± 0.013	$9.50 \times 10^{-9} \pm 9.0 \times 10^{-10}$	0.059 ± 0.001	3.23
η Aql	3569 ± 61	1.164 ± 0.010	$1.17 \times 10^{-8} \pm 4.0 \times 10^{-10}$	0.132 ± 0.002	2.73
V Cen	4353 ± 106	1.156 ± 0.012	$3.61 \times 10^{-9} \pm 2.0 \times 10^{-10}$	0.057 ± 0.004	0.28
SU Cyg	4402 ± 204	1.176 ± 0.027	$7.89 \times 10^{-9} \pm 8.6 \times 10^{-10}$	−0.010 ± 0.004	0.36

respectively, are suitable to measure the IR excess continuum from the ionized shell model.

6. Discussion

6.1. The IR excess and dust environment

We estimate the infrared excess of Cepheids using the SPIPS algorithm ($\lambda < 5\,\mu$m) and *Spitzer* data ($5 < \lambda < 30\,\mu$m). The observed IR excess presented in Fig. 6 is thus calculated at the specific phases of *Spitzer* and makes the assumption that there is no excess or deficit in the visible domain due to the CSE ($\Delta m = 0$ for $\lambda < 1.2\,\mu$m). This leads to the following conclusions:

First, these IR excess emissions exhibit a continuum which is consistent across the wavelength range for all stars. It ranges in the data from about 2 to 30 μm and corresponds to differences in magnitude of up to −0.1, and even −0.2 magnitudes for RS Pup and η Aql, between visible and far-infrared. Importantly, this IR excess rises in the near-infrared (around 2 μm) from about 0 magnitude of difference (assuming $\Delta m = 0$ for $\lambda < 1.2\,\mu$m) to −0.1 magnitude around 5 μm for each star, which brings strong constrains on the models and in particular invalidate a pure CSE of dust to explain the IR excess continuum.

Second, in order to unveil CSE emission in the *N*-band we performed an independent correction of the ISM silicate absorption (Sect. 3) which seems to fill almost perfectly the silicate absorption seen in the *Spitzer* data. We have determined the excess at 9.7 μm and we have found that there is no emission within the uncertainty for SU Cyg and V Cen, while weak emissions are found for ζ Gem, η Aql and RS Pup. The slight residuals that we found from our spectroscopic analysis at 9.7 μm could be attributed to faint dusty CSE around Cepheids with a flux contribution (compared to the stellar flux) of a few percents, which is, on average, ten times less than what was predicted by other studies based on interferometry (Gallenne et al. 2012, 2013), and consistent with Schmidt (2015) who found no silicate emission for a large sample of Cepheids.

Third, using photometric bands and the same basic approach, but without considering the pulsation of the Cepheids, Schmidt (2015) found that 21 of 132 classical and type 2 Cepheids in his sample demonstrate a clear or weak IR infrared excess. Moreover, these 21 Cepheids have periods larger than 11 days. Conversely, we have 4 short-period Cepheids in the sample (except RS Pup) and all of them show a clear IR excess. However, there is no star in common between the two studies to delve deeper into the analysis.

Four, we find a large, cold and inhomogeneous circumstellar environment around the Cepheids RS Pup, V Cen, which is seen in the *Herschel* images. As Cepheids are relatively young stars, they are still likely close to the cloud where they formed and such an environment can contribute to the overall IR excess, either in absorption or emission. This could also affect the mid-infrared photometry of Cepheids and, thus, potentially affect estimations of the PL relation when using instruments such as the JWST, as well as forthcoming mid-infrared instruments set on future 40 meter-class telescopes.

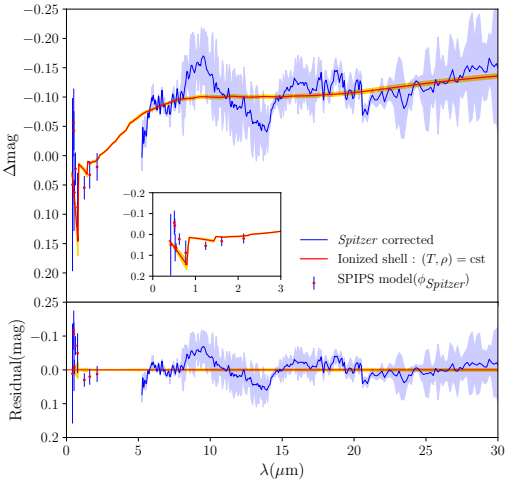
6.2. The IR excess explained by a thin shell of ionized gas

We show that a thin shell of ionized gas with a temperature ranging from 3500 to 4500 K, depending on the Cepheid considered, and with a width of typically ≃15% of the radius of the star can reproduce the IR excess. Up to now, the only attempt to detect ionized material was carried out using the Very Large Array (VLA) at 5 GHz on η Aql and four other classical Cepheids (Welch & Duric 1988). Since no 3σ detection has been reported, only upper limits on flux density were derived. From the ionized shell model presented in this paper, we derived a flux density between 0.01 and 0.1 μJy at 5 GHz (≈20% above the star continuum) which is below the upper limit on flux density of ≈100 μJy estimated by Welch & Duric (1988).

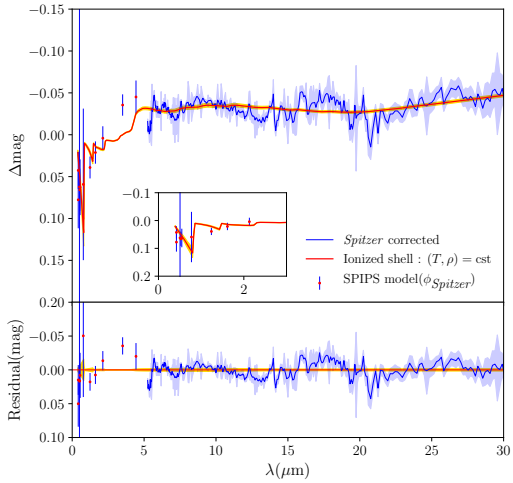
On the other hand, interferometric observations have resolved CSEs around Cepheids. The first detection was reported around l Car (Kervella et al. 2006) followed by δ Cep and Polaris (Mérand et al. 2007). These CSEs were modeled with a ring at a distance of 2–3 $R_\star$, that is, close to the star, in a region where the temperature is high enough (>2000 K) to prevent dust condensation (Gail & Sedlmayr 1999). Thus, these observations are more likely explained by a shell of partially ionized gas. This finding in detection by interferometry appears to support a widespread phenomenon among classical Cepheids.

Also, extensive studies of Hα profiles in the atmosphere of short-, mid- and long-period Cepheids have shown that strong increases of turbulence occur when the atmosphere is compressed during its infalling movement or because of shock waves dynamics (Breitfellner & Gillet 1993a,c,b; Fokin et al. 1996). In the case of long-period Cepheids, several shock waves can be observed and P Cygni profiles show that there is an expanding shell of Hα emission which is detached from the photosphere (Gillet 2014). In addition, analytical works by Neilson & Lester (2008) have shown that mass loss is enhanced by pulsations and shocks in the atmosphere. Our study suggests that this loss in mass could be due to the effects of partially ionized gas.

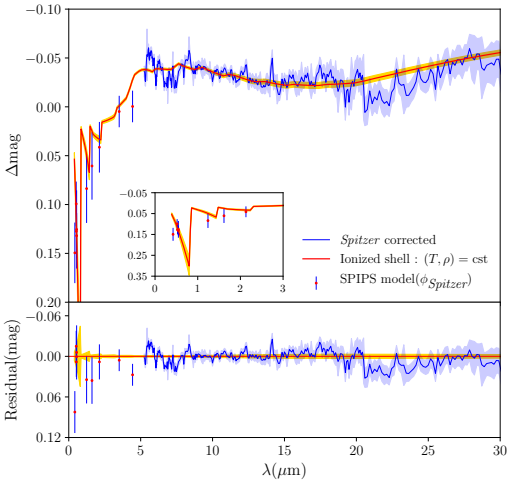
The model of the ionized gas shell could also be linked to the chromospheric activity of Cepheids. Sasselov & Lester (1994) report HeIλ10830 observation on seven Cepheids, providing the evidence of a high temperature plasma and steady material outflow in the highest part of the atmosphere. In addition, high resolution profiles of Mg II h and k lines (2900 A) of five Cepheids using the International Ultraviolet Explorer instrument (Schmidt & Parsons 1984) revealed extended dynamical chromospheres up to a tenth of stellar radii composed of rising and falling material. Such extensions could be compatible with the shell thickness presented in this paper. Outflowing materials with velocity of 50–100 km s^{-1} can, in turn, eject material to several stellar radii if the velocity lasts through the pulsation cycle.



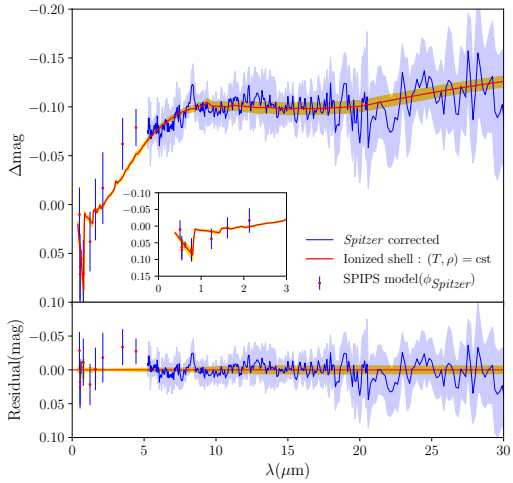
(a) RS Pup, ϕ = 0.938



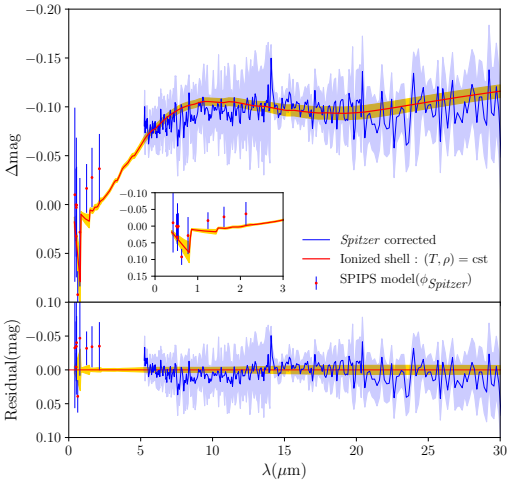
(b) ζ Gem, ϕ = 0.410



(c) η Aql, ϕ = 0.408



(d) V Cen, ϕ = 0.960



(e) SU Cyg, ϕ = 0.013

Fig. 11. IR excess fitting results of ionized gas shell (red curve, see Sect. 5 and Appendix B) presented with residuals. Yellow region is the error on the magnitude obtained using the covariance matrix of the fitting result. Pulsation phase ϕ of *Spitzer* observations and SPIPS interpolation is indicated.

Table 9. IR excess from the ionized shell models in various bands of the JWST.

	Δ F070W	Δ F200W	Δ F560W	Δ F1000W
RS Pup	0.110	0.009	−0.074	−0.100
ζ Gem	0.090	0.016	−0.029	−0.034
η Aql	0.220	0.030	−0.038	−0.037
V Cen	0.069	0.004	−0.071	−0.101
SU Cyg	0.063	0.001	−0.071	−0.105

Notes. Wide filters F070W, F200W, F560W and F1000W centered respectively on 0.70, 2, 5.6 and 10 μm are presented. Values are given in magnitudes.

These strong mass transfers could explain the enigmatic X-rays detections with *Chandra* and *XMM-Newton* (Engle et al. 2017).

In parallel, it is interesting to compare Cepheids to very long-period Mira stars for which a radiosphere near 2 $R_\star$ attributed to free–free emission has been reported (Reid & Menten 1997).

6.3. Limit of the model and perspectives

We have found relatively low temperatures for hydrogen ionization (between 3500 and 4500 K see Table 8) and only a small fraction of the gas should be ionized according to the Saha equation. In particular, for gas temperatures below 4000 K, the number of free electrons should be mostly provided by metals, such as iron or aluminum, which have low ionization potential. This effect could in turn produce a fainter ionized shell for low-metallicity Cepheids in the Magellanic clouds. Thus, it would be interesting to theoretically quantify the impact of metallicity on the shells of ionized gas, and the PL relation. Moreover, our model does not take into account temperature or density gradients in the star's atmosphere, nor, in particular, compression or shock waves which could also heat up the shell and ionize the gas.

There are indications from SPIPS analysis that the IR excess of Cepheids is not time-dependent at all, or only slightly. Evidence of slight cycled variations exist due to the opacity change at 4.5 μm caused by periodic formation and destruction of CO molecules in the atmosphere (Scowcroft et al. 2016). As we have *Spitzer* data only at a specific phase of pulsation for each Cepheid, we cannot firmly conclude a figure for the time-dependency of the mid-IR excess. Nevertheless, if we assume that the IR excess is constant, then, as our thin shell of ionized gas is close to the star (≃15% of the radius of the star), it is supposed to be dynamic and its parameters should vary in time. In conducting the test for η Aql, we find a rather stable relative size for the shell (≃15 ± 2%) and a temperature variation from about 3500 to 4500 K, which is similar to the values we obtained from one star to the other in the sample.

Last, our simple model suggests that the thin gas shell absorbs the light coming from the star in the visible domain (from 0.01 up to 0.13 mag), which invalidates the initial assumptions of $\Delta m = 0$ for $\lambda < 1.2\,\mu$m in the SPIPS algorithm. We obtain satisfactory results only if we apply a correction offset $\Delta m > 0$ for all wavelengths (except for SU Cyg with a slight negative offset). To explain this shift, we suggest that the distance found by the SPIPS algorithm might be too large by few percents (factor $10^{\Delta m/2.5}$), all other parameters being unchanged. In other words, if obscured by a shell of ionized gas, Cepheids could be slightly closer than expected by SPIPS. On the interferometric side, the angular diameter of the star would also be lower by few percents, but this can be compensated by the actual size of the shell, and would have little impact within the SPIPS fitting. Thus, a spatial and chromatic analysis of the shell, including interferometric constraints in all available bands, in particular VEGA/CHARA (visible), PIONIER/VLTI (infrared) and MATISSE/VLTI (*L, M, N* bands), is still necessary to better understand the environment of Cepheids and, ultimately, to survey the impact on the PL relation.

7. Conclusion

1. For the five Cepheids, we report a continuum IR excess increasing up to approximately −0.1/−0.2 magnitude at 30 μm, which cannot be explained by a hot or cold dust model of CSE.
2. Within the limits of our assumptions, we do not assert a firm conclusion regarding the presence of CSE emission in the *N*-band, but we assume it is likely to prove weak (> −0.1mag) according to our results.
3. We demonstrate for the first time that the IR excess of Cepheids can be explained by a free–free emission of a thin shell of ionized gas with a thickness of a ≃8–17% star radius, an ionized mass of 10^{-9}–$10^{-7} M_\odot$, and a temperature of 3500–4500 K. In this simple model, density and temperature have a constant radial distribution.
4. The presence of a thin shell of partially ionized gas around Cepheids must be tested with interferometers operating in the visible domain, in the mid-IR, or in the radio domain. The impact of such CSEs of ionized gas on the PL relation of Cepheids also requires futher investigation.

Acknowledgements. The research leading to these results has received funding from the European Research Council (ERC) under the European Union's Horizon 2020 research and innovation programme under grant agreement No 695099 (project CepBin). The authors acknowledge the support of the French Agence Nationale de la Recherche (ANR), under grant ANR-15-CE31-0012- 01 (project UnlockCepheids). W.G. and G.P. gratefully acknowledge financial support for this work from the BASAL Centro de Astrofisica y Tecnologias Afines (CATA) AFB-170002. We acknowledge financial support from "Programme National de Physique Stellaire" (PNPS) of CNRS/INSU, France. This project was partially supported by the Polish Ministry of Science grant Ideas Plus. This research made use of the SIMBAD and VIZIER[5] databases at CDS, Strasbourg (France) and the electronic bibliography maintained by the NASA/ADS system. This work is based in part on observations made with the *Spitzer* Space Telescope, which is operated by the Jet Propulsion Laboratory, California Institute of Technology under a contract with NASA. PACS has been developed by a consortium of institutes led by MPE (Ger-many) and including UVIE (Austria); KU Leuven, CSL, IMEC (Belgium); CEA,LAM (France); MPIA (Germany); INAF-IFSI/OAA/OAP/OAT, LENS, SISSA(Italy); IAC (Spain). This development has been supported by the funding agen-cies BMVIT (Austria), ESA-PRODEX (Belgium), CEA/CNES (France), DLR(Germany), ASI/INAF (Italy), and CICYT/MCYT (Spain). This research also made use of SAOImage DS9, an astronomical imaging and data visualization application (Smithsonian Astrophysical Observatory 2000) and Astropy, a community-developed corePython package for Astronomy (Astropy Collaboration 2018).

References

Anderson, R. I. 2014, A&A, 566, L10
Anderson, R. I., Eyer, L., & Mowlavi, N. 2013, MNRAS, 434, 2238
Andrievsky, S. M., Luck, R. E., & Kovtyukh, V. V. 2005, AJ, 130, 1880
Ardila, D. R., Van Dyk, S. D., Makowiecki, W., et al. 2010, ApJS, 191, 301
Astropy Collaboration (Price-Whelan, A. M., et al.) 2018, AJ, 156, 123
Barnes, III, T. G., Fernley, J. A., Frueh, M. L., et al. 1997, PASP, 109, 645
Barnes, III, T. G., Jeffery, E. J., Montemayor, T. J., & Skillen, I. 2005, VizieR Online Data Catalog: 215
Begemann, B., Dorschner, J., Henning, T., et al. 1997, ApJ, 476, 199
Berdnikov, L. N. 2008, VizieR Online Data Catalog: II/285

[5] Available at http://cdsweb.u-strasbg.fr/

Berdnikov, L. N., & Turner, D. G. 2002a, VizieR Online Data Catalog: 213
Berdnikov, L. N., & Turner, D. G. 2002b, VizieR Online Data Catalog: J/A+A/213/209
Bersier, D., Burki, G., Mayor, M., & Duquennoy, A. 1994, A&AS, 108, 25
Bohren, C. F., & Huffman, D. R. 1983, Absorption and Scattering of Light by Small Particles (Hoboken, US: Wiley)
Breitfelder, J., Mérand, A., Kervella, P., et al. 2016, A&A, 587, A117
Breitfellner, M. G., & Gillet, D. 1993a, A&A, 277, 524
Breitfellner, M. G., & Gillet, D. 1993b, A&A, 277, 553
Breitfellner, M. G., & Gillet, D. 1993c, A&A, 277, 541
Brussaard, P. J., & van de Hulst, H. C. 1962, Rev. Mod. Phys., 34, 507
Capitanio, L., Lallement, R., Vergely, J. L., Elyajouri, M., & Monreal-Ibero, A. 2017, A&A, 606, A65
Castelli, F., & Kurucz, R. L. 2003, IAU Symp, 210, A20
Chiar, J. E., Ennico, K., Pendleton, Y. J., et al. 2007, ApJ, 666, L73
Claria, J. J., Lapasset, E., & Bosio, M. A. 1991, MNRAS, 249, 193
Draine, B. T., & Lee, H. M. 1984, ApJ, 285, 89
Drimmel, R., & Spergel, D. N. 2001, ApJ, 556, 181
Engle, S. G., Guinan, E. F., Harper, G. M., et al. 2017, ApJ, 838, 67
ESA 1997, The HIPPARCOS and TYCHO catalogues. Astrometric and Photometric Star Catalogues Derived from the ESA HIPPARCOS Space Astrometry Mission (The Netherlands: ESA Special Publication), 1200
Feast, M. W., Laney, C. D., Kinman, T. D., van Leeuwen, F., & Whitelock, P. A. 2008, MNRAS, 386, 2115
Fernie, J. D., Evans, N. R., Beattie, B., & Seager, S. 1995, IBVS, 4148, 1
Flaherty, K. M., Pipher, J. L., Megeath, S. T., et al. 2007, ApJ, 663, 1069
Fokin, A. B., Gillet, D., & Breitfellner, M. G. 1996, A&A, 307, 503
Gaia Collaboration (Brown, A. G. A., et al.) 2018, A&A, 616, A1
Gail, H.-P., & Sedlmayr, E. 1999, A&A, 347, 594
Gallenne, A., Mérand, A., Kervella, P., & Girard, J. H. V. 2011, A&A, 527, A51
Gallenne, A., Kervella, P., & Mérand, A. 2012, A&A, 538, A24
Gallenne, A., Mérand, A., Kervella, P., et al. 2013, A&A, 558, A140
Gieren, W. 1981, ApJS, 46, 287
Gillet, D. 2014, A&A, 568, A72
Gorynya, N. A., Irsmambetova, T. R., Rastorgouev, A. S., & Samus, N. N. 1992, Sov. Astron. Lett., 18, 316
Henning, T., & Mutschke, H. 1997, A&A, 327, 743
Henning, T., & Stognienko, R. 1996, A&A, 311, 291
Houck, J. R., Roellig, T. L., van Cleve, J., et al. 2004, ApJS, 154, 18
Hummer, D. G. 1988, ApJ, 327, 477
Indebetouw, R., Mathis, J. S., Babler, B. L., et al. 2005, ApJ, 619, 931
Ivezic, Z., Nenkova, M., & Elitzur, M. 1999, Astrophysics Source Code Library [record ascl:9911.001]
Jäger, C., Dorschner, J., Mutschke, H., Posch, T., & Henning, T. 2003, A&A, 408, 193
Kervella, P., Bersier, D., Mourard, D., Nardetto, N., & Coudé du Foresto, V. 2004, A&A, 423, 327
Kervella, P., Mérand, A., Perrin, G., & Coudé du Foresto, V. 2006, A&A, 448, 623
Kervella, P., Mérand, A., & Gallenne, A. 2009, A&A, 498, 425
Kervella, P., Mérand, A., Szabados, L., et al. 2012, A&A, 541, A18
Kervella, P., Trahin, B., Bond, H. E., et al. 2017, A&A, 600, A127
Kiss, L. L. 1998, MNRAS, 297, 825
Koike, C., Mutschke, H., Suto, H., et al. 2006, A&A, 449, 583
Kovtyukh, V. V., Chekhonadskikh, F. A., Luck, R. E., et al. 2010, MNRAS, 408, 1568
Lane, B. F., Creech-Eakman, M. J., & Nordgren, T. E. 2002, ApJ, 573, 330
Laney, C. D., & Stobie, R. S. 1992, A&AS, 93, 93
Leavitt, H. S. 1908, Ann. Harvard College Obs., 60, 87
Leavitt, H. S., & Pickering, E. C. 1912, Harvard College Observ. Circ., 173, 1
Lebouteiller, V., Bernard-Salas, J., Sloan, G. C., & Barry, D. J. 2010, PASP, 122, 231
Lebouteiller, V., Barry, D. J., Spoon, H. W. W., et al. 2011, ApJS, 196, 8
Luck, R. E., & Andrievsky, S. M. 2004, AJ, 128, 343
Luck, R. E., Andrievsky, S. M., Fokin, A., & Kovtyukh, V. V. 2008, AJ, 136, 98
Mathis, J. S., Rumpl, W., & Nordsieck, K. H. 1977, ApJ, 217, 425
McAlary, C. W., & Welch, D. L. 1986, AJ, 91, 1209
McClure, M. 2009, ApJ, 693, L81
Mérand, A., Kervella, P., Coudé du Foresto, V., et al. 2006, A&A, 453, 155
Mérand, A., Aufdenberg, J. P., Kervella, P., et al. 2007, ApJ, 664, 1093
Mérand, A., Kervella, P., Breitfelder, J., et al. 2015, A&A, 584, A80
Moffett, T. J., & Barnes, III, T. G. 1984, ApJS, 55, 389
Monson, A. J., & Pierce, M. J. 2011, ApJS, 193, 12
Monson, A. J., Freedman, W. L., Madore, B. F., et al. 2012, ApJ, 759, 146
Mutschke, H., Begemann, B., Dorschner, J., et al. 1998, A&A, 333, 188
Nardetto, N., Stoekl, A., Bersier, D., & Barnes, T. G. 2008, A&A, 489, 1255
Nardetto, N., Mérand, A., Mourard, D., et al. 2016, A&A, 593, A45
Neilson, H. R., & Lester, J. B. 2008, ApJ, 684, 569
Neugebauer, G., Habing, H. J., van Duinen, R., et al. 1984, ApJ, 278, L1
Panagia, N., & Felli, M. 1975, A&A, 39, 1
Pel, J. W. 1976, A&AS, 24, 413
Pietrzyński, G., Graczyk, D., Gallenne, A., et al. 2019, Nature, 567, 200
Price, S. D., Egan, M. P., Carey, S. J., Mizuno, D. R., & Kuchar, T. A. 2001, AJ, 121, 2819
Reid, M. J., & Menten, K. M. 1997, ApJ, 476, 327
Rieke, G. H., Young, E. T., Engelbracht, C. W., et al. 2004, ApJS, 154, 25
Riess, A. G., Casertano, S., Yuan, W., Macri, L. M., & Scolnic, D. 2019, ApJ, 876, 85
Roche, P. F., & Aitken, D. K. 1984, MNRAS, 208, 481
Rybicki, G. B., & Lightman, A. P. 2008, Radiative Processes in Astrophysics (Hoboken, NJ: John Wiley & Sons)
Sasselov, D. D., & Lester, J. B. 1994, ApJ, 423, 777
Savage, B. D., & Mathis, J. S. 1979, ARA&A, 17, 73
Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., & Davis, M. 1998, ApJ, 500, 525
Schmidt, E. G. 2015, ApJ, 813, 29
Schmidt, E. G., & Parsons, S. B. 1984, ApJ, 279, 202
Scowcroft, V., Seibert, M., Freedman, W. L., et al. 2016, MNRAS, 459, 1170
Sloan, G. C., Herter, T. L., Charmandaris, V., et al. 2015, AJ, 149, 11
Smithsonian Astrophysical Observatory. 2000, Astrophysics Source Code Library [record ascl:0003.002]
Storm, J., Carney, B. W., Gieren, W. P., et al. 2004, VizieR Online Data Catalog: 341
Szabados, L. 1977, Commmun. Konkoly Obs. Hungary, 70, 1
Szabados, L. 1991, Commmun. Konkoly Obs. Hungary, 96, 123
Turner, D. G. 1982, PASP, 94, 1003
van Leeuwen, F., Evans, D. W., Grenon, M., et al. 1997, A&A, 323, L61
van Breemen, J. M., Min, M., Chiar, J. E., et al. 2011, A&A, 526, A152
Walraven, J. H., Tinbergen, J., & Walraven, T. 1964, Bull. Astron. Inst. Netherlands, 17, 520
Welch, D. L., & Duric, N. 1988, AJ, 95, 1794
Welch, D. L., Wieland, F., McAlary, C. W., et al. 1984, ApJS, 54, 547
Werner, M. W., Roellig, T. L., Low, F. J., et al. 2004, ApJS, 154, 1
Westerlund, B. 1961, PASP, 73, 72
Whittet, D. C. B., Bode, M. F., Longmore, A. J., et al. 1988, MNRAS, 233, 321
Wright, E. L., Eisenhardt, P. R. M., Mainzer, A. K., et al. 2010, AJ, 140, 1868

A&A 633, A47 (2020)

Appendix A: SPIPS data set and fitted pulsational model of the star sample

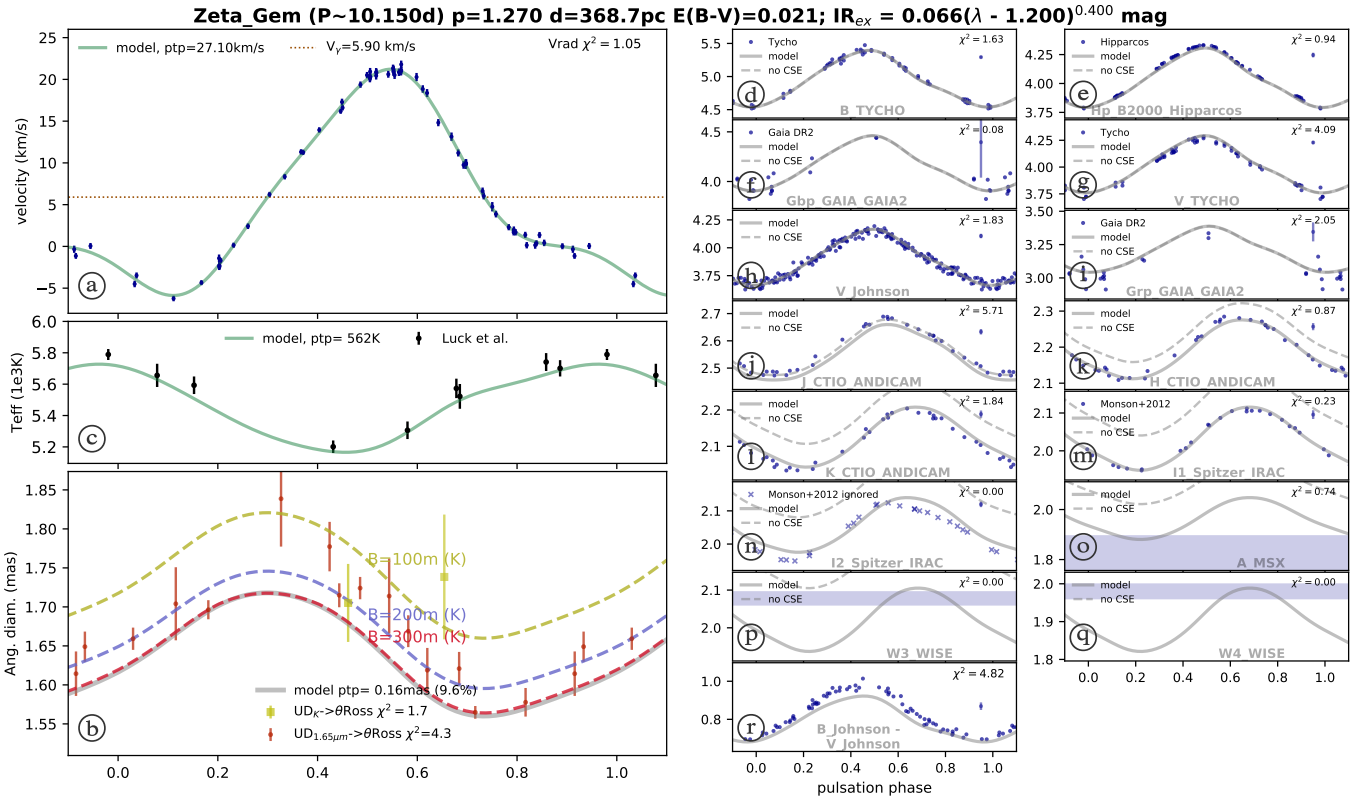


Fig. A.1. The SPIPS results of ζ Gem. Velocity: Bersier et al. (1994). Effective temperature: Luck et al. (2008). Angular diameter: Lane et al. (2002), Kervella et al. (2004). Photometry: ESA (1997), van Leeuwen et al. (1997), Price et al. (2001), Wright et al. (2010), Berdnikov & Turner (2002a), Feast et al. (2008), Monson et al. (2012), Gaia Collaboration (2018).

The plots are organized as follows: pulsational velocity, effective temperature and angular diameter curves according to the pulsation phase are shown on the left panels, while the right panels display photometric data in various bands. Above each figure, the projection factor set to $p = 1.270$ is indicated, along with the fitted distance d using parallax-of-pulsation method, the fitted color excess $E(B–V)$, and the ad hoc IR excess law. In the photometric panels, the gray dashed line corresponds to the magnitude of the SPIPS model without CSE. It actually corresponds to the magnitude of a Kurucz atmosphere model, $m_{\rm kurucz}$, obtained with the ATLAS9 simulation code from Castelli & Kurucz (2003) with solar metallicity and a standard turbulent velocity of 2 km s^{-1}. The gray line corresponds to the best SPIPS model, which is composed of the latter model without CSE plus an IR excess model. Note that for WISE, MSX and IRAS filters observations above 5 μm, only one data point is obtained without information on the phase. Hence, it is represented by a horizontal gray strip for which the vertical width is the uncertainty of the measurement. In the angular diameter panels, the gray curve corresponds to limb-darkened (LD) angular diameters. For metallic stars, when effective temperature is low enough, CO molecules can form in the photosphere and absorb light in the CO band-head at 4.6 μm (Scowcroft et al. 2016). This effect is observed in the *Spitzer* I2 IRAC dataset of ζ Gem and V Cen (see Figs. A.1 and A.2). In this case, these data were ignored during the fitting of SPIPS. When no effective temperatures and no angular diameters are included in the SPIPS model, there is a degeneracy between the mean temperature and $E(B–V)$. We estimate that SPIPS can make an error of +/−200 K on the effective temperature and +/−0.05 on $E(B–V)$. Only V Cen has no data for both effective temperature and angular diameter, nevertheless the fitting of SPIPS is thought to be a reliable (for example see $E(B–V)$ value compared with those provided in the literature in Table 5).

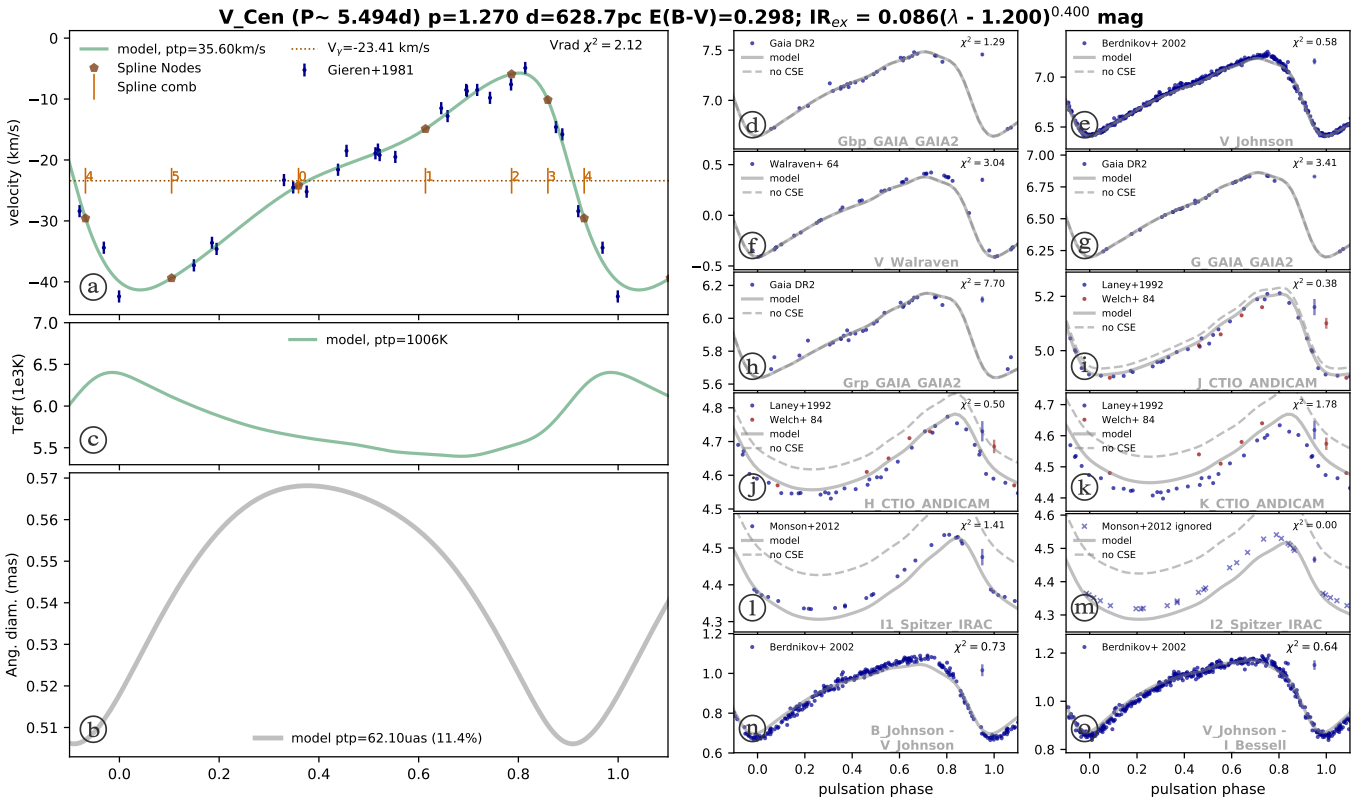


Fig. A.2. The SPIPS results of V Cen. Velocity: Gieren (1981). Effective temperature: No data. Angular diameter: No data. Photometry: Walraven et al. (1964), Welch et al. (1984), Laney & Stobie (1992), Berdnikov & Turner (2002b), Monson et al. (2012), Gaia Collaboration (2018).

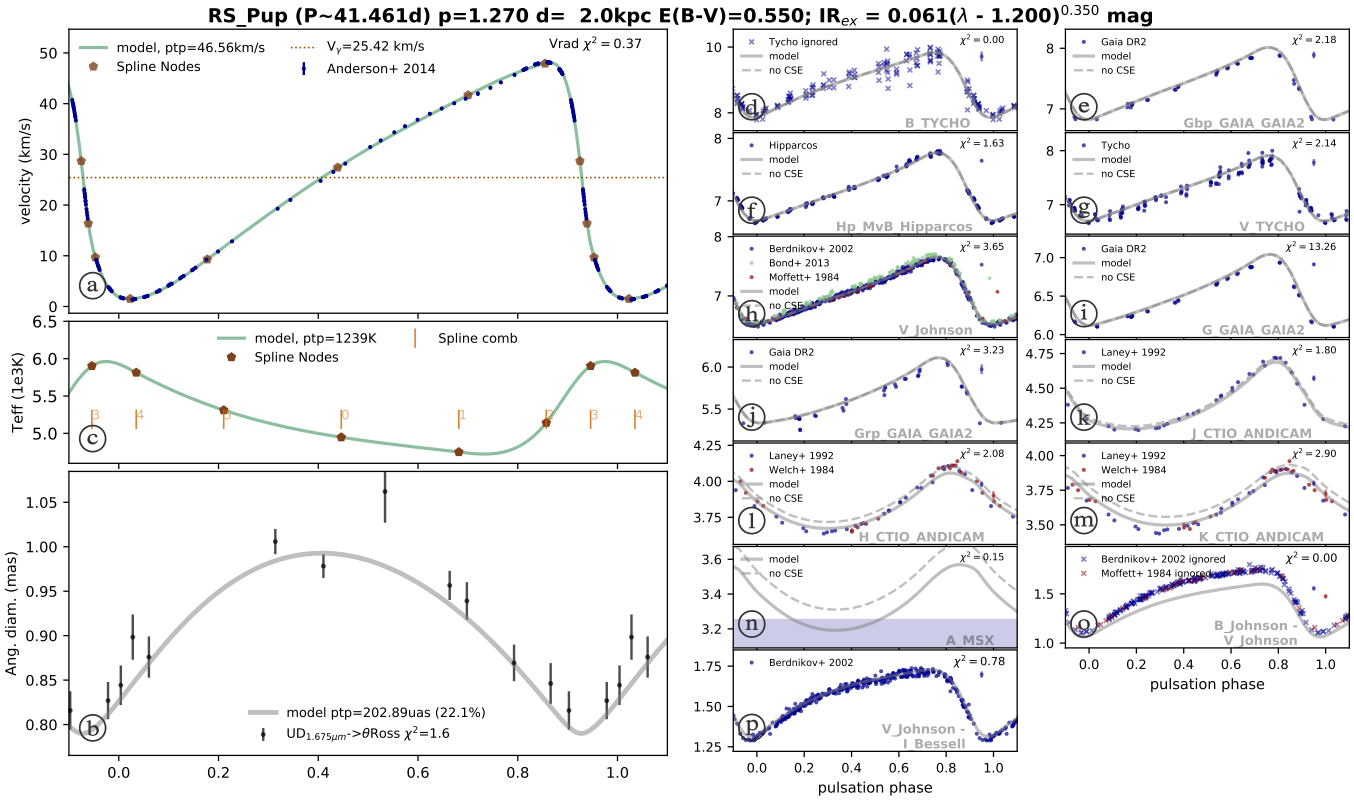


Fig. A.3. The SPIPS results of RS Pup. Velocity: Anderson (2014). Effective temperature: No data. Points are nodes for a spline interpolation. Angular diameter: Kervella et al. (2017). Photometry: Moffett & Barnes (1984), Welch et al. (1984), Laney & Stobie (1992), ESA (1997), Price et al. (2001), Berdnikov & Turner (2002a), Gaia Collaboration (2018).

A&A 633, A47 (2020)

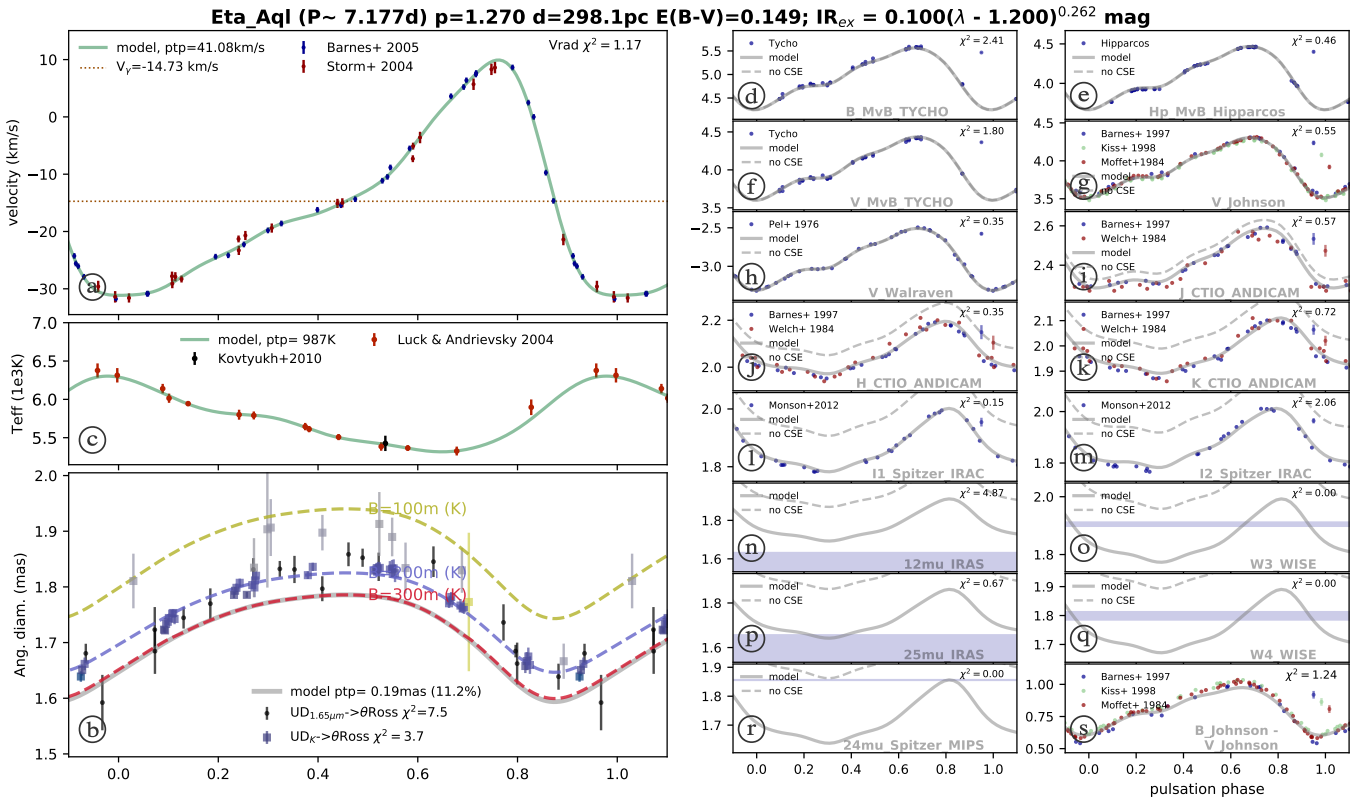


Fig. A.4. The SPIPS results of η Aql. Velocity: Storm et al. (2004), Barnes et al. (2005). Effective temperature: Luck & Andrievsky (2004), Kovtyukh et al. (2010). Angular diameter: Lane et al. (2002), Kervella et al. (2004). Photometry: Pel (1976), Welch et al. (1984), Neugebauer et al. (1984), Barnes et al. (1997), ESA (1997), van Leeuwen et al. (1997), Kiss (1998), Rieke et al. (2004), Wright et al. (2010), Monson et al. (2012).

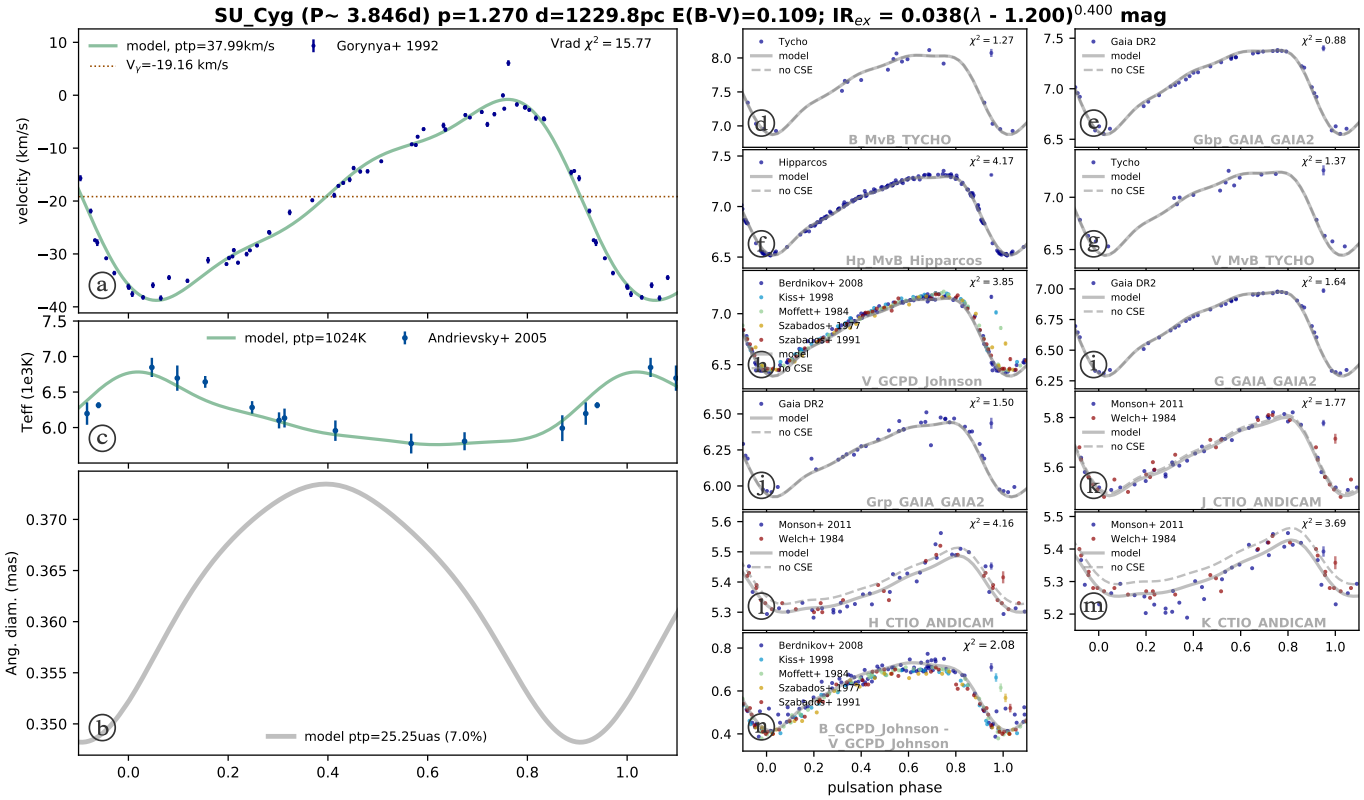


Fig. A.5. The SPIPS results of SU Cyg. Velocity: Gorynya et al. (1992), Effective temperature: Andrievsky et al. (2005). Angular diameter: No data. Photometry: Szabados (1977), Welch et al. (1984), Moffett & Barnes (1984), Szabados (1991), ESA (1997), van Leeuwen et al. (1997), Kiss (1998), Berdnikov (2008), Monson & Pierce (2011), Gaia Collaboration (2018).

Appendix B: The IR excess of a thin gas shell at constant temperature and density

The shell emission is obtained integrating the radiative transfer equation along rays defined by their impact parameter p (see Fig. B.1) according to the method described in Panagia & Felli (1975).

We assume a constant shell temperature T_s and density ρ_s. The gas opacities (see Eq. (7)) can be written under the form $\kappa(\lambda, T_s) = \rho_s^2 \chi_\lambda(T_s)$.

According to Fig. B.1 we have to take into account two cases corresponding to the impact parameter p respectively larger and smaller than the stellar radius R_*.

For $p \geqslant R_*$, taking into account the symmetry of the problem the optical depth along the ray is given by

$$\tau_\lambda(p) = 2 \int_0^{\sqrt{R_{\rm out}^2 - p^2}} \kappa(\lambda, T_s) \mathrm{d}s, \tag{B.1}$$

which, for a constant T_s and density ρ_s gives

$$\tau_\lambda(p) = 2\rho_s^2 \chi_\lambda(T_s) \sqrt{R_{\rm out}^2 - p^2}. \tag{B.2}$$

Similarly, for $p \leqslant R_*$ we have

$$\tau_\lambda(p) = \rho_s^2 \chi_\lambda(T_s) \left[\sqrt{R_{\rm out}^2 - p^2} - \sqrt{R_*^2 - p^2} \right]. \tag{B.3}$$

For $p \geqslant R_*$, the specific intensity is given by

$$I_\lambda(p) = B_\lambda(T_s)(1 - e^{-\tau_\lambda(p)}), \tag{B.4}$$

since T_s is assumed to be constant along the ray.

For $p \leqslant R_*$, both the shell and the stellar photosphere contribute to the specific intensity

$$I_\lambda(p) = B_\lambda(T_s)\left(1 - e^{-\tau_\lambda(p)}\right) + I_\lambda^* e^{-\tau_\lambda(p)}, \tag{B.5}$$

where I_λ^* is the stellar specific intensity.

The observed total emerging flux at a distance d is then computed numerically by quadrature with the following integral

$$F_\lambda = \frac{2\pi}{d^2} \int_0^{R_{\rm out}} p I_\lambda(p) \mathrm{d}p. \tag{B.6}$$

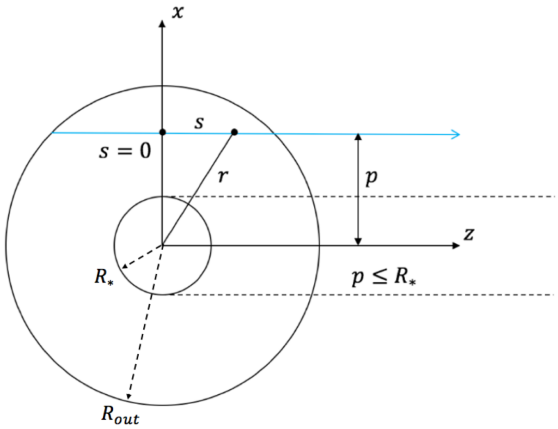


Fig. B.1. Circumstellar shell model. The blue line represents a ray along which the radiative transfer equation is integrated. p is the corresponding impact parameter. s is the distance along the ray R_* is the stellar radius. $R_{\rm out}$ is the external radius of the shell.

From the result of the integral in Eq. (B.6) we can deduce the magnitude excess defined by

$$\Delta\mathrm{mag} = -2.5 \log\left(\frac{F_\lambda}{F_\lambda^*}\right), \tag{B.7}$$

with $F_\lambda^* = \pi \left(\frac{R_*}{d}\right)^2 I_\lambda^*$.

Note that in the particular case where we have $I_\lambda^* = B_\lambda(T_*)$ with $T_s = T_*$, Eq. (B.6) can be integrated analytically to give

$$F_\lambda = \pi \left(\frac{R_*}{d}\right)^2 B_\lambda(T_s) \times \left[1 + \left[\left(\frac{R_{\rm out}}{R_*}\right)^2 - 1\right]\left[1 + \frac{2}{\tau_\lambda^{*2}}\left[(1 + \tau_\lambda^*)e^{-\tau_\lambda^*} - 1\right]\right]\right], \tag{B.8}$$

with τ_λ^* defined as $2\rho_s^2 \chi_\lambda(T_s) R_* \sqrt{\left(\frac{R_{\rm out}}{R_*}\right)^2 - 1}$.

The corresponding magnitude excess is given by

$$\Delta\mathrm{mag} = 2.5 \log\left[1 + \left[\left(\frac{R_{\rm out}}{R_*}\right)^2 - 1\right]\left[1 + \frac{2}{\tau_\lambda^{*2}}\left[(1 + \tau_\lambda^*)e^{-\tau_\lambda^*} - 1\right]\right]\right] \tag{B.9}$$

2.5 Synthèse et limitations

Dans cette publication j'ai montré qu'une coquille de gaz ionisé avec une température allant de 3500 à 4500 K, selon la Céphéide considérée, et avec un rayon moyen de $1.15\,R_\star$ peut reproduire l'excès IR (voir la Figure 11 de la publication). J'ai également mis en évidence sur cet échantillon de 5 étoiles que la présence d'une enveloppe de poussière ne semble pas être responsable de l'excès IR observé.

Jusqu'à présent, la seule tentative de détection de matière ionisée a été effectuée en utilisant le Very Large Array (VLA) à 5 GHz sur η Aql et quatre autres Céphéides classiques (Welch and Duric, 1988). Comme aucune détection significative à 3σ n'a été détectée, seules les limites supérieures de la densité de flux ont été calculées. À partir du modèle de coquille ionisée, j'ai calculé une densité de flux entre 0.01 et 0.1 μJy à 5 GHz ($\approx 20\%$ au-dessus du continuum) ce qui est en dessous de 3 à 4 ordres de grandeurs de la limite supérieure estimée par Welch and Duric (1988).

D'un autre côté, les observations interférométriques ont résolu les CSEs autour des Céphéides. La première détection a été signalée autour de ℓ Car (Kervella et al., 2006) suivie de δ Cep et Polaris (Mérand et al., 2007). Ces CSEs ont été modélisées avec un anneau ou une distribution Gaussienne d'intensité, avec un rayon de environ 2 à $3\,R_\star$, c'est-à-dire près de l'étoile, dans une région où la température est suffisamment élevée (> 2000 K) pour empêcher la condensation de poussière (Gail and Sedlmayr, 1999). Ces observations s'expliquent plus probablement par une coquille de gaz partiellement ionisé qui pourrait également être liée à l'activité chromosphérique des Céphéides. J'aborderai au Chapitre 4 des nouvelles observations interférométriques dans l'infrarouge avec l'instrument MATISSE/VLTI, qui permettront d'apporter des contraintes supplémentaires sur la nature de l'enveloppe circumstellaire des Céphéides.

Limites physiques et améliorations du modèle

- J'ai calculé des températures relativement basses pour l'ionisation de l'hydrogène (entre 3500 et 4500 K) et seule une petite fraction du gaz devrait être ionisée selon l'équation de Saha (voir la Figure 2.15). Pour que l'environnement brille suffisamment il est donc nécessaire d'avoir une importante quantité de gaz. Des calculs préliminaires m'ont permis de déterminer une densité de gaz dans l'atmosphère proche de la densité de la photosphère.
- Par ailleurs, ce modèle ne prend pas en compte les gradients de température ou de densité dans l'atmosphère de l'étoile, ni en particulier les ondes de compression ou de choc qui pourraient également chauffer la coquille et ioniser le gaz de façon importante. Une première piste physique intéressante est donc d'étudier la propagation des chocs dans la chromosphère des Céphéides.

Problème : l'excès IR invariable autour des Céphéides Pour des longueurs d'ondes inférieures à 5 μm l'analyse de `SPIPS` montre que l'excès IR des Céphéides est indépendant du temps, ou seulement faiblement. Des preuves de légères variations de l'émission infrarouge existent en raison du changement d'opacité à $4.5\,\mu m$ causé par la formation et la destruction périodiques des molécules de CO dans l'atmosphère (Scowcroft et al., 2016). Pour des longueurs d'ondes de 5 à 30 μm, `SPIPS` et *Spitzer* sont cohérents pour 5 Céphéides et à des phases différentes, ce qui tend à faire penser que l'excès IR est également indépendant du temps au-delà de 5 μm. Cependant ce point reste à confirmer avec de nouvelles données dans l'infrarouge moyen, à l'aide d'instruments interférométriques tels que MATISSE/VLTI, ou bien l'observation de nouveaux spectres dans l'infrarouge à l'aide du JWST (voir le Chapitre 5 sur les perspectives de la thèse). Néanmoins, comme la coquille de gaz ionisé est proche de l'étoile, elle est supposée être dynamique et ses paramètres doivent varier en même temps que la Céphéide au cours du cycle. J'ai réalisé un test pour l'étoile

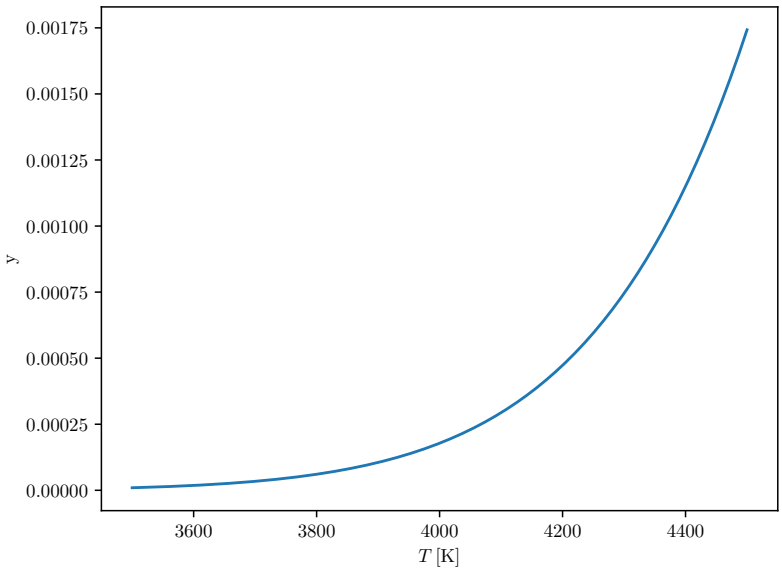


FIGURE 2.15 – Fraction d'ionisation de l'hydrogène
Cette fraction est calculée par l'équation de Saha pour des températures de 3500 et 4500 K de la coquille de gaz ionisé et pour une densité atmosphérique ad-hoc de 2.10^{-10} kg/m^3.

η Aql où j'ai utilisé différents modèles d'atmosphères correspondant à plusieurs phase de pulsation de cette étoile. J'ai aussi fait l'hypothèse que la taille de la coquille était toujours proportionnelle au rayon de l'étoile, ce qui est justifié par le mouvement balistique de l'atmosphère, et que la température du gaz ionisé était fonction de la température de la photosphère. Je suis parvenu de cette manière à obtenir un excès IR globalement stable au cours du cycle.

Amélioration des hypothèses de `SPIPS` Mes résultats suggèrent que la fine coquille de gaz absorbe la lumière provenant de l'étoile dans le domaine visible (de 0.01 à 0.13 mag) à cause des effets lié-libres des raies de l'hydrogène, ce qui invalide l'hypothèse initiale de `SPIPS` pour laquelle Δm $= 0$ pour $\lambda < 1.2\,\mu$m. Les résultats ne sont satisfaisants que si j'applique un offset de correction Δm > 0 pour toutes les longueurs d'onde. Si ceci est vérifié, la distance initialement trouvée par l'algorithme `SPIPS` pourrait être trop grande de quelques pourcents (d'un facteur $10^{\Delta \mathrm{m}/2.5}$), tous les autres paramètres étant inchangés. En d'autres termes, les Céphéides pourraient être légèrement plus proches que prévu par `SPIPS`. Paramétriser les CSEs dans l'algorithme `SPIPS` semble nécessaire pour éviter un biais sur les déterminations de distance causé par les CSEs. Tout comme le facteur de projection, les CSEs semblent être une limitation importante de la méthode de Baade-Wesselink appliquée aux Céphéides. Du moins, la prise en compte de l'étude de ces aspects est essentiel pour rendre la méthode plus robuste, et à même d'être utilisée pour la détermination de H_0.

Dans le Chapitre suivant j'étudie la dynamique de la région chromosphérique des Céphéides afin de mieux comprendre les mécanismes à l'origine de l'ionisation de la coquille de gaz.

Chapitre 3

Mécanisme d'ionisation de la coquille : étude spectroscopique de la chromosphère pulsante des Céphéides

Contents

3.1 Introduction 94
3.2 La chromosphère des Céphéides 94
3.3 Les raies atomiques d'origine chromosphérique 97
3.3.1 Le triplet infrarouge du calcium 97
3.3.2 La raie H_α 97
3.4 Les données spectroscopiques UVES 97
3.5 Les phénomènes dynamiques observés dans la chromosphère des Céphéides 98
3.5.1 Propagation du choc principal dans l'atmosphère des Céphéides 98
3.5.2 Profil P Cygni causé par le choc principal 100
3.5.3 Profil P Cygni inverse causé par la chute balistique de l'atmosphère 101
3.5.4 Effet Van Hoof : dé-synchronisation des couches de la haute atmosphère . . 102
3.5.5 Mécanisme de Schwarzschild : rebond de l'atmosphère sur le choc principal 103
3.6 Publication : *Pulsating chromosphere of classical Cepheids. Calcium infrared triplet and H_α profile variation.* 105
3.7 Etude complémentaire : Simulation des mesures des vitesses radiales avec le détecteur RVS de *Gaia* 129
3.7.1 Implications sur la méthode Baade-Wesselink et le facteur de projections . 129
3.8 Synthèse et conclusions 130

3.1 Introduction

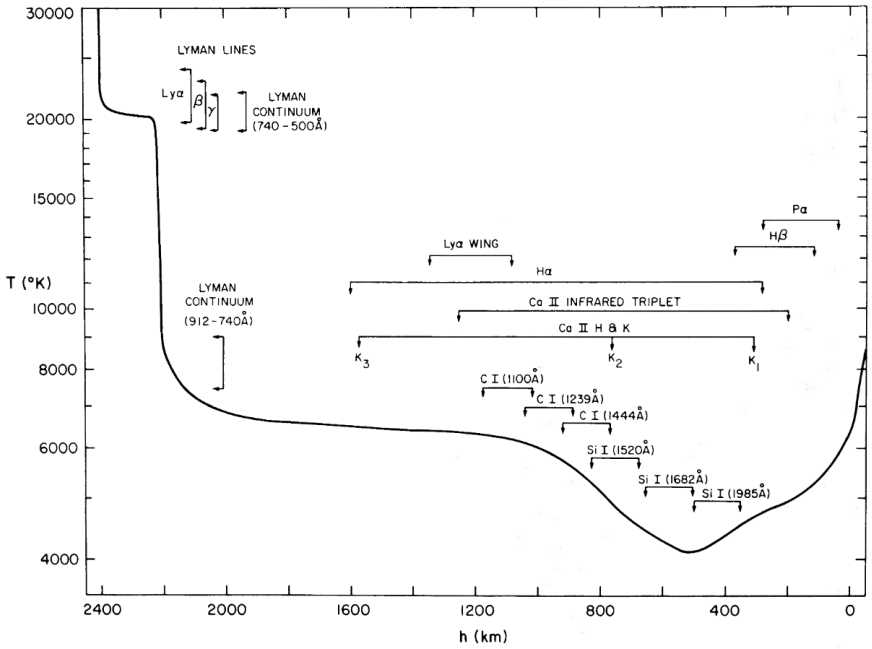
L'étude réalisée au Chapitre précédent a permis de mettre en évidence qu'une enveloppe de gaz ionisé pourrait expliquer l'excès infrarouge des Céphéides. Cependant l'origine physique d'une atmosphère étendue de gaz ionisé reste inconnue. Afin de mieux comprendre les mécanismes physiques pouvant être à l'origine d'une atmosphère étendue de gaz ionisé, j'explore dans ce Chapitre la région chromosphérique à l'aide des spectres à haute résolution UVES/VLT du triplet de calcium infrarouge et de H_α, d'un échantillon de 24 Céphéides, et en fonction de la phase de pulsation. Je présente dans un premier temps les connaissances actuelles sur les chromosphères des Céphéides, puis je décris les différents profils observés par UVES, ainsi que les informations que j'ai pu en extraire pour étudier la chromosphère.

Ce travail a été publié dans *Astronomy & Astrophysics* présenté dans la section 3.6.

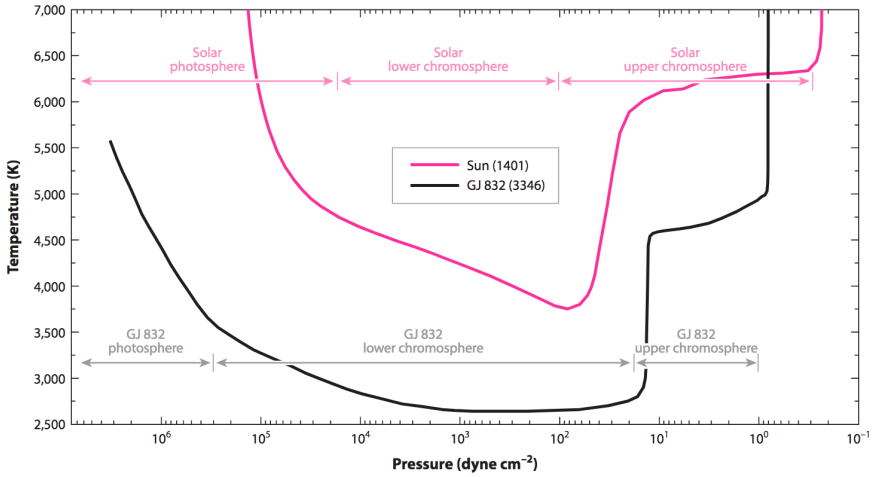
3.2 La chromosphère des Céphéides

Le terme chromosphère a été suggéré la première fois par Lockyer (1868) pour désigner la région atmosphérique autour du Soleil où des raies en émission étaient observées. La raie H_α émet par exemple une couleur rouge caractéristique de la chromosphère solaire, facilement observable lors d'une éclipse. Cependant une définition purement observationnelle ne rend pas compte des processus physiques à l'œuvre. La structure thermique de la chromosphère solaire est présentée sur la Figure 3.1. Un gradient de température caractéristique définit chaque zone tandis que la pression diminue avec l'altitude. Une revue détaillée sur ce sujet est donnée par Linsky (2017).

L'activité chromosphérique des Céphéides a été étudiée à l'origine en utilisant les raies de calcium II K (Ca II K) (Wilson and Vainu Bappu, 1957; Kraft, 1957) qui ont effectivement révélé des émissions transitoires juste après le minimum de lumière lors du cycle de pulsation, et avec une intensité d'autant plus grande que la période de pulsation est élevée (voir (a) sur la Figure 3.2). Plus tard, des émissions provenant de la haute chromosphère ont été détectées sur β Dor en utilisant les raies ultraviolettes du magnésium II h & k (Schmidt and Weiler, 1979). Ensuite Schmidt and Parsons (1982, 1984) ont trouvé des émissions réparties de manière hétérogène dans la chromosphère, avec de la matière à la fois descendante et ascendante à travers plusieurs dixièmes de rayon stellaire (b). Dans la région la plus extérieure de la chromosphère Sasselov and Lester (1994c) ont observé une fuite constante de matière dans la raie infrarouge d'hélium I HeI λ10830 (c). Dans deux autres études Sasselov and Lester (1994b,a) ont montré par des modèles temporels et hydro-dynamiques hors équilibre thermique, et contraints par les observations précédentes, que la haute chromosphère devrait être excitée en permanence par une énergie acoustique ou magnéto-hydro-dynamique provenant de la convection (d). Il semble donc que la combinaison d'une excitation basse fréquence provenant de chocs pulsationnels, et haute fréquence provenant d'une excitation acoustique permanente des cellules convectives, soient responsables de la dynamique chromosphérique. D'autres mécanismes dans la chromosphère conduisant à des plasmas de très haute température (10^6 K) ne sont pas à exclure. En effet, des rayons X ont peut-être été détectés en provenance de ζ Gem (Bohm-Vitense and Parsons, 1983), et plus récemment, de nouvelles détections de rayonnement X dans le cas de $\phi = 0.5$ depuis δ Cep et β Dor pourraient aussi être attribuées à une activité chromosphérique (Engle et al., 2017) (e). Le travail présenté ci-après vient compléter la connaissance de ces chromosphères en étudiant les raies H_α et du triplet du calcium infrarouge (f).



(a) Structure de la chromosphère solaire en fonction de l'altitude



(b) Structure de la chromosphère solaire (en rose) et de l'étoile naine rouge GJ832 (en noir) en fonction de la pression atmosphérique.

FIGURE 3.1 – Structure en température de la chromosphère solaire

Le modèle (a) a été proposé par Vernazza et al. (1973) et le modèle (b) dans une review récente par (b) Linsky (2017). Les différentes zones correspondant à la photosphère, la basse et la haute chromosphère sont indiquées. Plusieurs zones de formation de raies chromosphériques sont délimitées, en particulier Hα et le triplet du calcium infrarouge étudiés dans cette thèse qui se trouvent dans la basse chromosphère.

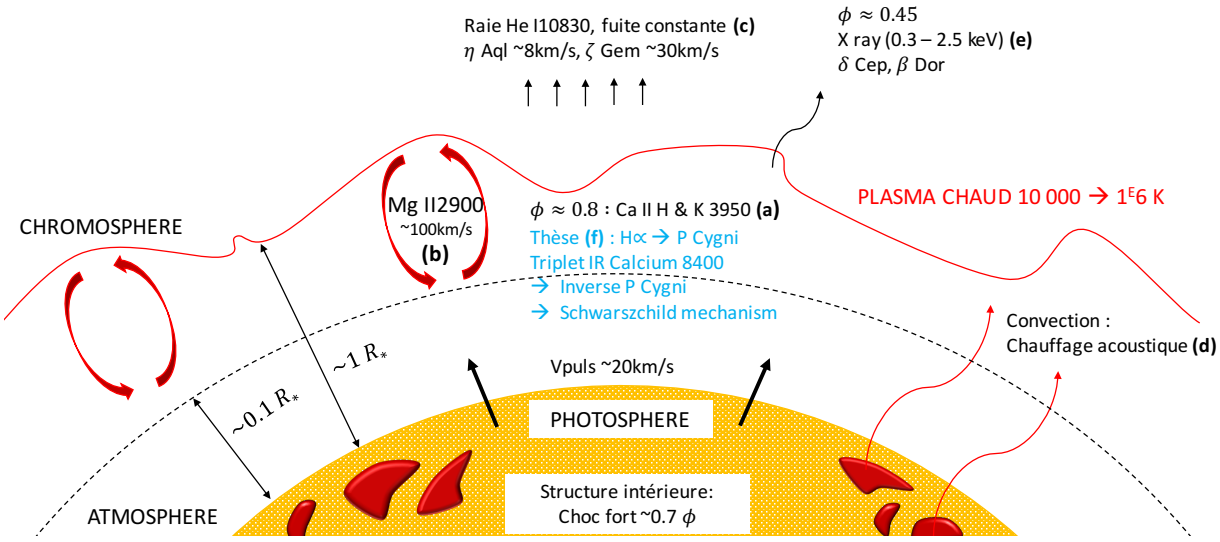


FIGURE 3.2 – Panorama des phénomènes observés dans la zone chromosphérique des Céphéides. (a) Wilson and Vainu Bappu (1957); Kraft (1957) (b) Schmidt and Weiler (1979); Schmidt and Parsons (1982, 1984) (c) Sasselov and Lester (1994c) (d) Sasselov and Lester (1994b,a) (e) Bohm-Vitense and Parsons (1983); Engle et al. (2017) (f) Hocdé et al. (2020b).

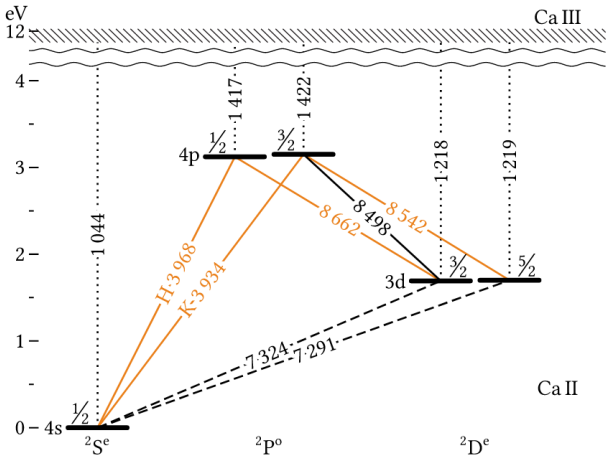


FIGURE 3.3 – Formation du triplet du calcium et du doublet H et K, d'après Bjørgen et al. (2018). Les barres horizontales représentent les différents niveaux atomiques, et les configurations de l'électron de valence nl sont indiqués à gauche de ces barres, tandis que le nombre atomique du moment angulaire est donné par les fractions. Les lignes en traits pleins et en tirets sont respectivement les transitions liés-liés permises et interdites. Les lignes pointillées représentent les transitions liés-libres. L'émission du doublet H et K et du triplet sont corrélées car elles se dés-excitent d'un niveau d'énergie commun 3^2P (3ème couche électronique, sous-couche P occupée par 2 électrons).

3.3 Les raies atomiques d'origine chromosphérique

3.3.1 Le triplet infrarouge du calcium

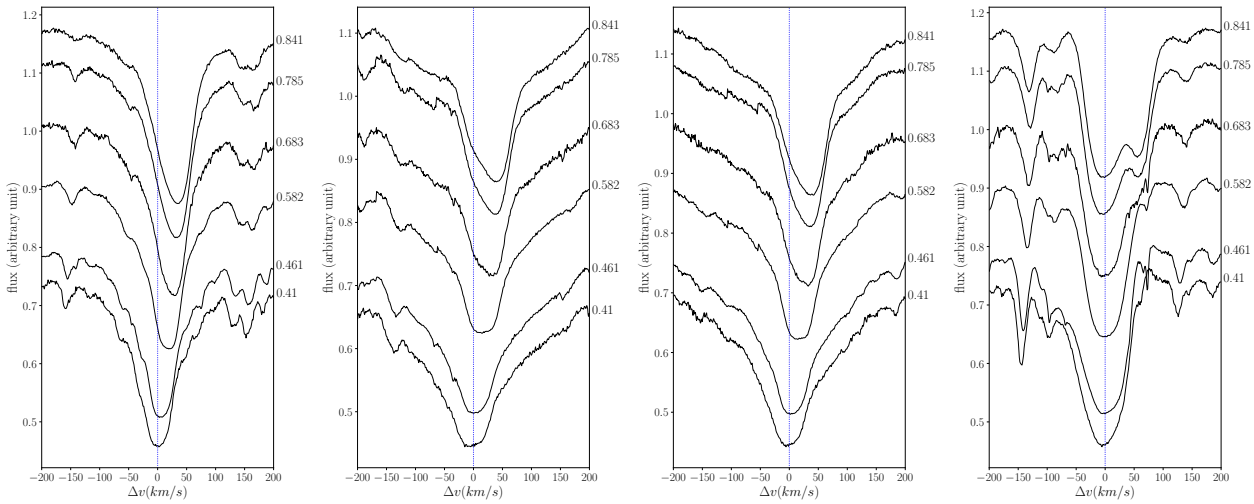
Des raies intéressantes pour sonder l'activité chromosphérique sont les raies du triplet de calcium infrarouge (λ8498.018, 8542.089 et 8662.140Å). Ces raies sont produites par la désexcitation radiative depuis le niveau 3^2P au niveau métastable 3^2D (voir la Figure 3.3). Ces raies sont très sensibles à la température car elles sont activées de manière collisionnelle, comme les raies Ca II H et K, avec lesquelles une corrélation empirique a été établie (Martin et al., 2017). Ces propriétés font du triplet un indicateur adapté de l'activité chromosphérique (Linsky et al., 1979; Foing et al., 1989; Chmielewski, 2000; Busà et al., 2007). Bien que l'émission dans le cœur de la raie soit en général plus faible que d'autres indicateurs d'activité, le triplet de calcium a l'avantage de ne pas être mélangé avec de l'absorption circumstellaire ou interstellaire, contrairement aux raies Ca II H et K et Mg II *h* et *k*. Ces raies ont récemment été utilisées pour mesurer la vitesse radiale dans l'atmosphère des Céphéides (Wallerstein et al., 2015, 2019), en prévision des observations de l'instrument Radial Velocity Spectrometer (RVS) du télescope satellite *Gaia* (Munari, 1999; Sartoretti et al., 2018; Katz et al., 2019) qui observe dans l'intervalle du triplet du calcium. Il est donc essentiel d'étudier la dynamique de ces raies pour la mesure des vitesses radiales des Céphéides, en particulier dans le contexte de l'utilisation de la méthode Baade-Wesselink. Pour finir, Vernazza et al. (1973) a montré que les régions de formation des raies H_α et Ca IR couvrent la plus grande partie de la basse chromosphère dans le cas du Soleil, comme présenté en introduction Figure 3.1.

3.3.2 La raie H_α

La raie H_α correspond à la première transition de la série de Balmer de l'atome d'hydrogène entre les niveaux électroniques principaux $n = 2$ et 3. Ce niveau d'énergie est associé à l'absorption ou l'émission d'un photon rouge à la longueur d'onde de 656.3 nm. C'est un traceur idéal de gaz d'hydrogène ionisé, connu pour être responsable de la couleur rose-rouge de la chromosphère solaire observable lorsque le Soleil est éclipsé par la Lune, d'où provient littéralement le nom de "sphère de couleur". Pour cette raison, cette raie est historiquement étudiée pour sonder l'activité chromosphérique. De manière générale cette raie est étudiée pour sonder la dynamique générale des atmosphères stellaires car c'est une raie très profonde qui se forme sur toute l'épaisseur de l'atmosphère (voir la Figure 3.1). H_α a par exemple été utilisée comme indicateur de température de la photosphère des Céphéides (Schmidt, 1970), pour l'étude de la propagation des chocs (Fadeyev and Gillet, 2004), ou bien pour révéler la présence d'une enveloppe circumstellaire statique (Nardetto et al., 2008a; Kovtyukh et al., 2011). Cependant H_α reste un marqueur ambigu de l'activité chromosphérique car elle ne s'active pas uniquement de manière collisionnelle comme c'est le cas des raies du calcium. Plusieurs études ont souligné l'intérêt d'étudier H_α en comparaison avec le triplet du calcium afin de sonder la chromosphère dans le cas du Soleil (Cauzzi et al., 2008, 2009; Reardon et al., 2009; Vecchio et al., 2009). Par ailleurs puisque la raie H_α est aussi plus profonde que le Ca IR, le cœur de la raie est formé plus haut en altitude. Par conséquent étudier ces deux systèmes de raies permet de sonder la dynamique de la chromosphère à deux altitudes différentes ce qui a son importance dans les atmosphères pulsantes des Céphéides.

3.4 Les données spectroscopiques UVES

J'ai rassemblé 1350 spectres de haute résolution ($R \sim 75000$) de 24 Céphéides acquis avec le bras rouge (gamme de longueurs d'onde ∼570 à ∼940 nm) du spectrographe UVES (Ultraviolet and Visual Echelle Spectrograph) (Dekker et al., 2000) monté sur le télescope UT 2 au Very Large



(a) λ8498 (b) λ8542 (c) λ8662 (d) Hα

FIGURE 3.4 – Exemple de profils de raies du triplet du calcium et de H_α obtenus avec UVES dans le cas de ℓ Car.

Telescope (VLT) [1]. Le traitement et la normalisation de ces spectres sont détaillés dans Borgniet et al. (2019). En revanche je me suis occupé de la mise en phase des données (les éphémérides sont indiquées dans la publication en section 3.6) et de l'analyse des spectres. Un exemple des profils de raies obtenu est présenté sur la Figure 3.4. Ces observations couvrent une large gamme de période de pulsation des Céphéides, mais échantillonnent inégalement le cycle de pulsation. Certaines peuvent également appartenir à des cycles différents. J'ai considéré que les différentes époques d'observation font partie d'un cycle de pulsation unique, malgré les variations possibles de cycle à cycle (Anderson, 2016). Outre l'analyse des données UVES, j'ai participé (discussion et relecture essentiellement) à deux études spectroscopiques. Ces deux études concernent les Céphéides dans le cadre du projet ANR (Borgniet et al., 2019; Nardetto et al., 2018).

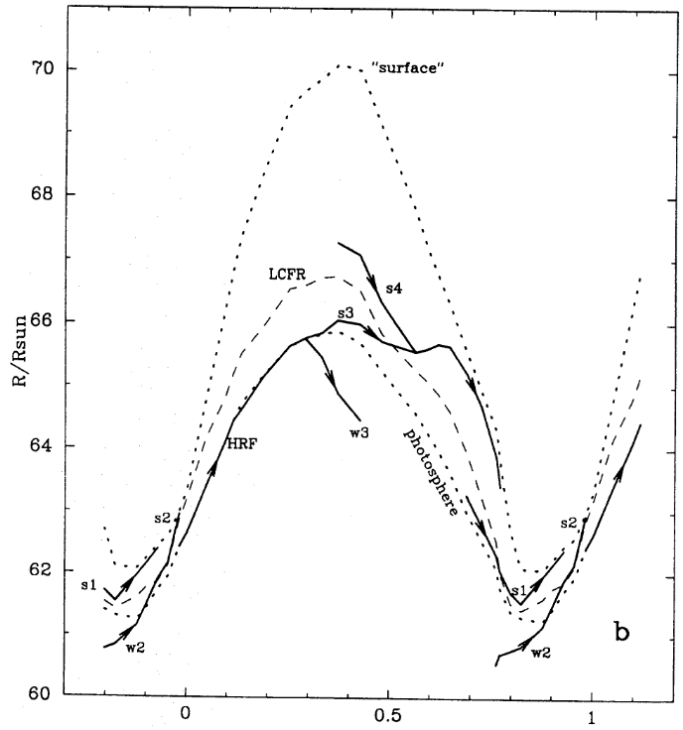
3.5 Les phénomènes dynamiques observés dans la chromosphère des Céphéides

Dans cette section je présente la physique des chocs qui se propagent dans l'atmosphère des Céphéides, puis les phénomènes observationnels qui en résultent. Les mécanismes en jeu sont des solutions possibles au chauffage et à l'activation de la chromosphère, et pourraient permettre l'ionisation de la coquille de gaz présentée au Chapitre précédent.

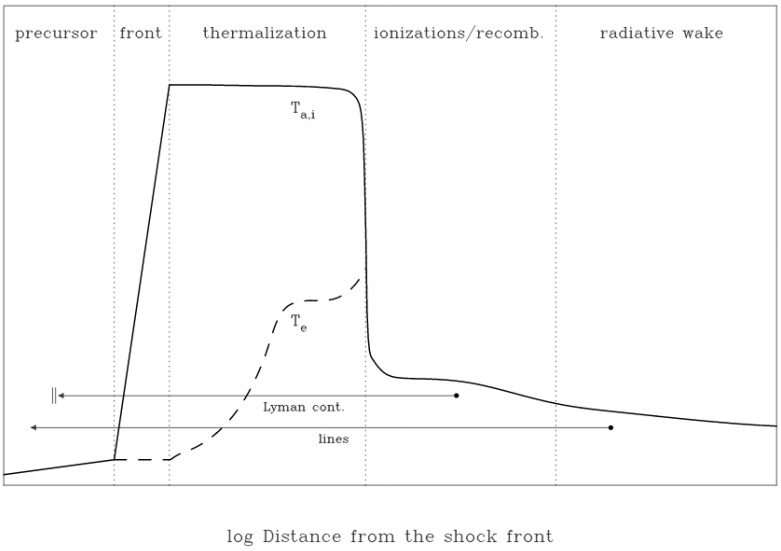
3.5.1 Propagation du choc principal dans l'atmosphère des Céphéides

Les chocs dans l'atmosphère pulsante des Céphéides ont été en grande partie étudiés dans la raie de Balmer Hα (Breitfellner and Gillet, 1993a,b,c; Nardetto et al., 2008a; Gillet, 2014). Ces études ont aussi été renforcées par des modèles radiatifs et hydro-dynamiques (Fokin, 1991; Fokin et al., 1996; Fadeyev and Gillet, 2004) qui ont montré comment les ondes de chocs sont générées et propagées à travers l'atmosphère pendant le cycle de pulsation. La dynamique de l'atmosphère des

1. Proposal ESO : PI P. Kervella



(a) Modèle Lagrangien



(b) Structure d'un choc radiatif thermique

FIGURE 3.5 – Structure et origine des chocs dans l'atmopshère des Céphéides.
(a) Création et propagation des chocs avec la phase de pulsation d'après les modèles d'atmosphères non-linéaires et non-adiabatique de δ Cep (Fokin et al., 1996). Les lignes notées w représentent des ondes de compression tandis que les lignes s désignent des chocs et leur combinaison comme $s3+s4$. La ligne en pointillée "photosphere" correspond en réalité à la zone subphotosphérique à 10 000 K qui correspond à la zone d'ionisation de l'hydrogène. $s1$ est le choc principal issu du mécanisme κ et γ, et $s2$ sont les chocs de plus grandes amplitudes. (b) Structure thermique d'un choc radiatif. Le choc se déplaçant vers la gauche, un front de choc se crée où la température atomique et ionique $T_{a,i}$ augmente soudainement avant de se stabiliser sous l'effet de l'ionisation. Les recombinaisons se produisent ensuite et la température chute, l'émission observée provient majoritairement dans le sillage du choc dans la zone nommée saut radiatif (radiative wake). Figure d'après Fokin et al. (2000).

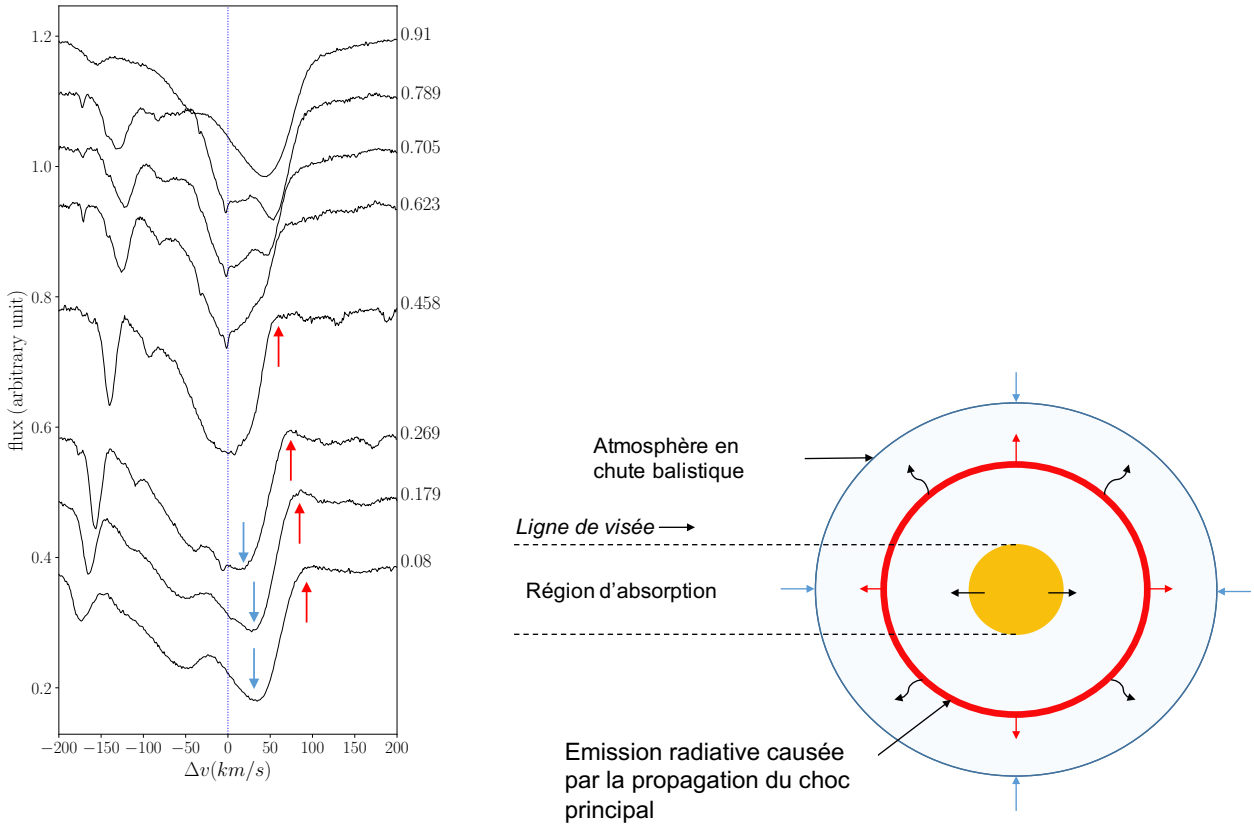
Céphéides est principalement gouvernée par la propagation d'un choc causé par le κ mécanisme qui prend son origine dans les couches internes de l'étoile (voir choc $s1$ sur la Figure 3.5a). Ce choc principal est créé dans la zone d'ionisation de l'hydrogène autour de $\phi = 0.65$ puis se propage vers l'extérieur avant d'émerger de la photosphère de l'étoile autour de la phase $\phi = 0.85$, ce qui correspond au maximum de compression de l'étoile. D'après Fokin et al. (1996) dans le cas de δ Cep, le choc émergeant se produit à faible amplitude avec un nombre de Mach relativement faible $M \leq 4$ (le nombre de Mach étant défini comme le rapport entre la vitesse de propagation de l'objet et la célérité du son dans le milieu considéré). Le choc se propage ensuite dans la haute atmosphère où il se combine rapidement avec le choc $s2$ de plus faible amplitude qui se crée dans les zones d'hélium ionisé. Ce choc combiné $s1$ et $s2$, lorsqu'il est supersonique, est susceptible de créer un choc radiatif, c'est à dire un choc qui convertit une partie de son énergie pour ioniser son environnement et permet d'observer des raies en émission lors du processus de recombinaison.

En effet, Gillet (2014) a montré dans le cas de l'atmosphère de la Céphéide χ Cygni (P=16.3 jours) que ce choc supersonique décélérait de 100 km/s à 70 km/s entre ϕ=0 et 0.5, l'énergie perdue étant convertie en rayonnement. Cette émission lorsqu'elle est suffisamment importante et détachée de la photosphère peut donner naissance au profil P Cygni dans certaines raies. Ainsi de telles émissions observées dans la raie H_α seraient des émissions chromosphériques d'origine pulsationnelle. Par conséquent ce choc est une piste intéressante pour évoquer la présence de gaz ionisé dans l'atmosphère. Lors de l'analyse des profils de raies associés à des chocs radiatifs, il est important de garder à l'esprit la structure de tels chocs afin de ne pas sur-interpréter les profils de raies observés. La physique des chocs est décrite dans le cadre théorique des équations de Hugoniot-Rankine (Rankine, 1870), qui permettent d'établir des relations entre la densité ainsi que la température du milieu avant et après le choc. La structure thermique d'un choc radiatif est présentée sur la Figure 3.5b. La structure thermique d'un choc permet de mettre en évidence que les champs de vitesses mesurés à partir d'une raie en émission telle que la raie H_α donnent accès seulement à l'amplitude du choc, mesuré à l'arrière au niveau du saut radiatif (radiative wake) et non pas à la vitesse de propagation du front du choc. Ainsi Fadeyev and Gillet (2004) ont montré à l'aide de simulations que l'amplitude du choc associée à la raie de Balmer est environ 1/3 de la vitesse de propagation du choc.

3.5.2 Profil P Cygni causé par le choc principal

Les profils de raie de type P Cygni sont les profils les plus connus dans l'atmosphère de certaines étoiles, et plus généralement dans des environnements chauds en expansion. Ce profil a été découvert à l'origine autour de l'étoile variable lumineuse bleue (LBV) P Cygni de type Wolf-Rayet qui présente des profils de raies qui témoignent d'un vent stellaire chaud en expansion rapide. Dans le cas des Céphéides, un profil P Cygni est observable dans la raie H_α, en particulier pour des Céphéides de périodes supérieures à 10 jours, et causé par la propagation du choc principal radiatif dans la haute atmosphère (voir la Figure 3.6).

Ce phénomène dans la raie Hα a été observé par Gillet (2014). Cependant la reconnaissance de ce profil est moins évidente que dans le mécanisme P Cygni habituel car le profil est obscurci à la fois par le continuum et par l'atmosphère de l'étoile qui sont en mouvement d'expansion ou de contraction. Dans la haute atmosphère le choc principal atteint des vitesses très élevées de l'ordre de 100 km/s (Gillet, 2014) ce qui représente plusieurs fois la vitesse du son dans l'atmosphère, et conduit à l'ionisation puis à la recombinaison avec émission de lumière de l'hydrogène et en particulier la raie H_α. Il est ainsi possible d'observer l'intensité du choc au cours de sa propagation, depuis son apparition dans l'atmosphère autour de ϕ=0.85 à sa disparition progressive à ϕ=0.5 (Gillet, 2014). Avec une vitesse moyenne de l'ordre de 85 km/s le choc peut donc atteindre la hauteur



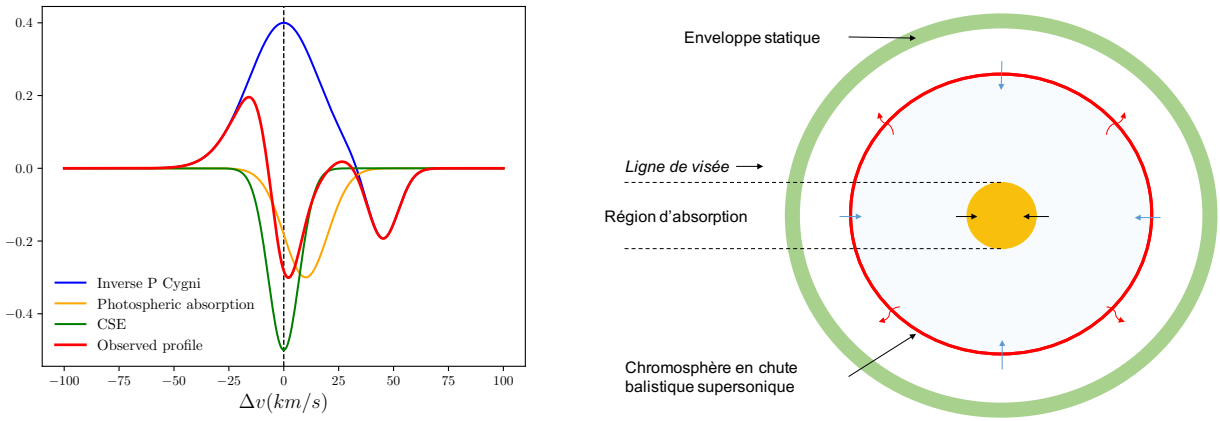
(a) (b)

FIGURE 3.6 – Formation du profil P Cygni dans l'atmosphère des Céphéides
(a) Spectre de la raie H_α de VZ Pup obtenu avec UVES. **(b)** Schéma de formation correspondant aux profils entre les phases ϕ=0 et 0.5. L'émission radiative du choc principal (en rouge) lorsqu'il est suffisamment détaché de la photosphère de l'étoile (en jaune) provoque un profil P Cygni centré à 0 km/s car la majeure partie de l'émission se propage perpendiculairement à la ligne de visée. L'atmosphère en retombée (en bleue) perturbe le profil P Cygni dont le profil en émission est habituellement centré à 0 km/s.

de 1 $R_\star$ et conduire à une augmentation de la température et à l'ionisation de la chromosphère lors de son passage.

3.5.3 Profil P Cygni inverse causé par la chute balistique de l'atmosphère

Tout mécanisme susceptible de produire une émission à symétrie sphérique suffisamment éloignée de la photosphère est susceptible de produire un profil P Cygni si le milieu est optiquement mince et l'émission suffisamment intense. Dans le cas des étoiles variables supergéantes, en particulier pour le cas des étoiles de longues périodes qui ont une gravité de surface plus faible, le mouvement balistique de l'atmosphère prend des amplitudes importantes. Lors de la retombée des couches de l'atmosphère, celles-ci peuvent atteindre une vitesse supersonique de l'ordre de 50 km/s ce qui produit également un choc radiatif visible dans les raies du triplet de calcium et H_α (voir la Figure 3.7).



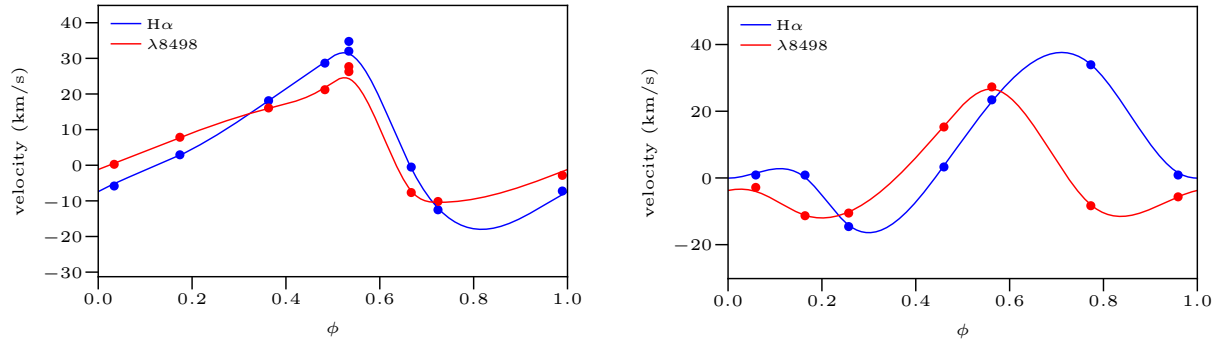
(a) (b)

FIGURE 3.7 – Schémas de la formation d'un profil P Cygni inverse obscurci par une CSE statique et par le continuum de l'étoile.
(a) Les couches d'atmosphères en retombée supersonique ($\approx 50\,km/s$) produisent une émission radiative centrée à $0\,km/s$ (courbe bleue). Ce profil est altéré par une absorption photosphérique décalée vers le rouge, causé par le mouvement de pulsation (courbe orange). Le profil résultant, en rouge, fait paraître un profil en émission légèrement décalé vers le bleu. Dans le cas des Céphéides de longues périodes, une composante centrée en 0 est attribuée à une enveloppe circumstellaire (courbe verte) ce qui peut produire un profil en double absorption. **(b)** Schéma explicatif du P Cygni inverse.

Cette fois la composante en absorption est décalée vers le rouge compte tenu de la retombée de l'atmosphère de l'étoile. Dans la plupart des profils des Céphéides de longues périodes que j'ai analysés, une composante en absorption centrée sur le référentiel de l'étoile est observable sur le profil en H_α (voir le profil vert de la Figure 3.8a). Puisque cette raie ne réagit pas à la pulsation on peut en déduire que ce gaz est suffisamment éloigné de l'étoile. Ainsi la présence de cette raie statique est probablement la preuve de la détection d'une enveloppe circumstellaire de gaz autour des Céphéides.

3.5.4 Effet Van Hoof : dé-synchronisation des couches de la haute atmosphère

Cet effet a été décrit la première fois par van Hoof and Struve (1953) dans le cas de l'étoile supergéante β Canis Majoris, qui montre dans les spectres un retard de la courbe de vitesse radiale de la raie de Balmer H_γ comparé à la raie d'oxygène O II 4345. Ce papier conclut également que les espèces ayant différents potentiels d'ionisation devraient avoir un comportement similaire dans les autres étoiles variables. Dans les spectres UVES j'ai comparé les vitesses radiales d'une raie du triplet du calcium $\lambda 8498$ avec la raie H_α. Pour calculer la vitesse radiale j'ai simplement relevé la vitesse du minimum de la raie, ce qui donne accès à la vitesse au niveau de la formation du cœur (c'est à dire la partie la plus haute dans l'atmosphère de l'étoile). La raie H_α est plus profonde que les raies du triplet, en particulier $\lambda 8498$ dont le cœur est formé plus bas que les autres raies du triplet. En comparant la vitesse de ces cœurs de raies, je sonde les champs de vitesses de deux régions différentes de la chromosphère pour étudier sa dynamique. Mes résultats présentés sur la Figure 3.8 mettent en évidence une dé-synchronisation importante entre ces deux raies pour les Céphéides d'une période de pulsation supérieure à 10 jours environ, tandis que ces couches atmosphériques sont synchronisées dans le cas des courtes périodes. Cet effet de dé-synchronisation entraîne un autre effet remarquable dans l'analyse des profils de Ca IR : le mécanisme de Schwarzschild.



(a) AX Cir (P=5.27 jours) (b) S Nor (P=9.75 jours)

FIGURE 3.8 – Courbes de vitesses radiales issues de la raie Hα et de la raie λ8498 du triplet du calcium.
(a) Cas d'une Céphéide de courte période. (b) Cas d'une Céphéide de période intermédiaire. Ces courbes sont synchronisées dans la cas de AX Cir tandis qu'une dé-synchronisation, c'est à dire un effet Van Hoof apparaît dans le cas de S Nor.

3.5.5 Mécanisme de Schwarzschild : rebond de l'atmosphère sur le choc principal

Martin Schwarzschild a donné son nom a un profil de raie en double absorption rencontré dans l'atmosphère des Céphéides de type II W Virginis (présentées en Section 1.1.3) (Schwarzschild, 1952). Ce profil comporte une raie d'absorption décalée vers le bleu et une autre vers le rouge, le double profil étant centré sur le repère de l'étoile (voir la Figure 3.9). Ce profil est obtenu lorsqu'il existe un déphasage important entre les différentes couches d'une atmosphère étendue d'une étoile variable. C'est donc une conséquence directe de la dé-synchronisation de l'atmosphère présentée en section précédente. En effet le choc principal qui se propage vers l'extérieur (en bleu sur la Figure 3.9b) rencontre les couches descendantes de l'atmosphère (en rouge sur la Figure 3.9b), et inverse leurs mouvements à mesure qu'il se propage. On observe alors deux composantes de la même raie : l'une décalée vers le rouge appartient à l'atmosphère en retombée balistique, tandis que l'autre appartenant au choc qui se propage en sens inverse est décalée vers le bleu. Les contributions de chaque composante varient de l'une à l'autre à mesure que l'atmosphère rebondit sur le choc, comme on peut le voir sur la Figure 3.9a. Il est alors possible de calculer l'épaisseur de la chromosphère dans laquelle se produit le phénomène. En effet, si on connaît le temps que prend le choc pour renverser entièrement l'atmosphère, et l'amplitude du choc entre les deux, c'est à dire leur vitesse relative, alors on obtient une estimation de l'épaisseur de la chromosphère basée sur la raie du triplet du calcium. J'ai donc établi l'équation suivante :

$$R_{\mathrm{chromo}} = A_{\mathrm{shock}}\, P\, \Delta\, \phi. \tag{3.1}$$

avec R_{chromo} l'épaisseur de la chromosphère, A_{shock} l'amplitude du choc, et P$\Delta\phi$ la durée du phénomène en fonction de la période P et de la fraction du cycle. En appliquant cette méthode, j'ai calculé une épaisseur minimale de la chromosphère comprise entre 40 et 60% du rayon moyen des Céphéides de longues périodes soit environ 1.5 $R_\star$. Les 4 mécanismes invoqués, effets P Cygni et P Cygni inverse, effet Van Hoof et mécanisme de Schwarzschild, interviennent à des phases différentes durant un cycle de pulsation, et se combinent plus ou moins fortement selon la période de la Céphéide concernée, ce qui donne finalement des profils de raies particulièrement complexes. Tous ces mécanismes sont susceptibles de générer une ionisation importante du gaz dans l'environnement. Les détails de l'analyse de ces profils sont donnés dans la publication suivante.

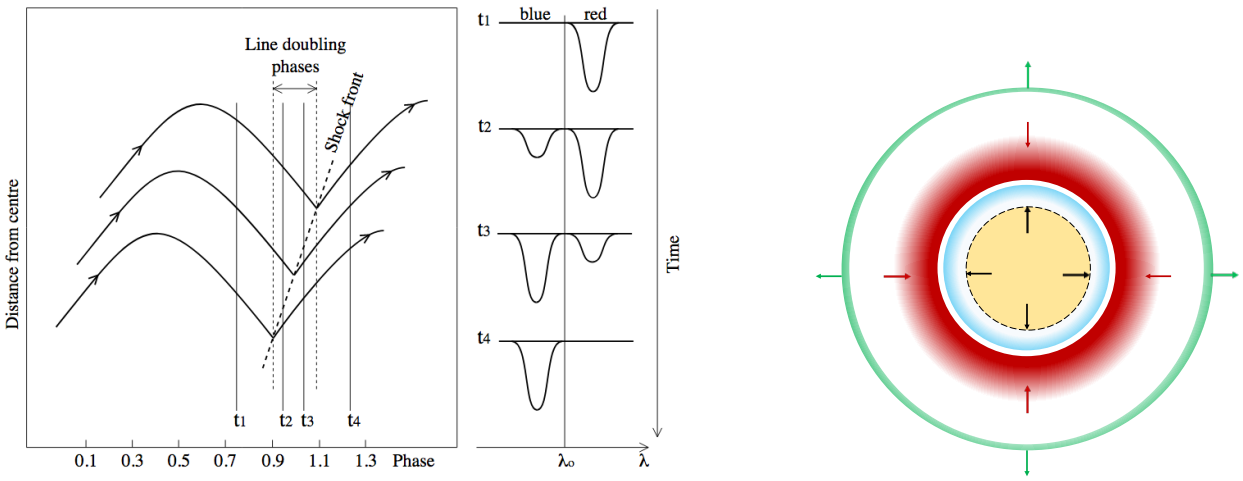


FIGURE 3.9 – Schémas du mécanisme de Schwarzschild.
(a) . **(t1) :** Les couches de l'atmosphère sont toutes en fin de mouvement balistique de retombée sur l'étoile, la ligne d'absorption apparaît alors entièrement décalée vers le rouge. **(t2) :** Un choc provenant des couches internes de l'étoile émerge et inverse le mouvement des plus basses couches de l'atmosphère qui reprend alors un mouvement d'expansion. Une composante décalée vers le bleu apparaît tandis que la composante rouge est moins profonde. **(t3) et (t4)** : Le choc inverse progressivement toutes les couches de l'étoile, la composante rouge d'absorption disparaît complètement au profit de la composante bleue, avant que la retombée balistique ne se réamorce au prochain cycle. **(b)** Le choc principal se propageant dans l'atmosphère (en bleu) rencontre les couches supérieures en mouvement de chute balistique (en rouge). Le choc renverse progressivement le mouvement de l'atmosphère. La zone verte correspond au choc principal du précédent cycle qui atteint les plus hautes couches de la chromosphère.

3.6 Publication : *Pulsating chromosphere of classical Cepheids. Calcium infrared triplet and H_α profile variation.*

V. Hocdé, N. Nardetto, S. Borgniet, E. Lagadec, P. Kervella, A. Mérand, N. Evans, D. Gillet, Ph. Mathias, A. Chiavassa, A. Gallenne, L. Breuval, et B. Javanmardi *Article paru dans la revue Astronomy & Astrophysics, vol 641, A74*

A&A 641, A74 (2020)
https://doi.org/10.1051/0004-6361/202037795
© V. Hocdé et al. 2020

Astronomy & Astrophysics

Pulsating chromosphere of classical Cepheids

Calcium infrared triplet and Hα profile variations*

V. Hocdé[1], N. Nardetto[1], S. Borgniet[2], E. Lagadec[1], P. Kervella[2], A. Mérand[3], N. Evans[4], D. Gillet[5], Ph. Mathias[6], A. Chiavassa[1], A. Gallenne[1], L. Breuval[2], and B. Javanmardi[2]

[1] Université Côte d'Azur, Observatoire de la Côte d'Azur, CNRS, Laboratoire Lagrange, France
e-mail: vincent.hocde@oca.eu
[2] LESIA, Observatoire de Paris, Université PSL, CNRS, Sorbonne Université, Université de Paris, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon, France
[3] European Southern Observatory, Karl-Schwarzschild-Str. 2, 85748 Garching, Germany
[4] Smithsonian Astrophysical Observatory, MS 4, 60 Garden St. Cambridge, MA 02138, USA
[5] Observatoire de Haute-Provence – CNRS/PYTHEAS/Université d'Aix-Marseille, 04870 Saint-Michel l'Observatoire, France
[6] IRAP, Université de Toulouse, CNRS, CNES, UPS, 14 Av. E. Belin, 31400 Toulouse, France

Received 21 February 2020 / Accepted 2 July 2020

ABSTRACT

Context. It has recently been shown that the infrared (IR) emission of Cepheids, constant over the pulsation cycle, might be due to a pulsating shell of ionized gas with a radius of about 15% of that of the star radius, which could be attributed to the chromospheric activity of Cepheids.
Aims. The aim of this paper is to investigate the dynamical structure of the chromosphere of Cepheids along the pulsation cycle and to quantify its size.
Methods. We present Hα and calcium near-infrared triplet (Ca IR) profile variations using high-resolution spectroscopy with the UVES spectrograph of a sample of 24 Cepheids with a good period coverage from ≈3 to 60 days. After a qualitative analysis of the spectral line profiles, we quantified the Van Hoof effect (velocity gradient between the Hα and Ca IR) as a function of the period of the Cepheids. We then used the Schwarzschild mechanism (a line doubling due to a shock wave) to quantify the size of the chromosphere.
Results. We find a significant Van Hoof effect for Cepheids with a period larger than $P = 10$ days. In particular, Hα lines are delayed with a velocity gradient up to $\Delta v \approx 30$ km s^{-1} compared to Ca IR. By studying the shocks, we find that the size of the chromosphere of long-period Cepheids is of at least ≈50% of the stellar radius, which is consistent at first order with the size of the shell made of ionized gas previously found from the analysis of IR excess. Last, for most of the long-period Cepheids in the sample, we report a motionless absorption feature in the Hα line that we attribute to a circumstellar envelope that surrounds the chromosphere.
Conclusions. Analyzing the Ca IR lines of Cepheids is of importance to potentially unbias the period–luminosity relation from their IR excess, particularly in the context of forthcoming observations of radial velocity measurements from the Radial Velocity Spectrometer on board *Gaia*, which could be sensitive to their chromosphere.

Key words. shock waves – techniques: spectroscopic – stars: variables: Cepheids – stars: chromospheres

1. Introduction

Cepheids are milestones of the extragalactic distance scale since their period and luminosity are correlated, which is known as the Leavitt law (Leavitt 1908) and is also referred to as the period–luminosity (PL) relation. These variable stars have provided among the most essential advances in the history of astronomy from the discovery of galaxies to the expansion of the Universe (Hubble 1926, 1929). Still today, the discovery of the accelerated expansion of the Universe (Riess et al. 1998) has demonstrated the central importance of Cepheids in modern astronomy. However, uncertainties on both zero point and slope of the PL relation are today one of the largest contributors to the error on the extragalactic distance ladder and therefore on the determination of H0, the Hubble-Lemaître constant (Riess et al. 2019).

A plausible source of uncertainty could be due to the infrared (IR) excess emitted by a circumstellar envelope (CSE) such as the ones discovered using long-baseline interferometry (Kervella et al. 2006; Mérand et al. 2006) in the K-band. However the origin and the nature of these CSEs are still debated. In particular, while CSE emission is explained by dust emission in some cases (Gallenne et al. 2012, 2013; Groenewegen 2020), it fails to reproduce the IR excess in other studies (Schmidt 2015).

The extended and dynamical atmosphere of Cepheids could be at the origin for the observed IR excess. Recently, Hocdé et al. (2020) analytically modeled free-free and bound-free emission from a thin shell of ionized gas to explain the near and mid-IR (MIR) excess of Cepheids. This shell is modeled with a size of about 15% of the star radius, whatever the pulsation phase, which corresponds to the region of the lower chromosphere.

In this model, the ionized material could be provided by periodic shocks occurring in the atmosphere, which heat up and ionize the gas.

* Based on observations made with ESO telescopes at Paranal observatory under program IDs: 098.D-0379(A), 0100.D-0397(A) and 0101.D-0551(A).

Open Access article, published by EDP Sciences, under the terms of the Creative Commons Attribution License (http://creativecommons.org/licenses/by/4.0), which permits unrestricted use, distribution, and reproduction in any medium, provided the original work is properly cited.

A&A 641, A74 (2020)

Shocks in the radially pulsating atmosphere of Cepheids have been largely studied in the Hα Balmer line, providing valuable insight into the atmosphere dynamics (Breitfellner & Gillet 1993a,b,c; Nardetto et al. 2008; Gillet 2014). These studies have also been supported by radiative hydrodynamic models (Fokin 1991; Fokin et al. 1996; Fadeyev & Gillet 2004) which have demonstrated how the shock waves are generated then propagated through the atmosphere during a pulsation cycle. These studies emphasize the fundamental differences between the dynamics of short-, medium-, and long-pulsation-period Cepheids. In addition, the Hα emissions reported in the latter studies, in particular in the upper atmosphere of long-period Cepheids, could indicate a chromospheric emission of pulsational origin.

The chromospheric activity of Cepheids was first probed using the optical Ca II K line (Wilson & Vainu Bappu 1957; Kraft 1957) which showed transitory emissions after minimum light, with an increasing duration and strength with pulsation period. Later, upper chromospheric emission was detected on β Dor using ultraviolet Mg II h and k (Schmidt & Weiler 1979) followed by Schmidt & Parsons (1982, 1984) who found heterogeneous emission in the chromosphere with both rising and falling materials traveling through a tenth of the star's radius.

Later, in the outermost part of the chromosphere, Sasselov & Lester (1994a) observed a steady outflow of infrared HeI λ10830 absorption line, while time-dependent and nonlocal thermodynamic equilibrium (NLTE) hydrodynamic modeling constrained using previously published observational data (Sasselov & Lester 1994b,c) shows that the upper chromosphere should be permanently heated by an acoustic or magneto-hydrodynamic energy provided by means of convection. Hence, a combination of both low-frequency excitation provided by pulsational shocks and persistent high-frequency acoustic heating from turbulent convection cells seem to be responsible for the chromospheric dynamics. Others mechanisms leading to high-temperature plasmas (10^6 K) are not excluded. Indeed Bohm-Vitense & Parsons (1983) possibly detected X-ray emission in the spectra of ζ Gem, probably due to chromospheric activity, which was later confirmed around $\phi = 0.5$ in the case of δ Cep and β Dor (Engle et al. 2017). Although several heating mechanisms to produce such an amount of energy are considered, for example fast-moving shocks or magnetic reconnections, a coherent physical explanation remains to be found.

Alternative lines for probing upper atmosphere dynamic and chromospheric activity are provided by the calcium infrared triplet (λ8498.018, 8542.089 and 8662.140 Å). Indeed, Linsky et al. (1970) were the first to show that Ca IR lines from the Sun are formed in the lower chromosphere. These lines are also sensitive to the temperature because they are collisionally controlled like Ca H and K lines, between which an empirical correlation has been determined (Martin et al. 2017). These properties make Ca IR a suitable indicator of chromospheric activity (Linsky et al. 1979; Foing et al. 1989; Chmielewski 2000; Busà et al. 2007). While the emission in the core is generally weaker than other chromospheric indicators, these lines confer an advantage in that they are not blended by circumstellar or interstellar absorption, contrary to Ca H and K, and Mg II h and k. A series of papers on the solar chromosphere also highlights the importance of studying Ca IR complementary to Hα for probing the chromospheric activity (Cauzzi et al. 2008, 2009; Vecchio et al. 2009; Reardon et al. 2009). Indeed, as shown by Vernazza et al. (1973), the formation region of Hα and Ca IR covers most of the low chromosphere in the Sun. Therefore, it is interesting to use modern high-resolution instrument capabilities to observe Ca IR complementary to the Hα line for studying the pulsating chromosphere of classical Cepheids.

In addition, Ca IR lines were recently used to measure radial velocities (RVs) in Cepheids' atmospheres (Wallerstein et al. 2015, 2019). Indeed, as stated by Wallerstein et al. (2019), since the Radial Velocity Spectrometer (RVS) of ESA *Gaia* survey observes in the same wavelength range (Munari 1999; Sartoretti et al. 2018; Katz et al. 2019), it is of prime importance to understand the dynamic of these lines for Cepheid RV measurement accuracy, in particular in the context of the use of the Baade-Wesselink method for extragalactic distance scale measurement. The present paper is structured as follows. We first present the UVES[1] high-resolution profiles of Hα and Ca IR for the 24 Cepheids in our sample in Sect. 2. We analyze Hα and Ca IR profile variations in Sects. 3 and 4, respectively. In Sect. 5, we study the dynamics of the chromosphere from the Van Hoof effect. We finally estimate the size of the chromosphere from the Schwarzschild mechanism observed in Ca IR in Sect. 6. We then discuss our results in Sect. 7 and conclude in Sect. 8.

2. UVES observations and data reduction

2.1. Observations and data reduction

We gathered 1350 high-resolution ($R \sim 75\,000$) spectra from 24 Cepheids acquired with the red arm (~570 to ~940 nm wavelength range) of the UVES spectrograph (Dekker et al. 2000) mounted on the UT2 telescope at the Very Large Telescope (VLT). The processing and normalization of these spectra are detailed in Borgniet et al. (2019). We acquired several consecutive spectra (up to a dozen) at each observing epoch. The total number of distinct observing epochs is 193 over the whole data sample, with an average number of 8 epochs per target. The total number of epoch per target is indicated in Table 1. The average signal-to-noise ratio (S/N) per single spectrum is ≈100. In order to discuss the spectral line profiles qualitatively, at a given epoch we consider only the first snapshot of a series, without averaging the consecutive spectra. We consider the different observing epochs to be part of a unique pulsation cycle for each target, despite possible cycle-to-cycle variations (Anderson 2016). To study the line profile variations, we focus on the core of each line, hence we consider the same RV window ranging from −200 to 200 km s^{-1} and centered on the line rest wavelength corrected by the star center-of-mass velocity (also called γ-velocity, V_γ). The V_γ values we consider in the following analysis are listed in Table 1. We present a UVES spectrum centered on the Ca IR triplet in Fig. 1. AX Cir (5.27d), S Nor (9.75d), and VZ Pup (23.17d) are considered as prototypes of small-, mid-, and long-periods, respectively, in the remainder of the paper because of their good phase coverage (see Figs. 2–4) and recent ephemeris (see Table 1) presented in the following section.

2.2. Ephemeris

It is essential to use accurate ephemerides to analyze the profile variations of Cepheids along their pulsation cycle with precision. The ephemerides of Cepheids are characterized by their pulsation period P and their referenced epoch T_0 given at maximum light. However, since Cepheids undergo period change with time depending on evolutionary state (Turner et al. 2006), it is necessary to use ephemerides with a reference epoch which

[1] Ultra Violet and Echelle Spectrograph project developed by the European Southern Observatory.

Table 1. γ-velocities of the stars in the sample are indicated together with the corresponding references.

Star	γ (km s^{-1})	Ref.	P (days)	T_0 (MJD)	Ephemeris	UVES epoch
AV Cir	8.7 ± 1.6	(1)	3.065255	56 890.9571	G18	10
BG Cru	-19.3 ± 2.2	(2)	3.342477	56 965.8567	G18	6
RT Aur	20.3 ± 0.3	(2)	3.728313	47 956.8877	SPIPS	7
AH Vel	26.0 ± 2.9	(2)	4.226461	56 915.1433	G18	7
AX Cir	-20.9 ± 4.6	(2)	5.275967	56 887.7452	G18	8
MY Pup	11.0 ± 2.9	(2)	5.692962	56 948.3850	G18	7
EW Sct	-18.6 ± 0.3	(2)	5.82363	49 705.23	AAVSO	9
U Sgr	2.8 ± 0.3	(2)	6.745332	48 336.5001	SPIPS	10
V636 Sco	9.1 ± 0.17	(3)	6.79671	40 364.392	GCVS	7
R Mus	3.8 ± 2.9	(2)	7.510276	56 912.6852	G18	6
S Mus	-1.9 ± 0.4	(3)	9.658900	56 867.6654	G18	7
β Dor	7.2 ± 0.7	(2)	9.842661	50 274.9261	SPIPS	5
S Nor	5.6 ± 0.05	(4)	9.753759	56 874.8021	SPIPS	7
ζ Gem	2.8 ± 0.2	(2)	10.149857	48 708.0588	SPIPS	6
TT Aql	3.0 ± 0.3	(2)	13.754750	48 308.5570	SPIPS	10
RU Sct	-4.8 ± 0.3	(2)	19.70445	48 335.5908	SPIPS	7
RZ Vel	24.1 ± 2.4	(2)	20.497635	56 875.8093	G18	5
WZ Car	-14.7 ± 2.7	(2)	23.01759	53 418.78	GCVS	10
VZ Pup	63.3 ± 2.7	(2)	23.172844	56 904.7167	G18	8
T Mon	30.4 ± 0.2	(2)	27.029570	43 783.7905	SPIPS	6
ℓ Car	3.3 ± 0.7	(2)	35.55783	50 583.7427	SPIPS	6
U Car	1.7 ± 2.3	(2)	38.717914	56 849.1763	G18	8
RS Pup	24.6 ± 0.5	(2)	41.464114	56 872.3158	G18	5
V1496 Aql	71.8 ± 5.8	(1)	65.3679	51 736.0660	(5)	8

Notes. The ephemeris (T_0, P) are retrieved either from Gaia Collaboration (2018, G18) SPIPS software, or the GCVS catalog. Otherwise, the ephemeris of EW Sct and V1496 Aql are retrieved from AAVSO and Berdnikov et al. (2004), respectively. The number of UVES epoch of observations is indicated in the last column. The Cepheids that we consider as prototypes in the following of the paper are indicated in bold.

References. (1) Gaia Collaboration (2018), (2) Gontcharov (2006), (3) Pourbaix et al. (2004), (4) Mermilliod et al. (2008), (5) Berdnikov et al. (2004).

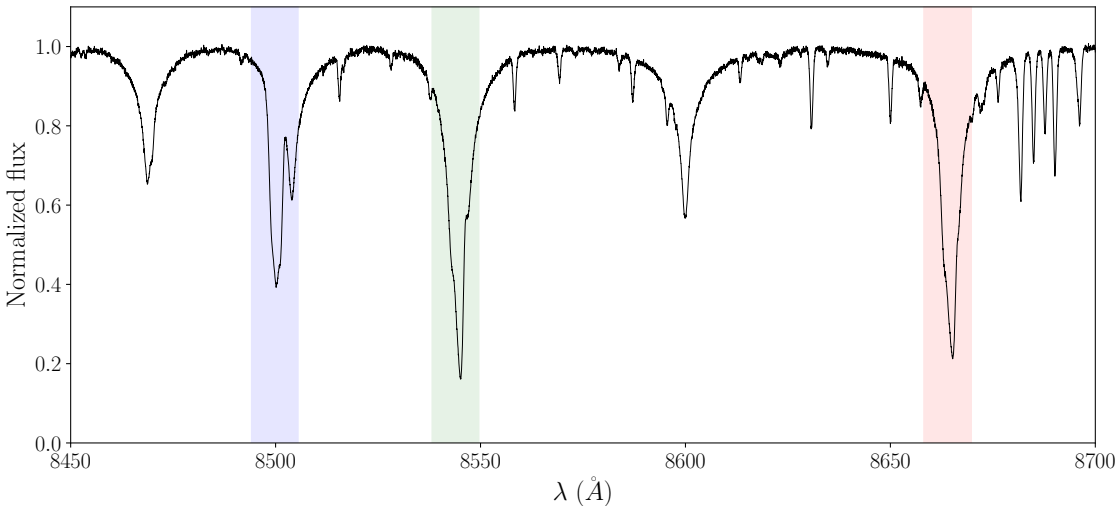
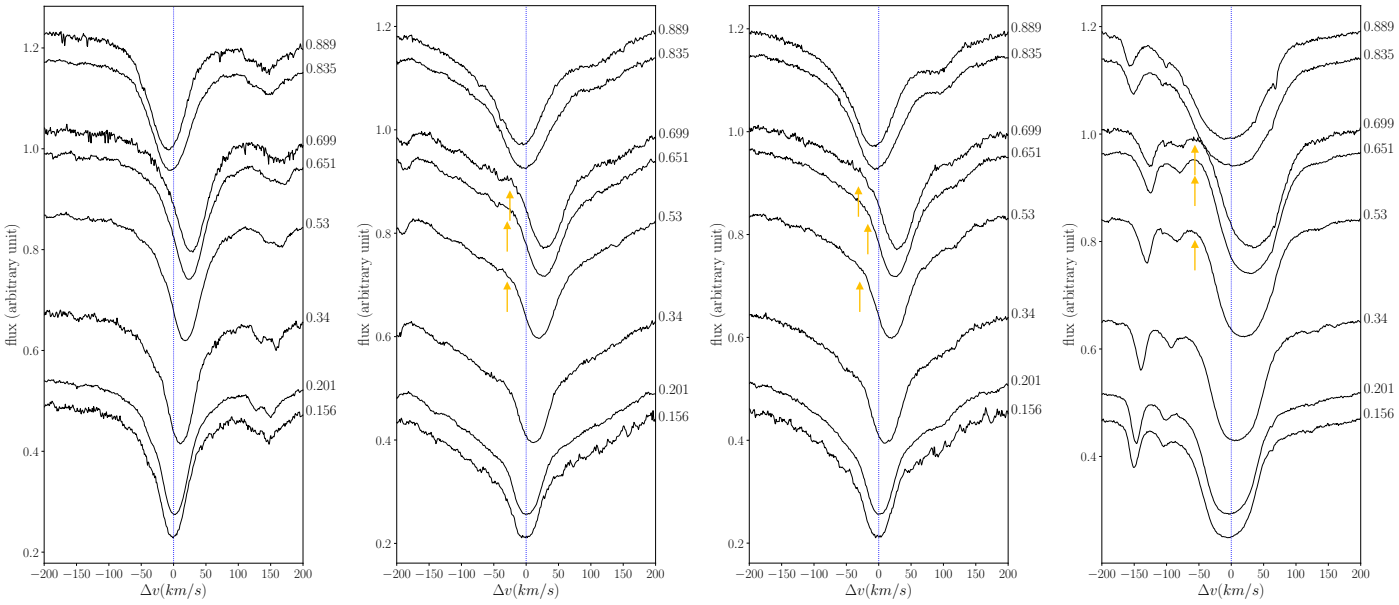


Fig. 1. Typical normalized UVES spectrum plotted over the RVS spectral window. The calcium IR triplet at 8498, 8552, and 8662 angstroms for VZ Pup at $\phi = 0.91$ is presented. In the following, the spectral line profiles are plotted over the [−200,+200] km s^{-1} velocity range, represented by vertical strips around each line.

is close to the UVES date of observation. The modified Julian date (MJD) of the UVES observations is approximately 58 000, which renders ephemerides obtained from Gaia Collaboration (2018) suitable. When these ephemerides are unavailable we use SpectroPhoto-Interferometric modeling of Pulsating Stars (SPIPS) which is a model-based parallax-of-pulsation code. SPIPS gathers multiple different data sets available in the literature from photometric, interferometric, effective temperature, and RV measurements in a robust model fit (Mérand et al. 2015). SPIPS was already extensively introduced and used in several studies (Mérand et al. 2015; Breitfelder et al. 2016; Kervella et al. 2017; Gallenne et al. 2017; Hocdé et al. 2020). When stars are not found in the precedent methods, which is the case for four stars, we retrieve data from the General Catalogue

A&A 641, A74 (2020)



(a) λ8498 (b) λ8542 (c) λ8662 (d) Hα

Fig. 2. AX Cir, 5.27d. Colored arrows refer to remarkable features in these profiles and are also associated to the color from Fig. 6. The orange arrow highlights the blueshifted emission due to a blended inverse P Cygni profile.

of Variable Stars[2] (GCVS, Samus' et al. 2017) or the American Association of Variable Star Observers[3] (AAVSO, Watson et al. 2006). We note that older ephemeris could introduce a phase shift in the RV curves, in particular in the case of the long-period V1496 Aql which is known to present a significant stochastic period change (Berdnikov et al. 2004). The ephemeris are presented in Table 1 while profile variations are shown in Appendix B.

In the following sections, we proceed in two steps to analyze the data: we first describe the Hα profiles as an observational basis, and then we analyze Ca IR profiles.

3. Observational basis: Hα profile variations

In this section, we mostly confirm the Hα line behavior found in previous studies, but for a larger sample of 24 Cepheids with a good period coverage from $P \approx 3$ to 60 days.

3.1. Short-period Cepheids $P < 10$ d

Several studies have reported the quiescent behavior of Hα profiles of short-period cepheids which indeed present similar behavior to other metallic absorption lines (Schmidt 1970; Nardetto et al. 2008), while some authors have found differences at some phases (Jacobsen & Wallerstein 1981). The UVES observations of the ten short-period Cepheids in the sample confirm this general trend, with quiescent profiles during most of the pulsation cycle. At some phases, half of the short-period Cepheids present more disturbed features; in particular, a weak blueshifted emission is observed in the phase range $\phi = 0.6$–0.9 (see orange arrow in Fig. 2d). Because of the gravitational acceleration, upper atmosphere descending layers can reach supersonic velocities, producing an inward radiative shock. An inverse P Cygni profile could appear when the column density is important enough to contribute to the emission. However, the classical 0 km s^{-1} emission in the P Cygni profile is blended with deep photospheric absorption, resulting in an apparent blueshifted emission (see Fig. 5a). This emission in short-period Cepheids is followed by an important enlargement of the line profile, which is usually attributed to an increase of the turbulence during atmosphere compression (Breitfellner & Gillet 1993a; Fokin et al. 1996).

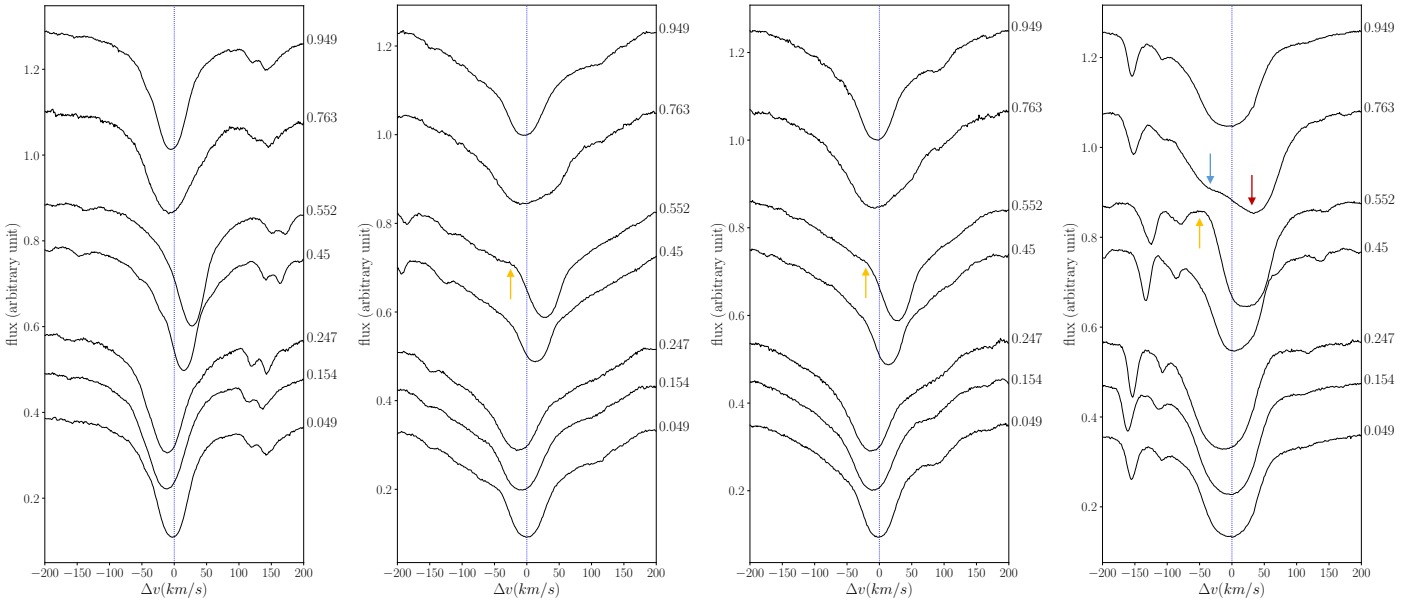
3.2. Medium-period Cepheids $P \approx 10$ d

Medium-period Cepheids differ from the short- and long-period Cepheids by the shape of their RV curve due to the Hertzsprung progression (Hertzsprung 1926). These Cepheids are indeed close to the $\omega_2/\omega_0 = 0.5$ resonance, where ω_0 and ω_2 are the periods corresponding to the fundamental and the second overtone modes, respectively (Kovacs et al. 1990). The UVES sample of medium-period Cepheids contains four stars, namely S Nor (our prototype), S Mus, ζ Gem, and β Dor, with a rather poor pulsation coverage. These stars have been studied by several authors (Bell & Rodgers 1967; Schmidt 1970; Jacobsen & Wallerstein 1982) who found substantial disturbed profiles and large displacement from metallic lines.

In the star sample, blueshifted Hα emission is observed in S Nor, S Mus, and β Dor around $\phi = 0.5$–0.6 (see orange arrow in Fig. 3d). As the atmosphere is infalling at these phases for resonance stars, an inverse P Cygni profile could appear if the gas is high enough and reaches supersonic velocities, as is the case for short- and long-period Cepheids.

In addition, S Nor and β Dor profiles are importantly wider around $\phi = 0.75$–0.80 (see Fig. 3d and Fig. B.11 respectively) with the appearance of a double absorption profile. These features are not observed on S Mus at phase $\phi = 0.9$ and there is no phase coverage beyond $\phi = 0.5$ for ζ Gem. The redshifted

[2] http://www.sai.msu.su/gcvs/gcvs/
[3] http://vizier.u-strasbg.fr/viz-bin/VizieR?-source=B/vsx



(a) λ8498 (b) λ8542 (c) λ8662 (d) Hα

Fig. 3. S Nor, 9.75d. The blue arrow is the blueshifted absorption due to the main shock. The red arrow is the redshifted absorption of the infalling atmosphere. Orange arrows are blueshifted emission due to a blended inverse P Cygni profile.

absorption in the profile (see red arrow in Fig. 3d) is caused by the infalling motion of the atmosphere while the blueshifted absorption is likely due to the main shock produced by the κ mechanism in the star interior, which later propagates outward into the atmosphere of the star. We therefore expect a collision between these infalling layers and the main shock, which could result in a line enlargement feature around $\phi = 0.8$.

3.3. Long-period Cepheids $P > 10$ d

For long-period Cepheids ($P > 10$ d), we confirm the global atmosphere dynamics from Hα profiles presented by Gillet (2014) in the case of X Cygni (16.3d). This latter author described three different Hα stages per cycle which are in agreement with the UVES observations of the ten long-period Cepheids presented in this paper:

1. From $\phi = 0.9$ to 0.3 when the photosphere is expanding, we observe the presence of a blueshifted Hα absorption (see blue arrows in Fig. 4d) which is identified as a gas flow at the rear of the main shock due to the κ-mechanism when emerging from the photosphere at $\phi \approx 0.85$ (see blue zone in Fig. 6a). This feature is accompanied by redshifted absorption due to the infalling atmosphere layers.

2. Between phase 0.9 and 0.5, a P Cygni profile is observed (see green arrows in Fig. 4d). This P Cygni profile is interpreted as Hα emission at the rear of the main shock front propagating outward; it appears as a P Cygni profile when it is sufficiently detached from the photosphere (see green zone in Fig. 6a). This feature progressively disappears between $\phi = 0.3$ and 0.6 and is no longer visible around $\phi \approx 0.6$ (see Figs. 4d and 6b).

3. From $\phi = 0.7$ to 0.9 a double absorption profile appears with blueshifted emission. This double absorption is composed of an absorption centered on the stellar rest frame and a redshifted absorption at $\approx 50\,\mathrm{km\,s^{-1}}$. The motionless absorption feature has been attributed to a CSE by several authors, not only in the case of ℓ Car (Rodgers & Bell 1968; Baldry et al. 1997; Nardetto et al. 2008), but also in the case of the Type II long-period Cepheid W Virginis (Kovtyukh et al. 2011). On the other hand, the redshifted absorption is due to infalling layers of hydrogen during the ballistic motion. As a result, the blueshifted emission (orange arrows in Fig. 4d) is a blend between an inverse P Cygni profile caused by the supersonic infalling layers, and both a photospheric and a CSE absorption (see Fig. 5b).

4. From $\phi = 0.9$ to 1.0 the inverse P Cygni profile progressively disappears. Two effects could contribute together to explain this transition. First, since the layers are infalling, at a certain point they are not high enough in the atmosphere to produce a P Cygni profile. Secondly, the main shock emerges from the photosphere at phase $\phi \approx 0.85$, and then a blueshifted absorption may progressively blend the P Cygni emission.

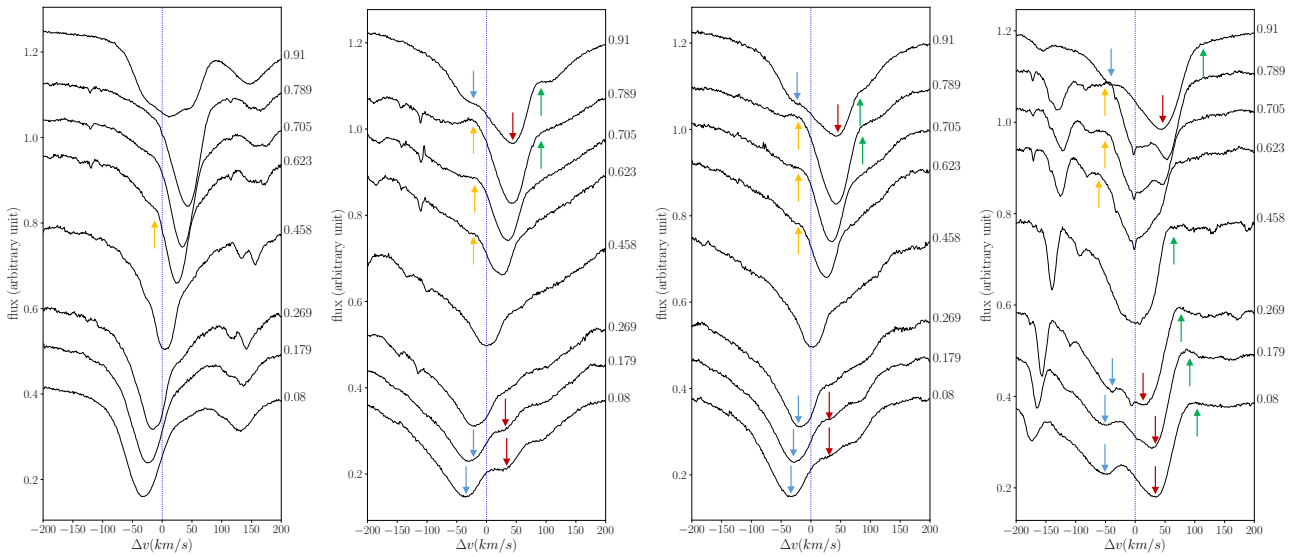
4. Ca IR profile variations

In this section, we qualitatively describe and physically interpret Ca IR profile variations. We further show that Ca IR profile features are similar to Hα profile variations because they are induced by the same phenomena. We summarize our findings in Fig. 6 and Table 2.

4.1. Short-period cepheids $P < 10$ d

Similarly to Hα lines presented in Sect. 3.1, Ca IR profiles are almost quiescent during the pulsation cycle. However, a finer inspection reveals a weak blue-shifted emission between $\phi \approx 0.6$ and 0.9 which is always synchronized with Hα blue-shifted emission (see orange arrows in Fig. 2). Hence, we can infer that Ca IR blue-shifted emission has the same origin same origin as a Hα, the in-falling upper atmosphere layers are causing a radiative shock, resulting in an inverse P Cygni profile. The line λ8498 is less disturbed than the two others lines, a result that we find also for medium- and long-period Cepheids. According to Linsky et al. (1970) this line is formed lower in the chromosphere

A&A 641, A74 (2020)



(a) λ8498 (b) λ8542 (c) λ8662 (d) Hα

Fig. 4. VZ Pup, 23.17d. Blue arrows show blueshifted absorption due to the main shock. Red arrows are redshifted absorption of the infalling atmosphere. Green arrows are redshifted emission due to a P Cygni profile. Orange arrows are blueshifted emission due to an inverse P Cygni profile.

than the two others. As a result, the acceleration is less important during ballistic movement of the atmosphere for line λ8498 and could be insufficiently high in the atmosphere to produce a P Cygni profile.

4.2. Medium-period Cepheids P ≈ 10 d

In the case of medium-period Cepheids we also find the two profile features identified in the case of Hα profiles, that is a blueshifted emission followed by an enlargement of the lines (see Figs. 3b and c). However in this case it is less clear if we observe a simple enlargement due to turbulence or a double absorption profile which would be unresolved. Indeed, medium-period Cepheids are an intermediate case between short-period Cepheids dominated by the turbulence during the infalling motion and a double absorption profile as is the case in long-period Cepheids.

4.3. Long-period Cepheids P > 10 d

For all the profile variations presented in this paper we report the following Ca IR profile sequence over the pulsation period:

1. From $\phi = 0.9$ to 0.3 there are two important spectral features. First, we observe a double absorption profile centered on 0 km s^{-1} velocity. The same features were recently observed by Wallerstein et al. (2019) who published Ca IR profiles of X Cygni with a good phase coverage. We interpret this feature as a Schwarzschild mechanism (Schwarzschild 1952). Briefly, this phenomenon can be produced when two layers of an atmosphere with an opposite velocity field are colliding with each other. In the present case it is caused by the collision between the main shock expanding outward and the lower chromosphere region descending toward the photosphere (see Fig. 6a). Thus, both a blue- and a redshifted absorption component symmetrically centered on the stellar restframe are observed (see blue and red arrows respectively in Figs. 4b and c). This phenomenon is weaker or absent for the line λ8498. We study this behavior in detail in Sect. 6. Second, we also observe a redshifted emission (see green arrows in Figs. 4b and 4c). We attributed this feature to a P Cygni profile due to the radiative wake at the rear of the main shock (initiated at the end of the previous cycle) which is still propagating outward.

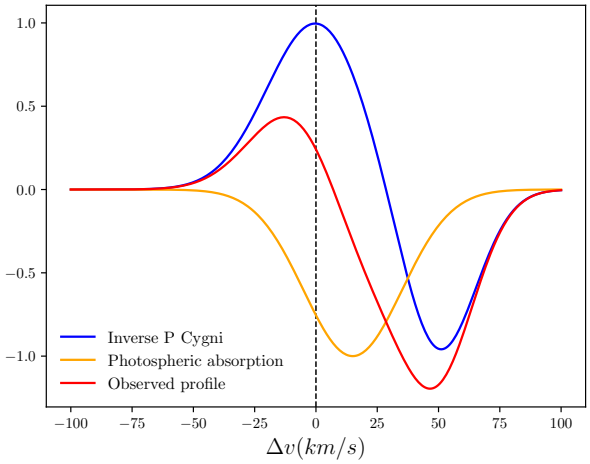
2. From $\phi = 0.3$ to 0.6 the main shock has reversed the atmosphere movement which is now expanding. The main shock continues to propagate, as shown in Fig. 6b, and all Ca IR profiles are passing through a quiescent phase. No particular features are observed.

3. Between $\phi = 0.6$ and 0.9 a blueshifted emission is observed (see orange arrows in Figs. 4a to c). In the case of VZ Pup, this emission is seen from $\phi = 0.623$ to 0.789 with increasing intensity, which is almost 20% of the pulsation cycle. Similarly to Hα, we attribute this feature to an inverse P Cygni profile due to the supersonic infalling movement of the atmosphere (see Fig. 6c). However, contrary to Hα it is not a double absorption profile. Indeed, since the abundance of calcium is lower than hydrogen, we expect weaker CSE absorption from Ca IR in long-period Cepheids. We propose that this observed emission could contribute enough in some cases to blend a part of the Ca IR emission as is the case in the sample for U Car and ℓ Car in Figs. B.18 and B.19.

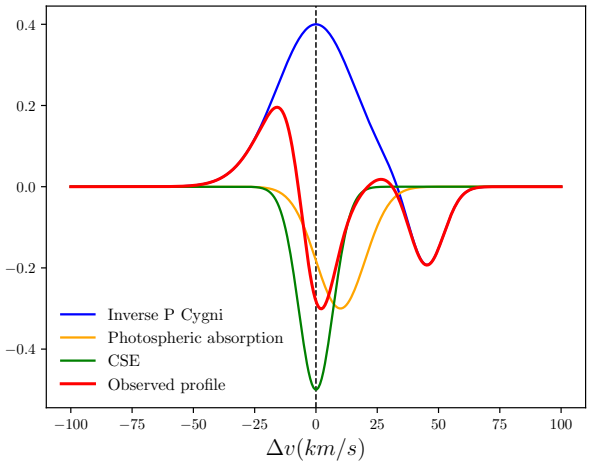
As a conclusion from the analysis of the Ca IR profiles in the entire star sample, the presence of Ca IR emissions indicates chromospheric activity in the Cepheid upper atmosphere (Busà et al. 2007). Hence, the chromosphere is activated either by shocks during the infalling movement of the atmosphere or by the main shock propagating outward. In cases of long-period Cepheids, this emission is also observed for a significant part of the pulsation cycle ($\Delta\phi \approx 0.2$).

5. Chromosphere kinematics using Van Hoof effect

By studying solar chromosphere, Vernazza et al. (1973) derived a Hα core formation height higher than Ca IR. In addition, according to Linsky et al. (1970), the core of Ca λ8498 is formed



(a) Inverse P Cygni blended with photosphere



(b) Inverse P Cygni blended with CSE + photosphere

Fig. 5. Schematic profile formation of a blended inverse P Cygni profile. *Panel a*: the supersonic (≈50 km s^{-1}) descending atmospheric layers produce a radiative emission centered on 0 km s^{-1} (blue curve). This profile is blended with photospheric redshifted (≈15 km s^{-1}) absorption (orange curve) resulting in an apparently weak blueshifted emission. *Panel b*: in long-period Cepheids, a component centered on 0 km s^{-1} is attributed to a CSE (green) and causes the appearance of a double absorption profile.

lower than the other calcium lines in the chromosphere. Hence, by comparing Ca λ8498 and Hα core formation layers from Cepheids, we expect to directly obtain information on the velocity gradient between the bottom and the top of the chromosphere. In order to study the motion of the chromospheric layers we derive heliocentric RV curves of Ca λ8498 and Hα by measuring the minimum of the line. Therefore, we probe the RV associated to the core-forming region. When a double profile absorption is observed, as is the case in VZ Pup, we consider only the redshifted absorption, because it is produced by the atmospheric layers. We present the results in Fig. 7.

From these figures, Hα line and Ca λ8498 are well synchronized in the case of the short-period AX Cir, whereas the variation of Hα is late with respect to Ca λ8498 in S Nor and VZ Pup. This de-synchronization is similar to the Van Hoof effect (van Hoof & Struve 1953) in the case of hydrogen and metallic lines. This phenomenon is interpreted as an outward propagating wave all along the pulsation cycle (Mathias & Gillet 1993). We demonstrate the global de-synchronization of the chromospheric layers due to the propagation of waves for mid- and long-period Cepheids. Acceleration of Ca IR and Hα are almost identical in the case of AX Cir, which is likely a sign of a compact chromosphere due to the higher gravity field in short-period Cepheids. For both S Nor and VZ Pup, we observe an infalling movement which accelerates up to about 30 km s^{-1}. A sudden reverse from infalling (>0 km s^{-1}) to outward motion (<0 km s^{-1}) is then observed around 0.7 in case of S Nor while this appears later for VZ Pup at $\phi \approx 0.9$. For long-period Cepheids, we hypothesize that the reversal in motion of the atmosphere occurs later due to larger ballistic motion in Cepheids of lower gravity field. Furthermore, Ca IR lines first reverse their movement followed by Hα lines (see red and blue curves in Fig. 7). The larger de-synchronization for longer period Cepheids is likely responsible for the Schwarzschild mechanism in Ca IR that we study in Sect. 6.

In order to explore the link between the periods of Cepheids and upper atmosphere de-synchronization in the entire star sample, we derive the norm of the velocity gradient between Ca IR and Hα spectral lines, averaged over the pulsation cycle:

$$\Delta v = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^{N} |V_{\lambda 8498}(\phi_i) - V_{\mathrm{H}\alpha}(\phi_i)|, \quad (1)$$

where $V_{\lambda 8498}$ and $V_{\mathrm{H}\alpha}$ are RVs of Ca IR and Hα measured using the minimum of the line profile, and N is the total number of pulsation phase. We also adopted the standard error of the mean s for N epoch in a pulsation cycle:

$$s = \frac{\sigma(\Delta v)}{\sqrt{N}}, \quad (2)$$

where $\sigma(\Delta v)$ is the standard deviation of the mean. The result is presented in Fig. 8.

Since the pulsation cycle coverage is relatively poor in the star sample, the Δv quantity (Eq. (1)) does not cover the full pulsation cycle and depends on the specific phases of observation. However, from Fig. 8 we can clearly observe a tendency towards two distinct regimes:

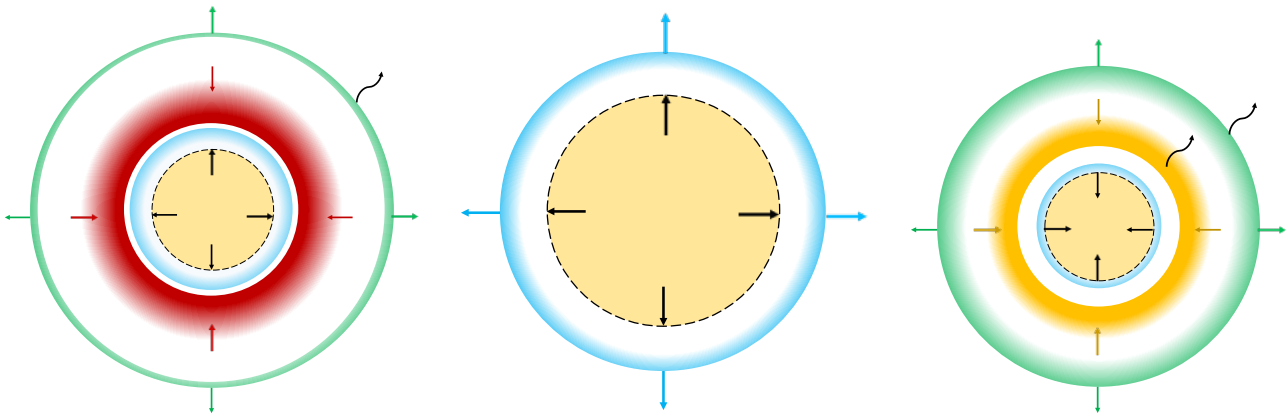
1. For Cepheids with period $P < 10$d, the layers associated to the top of line-forming regions of Ca IR and Hα, respectively, are synchronized (with $\Delta v < 5$ km s^{-1}.)

2. A sudden increase appears for $P \approx 10$d with a velocity gradient of the Hα layer compared to Ca IR rising up to 30 km s^{-1}.

6. Size of the chromosphere estimated from the Schwarzschild mechanism of long-period Cepheids

We observe the Schwarzschild phenomenon for eight out of ten long-period Cepheids (Schwarzschild 1952) between $\phi = 0.9$ and 0.3. Indeed, the observed profiles follow the classical picture of the Schwarzschild scenario in which the center-of-mass velocity falls in between the blue and red peaks. Moreover, since Linsky et al. (1970) found that the Ca λ8498 line is formed lower in the chromosphere than Ca λ8542 and λ8662 spectral lines, we can infer that Ca λ8498 is colliding first onto the main shock, which is confirmed by the fact that it is always in a more advanced stage in the Schwarzschild scenario than Ca λ8542 or λ8662 (see e.g. Fig. 4). Although we cannot firmly conclude

A&A 641, A74 (2020)



(a) ϕ=0.9-0.3 : Schwarzschild scenario (b) ϕ=0.3-0.6 : Quiescent profiles (c) ϕ=0.6-0.9 : Inverse P Cygni

Fig. 6. General scheme of the pulsating chromosphere dynamics from Ca IR variations. *Panel a*: as the main shock continues to propagate outward causing a radiative wake (black arrow emitted by the green zone), Hα exhibits a blended P Cygni profile. At the same time, a blueshifted absorption appears from the emerging main shock from the κ mechanism (blue zone). This shock collides with the Ca IR infalling layers (red zone), producing a Schwarzschild profile (Sect. 6). *Panel b*: quiescent phase: main shock has reversed the movement of the atmosphere which is now entirely propagating outward. The Hα P Cygni profile progressively disappears around $\phi = 0.5$. *Panel c*: following a ballistic motion, layers of the atmosphere fall onto the star (orange area). Supersonic velocities are reached if the acceleration is strong enough and thus an inverse P Cygni profile appears for Hα, Ca λ8542, and λ8662. The main shock continues to propagate outward and a Ca IR P Cygni profile could appear due to a radiative wake emission from the chromosphere (black arrow emitted by the green zone).

Table 2. Observational features of the Ca IR triplet in the star sample.

ϕ interval	Small ($P < 10$d)	Medium ($P \approx 10$d)	Long ($P > 10$d)
0.9–0.3	Quiescent profiles: The atmospheric layers are moving outward.	Quiescent profiles	Schwarzschild mechanism: Infalling chromosphere layers are collapsing onto the emerging shock causing a double absorption profile P Cygni profile: The main shock front is still propagating and progressively leaves Ca IR layers, entering in outermost Hα layers.
0.3–0.6	Quiescent profiles	Inverse P Cygni profile: Emission from supersonic infalling layers.	Quiescent profiles
0.6–1.0	Inverse P Cygni profile: A weak emission is observable in several short periods. Profile enlargement: The profiles are importantly wider due to turbulences during atmosphere collision.	Line doubling: Enlargement of the line profile which is possibly a double profile due to a Schwarzschild scenario.	P Cygni profile: It appears when the main shock from the previous cycle is high enough in the chromosphere. Inverse P Cygni profile: Emission from supersonic infalling layers. Transition phase: From 0.9 to 1.0 the latter emission progressively disappears. Schwarzschild mechanism initiates.

Notes. The table is divided into pulsation periods (columns) and phase interval (rows). In Fig. 6 we represent the mean features observed in each phase interval.

because of possible cycle-to-cycle variation effects (Anderson 2016), the Schwarzschild mechanism could be a common feature in long-period Cepheids.

The Schwarzschild mechanism itself occurs during the expansion of the Cepheids photosphere around $\phi = 0.9$. This is explained by a collision between the infalling layers of the lower chromosphere onto denser regions of the ascending photosphere. For each long-period Cepheid presenting double line features, we derive RVs from both blueshifted $V_{\rm blue}$ and redshifted $V_{\rm red}$ components using a bi-Gaussian fitting. We provide an example of this fitting in Fig. 9. From this fitting, we obtain both mean and standard deviation values of blue and red

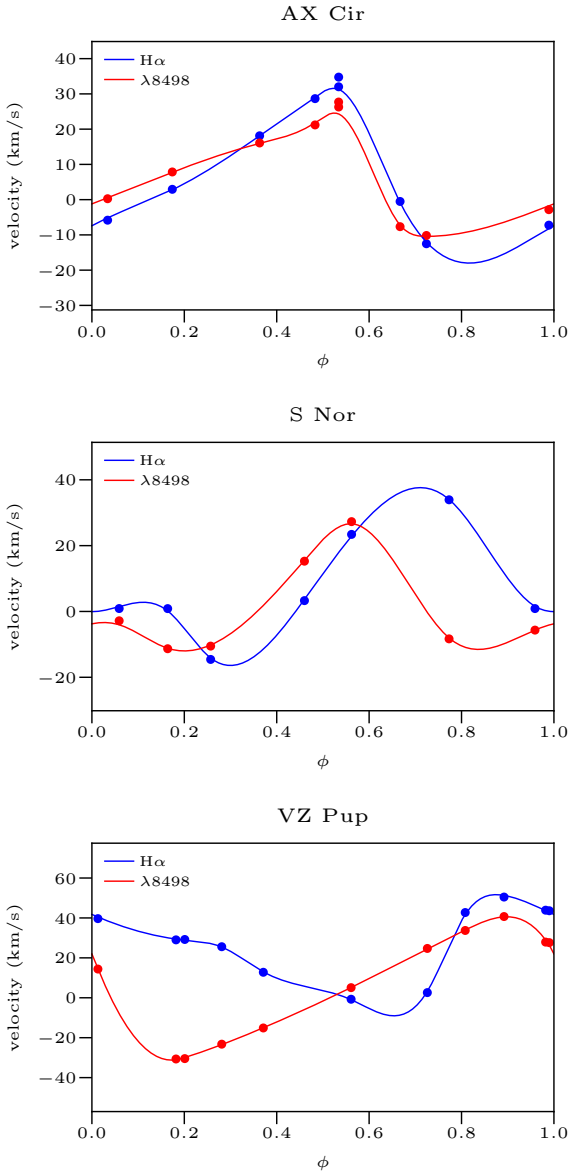


Fig. 7. Radial velocity of line Ca λ8498 and Hα line along the pulsation cycle ϕ for prototype stars. The solid curves are built from a spline fit to the RV data to guide the eye.

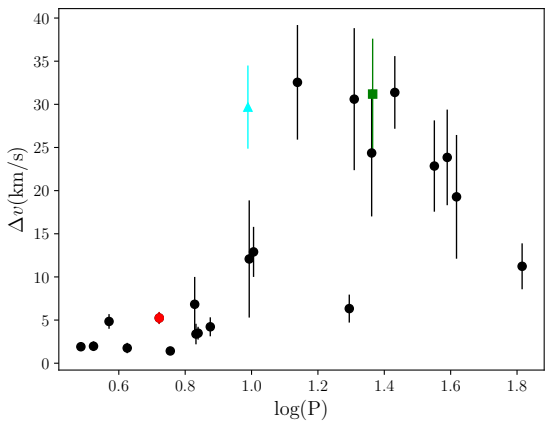


Fig. 8. Norm of the velocity gradient averaged over the pulsation cycle estimated using Eq. (1) vs. logarithm of the pulsation period. Red, cyan, and green marks are AX Cir, S Nor, and VZ Pup, respectively.

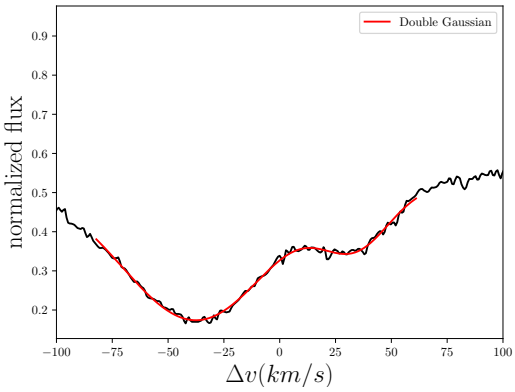


Fig. 9. Example of bi-Gaussian fit in the case of VZ Pup for line λ8542 at the pulsation phase $\phi = 0.08$. The parameters associated to the bi-Gaussian fits are listed for all stars in Table A.1, together with the derived shock amplitude.

absorption components. We also estimate the shock amplitude by simply assuming $A_{\rm shock} = V_{\rm red} - V_{\rm blue}$ and constant velocities during the infalling motion. Results are presented in Table A.1.

We obtain shock amplitudes between 50 and 80 km s^{-1}. Although these profiles belong to different pulsation phases, we observe no trend between the shock amplitude and the period of the Cepheids. In the case of VZ Pup the Schwarzschild mechanism is initiated at the end of the pulsation cycle ($\phi = 0.91$) for Ca λ8542 and λ8662. The double line feature disappears after $\phi = 0.179$. In that case, it took at least a quarter cycle ($\Delta\phi \approx 0.250$) for Ca λ8542 and λ8662 layers to collapse entirely on the photospheric denser region, resulting in a single blueshifted component. If we assume a constant shock amplitude during the collapsing of the chromosphere, we can approximate the maximum height of Ca λ8542 and λ8662 core formation regions. Indeed this is simply the atmosphere distance covered in a quarter period by the relative velocity of the collapsing layers $R_{\rm chromo} = P\Delta\phi A_{\rm shock}$. We therefore estimate this distance assuming $\Delta\phi = 0.250$ and using the shock amplitude from Ca λ8542 derived in Table A.1. In order to derive the chromospheric radius expressed by the mean stellar radius, we used the period–radius (PR) relation from Gallenne et al. (2017). Applying the same methodology for the long-period Cepheids in the sample, we find an extension for the chromosphere of Cepheids from about 40 to 50% of the mean stellar radius. The results are presented in Table 3. This order of magnitude is in agreement with that found by Wallerstein (1972), who estimated a Ca II fallen distance of 50% the radius of the star in the case of T Mon.

7. Discussion

7.1. Pulsating chromosphere as the origin of an ionized shell

A central question raised in Sect. 1 is whether or not the pulsating chromosphere has the potential to ionize the gas in the environment to produce an IR excess such as the one that would be caused by a shell of ionized gas, which represents 15% of the photosphere radius (Hocdé et al. 2020). In this paper, we studied the lower chromosphere of Cepheids for which we estimated a size of at least 50% of the star radius.

Several processes are able to provide ionized material in the lower chromosphere. We analyzed three episodes which have the potential to heat up and massively ionize the upper atmosphere: (1) the main shock travelling through the upper

Table 3. Chromospheric radius $R_{\rm chromo}$ estimated from shock amplitude listed in Table A.1 in the case of the calcium line λ8542.

Star	$A_{\rm shock}$ (km s^{-1})	R ($R_\odot$)	$R_{\rm chromo}$ (%R)
TT Aql	82.9 ± 1.1	82.0 ± 1.0	43.2 ± 1.1
RZ Vel	80.1 ± 1.3	107.4 ± 1.6	47.2 ± 1.5
WZ Car	83.2 ± 0.4	116.7 ± 1.8	50.9 ± 1.0
VZ Pup	69.3 ± 0.6	117.2 ± 1.8	42.5 ± 1.0
T Mon	82.4 ± 0.8	130.2 ± 2.2	53.1 ± 1.4
U Car	59.1 ± 0.4	167.0 ± 3.2	42.7 ± 1.1
RS Pup	81.3 ± 1.7	174.5 ± 3.5	60.0 ± 2.5
V1496 Aql	71.3 ± 3	238.3 ± 5.5	60.72 ± 4.0

Notes. $R_{\rm chromo}$ is given relative to the mean stellar radius provided by the PR relation from Gallenne et al. (2017). Calculation assumes $\Delta\phi = 0.250$ for Schwarzschild mechanism duration. Mean radius from PR relation: $\log R = (0.684 \pm 0.007)(\log P - 0.517) + (1.489 \pm 0.002)$.

atmosphere whose front amplitude can reach 100 km s^{-1}, (2) a shock caused by supersonic descending layers of the atmosphere revealed under the form of an inverse P Cygni profile, and (3) a Schwarzschild mechanism caused by the main shock which is reversing the movement of the descending layers of the atmosphere.

However, according to shock theory (Fokin et al. 2000, 2004), shocks alone seem unlikely to provide a permanent free–free continuum which could explain a constant IR excess. These authors have shown that cooling by FeI and FeII lines in the post-shock region is more effective than cooling by free-free and bound-free continuum. Moreover, these authors also estimated the size of the post-shock region to be about 100 km, and given that shock velocities are 10 to 100 km s^{-1} we deduce a cooling time of the order of tens of seconds which is short compared to a pulsation period.

In addition, the main shock traversing the photosphere rules a lot of processes in the behavior of Cepheids. Indeed, it is already hypersonic when it emerges from the surface of the star, with a shock velocity of about 100 km s^{-1} or more, which translates to a Mach number of between 10 and 20. In this case the convection zone could be strongly disrupted or inhibited at least for a fraction of the pulsation cycle.

We therefore propose that this shock could be strong enough to bring hot and dense material into the upper atmosphere. Interestingly, Kraft (1957) also suggested that the transitory development from Ca II K emission in classical Cepheids is associated with the presence of hot material low in the atmosphere. This latter authors further proposes that this material could have been convected upward from a hydrogen convection zone below the surface.

7.2. A plausible source of X-ray emission in the upper chromosphere

Another interesting question is to understand the origin of periodic X-ray emission around phase $\phi = 0.45$ at maximum radius observed by Engle et al. (2017). Such X-ray emission could stem from a high-temperature plasma in the higher chromosphere. Indeed at this phase, the shock is well detached from the photosphere. When the P Cygni appears in the Hα line at phase 0.0, the shock has already travelled ≈15% of the photospheric radius with a speed of 100 km s^{-1} or more. The shock then decelerates below 100 km s^{-1} around $\phi = 0.5$, and thus the shock is no longer able to produce hydrogen emission. At this time, the shock has travelled a distance close to the photospheric radius and is now propagating in the upper atmosphere where the density is three or four orders of magnitude weaker (10^{-11}–10^{-12} g cm^{-3}) than that in the photosphere (10^{-8} g cm^{-3}). In this case, according to Fadeyev & Gillet (2004), with such a pre-shock density in the upper atmosphere, the thickness of the radiative wake increases by almost three orders of magnitude while the temperature just after the shock front changes relatively little. Part of the thickness of the radiative shell will be a few hundreds or at least thousands of kilometers. The plasma behind the shock is also strongly compressed, proportional to the square of the Mach number (given by the Hugoniot-Rankine equation in isothermal condition), and so is the amplification rate of the magnetic field, preexisting or generated by the plasma of the radiative wake, which may easily reach a factor of 100. Therefore, in the upper chromosphere, part of the energy dissipation of the shock may be in noncollisional form. As a conclusion, we suggest that the energy-producing X-ray flux between $\phi \approx 0.4$ and 0.5 could be deposited by the main shock in the outermost layers of the chromosphere.

7.3. Is the Gaia RVS sensitive to the chromosphere dynamics?

The *Gaia* RVS has a narrow wavelength range centered on the Ca IR triplet (from ~845 to ~872 nm, see Sartoretti et al. 2018). Therefore, we expect the RV time series produced by the RVS to be dependent on the Ca IR behavior. From the chromosphere kinematics using the Van Hoof effect in Sect. 5, we show that Hα lines are de-synchronized with an important velocity gradient compared to Ca IR for Cepheids with pulsation periods larger than about 10d. We therefore suggest that the same tendency as seen in Fig. 8 could appear between metallic lines (which are formed at a great optical depth) and Ca IR when observing with the RVS instrument. This de-synchronization between metallic and Ca IR lines was already observed by Wallerstein et al. (2015, 2019) for Cepheids δ Cep and X Cyg. Further investigations are necessary to quantify these differences and calibrate, if necessary, the projection factor to be used together with the RVS measurements of Cepheid RVs in the Baade-Wesselink method of distance determination (Nardetto et al. 2017).

8. Conclusion

We analyzed Hα and Ca IR profile variations to qualitatively describe the chromosphere dynamics over the pulsation period based on a sample of 24 stars with a good period coverage from short- up to long-period Cepheids. We demonstrate that Ca IR are interesting lines for probing dynamics in the lower chromosphere of Cepheids, and that they are complementary to Hα lines because their cores probe different heights in the atmospheric layers and can be used as unambiguous indicators of chromospheric activity. Our analysis leads to the following conclusions:

1. We confirm the Hα profile variation model made by Gillet (2014) in the particular case of X Cygni for a wider sample of long-period Cepheids.
2. As found by Nardetto et al. (2008), in the case of ℓ Car, we identify a Hα absorption feature centered on 0 km s^{-1} in at least eight long-period Cepheids (TT Aql, RZ Vel, WZ Car, VZ Pup, T Mon, ℓ Car, U Car, RS Pup), which we interpret as a static CSE that obscures the chromosphere and the star. Since the calcium abundance is lower than that of hydrogen,

we expect that the CSE absorption is weaker in Ca IR compared to Hα. However, we do not exclude a possible blend of the calcium emission if the CSE is denser in some cases.

3. We demonstrate that at least two mechanisms are pulsationally activating the chromosphere owing to the Ca IR diagnostic: (1) an inverse P Cygni profile emission during supersonic infalling motion and (2) a P Cygni profile emission due to the radiative wake behind the main shock when it is sufficiently detached from the photosphere. In addition, blended emission during the Schwarzschild mechanism, due to large amounts of kinetic energy released when the main shock and the infalling atmosphere are colliding, is also not excluded.
4. The difference in height formation of Ca IR and Hα creates a de-synchronization of their associated chromospheric layers due to an outward propagation wave. We observe a weak phase delay and velocity gradient ($\Delta v < 5$ km s^{-1}) in short-period Cepheids ($P < 10$ days) while Hα lines are delayed with an important velocity gradient (up to $\Delta v \approx 30$ km s^{-1}) compared to Ca IR in medium- and long-period Cepheids.
5. This de-synchronization in long-period Cepheids is likely responsible for the Schwarzschild mechanism of Ca IR lines during the beginning of the photosphere ascending phase from $\phi = 0.9$ to 0.3. This phenomenon is possibly a common feature since we observed it among eight out of ten cases of long-period Cepheids. The collision velocity between infalling layers of the lower part of the atmosphere and the photospheric region is about 50 up to 80 km s^{-1}. Since the infalling motion lasts for at least a quarter cycle we derived the height of Ca IR core formation to be ≈50% of the star radius in long-period Cepheids, which is consistent at first order with the size of the shell of ionized gas (15% of the stellar radius) found by Hocdé et al. (2020).

Further observations with a better pulsation cycle coverage are still needed to describe the chromosphere dynamics of short-, medium-, and long-period Cepheids. This could be a key to unbias PL relation from Cepheids IR excess.

Acknowledgements. The authors acknowledge the support of the French Agence Nationale de la Recherche (ANR), under grant ANR-15-CE31-0012- 01 (project UnlockCepheids). We acknowledge financial support from "Programme National de Physique Stellaire" (PNPS) of CNRS/INSU, France. This project was partially supported by the Polish Ministry of Science grant Ideas Plus. This research made use of the SIMBAD and VIZIER (http://cdsweb.u-strasbg.fr/) databases at CDS, Strasbourg (France) and the electronic bibliography maintained by the NASA/ADS system. This research also made use of Astropy, a community-developed core Python package for Astronomy (Astropy Collaboration 2018). This research has made use of the SIMBAD database, operated at CDS, Strasbourg, France. Based on observations made with ESO telescopes at Paranal La Silla observatories under program IDs: 098.D-0379(A), 0100.D-0397(A) and 0101.D-0551(A).

References

Anderson, R. I. 2016, MNRAS, 463, 1707
Astropy Collaboration (Price-Whelan, A. M., et al.) 2018, AJ, 156, 123
Baldry, I. K., Taylor, M. M., Bedding, T. R., & Booth, A. J. 1997, MNRAS, 289, 979
Bell, R. A., & Rodgers, A. W. 1967, MNRAS, 135, 121
Berdnikov, L. N., Samus, N. N., Antipin, S. V., et al. 2004, PASP, 116, 536
Bohm-Vitense, E., & Parsons, S. B. 1983, ApJ, 266, 171
Borgniet, S., Kervella, P., Nardetto, N., et al. 2019, A&A, 631, A37
Breitfellner, M. G., & Gillet, D. 1993a, A&A, 277, 524
Breitfellner, M. G., & Gillet, D. 1993b, A&A, 277, 553
Breitfellner, M. G., & Gillet, D. 1993c, A&A, 277, 541
Breitfelder, J., Mérand, A., Kervella, P., et al. 2016, A&A, 587, A117
Busà, I., Aznar Cuadrado, R., Terranegra, L., Andretta, V., & Gomez, M. T. 2007, A&A, 466, 1089
Cauzzi, G., Reardon, K. P., Uitenbroek, H., et al. 2008, A&A, 480, 515
Cauzzi, G., Reardon, K., Rutten, R. J., Tritschler, A., & Uitenbroek, H. 2009, A&A, 503, 577
Chmielewski, Y. 2000, A&A, 353, 666
Dekker, H., D'Odorico, S., Kaufer, A., Delabre, B., & Kotzlowski, H. 2000, Proc. SPIE, 4008, 534
Engle, S. G., Guinan, E. F., Harper, G. M., et al. 2017, ApJ, 838, 67
Fadeyev, Y. A., & Gillet, D. 2004, A&A, 420, 423
Foing, B. H., Crivellari, L., Vladilo, G., Rebolo, R., & Beckman, J. E. 1989, A&AS, 80, 189
Fokin, A. B. 1991, MNRAS, 250, 258
Fokin, A. B., Gillet, D., & Breitfellner, M. G. 1996, A&A, 307, 503
Fokin, A., Massacrier, G., & Gillet, D. 2000, A&A, 355, 668
Fokin, A. B., Massacrier, G., & Gillet, D. 2004, A&A, 420, 1047
Gaia Collaboration 2018, VizieR Online Data Catalog: I/345
Gallenne, A., Kervella, P., & Mérand, A. 2012, A&A, 538, A24
Gallenne, A., Mérand, A., Kervella, P., et al. 2013, A&A, 558, A140
Gallenne, A., Kervella, P., Mérand, A., et al. 2017, A&A, 608, A18
Gillet, D. 2014, A&A, 568, A72
Gontcharov, G. A. 2006, Astron. Lett., 32, 759
Groenewegen, M. A. T. 2020, A&A, 635, A33
Hertzsprung, E. 1926, Bull. Astron. Inst. Netherlands, 3, 115
Hocdé, V., Nardetto, N., Lagadec, E., et al. 2020, A&A, 633, A47
Hubble, E. P. 1926, ApJ, 64, 321
Hubble, E. 1929, Proc. Natl. Acad. Sci., 15, 168
Jacobsen, T. S., & Wallerstein, G. 1981, PASP, 93, 481
Jacobsen, T. S., & Wallerstein, G. 1982, PASP, 94, 471
Katz, D., Sartoretti, P., Cropper, M., et al. 2019, A&A, 622, A205
Kervella, P., Mérand, A., Perrin, G., & Coudé du Foresto, V. 2006, A&A, 448, 623
Kervella, P., Trahin, B., Bond, H. E., et al. 2017, A&A, 600, A127
Kovacs, G., Kisvarsanyi, E. G., & Buchler, J. R. 1990, ApJ, 351, 606
Kovtyukh, V. V., Wallerstein, G., Andrievsky, S. M., et al. 2011, A&A, 526, A116
Kraft, R. P. 1957, ApJ, 125, 336
Leavitt, H. S. 1908, Ann. Harvard College Observ., 60, 87
Linsky, J. L., Teske, R. G., & Wilkinson, C. W. 1970, Sol. Phys., 11, 374
Linsky, J. L., Hunten, D. M., Sowell, R., Glackin, D. L., & Kelch, W. L. 1979, ApJS, 41, 481
Martin, J., Fuhrmeister, B., Mittag, M., et al. 2017, A&A, 605, A113
Mathias, P., & Gillet, D. 1993, A&A, 278, 511
Mérand, A., Kervella, P., Coudé du Foresto, V., et al. 2006, A&A, 453, 155
Mérand, A., Kervella, P., Breitfelder, J., et al. 2015, A&A, 584, A80
Mermilliod, J. C., Mayor, M., & Udry, S. 2008, A&A, 485, 303
Munari, U. 1999, Balt. Astron., 8, 73
Nardetto, N., Groh, J. H., Kraus, S., Millour, F., & Gillet, D. 2008, A&A, 489, 1263
Nardetto, N., Poretti, E., Rainer, M., et al. 2017, A&A, 597, A73
Pourbaix, D., Tokovinin, A. A., Batten, A. H., et al. 2004, A&A, 424, 727
Reardon, K. P., Uitenbroek, H., & Cauzzi, G. 2009, A&A, 500, 1239
Riess, A. G., Filippenko, A. V., Challis, P., et al. 1998, AJ, 116, 1009
Riess, A. G., Casertano, S., Yuan, W., Macri, L. M., & Scolnic, D. 2019, ApJ, 876, 85
Rodgers, A. W., & Bell, R. A. 1968, MNRAS, 138, 23
Samus', N. N., Kazarovets, E. V., Durlevich, O. V., Kireeva, N. N., & Pastukhova, E. N. 2017, Astron. Rep., 61, 80
Sartoretti, P., Katz, D., Cropper, M., et al. 2018, A&A, 616, A6
Sasselov, D. D., & Lester, J. B. 1994a, ApJ, 423, 785
Sasselov, D. D., & Lester, J. B. 1994c, ApJ, 423, 795
Sasselov, D. D., & Lester, J. B. 1994b, ApJ, 423, 777
Schmidt, E. G. 1970, ApJ, 162, 871
Schmidt, E. G. 2015, ApJ, 813, 29
Schmidt, E. G., & Parsons, S. B. 1982, ApJS, 48, 185
Schmidt, E. G., & Parsons, S. B. 1984, ApJ, 279, 202
Schmidt, E. G., & Weiler, E. J. 1979, AJ, 84, 231
Schwarzschild, M. 1952, Transactions of the IAU, Vol. VIII, ed. P. T., Oosterhoff (Cambridge: Cambridge University Press), 81
Turner, D. G., Abdel-Sabour Abdel-Latif, M., & Berdnikov, L. N. 2006, PASP, 118, 410
van Hoof, A., & Struve, O. 1953, PASP, 65, 158
Vecchio, A., Cauzzi, G., & Reardon, K. P. 2009, A&A, 494, 269
Vernazza, J. E., Avrett, E. H., & Loeser, R. 1973, ApJ, 184, 605
Wallerstein, G. 1972, PASP, 84, 656
Wallerstein, G., Albright, M. B., & Ritchey, A. M. 2015, PASP, 127, 503
Wallerstein, G., Anderson, R. I., Farrell, E. M., et al. 2019, PASP, 131, 094203
Watson, C. L., Henden, A. A., & Price, A. 2006, Soc. Astron. Sci. Ann. Symp., 25, 47
Wilson, O. C., & Vainu Bappu, M. K. 1957, ApJ, 125, 661

A&A 641, A74 (2020)

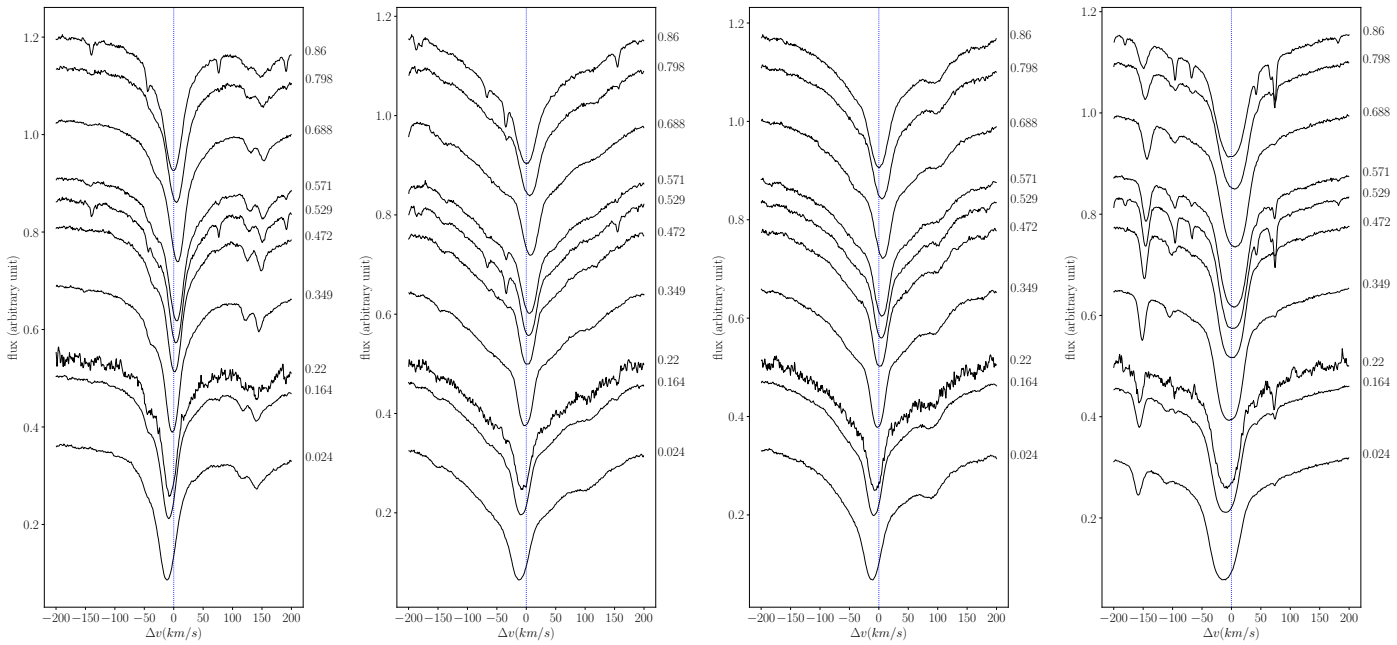
Appendix A: Results of bi-Gaussian fitting for Schwarzschild mechanism

Table A.1. Radial-velocity fields in Schwarzschild mechanism in long-period Cepheids.

Star	Phase	Line	$V_{\rm blue}$	$V_{\rm red}$	$A_{\rm shock}$	$\sigma_{\rm blue}$	$\sigma_{\rm red}$
TT Aql	0.947	2	-36.7 ± 1.0	$+46.2 \pm 0.5$	82.9 ± 1.1	42.8 ± 0.9	31.6 ± 0.7
		3	-29.7 ± 0.7	$+47.4 \pm 0.6$	77.1 ± 0.9	42.5 ± 0.7	29.2 ± 0.6
	0.116	2	-35.5 ± 0.1	$+41.7 \pm 0.7$	77.2 ± 0.7	41.4 ± 0.7	15.1 ± 0.8
		3	-31.6 ± 0.1	$+44.7 \pm 1.2$	76.3 ± 1.2	36.1 ± 0.9	14.2 ± 1.4
RZ Vel	0.955	2	-43.3 ± 1.2	$+36.8 \pm 0.6$	80.1 ± 1.3	35.0 ± 0.8	18.5 ± 0.6
		3	-40.0 ± 0.1	$+39.1 \pm 0.4$	79.1 ± 0.4	33.6 ± 0.2	20.4 ± 0.4
WZ Car	0.080	1	-43.0 ± 0.1	$+39.3 \pm 0.7$	82.3 ± 0.7	36.3 ± 0.1	21.7 ± 0.6
		2	-48.2 ± 0.2	$+35.0 \pm 0.4$	83.2 ± 0.4	34.3 ± 0.8	31.6 ± 0.4
		3	-46.2 ± 0.1	$+34.5 \pm 0.2$	80.7 ± 0.2	29.6 ± 0.4	19.8 ± 0.3
VZ Pup	0.080	2	-37.3 ± 0.1	$+32.0 \pm 0.6$	69.3 ± 0.6	29.8 ± 0.7	14.0 ± 0.8
		3	-34.2 ± 0.1	$+33.6 \pm 1.1$	67.8 ± 1.1	28.5 ± 0.3	14.2 ± 0.5
	0.179	2	-28.9 ± 0.1	$+32.3 \pm 0.4$	61.2 ± 0.4	29.4 ± 0.3	10.5 ± 0.5
		3	-26.6 ± 0.1	$+37.2 \pm 0.4$	63.8 ± 0.4	28.0 ± 0.2	11.0 ± 0.5
T Mon	0.123	1	-41.6 ± 0.1	$+28.2 \pm 0.7$	69.8 ± 0.8	35.7 ± 1.1	16.0 ± 0.5
		2	-49.4 ± 0.2	$+33.0 \pm 0.8$	82.4 ± 0.8	47.5 ± 2.0	22.5 ± 0.6
		3	-45.8 ± 0.1	$+28.6 \pm 0.1$	74.4 ± 0.1	36.0 ± 0.3	17.4 ± 0.1
U Car	0.197	2	-30.9 ± 0.1	$+28.2 \pm 0.1$	59.1 ± 0.4	30.1 ± 0.5	17.3 ± 0.5
		3	-26.8 ± 0.1	$+41.5 \pm 2.9$	68.3 ± 2.9	20.3 ± 0.3	6.5 ± 1.6
	0.225	2	-27.1 ± 0.2	$+33.6 \pm 1.6$	60.7 ± 1.6	37.0 ± 1.2	16.5 ± 0.5
		3	-24.5 ± 0.2	$+40.6 \pm 0.1$	65.1 ± 0.2	37.8 ± 2.3	18.0 ± 0.9
RS Pup	0.280	1	-33.6 ± 0.1	$+30.4 \pm 0.7$	64.0 ± 0.7	33.1 ± 1.3	14.8 ± 0.5
		2	-41.1 ± 1.0	$+40.2 \pm 1.4$	81.3 ± 1.7	54.1 ± 3.6	26.4 ± 1.8
		3	-36.1 ± 0.9	$+35.9 \pm 0.7$	72.0 ± 1.1	44.0 ± 1.5	20.2 ± 0.4
V1496 Aql	0.625	1	-20.7 ± 0.3	$+28.5 \pm 0.3$	49.2 ± 0.4	17.2 ± 0.4	21.6 ± 0.3
		2	-38.5 ± 1.2	$+32.8 \pm 0.4$	71.3 ± 1.3	28.1 ± 0.6	32.5 ± 1.2
		3	-27.2 ± 0.7	$+33.4 \pm 0.4$	60.6 ± 0.8	26.2 ± 0.8	24.9 ± 0.6

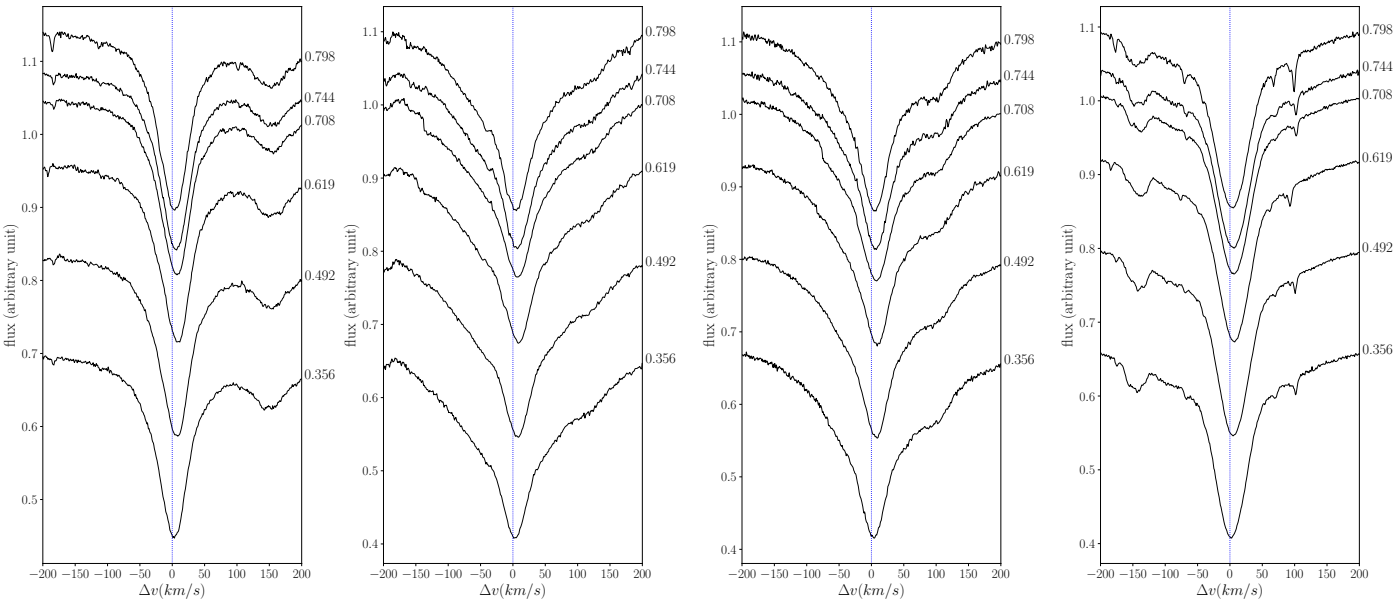
Notes. Velocities were calculated only when the characteristic W-shape was clearly identified by eye. In the third column of the table, lines 1, 2 and 3 refer to Ca λ8498, 8542 and 8662, respectively. $V_{\rm blue}$, $V_{\rm red}$ are the blue and the red component velocities respectively of the W shape. $A_{\rm shock}$ is the shock amplitude derived by $V_{\rm blue} - V_{\rm red}$. The FWHM of blue ($\sigma_{\rm blue}$) and red ($\sigma_{\rm red}$) components are also listed. All values are given in (km s^{-1}). Stars are ranged by increasing periods from top to bottom.

Appendix B: Calcium triplet of Cepheids with UVES



(a) λ8498 (b) λ8542 (c) λ8662 (d) Hα

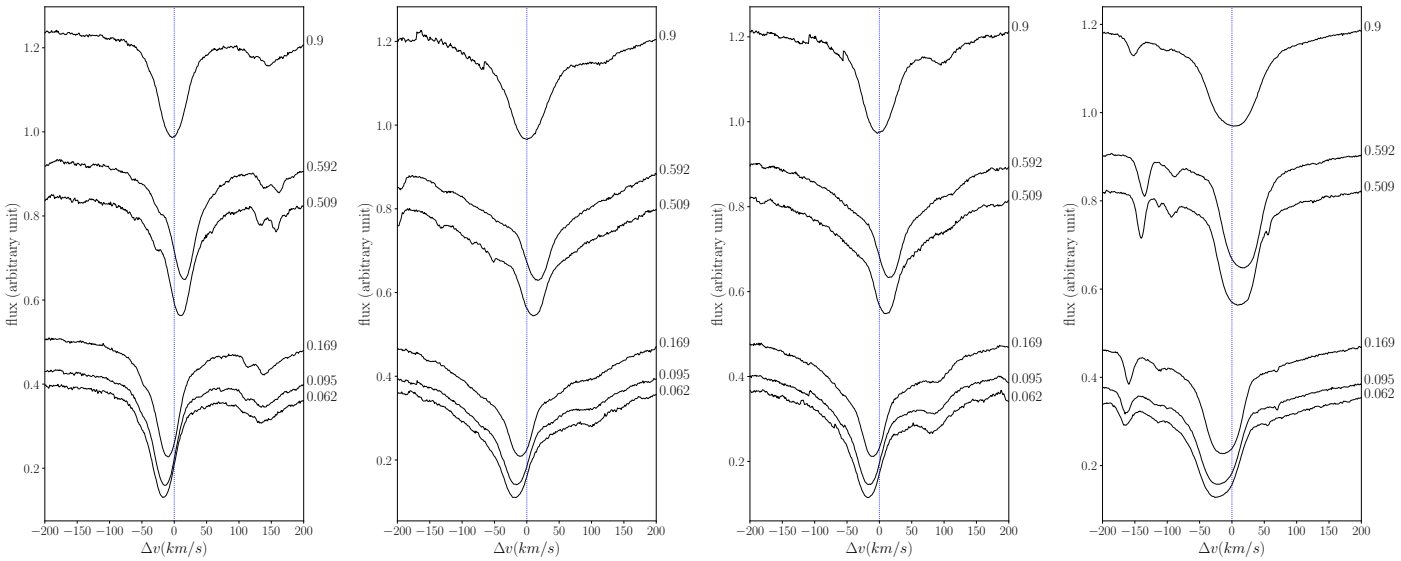
Fig. B.1. AV Cir, 3.06 d.



(a) λ8498 (b) λ8542 (c) λ8662 (d) Hα

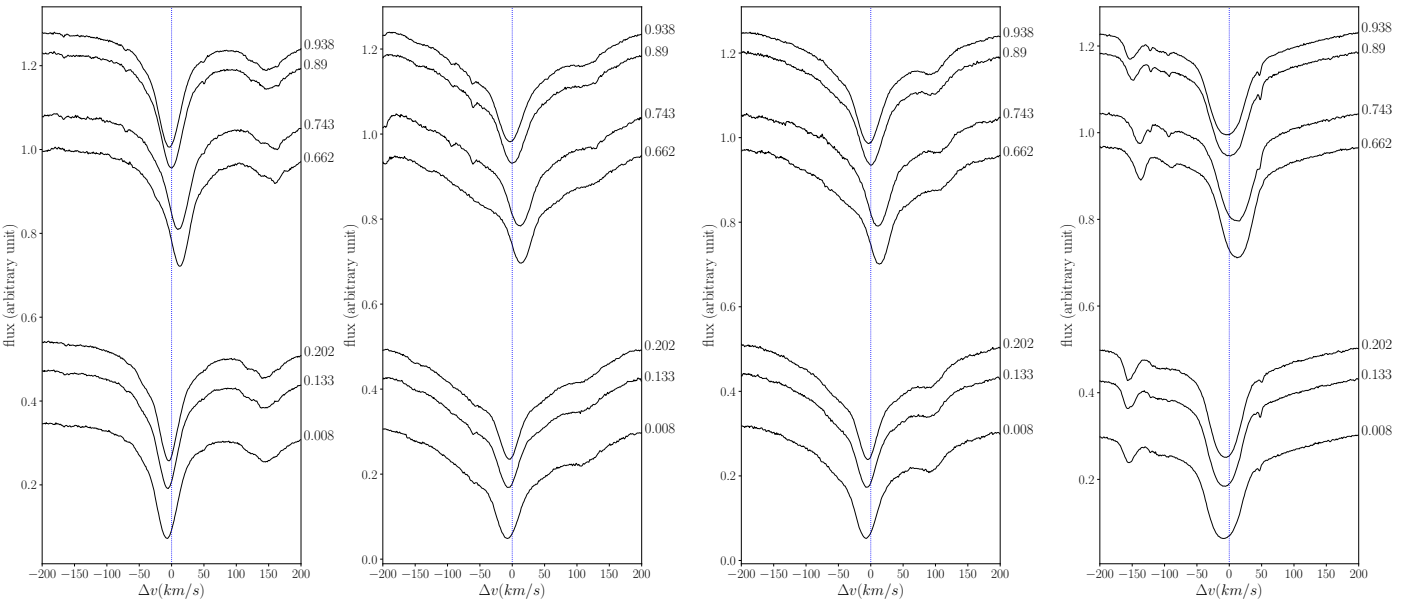
Fig. B.2. BG Cru, 3.34 d.

A&A 641, A74 (2020)



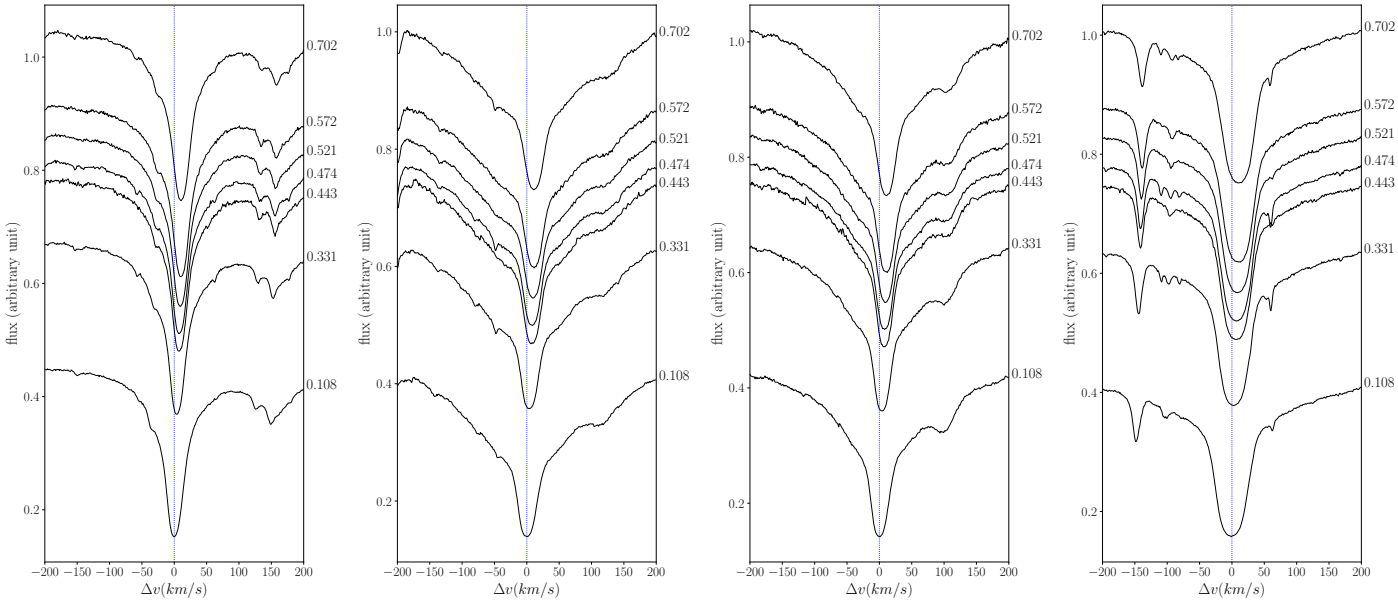
(a) λ8498 (b) λ8542 (c) λ8662 (d) Hα

Fig. B.3. RT Aur, 3.74 d.



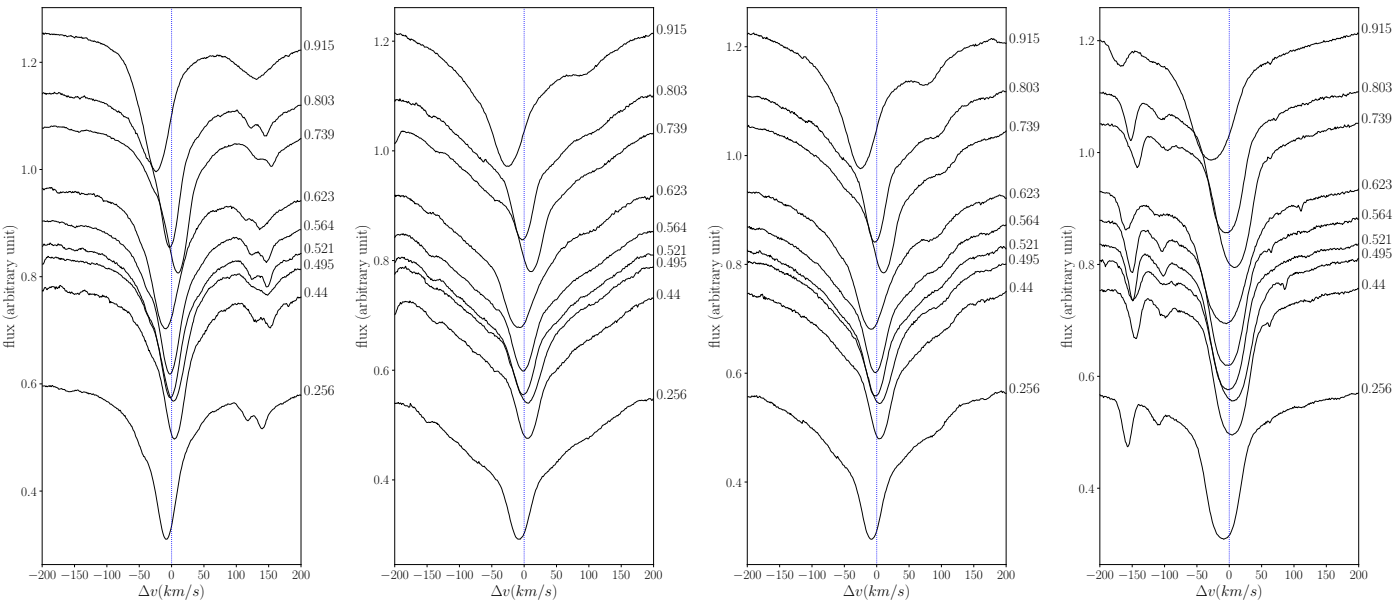
(a) λ8498 (b) λ8542 (c) λ8662 (d) Hα

Fig. B.4. AH Vel, 4.22 d.



(a) λ8498 (b) λ8542 (c) λ8662 (d) Hα

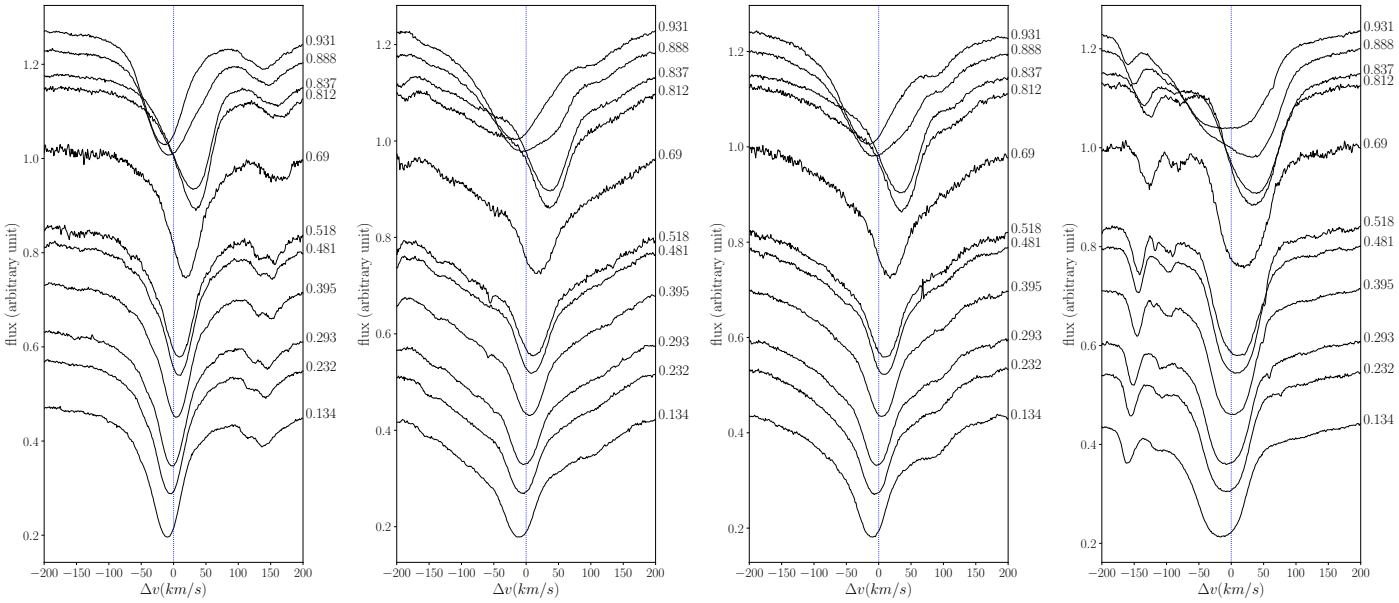
Fig. B.5. MY Pup, 5.69 d.



(a) λ8498 (b) λ8542 (c) λ8662 (d) Hα

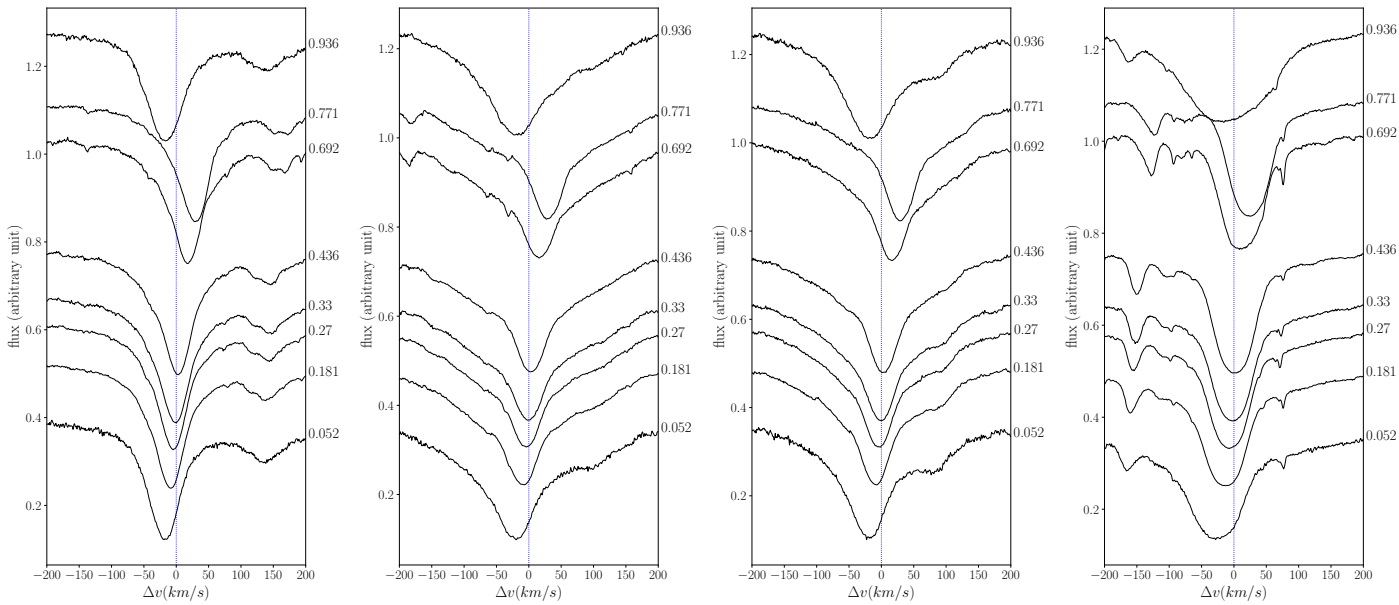
Fig. B.6. EW Sct, 5.82 d.

A&A 641, A74 (2020)



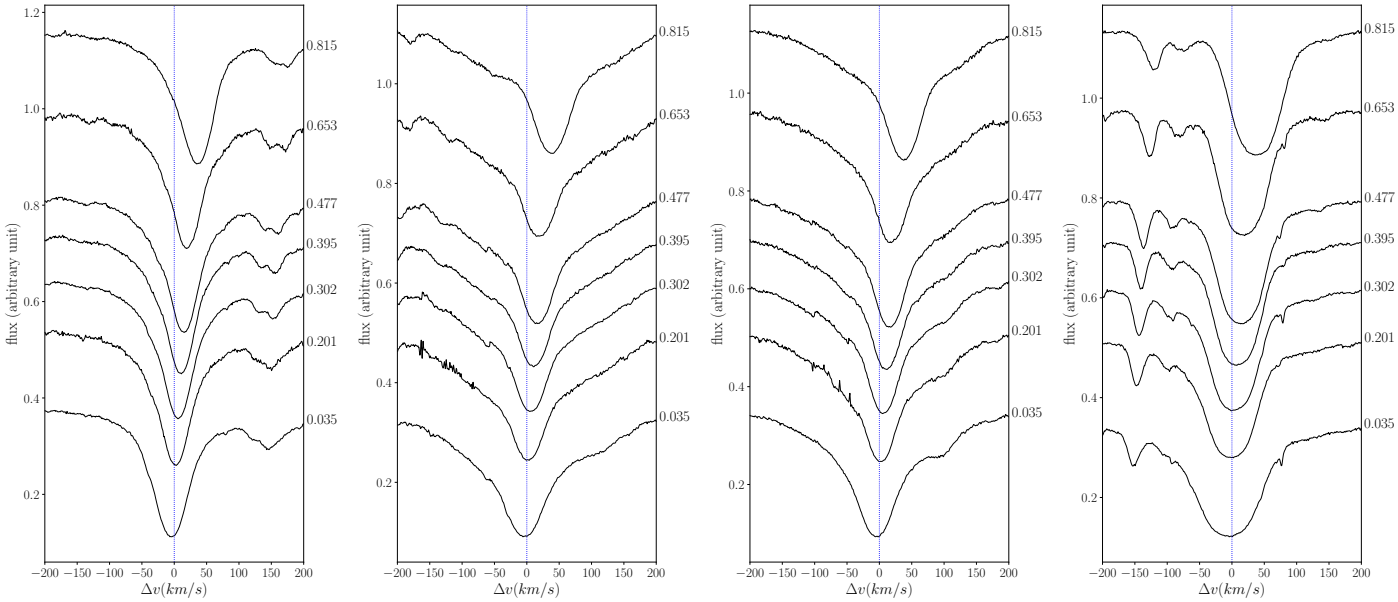
(a) λ8498 (b) λ8542 (c) λ8662 (d) Hα

Fig. B.7. U Sgr, 6.75 d.



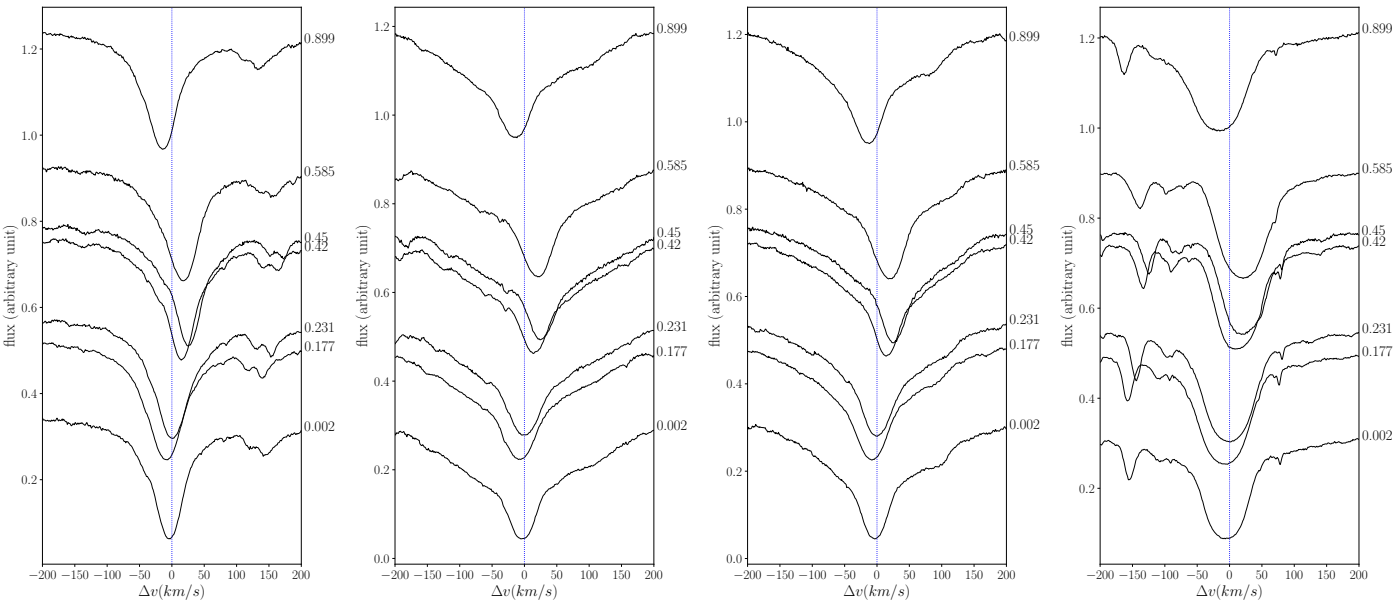
(a) λ8498 (b) λ8542 (c) λ8662 (d) Hα

Fig. B.8. R Mus, 7.51 d.



(a) λ8498 (b) λ8542 (c) λ8662 (d) Hα

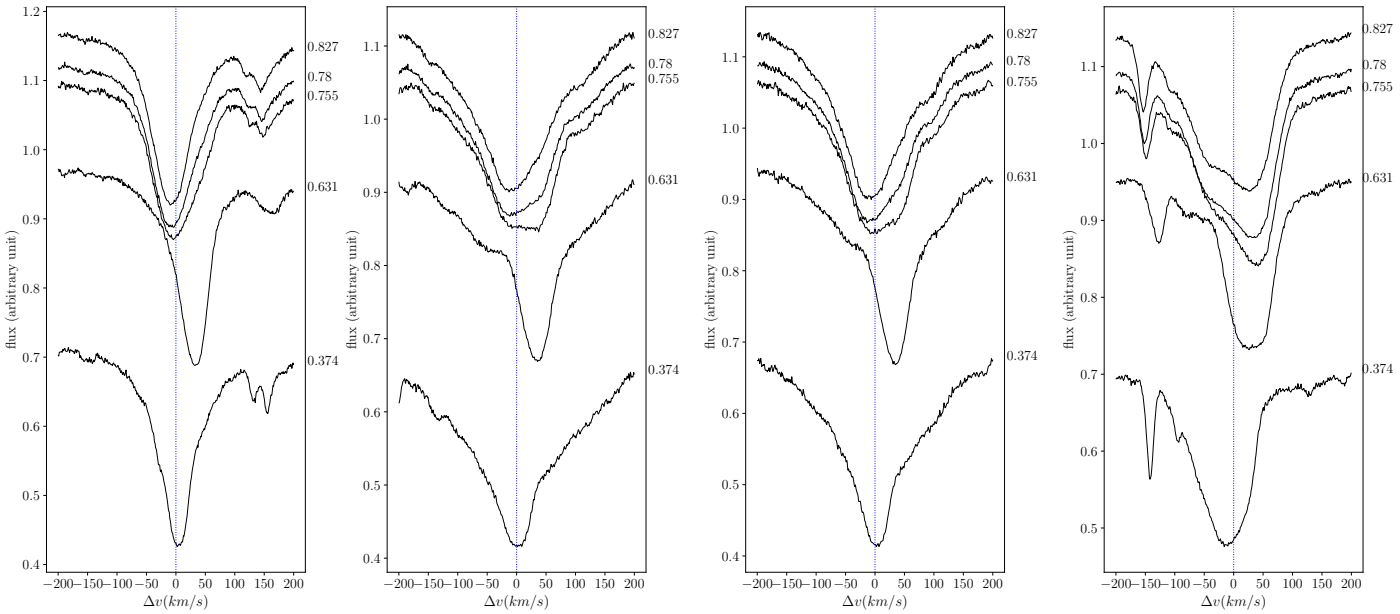
Fig. B.9. V636 Sco, 7.8 d.



(a) λ8498 (b) λ8542 (c) λ8662 (d) Hα

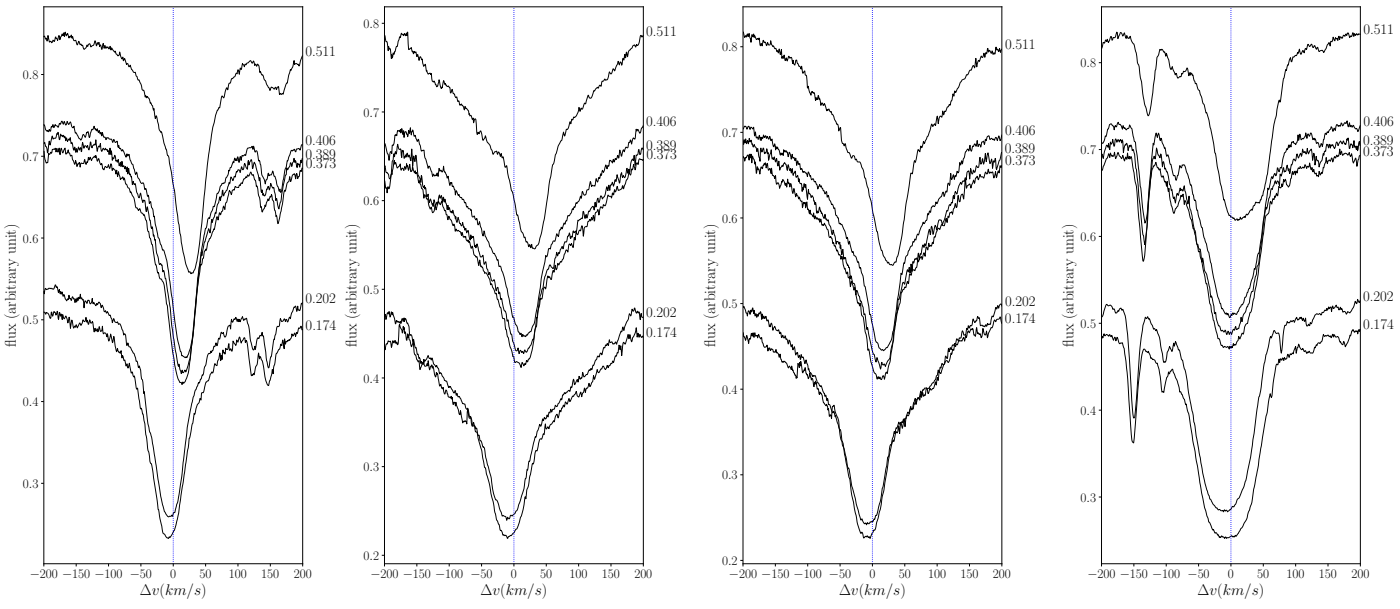
Fig. B.10. S Mus, 9.66 d.

A&A 641, A74 (2020)



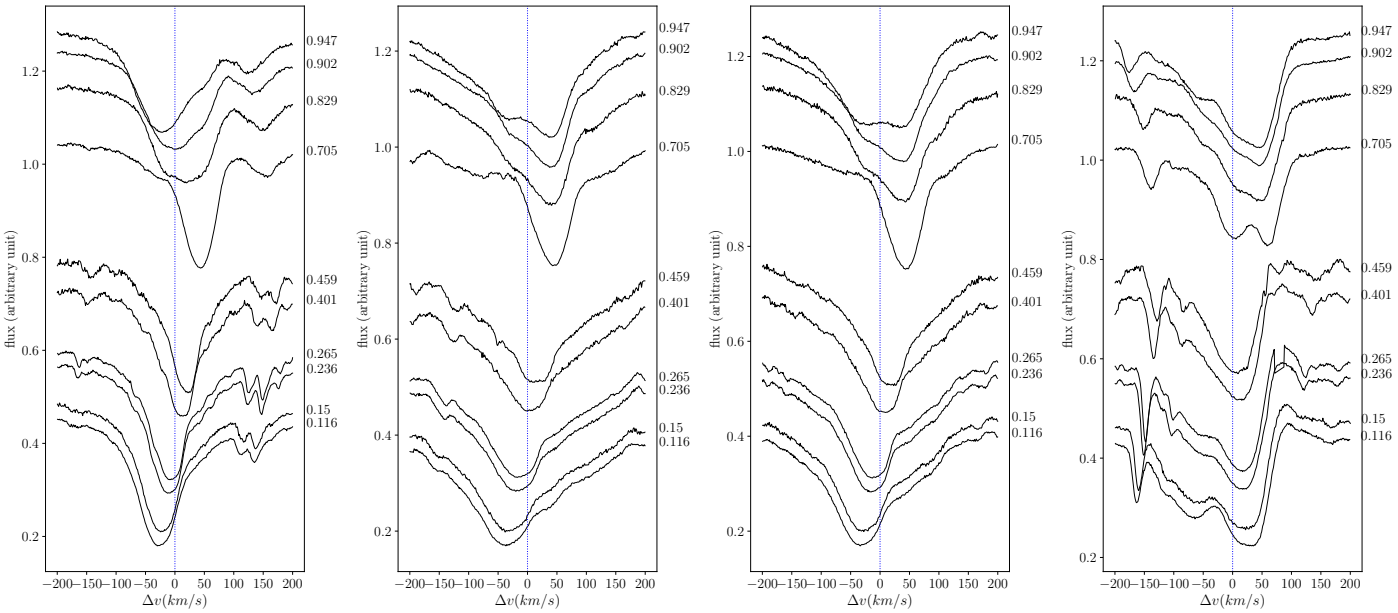
(a) λ8498 (b) λ8542 (c) λ8662 (d) Hα

Fig. B.11. β Dor, 9.84 d.



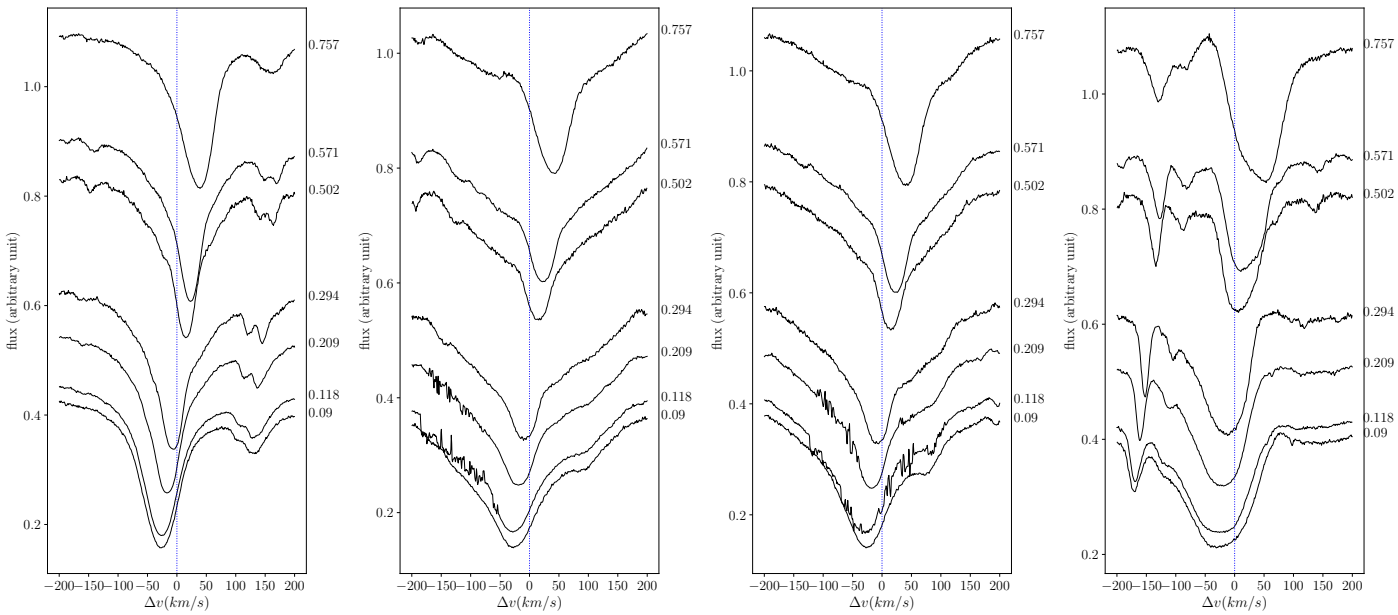
(a) λ8498 (b) λ8542 (c) λ8662 (d) Hα

Fig. B.12. ζ Gem, 10.15 d.



(a) λ8498 (b) λ8542 (c) λ8662 (d) Hα

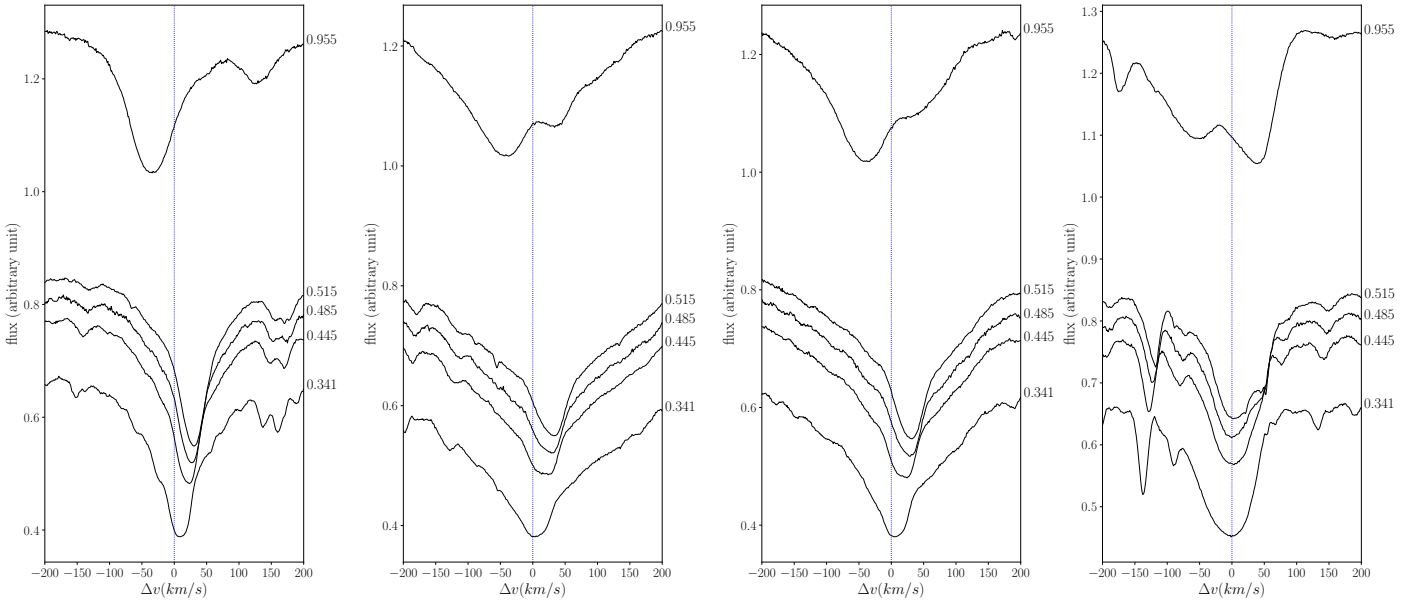
Fig. B.13. TT Aql, 13.75 d.



(a) λ8498 (b) λ8542 (c) λ8662 (d) Hα

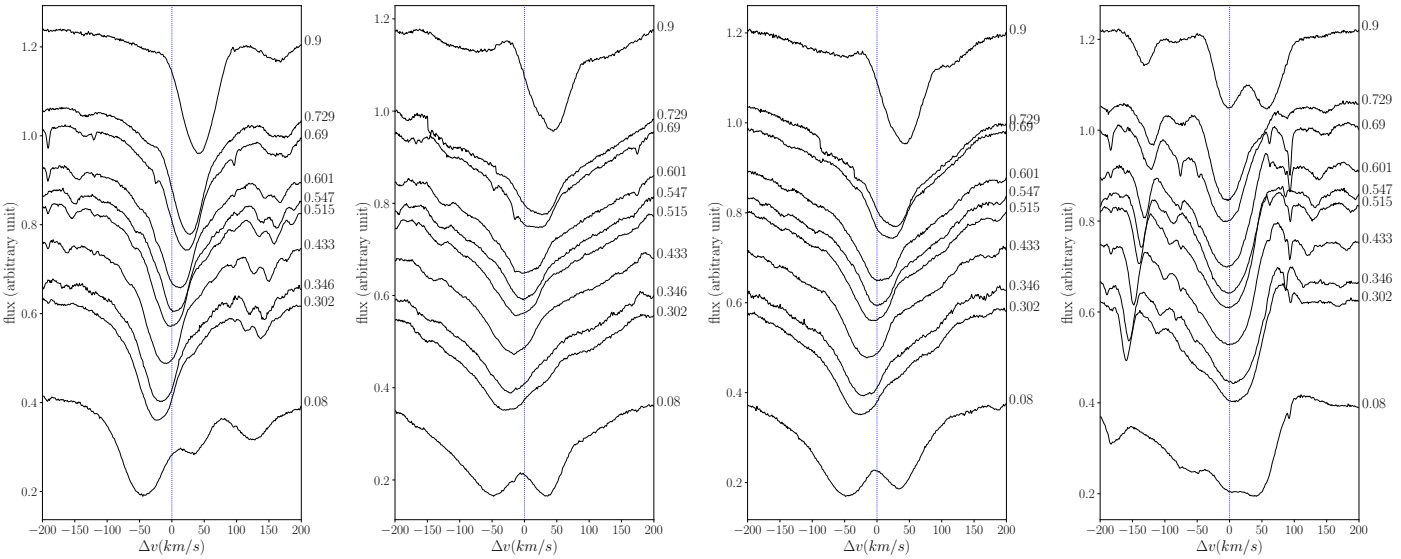
Fig. B.14. RU Sct, 19.70 d.

A&A 641, A74 (2020)



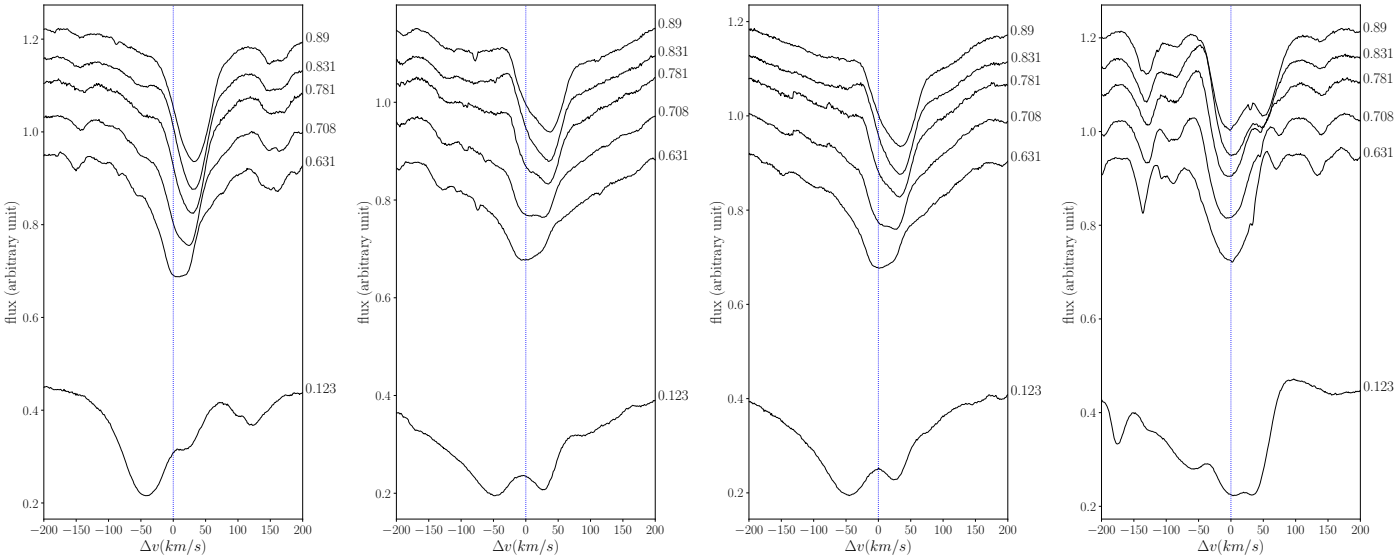
(a) λ8498 (b) λ8542 (c) λ8662 (d) Hα

Fig. B.15. RZ Vel, 20.39 d.



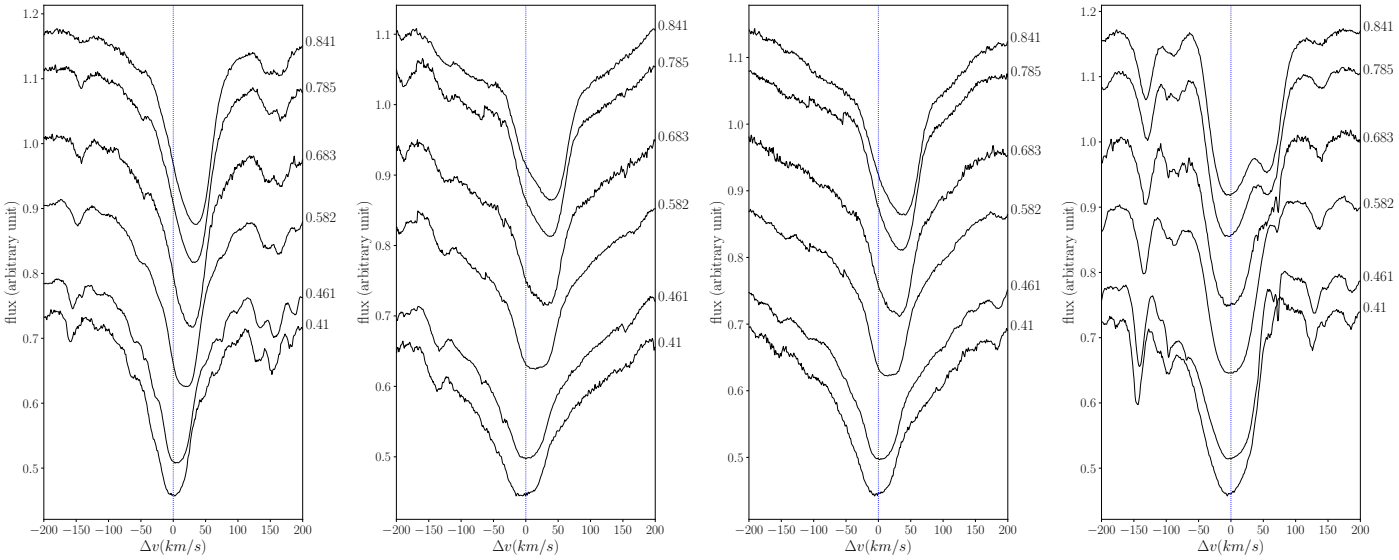
(a) λ8498 (b) λ8542 (c) λ8662 (d) Hα

Fig. B.16. WZ Car, 23.01 d.



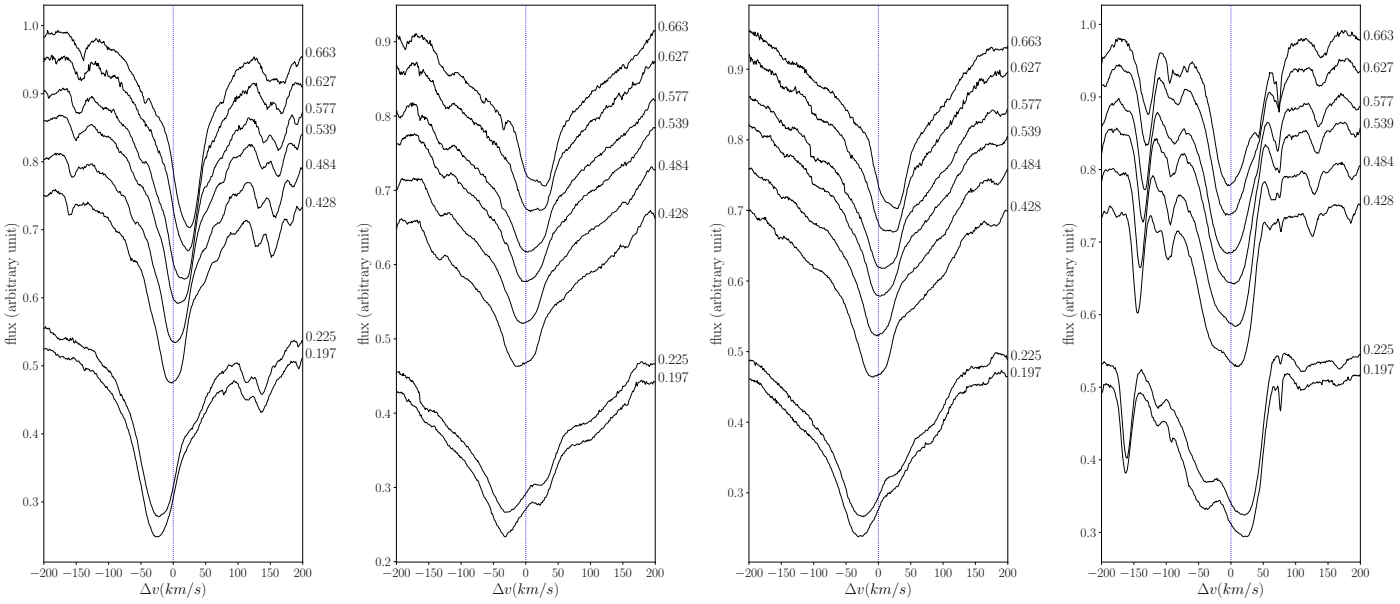
(a) λ8498 (b) λ8542 (c) λ8662 (d) Hα

Fig. B.17. T Mon, 27.02 d.



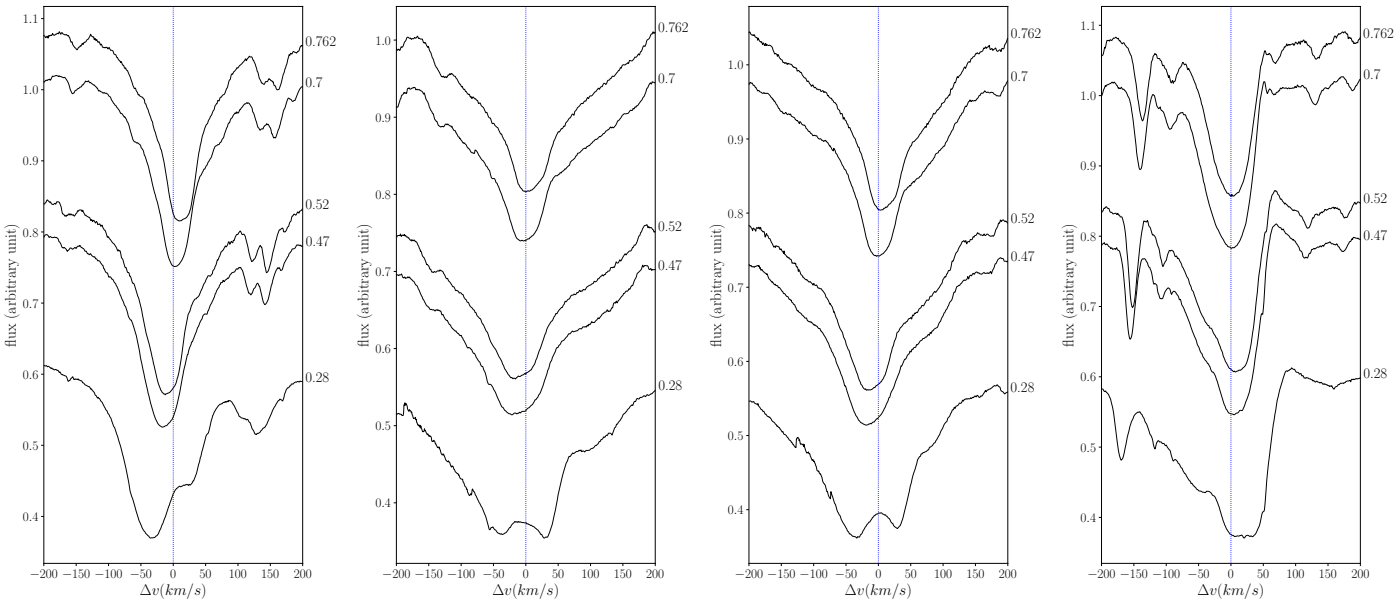
(a) λ8498 (b) λ8542 (c) λ8662 (d) Hα

Fig. B.18. ℓ Car, 35.55 d.



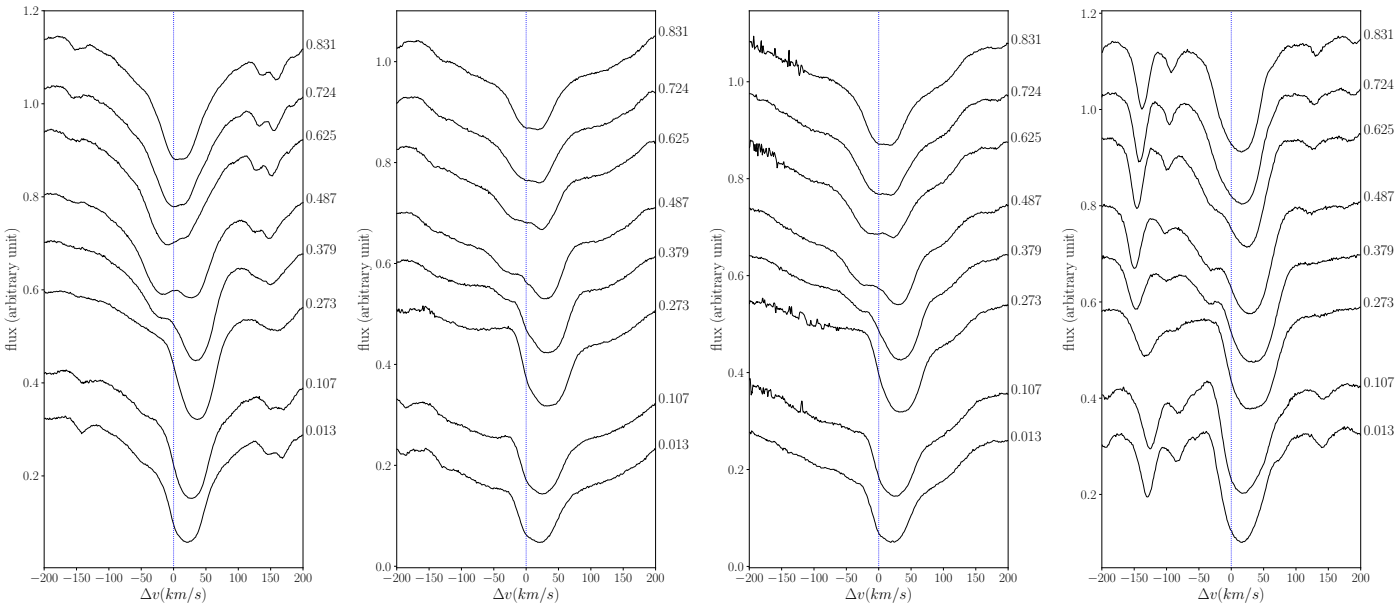
(a) λ8498 (b) λ8542 (c) λ8662 (d) Hα

Fig. B.19. U Car, 38.80 d.



(a) λ8498 (b) λ8542 (c) λ8662 (d) Hα

Fig. B.20. RS Pup, 41.46 d.



(a) λ8498 (b) λ8542 (c) λ8662 (d) Hα

Fig. B.21. V1496 Aql, 65.37 d.

3.7 Etude complémentaire : Simulation des mesures des vitesses radiales avec le détecteur RVS de *Gaia*

J'ai réalisé un travail complémentaire avec l'aide précieuse de Simon Borgniet qui m'a permis de faire des prédictions sur les observations de vitesse radiale des Céphéides avec le télescope *Gaia*. Ce travail présente un intérêt majeur concernant l'application de la méthode Baade-Wesselink. En effet il est intéressant de relever les différences entre les vitesses radiales obtenues par le RVS et les raies métalliques qui sont utilisées dans la méthode Baade-Wesselink. Nous avons donc utilisé les spectres UVES dans la région du triplet du calcium pour calculer les vitesses radiales telles qu'elles seraient observées par l'instrument RVS. La méthodologie que nous avons mis en place est la suivante :

- La première étape consiste à dégrader les spectres obtenus avec UVES à la résolution de l'instrument RVS qui est de $R \approx 11500$ (Cropper et al., 2018; Katz et al., 2019). J'ai pour cela convolué l'ensemble des profils UVES avec une fonction gaussienne de largeur adéquate. Le résultat de la convolution est présenté en rouge sur la Figure 3.10 dans le cas de VZ Pup.
- La seconde étape consiste à réaliser la corrélation-croisée entre ce spectre dégradé et un spectre synthétique calculé à l'aide d'un modèle d'atmosphère, ce qui correspond à la méthode suivie par le pipeline du RVS de *Gaia* (Sartoretti et al., 2018). Nous avons utilisé le code de transfert radiatif `PHOENIX` (Hauschildt et al., 1999) pour construire un modèle d'atmosphère de Céphéide à la résolution du RVS, en utilisant des paramètres moyens pour les Céphéides c'est à dire $T_{\rm eff} = 5250\,{\rm K}$, $\log g = 1$ et une vitesse micro-turbulente de $2\,{\rm km/s}$.
- Toujours en suivant la méthode appliquée par Sartoretti et al. (2018) nous avons calculé les vitesses radiales en ajustant un polynôme du second degré au pic du profil corrélé.

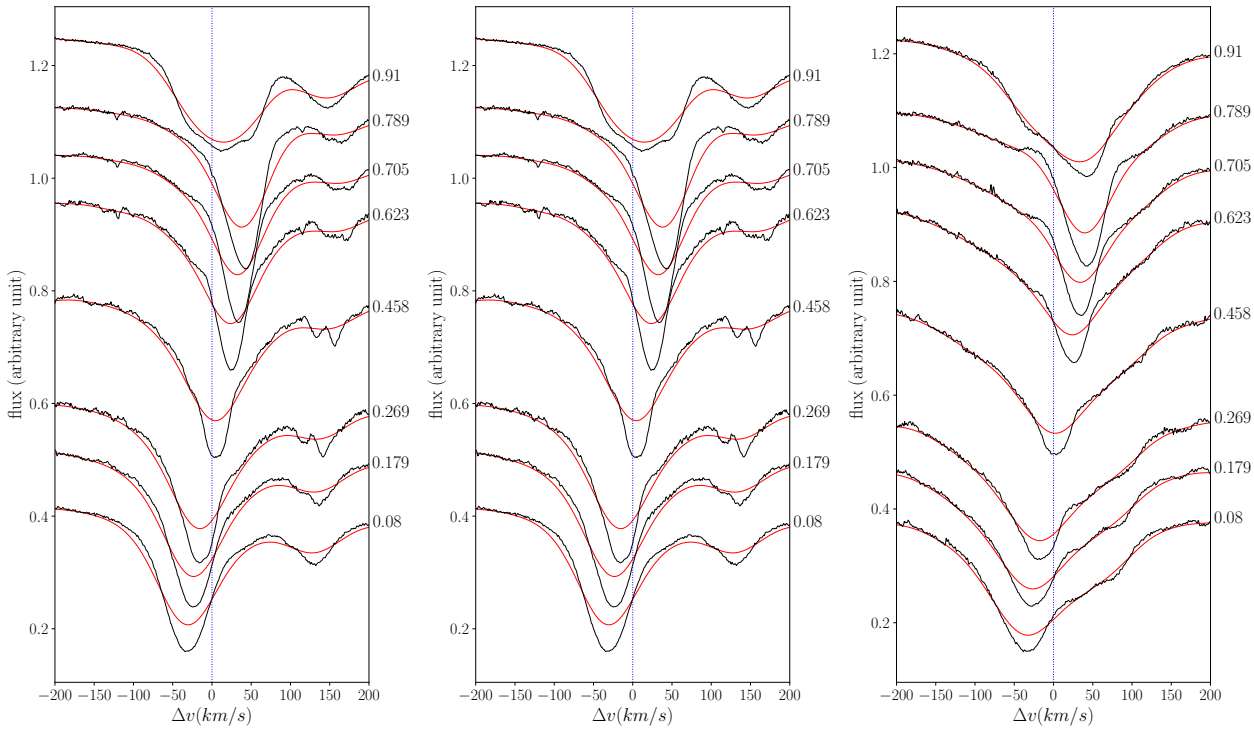
Nous sommes))) ainsi en mesure de comparer 3 courbes de vitesses. La courbe de vitesse associée aux raies métalliques UVES déduites de la méthode de la corrélation-croisée (Borgniet et al., 2019), celle correspondant aux prédictions du RVS, et celle que l'on mesure directement à partir des raies du triplet de calcium (voir la Figure 3.11). On constate à la fois un retard de phase et une amplitude en vitesse plus grande dans le cas des observations RVS par rapport aux raies métalliques. Cet effet de dé-synchronisation est causé par l'effet Van Hoof vu précédemment et confirme les résultats observés par Wallerstein et al. (2019) dans le cas de X Cyg.

3.7.1 Implications sur la méthode Baade-Wesselink et le facteur de projections

Nous avons quantifié ces différences dans les courbes de vitesses en calculant la norme du gradient de vitesse Δv entre le triplet du calcium vu par le RVS et les raies métalliques

$$\Delta v = \frac{1}{N}\sum_{i=1}^{N} |V_{\rm RVS}(\phi_i) - V_{\rm metal}(\phi_i)| \tag{3.2}$$

Cette vitesse de dé-synchronisation pour l'ensemble de l'échantillon de Céphéides est représentée sur la Figure 3.7.1. Nous avons également décomposé ce terme en deux composantes, un terme de rapport d'amplitude et un terme de déphasage. Cette figure met en évidence deux régimes distincts avec une importante différence entre nos prédictions du RVS et les raies métalliques pour les Céphéides d'une période supérieure à 10 jours. Bien qu'il soit nécessaire d'avoir une meilleure couverture en phase pour pouvoir mieux quantifier ces effets, les résultats obtenus sont intéressants à considérer si les données RVS sont utilisées un jour pour appliquer la méthode Baade-Wesselink. En effet dans cette méthode, le facteur d'amplitude des vitesses radiales est directement lié au facteur de projection, et par conséquent, à la distance calculée. Si les vitesses du RVS sont en moyenne 20% plus grandes que celles des raies métalliques, alors les distances calculées seront sur-estimées de 20%.



(a) λ8498 (b) λ8542 (c) λ8662

FIGURE 3.10 – Profil du Ca IR obtenu avec UVES, et dégradé à la résolution du RVS. Profil de Ca IR obtenu avec UVES (en noir) dans le cas de la Céphéide VZ Pup (P=23.17 jours). Le même profil est ensuite dégradé à la résolution de l'instrument RVS (en rouge).

Si cette étude préliminaire est confirmée, cela signifie qu'il ne sera pas possible d'utiliser directement les vitesses du RVS pour appliquer la méthode BW, avec les valeurs actuelles du facteur de projection. En revanche, puisque *Gaia* fournit les distances, il deviendra possible d'étalonner des facteurs de projection spécifiques aux observations du RVS.

3.8 Synthèse et conclusions

Nous avons étudié dans cette partie l'activité chromosphérique des Céphéides et leur dynamique pour un large échantillon d'étoiles. J'ai montré que la chromosphère des Céphéides s'activait de manière pulsationnelle avec à la fois la propagation du choc principal qui ionise son environnement lors de son passage, et la chute balistique des couches supérieures de l'atmosphère qui créée également un choc radiatif supersonique. La rencontre du choc principal avec l'atmosphère descendante de l'atmosphère produit pour la plupart des Céphéides de longues périodes observées dans le triplet du calcium un profil de Schwarzschild en double absorption qui m'a permis de calculer l'épaisseur de la basse chromosphère à au moins 50% du rayon de l'étoile. Ces résultats montrent que l'atmosphère étendue des Céphéides peut-être ionisée dans une proportion significative du cycle de pulsation dans un rayon d'environ 1.5 $R_\star$, ce qui corrobore le modèle d'une fine coquille de gaz ionisée comme présenté au Chapitre précédent. La taille de cette région est un paramètre critique de ces enveloppes puisqu'elle permet de discriminer les phénomènes physiques produisant l'excès infrarouge. Or les

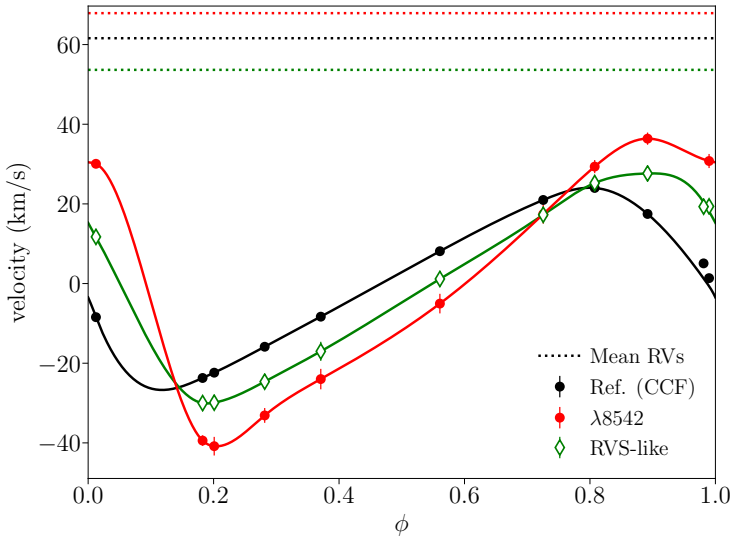


FIGURE 3.11 – Comparaison des vitesses radiales du RVS et des raies métalliques et de Ca IR de UVES.
Comparaison des vitesses radiales obtenues pour VZ Pup basé sur (1) les raies métalliques UVES (CCF RVs, cercles noirs) ; (2) les prédictions *Gaia* RVS (losanges verts) ; (3) les vitesses radiales de la raie λ8542 Ca IR (cercles rouges), les vitesses moyennes sur le cycle sont représentées en pointillées.

tailles de CSEs obtenues jusqu'ici sont différentes, même si elles sont suffisamment en accord pour exclure la possibilité d'une enveloppe de poussière comme source significative d'excès infrarouge. En effet la dimension de ces enveloppes donnent respectivement 1.15 $R_\star$ dans le cas du modèle de coquille de gaz ionisé (Hocdé et al., 2020a), 1.5 $R_\star$ pour l'estimation de la taille de la chromosphère (Hocdé et al., 2020b), et entre 2 et 5 $R_\star$ dans le cas des observations interférométriques jusqu'ici réalisées. Dans le prochain Chapitre, des observations avec l'instrument MATISSE/VLTI peuvent nous permettre d'apporter de nouvelles contraintes observationnelles.

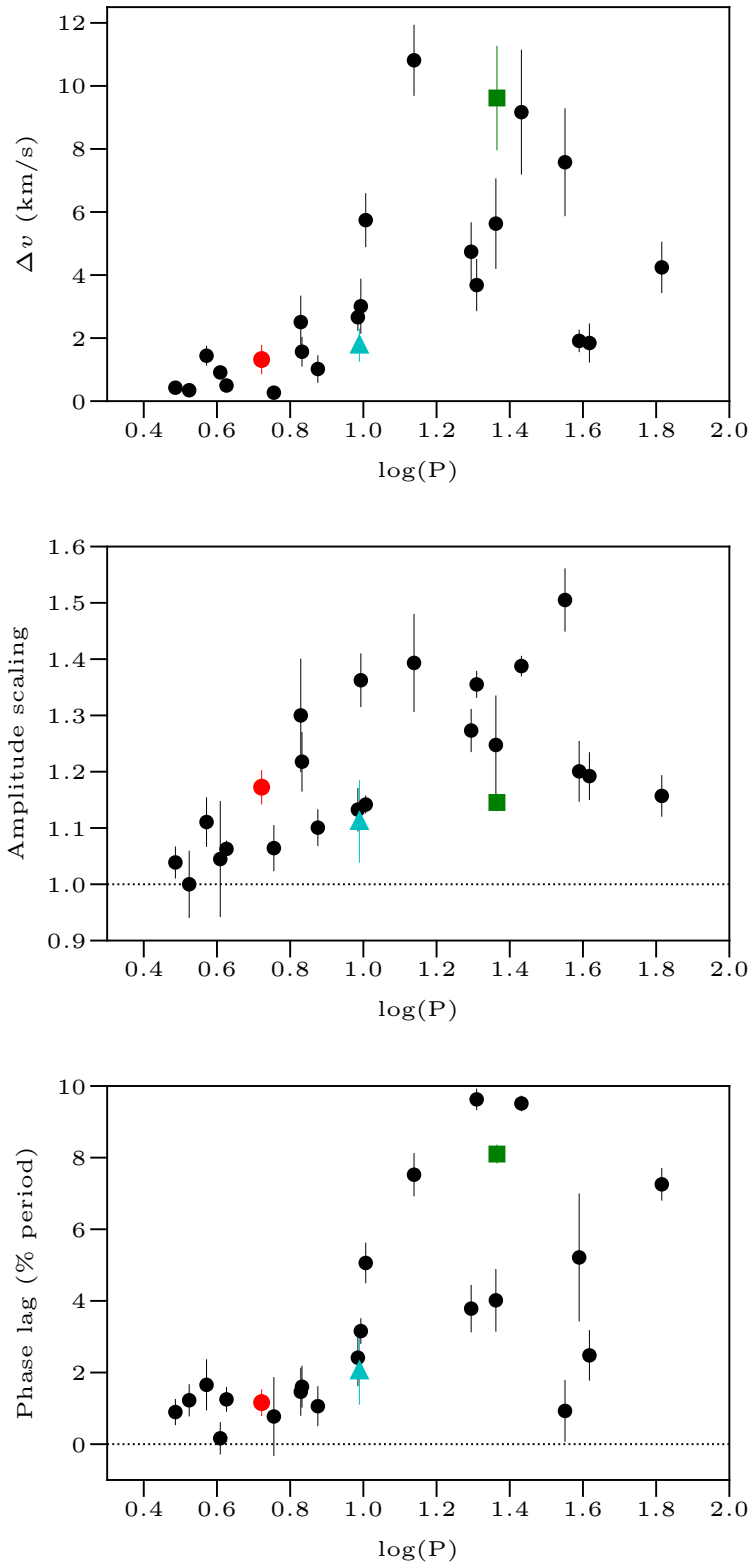


FIGURE 3.12 – Etude du RVS à partir de l'échantillon UVES/VLT
Haut : Norme du gradient de vitesse Δv (Equation 3.2) entre les prévisions RVS et les raies métalliques en fonction de $\log(P)$. Les marques rouges, cyan et vert correspondent respectivement à AX Cir, S Nor, et VZ Pup. *Milieu* : Facteur d'amplitude entre les prévisions RVS et les raies métalliques. *Bas* : Facteur de retard de phase.

Chapitre 4

Caractérisation spatiale de l'environnement des Céphéides à l'aide des observations interférométriques MATISSE/VLTI

Contents

4.1 Introduction . . . 134
4.2 Principes de l'interférométrie . . . 134
4.2.1 Condition des interférences : la cohérence spatiale . . . 134
4.2.2 Calcul des visibilités à partir du théorème de van Cittert-Zernike . . . 138
4.2.3 Source polychromatique : la cohérence spectrale . . . 138
4.2.4 Effet des perturbations atmosphériques . . . 139
4.3 Expérience observationnelle en interférométrie : MATISSE/VLTI et VEGA/CHARA. . . . 139
4.4 Principe de fonctionnement de MATISSE/VLTI . . . 140
4.4.1 Objectifs astrophysiques de MATISSE . . . 140
4.4.2 Description générale de l'instrument . . . 141
4.4.3 Séquence d'observation . . . 143
4.5 Observations . . . 144
4.5.1 Etalonnage des visibilités . . . 144
4.5.2 Stratégie de calibration . . . 147
4.6 Traitement des données . . . 150
4.6.1 Ajustement et Résultat . . . 150
4.7 Papier : *Mid-infrared circumstellar emission of the Cepheid ℓ Carinae resolved with VLTI/MATISSE* . . . 152
4.8 Synthèse : détection d'une enveloppe à quelques rayons stellaires. Implications. . . . 166

4.1 Introduction

Les Chapitres précédents ont permis de donner une explication physique à l'excès IR observé. Nous avons trouvé qu'une coquille de gaz ionisé, dont la taille représente $1.15R_\star$, était l'hypothèse la plus probable, et nous avons étudié son lien avec la région chromosphérique dont la taille est estimée à $1.50R_\star$. De nouvelles contraintes observationnelles sont donc nécessaires pour connaître la taille caractéristique de la région responsable de l'excès IR. Dans ce Chapitre, j'utilise l'instrument interférométrique MATISSE/VLTI afin de donner pour la première fois des informations sur l'enveloppe de la Céphéide ℓ Car simultanément en bande L (3.0-4.0 μm), M (4.5-5.0 μm) et N (8-13 μm). Je décris dans un premier temps les principes fondamentaux de l'interférométrie et plus particulièrement l'instrument MATISSE/VLTI. Je liste ensuite l'ensemble des observations réalisées et les étapes de calibrations nécessaires. Nous pourrons de cette manière extraire des informations potentielles sur la poussière et/ou le gaz à l'origine des spectres infrarouges observés, ainsi que la géométrie de l'environnement et sa taille.

Le papier présenté dans la section 4.7, a été soumis dans la revue *Astronomy & Astrophysics*.

4.2 Principes de l'interférométrie

Le développement des principes de l'interférométrie présenté dans cette section a bénéficié du cours de Jean Surdej dans le cadre de l'Ecole Evry Schatzman 2017 à laquelle j'ai participé [1].

4.2.1 Condition des interférences : la cohérence spatiale

Le phénomène d'interférence a été découvert par Thomas Young en 1801, en observant les franges sombres et brillantes formées par la lumière d'une source lorsqu'elle traverse deux petites fentes. Dès 1851, Hippolyte Fizeau remarque que le contraste de ces franges diminue en fonction de la taille de la source lumineuse observée à travers deux trous, et il détermine une relation entre la taille angulaire de la source et la séparation des trous. Il suggère ainsi qu'il est possible de calculer le diamètre des étoiles à l'aide de ces interférences. Albert Michelson est le premier à appliquer cette idée en mesurant le diamètre de Bételgeuse grâce à un interféromètre installé sur le télescope Hooker au Mont Wilson (Michelson and Pease, 1921). Il faut ensuite attendre les travaux réalisés par Antoine Labeyrie dans les années 70 (Labeyrie, 1970, 1975), et l'invention de l'interféromètre à deux télescopes (I2T), pour rendre possible la recombinaison de la lumière suivant le principe des trous d'Young, et ouvrir la voie à l'astronomie interférométrique moderne.

L'interférométrie moderne est une technique d'observation très puissante parce qu'elle permet d'obtenir une résolution angulaire équivalente à celle d'un unique télescope, dont le diamètre du miroir représenterait la taille de l'espacement entre plusieurs plus petits télescopes. Le schéma de principe d'une observation interférométrique est représenté sur la Figure 4.1. Dans notre exemple, l'étoile et son compagnon produisent chacun des ondes électromagnétiques qui nous parviennent en fronts d'ondes parallèles. Ces ondes électromagnétiques vont être conduites par des systèmes optiques jusque dans le laboratoire, où un instrument, appelé recombinateur, va permettre aux ondes d'interférer entre elles. Ces interférences vont produire un interférogramme sur une caméra, qui enregistre une intensité pixel par pixel. Cependant, afin de faire interférer ces ondes, il est nécessaire de compenser en premier lieu la différence de marche astronomique due à la position de la source dans le ciel ($c\tau$ sur la Figure 4.1), à l'aide d'un système de lignes à retard situé en laboratoire. L'intensité lumineuse s'exprime comme le module carré de l'amplitude de l'onde électromagnétique,

1. https ://lagrange.oca.eu/fr/ecoles-thematiques/1916-ecole-evry-schatzman-2017-du-pnps

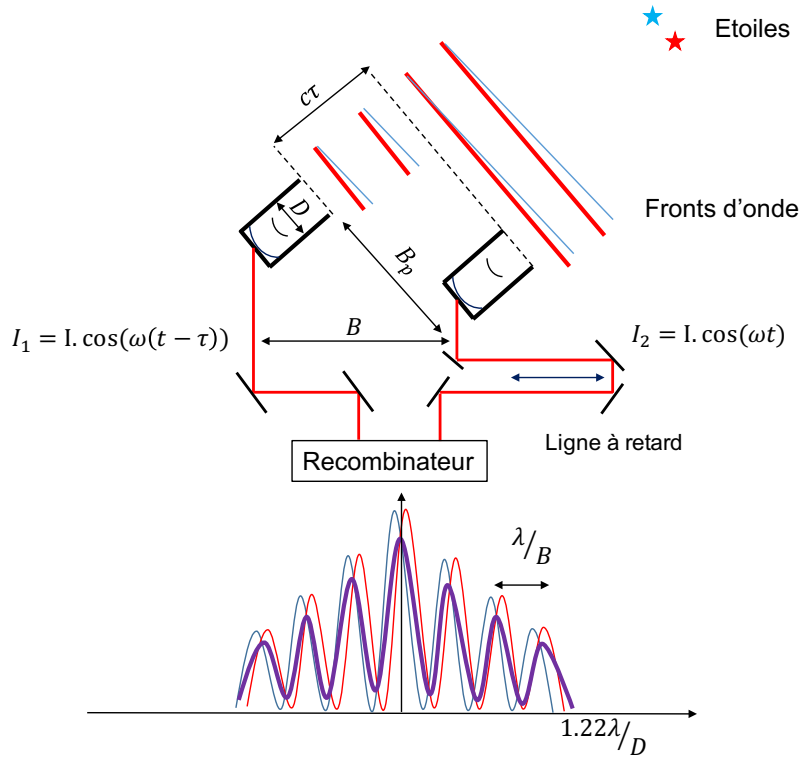


FIGURE 4.1 – Schéma de principe d'un interféromètre à deux télescopes.
Les télescopes de diamètre D sont espacés d'une base B (base projetée B_p) et observent à une longueur d'onde λ un système de deux étoiles. En sortie du recombinateur, chaque point de la source crée son propre système de frange d'interférence (rouge et bleu) avec un léger décalage angulaire ce qui se traduit par une perte de contraste sur l'interférogramme (courbe violette).

c'est à dire comme le produit de ce champ par son complexe conjugué. Cependant la période des oscillations électromagnétiques dans le domaine visible et infrarouge est beaucoup plus courte que le temps d'intégration typique de l'oeil humain ou des télescopes optiques actuels. Par conséquent nous sommes sensibles à la moyenne sur le temps de pose considéré. L'intensité perçue I s'exprime alors comme la moyenne temporelle du module carré du champ électromagnétique E :

$$I = \langle |E|^2 \rangle. \tag{4.1}$$

Considérons les ondes électromagnétiques E_1 et E_2 reçues par chaque télescope, monochromatique de pulsation ω et d'amplitudes S_1 et S_2, telles que

$$E_1 = S_1 e^{i(\omega t + \phi_1)} \tag{4.2}$$

$$E_2 = S_2 e^{i(\omega t + \phi_2)} \tag{4.3}$$

alors l'amplitude complexe reçue à un instant t en un point P d'un détecteur, en sortie d'un système optique tel qu'un interféromètre, est obtenue par la somme algébrique de ces ondes électromagnétiques reçues au point P :

$$E(P,t) = E_1(P,t) + E_2(P,t). \tag{4.4}$$

Chacune des ondes électromagnétiques 1 et 2 a suivi un parcours légèrement différent se traduisant par des retards temporels τ_1 et τ_2. Elles arrivent donc avec un déphasage dû à cette différence de

marche. Leur amplitude respective a aussi diminué avec le carré de leur distance parcourue r_1 et r_2. L'intensité mesurée au point P s'écrit alors :

$$I(P,t) = \langle |E_1(P,t-\tau_1) + E_2(P,t-\tau_2)|^2 \rangle. \tag{4.5}$$

Dans le cas du module d'une quantité complexe $|z|^2 = zz^*$ on introduit les complexes conjugués en développant :

$$I(P,t) = \langle |E_1(P,t-\tau_1)|^2 \rangle + \langle |E_2(P,t-\tau_2)|^2 \rangle \tag{4.6}$$
$$+\langle |E_1^*(P,t-\tau_1)E_2(P,t-\tau_2)| \rangle \tag{4.7}$$
$$+\langle |E_1(P,t-\tau_1)E_2^*(P,t-\tau_2)| \rangle. \tag{4.8}$$

Les termes (4.7) et (4.8) faisant intervenir les complexes conjugués sont aussi la formulation mathématique d'une fonction de corrélation. Ces produits de corrélation représentent donc une mesure de similitude entre les deux signaux. Cette équation peut se réecrire en regroupant ces termes :

$$I(P,t) = \langle |E_1(P,t-\tau_1)|^2 \rangle + \langle |E_2(P,t-\tau_2)|^2 \rangle + 2\,\mathrm{Re}(\langle E_1 E_2^* \rangle). \tag{4.9}$$

Si la corrélation mutuelle, ou cohérence, est élevée, alors des franges d'interférences apparaîtront tandis qu'elles ne seront pas créées dans le cas contraire. En poursuivant le développement, chaque retard temporel τ_1 et τ_2 implique un retard de phase ϕ_1 et ϕ_2. Dans le cas général, l'intensité I résultante de l'addition des amplitudes complexes collectées par chacun des télescopes est alors :

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\,\langle \cos(\phi_1 - \phi_2) \rangle. \tag{4.10}$$

Dans le cas de fréquences différentes et avec un terme de phase aléatoire, de sorte que la moyenne du cosinus soit 0, alors cela revient à sommer les intensités :

$$I = I_1 + I_2. \tag{4.11}$$

Dans ce cas on parle d'un système incohérent.

Si les ondes areçues par chaque télescope sont corrélées spatialement c'est à dire que leur front d'onde ont une forme similaire, alors on dit qu'elles sont cohérentes spatialement avec une différence de phase spatiale $\Delta\phi(r)$ responsable des franges d'interférences :

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\cos(\Delta\phi(r)). \tag{4.12}$$

Les ondes sont alors corrélées et interfèrent entre elles, des franges d'interférences sont alors visibles sur l'écran. Les deux équations précédentes dépendent uniquement du résultat des termes de corrélation mutuels (4.7) et (4.8). On peut alors les regrouper en définissant le degré complexe de cohérence mutuelle normalisé tel que :

$$\mu_{12} = \frac{\Gamma_{12}}{\sqrt{\Gamma_{11}(0)\Gamma_{22}(0)}} = \frac{\Gamma_{12}}{\sqrt{I_1 I_2}} \tag{4.13}$$

avec $\Gamma_{12} = \langle |E_1(P,t-\tau_1)E_2^*(P,t-\tau_2)| \rangle$ appelée la fonction de cohérence mutuelle, ce qui permet d'écrire dans le cas général :

$$I = I_1 + I_2 + 2\sqrt{I_1 I_2}\,|\mu_{12}|\cos(\Delta\phi(r)). \tag{4.14}$$

Cette notation permet de regrouper les termes issus de la corrélation dans $|\gamma_{12}|$, qui vaut 1 lorsque les ondes interfèrent et 0 lorsqu'elles sont incohérentes. Dans le cas simple où $I_1 = I_2 = I_0$ on obtient :

$$I = 2I_0(1 + 2\,|\mu_{12}|\cos(\Delta\phi(r)). \tag{4.15}$$

On remarque que l'intensité oscille entre les valeurs $I_{\max}$ et $I_{\min}$, le contraste des franges est alors égal au module du degré complexe de cohérence mutuelle :

$$I_{\max} = 2I_0(1 + 2\,|\mu_{12}|) \tag{4.16}$$

$$I_{\min} = 2I_0(1 - 2\,|\mu_{12}|) \tag{4.17}$$

$$|\mu_{12}| = \frac{I_{\max} - I_{\min}}{I_{\max} + I_{\min}} \tag{4.18}$$

Dans le cas d'une source étendue spatialement telle qu'une étoile, les ondes émises sont incohérentes entre elles. Cependant puisqu'elles sont très éloignées, les étoiles peuvent être considérées comme quasi-ponctuelle. La démonstration précédente, pour laquelle la source était représentée par deux points, se généralise dans le cas d'une étoile comme la somme infinie de sources ponctuelles incohérentes. Le terme de cohérence mutuelle dans le cas d'une source étendue telle qu'une étoile est démontré dans le cadre du théorème de van Cittert-Zernike.

Théorème de van Cittert-Zernike : Le facteur complexe de cohérence spatial μ, appelé aussi visibilité complexe, est la transformée de Fourier normalisée de l'image de l'objet observé $I(x, y)$, avec x et y les coordonnées de l'objet sur le ciel, c'est à dire la transformée de Fourier de l'intensité spécifique reçue en chaque point, normalisée à l'intensité totale. Cette quantité dépend de la base b et de la longueur d'onde λ :

$$\mu(B, \lambda) = \frac{\int\int I(x, y) e^{-2\pi i \Delta s.B/\lambda} \mathrm{d}x\mathrm{d}y}{\int\int I(x, y)\mathrm{d}x\mathrm{d}y}. \tag{4.19}$$

Le module du facteur complexe de cohérence donne le contraste des franges qui est la visibilité $V = |\mu|$. En reprenant l'équation précédente, ce terme est défini par le rapport du flux cohérent F_{corr}, c'est à dire du flux provenant de la partie non-résolue des observations, et le flux total F_{tot} :

$$V(\lambda) = \frac{F_{\mathrm{corr}}(\lambda)}{F_{\mathrm{tot}}(\lambda)}. \tag{4.20}$$

La phase, quant à elle, donne une première approximation sur le déphasage de ces franges par rapport au zéro de la différence de marche. Plus l'étoile aura un diamètre important moins elle constituera une source cohérente pour lesquelles les ondes électromagnétiques seront corrélées. En fin de compte, un interféromètre permet de mesurer la cohérence spatiale du front d'onde reçu par la source astrophysique observée. C'est un corrélateur optique qui renseigne sur la taille et la forme de l'objet observé.

Expression dans le plan (u,v) En introduisant les fréquences spatiales $u = B_x/\lambda$ et $v = B_y/\lambda$ on peut réecrire l'expression précédente dans le plan (u,v) :

$$\mu(u, v) = \frac{\int\int I(x, y) e^{-2\pi i(ux+vy)} \mathrm{d}x\mathrm{d}y}{\int\int I(x, y)\mathrm{d}x\mathrm{d}y}. \tag{4.21}$$

Le plan (u,v) représente les fréquences spatiales sondées sur l'objet dans deux directions différentes. Couvrir l'intégralité du plan (u,v) revient à observer l'objet dans chacune de ses directions et à différentes fréquences spatiales, ce qui permet de reconstituer l'image de l'objet. L'utilisation de plusieurs télescopes en simultané, 4 dans le cas de MATISSE, facilite la couverture du plan (u,v). La rotation de la Terre lors des observations est aussi mise à profit puisque les directions dans le plan (u,v) vont naturellement se mettre à tourner pendant une observation, cette technique s'appelle la supersynthèse d'ouverture.

4.2.2 Calcul des visibilités à partir du théorème de van Cittert-Zernike

4.2.2.1 Modèle de disque uniforme

Par application du théorème de van Cittert-Zernike, si on considère une distribution d'intensité comme étant un disque uniforme de diamètre $\theta_{\rm UD}$, ce qui constitue le modèle d'étoile le plus simple, la visibilité obtenue $V_{\rm UD}$ s'écrit :

$$V_{\rm UD}(x) = 2\frac{J_1(x)}{x} \tag{4.22}$$

où J_1 est la fonction de Bessel de première espèce du premier ordre, et $x = \pi B_p \theta_{\rm UD}/\lambda$, avec B_p la base projetée des observations. J'ai utilisé cette approche pour calculer la visibilité théorique des Céphéides à une phase donnée, ainsi que la visibilité théorique des calibrateurs (voir Section 4.5.1). En dérivant la visibilité du disque uniforme on obtient l'erreur systématique sur la visibilité théorique σ_{V_c} du calibrateur donnée par :

$$\sigma_{V_c} = 2J_2(z)\frac{\Delta\theta_{\rm UD}}{\theta_{\rm UD}} \tag{4.23}$$

où $\Delta\theta_{\rm UD}$ est l'incertitude sur le diamètre du calibrateur donné par les catalogues, et $J_2(z)$ est la fonction de Bessel du deuxième ordre. L'erreur systématique sur la visibilité carré théorique $\sigma_{V_c^2}$ du calibrateur est elle donnée par :

$$\sigma_{V_c^2} = 4V_c J_2(z)\frac{\Delta\theta_{\rm UD}}{\theta_{\rm UD}}. \tag{4.24}$$

4.2.2.2 Modélisation de l'enveloppe par une distribution d'intensité Gaussienne

Afin de modéliser les enveloppes (voir la Section 4.6.1), il est courant d'utiliser une distribution Gaussienne d'intensité, de largeur à mi-hauteur $\theta_{\rm FWHM}$ centrée sur l'étoile. L'application du théorème de van Cittert-Zernike permet de calculer la visibilité d'un tel environnement $V_{\rm CSE}$:

$$V_{\rm CSE}(x) = \exp\Big(-\frac{x^2}{4\ln 2}\Big) \tag{4.25}$$

avec $x = \pi\theta_{\rm FWHM}B_p/\lambda$. Cette approche simple a été utilisée pour modéliser la première enveloppe découverte autour de l Car par Kervella et al. (2006) en bande K avec l'instrument VINCI/VLTI. Nous reviendrons sur ces aspects plus loin dans la thèse.

4.2.3 Source polychromatique : la cohérence spectrale

Dans le cas d'une onde polychromatique, si l'on considère un filtre centré à la longueur d'onde λ_0 de largeur spectrale $\Delta\lambda$, la recombinaision des faisceaux collectées par les différentes ouvertures ne mènera à des interférences observables que si la différence de chemin entre ces faisceaux, avant recombinaison, est inférieure à une certaine longueur l_c que l'on nomme longueur de cohérence :

$$l_c = \frac{\lambda_0^2}{\Delta\lambda}. \tag{4.26}$$

Plus la longueur d'onde centrale d'observation est grande plus la longueur de cohérence est élevée. Pour obtenir des franges dans le cas polychromatique il faut donc maintenir un retard optique inférieur à l_c à l'aide des lignes à retard qui permettent de compenser la rotation de la Terre pendant les observations. Il est donc en pratique plus aisé d'obtenir des franges dans l'infrarouge que dans le domaine visible, où la longueur de cohérence est plus courte et demande un ajustement plus rapide et plus précis des lignes à retard.

4.2.4 Effet des perturbations atmosphériques

L'atmosphère est traversée en permanence par des cellules turbulentes convectives qui se déplacent avec le vent, ce qui déforme le front d'onde observé et entraîne une perte de corrélation. La résolution spatiale des télescopes est aussi affectée puisqu'elle est limitée à la taille caractéristique des cellules turbulentes, appelée paramètre de Fried r_0 (Fried, 1966). En d'autres termes, du fait de la turbulence atmosphérique, la résolution spatiale d'un télescope de 8 m est limité en pratique à $r0$, soit quelques dizaines de centimètres. Afin de lever cette limitation, l'optique adaptative est aujourd'hui utilisée et permet de compenser en quasi temps réel les différents ordres de turbulence atmosphérique affectant la stabilité du front d'onde à l'échelle du miroir du télescope. Cependant, dans le cas de l'interférométrie longue base, l'optique adaptative ne corrige pas l'ordre zéro de la turbulence, appelé 'piston', qui correpond à une différence de chemin variable entre les fronts d'onde collectés par les différents télescopes du réseau interférométrique. Dans ce cas, le piston atmosphérique peut éventuellement être corrigé par un système de suivi de franges qui permet de repositionner et suivre en temps réel les franges d'interférence.

En fonction des paramètres précédents il est possible de définir un temps d'évolution atmosphérique caractéristique définit par le temps de cohérence $\tau_0 = r_0/v$ avec v la vitesse du vent (Roddier et al., 1982). En interférométrie longue base, sans un système de suivi de franges dédié, il est nécessaire d'appliquer un temps d'intégration inférieur ou de l'ordre du temps de cohérence afin d'assurer une bonne stabilité des franges d'interférence. Le temps de cohérence est le temps caractéristique de la stabilité du front d'onde.

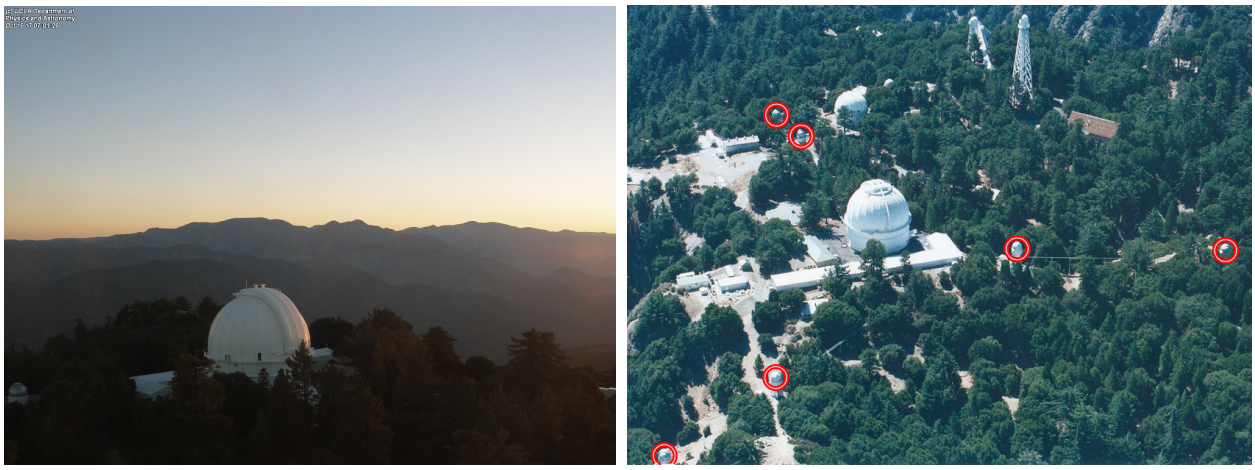
En pratique on utilise non seulement la valeur de r_0 mais aussi la largeur à mi-hauteur de la tache de diffraction qu'aurait un télescope de diamètre r_0, c'est à dire la résolution angulaire du télescope, et qu'on appelle seeing. Il est possible d'obtenir dans de très bonnes conditions des valeurs de seeing de $0.5''$.

4.3 Expérience observationnelle en interférométrie : MATISSE/VLTI et VEGA/CHARA.

Durant ma thèse j'ai eu la chance de pouvoir observer sur les interféromètres parmi les plus performants au monde, l'interféromètre CHARA (Center for High Angular Resolution Astronomy) au Mont Wilson en Californie, et avec le VLTI (Very Large Telescope Interferometer) sur le Mont Cerro Paranal à 150km de Antofagasta au Chili. Les observations représentent une part importante du travail de l'astronome. Je décris dans cette partie le travail observationnel en interférométrie que j'ai réalisé au cours de ma thèse.

Expérience avec VEGA/CHARA Ce fut d'abord un rêve que de me rendre dans cet observatoire historique du Mont Wilson fondé par George Ellery Hale en 1904, où tant de découvertes et d'astronomes illustres sont associés au XXe siècle (Michelson and Pease, 1921; Hubble, 1929; Baade, 1944). L'interféromètre CHARA est composé de 6 télescopes de 1m de diamètre en formation "Y" avec des bases de 30 à 330 m (voir la Figure 4.2). Sur place, avec Denis Mourard, j'ai appris à utiliser pendant 10 nuits l'instrument VEGA (Visible Spectrograph and Polarimeter), qui est un recombinateur dans le domaine visible entre 480 et 850 nm. J'ai observé 19 nuits supplémentaires à distance depuis l'observatoire de Calern avec Frédéric Morand. L'observation à distance impose des contraintes particulières qui représentent un défi lorsque des problèmes techniques sont rencontrés. J'ai également été en charge de la gestion d'un run entier, ce qui demande notamment d'optimiser les combinaisons de télescopes et de lignes à retard que l'on doit utiliser. J'ai ainsi contribué à

différents travaux de recherche portant sur les relations de brillance surface couleur (Salsi et al., 2020), les étoiles magnétiques roAp (papier de Karine Perraut accepté dans A&A), et les AGBs (Chiavassa et al., 2020).



(a) (b)

FIGURE 4.2 – L'interféromètre VEGA/CHARA au Mont Wilson, Pasadena, Californie. (a) Au matin du 15 Octobre 2017 je me balade sur la coupole du Hooker Telescope. On distingue à sa base le laboratoire où se trouve les lignes à retard et les instruments interférométriques, et en bas à gauche de l'image le télescope W2 de CHARA. (b) Vue aérienne de CHARA avec la disposition des 6 télescopes en Y, menant au laboratoire où se trouvent les lignes à retard au centre, près de la salle de contrôle.

Expérience avec MATISSE/VLTI Ce ne fut pas avec moins de plaisir que j'ai pu observer 6 nuits au Mont Cerro Paranal sur le VLTI en plein milieu du désert de l'Atacama (voir la Figure 4.3), en compagnie de mon collègue Pierre Cruzalèbes. J'étais en charge de la gestion du run, avec pour chaque programme la préparation des blocs d'observations, le choix des calibrateurs, et leur gestion en fonction de la priorité des programmes et des contraintes météorologiques. Pour une première fois, j'ai été mis à l'épreuve puisque qu'un vent Nord-Sud particulièrement fort imposait des restrictions de pointage dans la direction Sud. Je décris plus en détail le fonctionnement du recombinateur MATISSE dans la prochaine partie.

4.4 Principe de fonctionnement de MATISSE/VLTI

4.4.1 Objectifs astrophysiques de MATISSE

MATISSE (Multi AperTure Interferometry and SpectroScopic Experiment) est un imageur interférométrique dans l'infrarouge moyen, fonctionnant avec 4 télescopes du VLTI en simultané (Lopez et al., 2014; Allouche et al., 2016; Robbe-Dubois et al., 2018). Il a été conçu par un consortium de laboratoires et d'instituts internationaux, et assemblé au Laboratoire Lagrange de l'Observatoire de la Côte d'Azur. MATISSE recombine la lumière de quatre des télescopes du VLTI, les "Unit Telescopes" (UT) de 8.20 m ou les Telescopes Auxiliaires (ATs) de 1.80 m. Cet instrument fonctionne dans 3 bandes infrarouges importantes pour sonder les environnements de gaz et de poussière, les bandes L (2.8-4.2 μm), M (4.5-5 μm) et N (8-13 μm), pour lesquelles des bandes moléculaires et aussi des signatures de poussières peuvent être observées (voir Tableau 4.5). Différentes résolutions spectrales sont possibles R≈30 ou 220 pour la bande N et R= $\lambda/\Delta\lambda$ ≈30, 500, 1000 ou 3500 pour les bandes L et M.

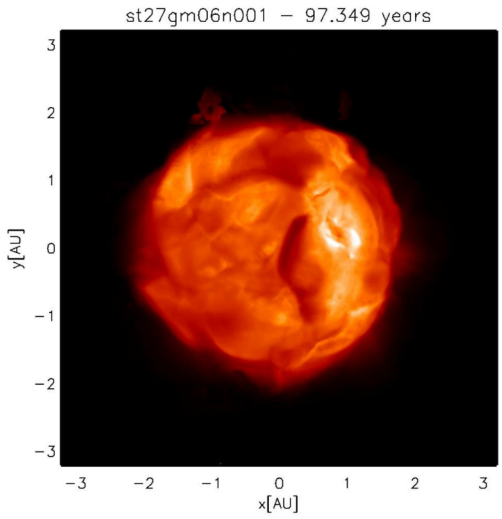
(a) (b)

FIGURE 4.3 – L'interféromètre MATISSE/VLTI au Mont Paranal, Désert d'Atacama, Chili. (a) Vue aérienne du VLTI avec les UTs, les ATs et le laboratoire de recombinaison au centre. (b) Vue aérienne de Vincent Hocdé se préparant pour les observations MATISSE dans la salle de contrôle du VLTI.

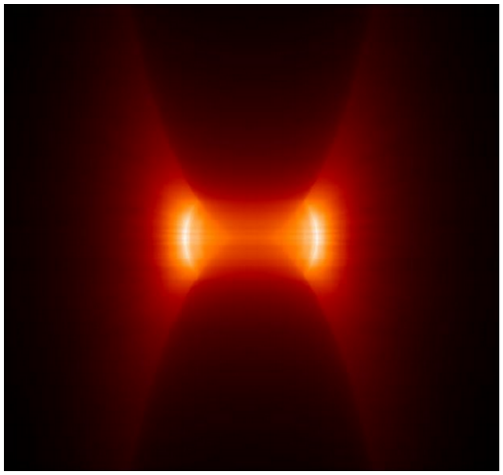
Grâce à ses 4 télescopes, MATISSE est tout indiqué pour réaliser de l'imagerie en utilisant notamment la supersynthèse d'ouverture. Pour la première fois il est envisageable de reconstruire l'image des surfaces convectives d'étoiles supergéantes pour vérifier l'accord avec les modèles de leur photosphère (voir la Figure 4.4a). Ces bandes infrarouges permettent également d'en apprendre plus sur les environnements de poussière et les raies d'émissions caractéristiques du gaz présentes dans les disques proto-planétaires ou autour des noyaux actifs de galaxies (Figure 4.4b). En relation avec mon travail de thèse, MATISSE est également adapté pour apporter des contraintes observationnelles sur l'enveloppe des Céphéides comme dans le cas des étoiles évoluées (Figure 4.4c), que ce soit dans le cas de l'existence d'une enveloppe de poussière émettant en bande N, ou dans le cas d'un environnement plus chaud proche de l'étoile, comme une coquille de gaz ionisé, et qui émettraient dans les bandes L et M.

4.4.2 Description générale de l'instrument

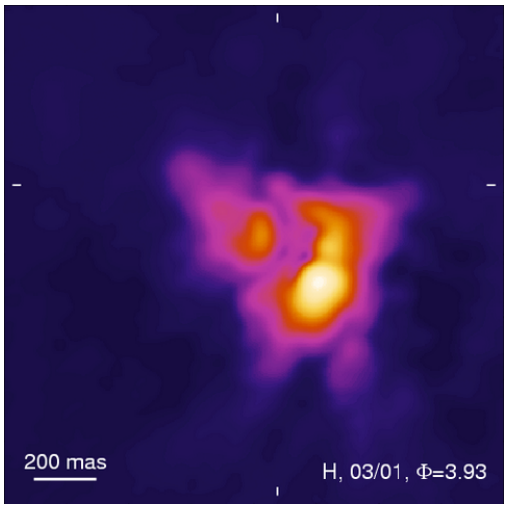
Le chemin optique de l'instrument, c'est à dire le chemin emprunté par les faisceaux obtenus par chaque télescope jusqu'aux détecteurs, est représenté sur la Figure 4.6. Les faisceaux provenant des 4 télescopes passent par une série de modules optomécaniques situés sur une table optique à température ambiante, appelés 'les optiques chaudes' (en rouge sur la figure). En entrée, les premier modules rencontrés par les faisceaux sont deux commuteurs de faisceau (un par paire de faisceaux) ou BCD (Beam Commmuter Device). Lorsqu'activés (position IN), ceux-ci commutent les faisceaux de manière à les faire parcourir le chemin de l'autre faisceau dans l'instrument. Un cycle d'observation de MATISSE nécessitant d'appliquer 4 positions aux 2 BCDs : IN-IN, IN-OUT, OUT-IN et OUT-OUT. Cette commutation des faisceaux permet de corriger en post-traitement les termes de phase induit par l'instrument, et cela sans perturber la phase de l'objet observé. Les faisceaux sont ensuite anamorphosés par des optiques cylindriques, c'est à dire qu'ils sont déformés spatialement afin d'optimiser leur échantillonange sur le détecteur en bout de course. Une séparation spectrale entre les bandes LM et N est ensuite effectuée. Après cette séparation, les faisceaux passent ensuite par une série de modules (modulateur de chemin optique, lignes à retard internes et périscopes) afin notamment d'égaliser toute différence de chemin optique, due à l'instrument, entre les 4 faisceaux de chaque bande, et optimiser leur alignement transversal. Cette dernière étape permettant une injection optimale dans les cryostats (un pour la bande LM et un pour la



(a) Modèle de photosphère AGB



(b) Modèle de tore de poussière d'un AGN



(c) Observation du vent de poussière autour de l'étoile évoluée R Mon

FIGURE 4.4 – Études astrophysiques envisageables pour MATISSE/VLTI.

(a)(Chiavassa et al., 2018) (b) (Schartmann et al., 2005) (c) (Weigelt et al., 2002).

bande N) et donc dans l'optique froide (en bleu sur la figure). Dans l'optique froide chaque faisceau passe par une étape de filtrage spatial qui sélectionne uniquement la partie centrale de la tâche d'Airy ($1.5\lambda/D$ en bande LM et $2\lambda/D$ en bande N) contenant la partie spatialement cohérente du faisceau. Avant d'atteindre les détecteurs, chaque faisceau est divisé de manière à envoyer une partie (1/3) sur la voie photométrique du détecteur (une voie pour chaque faisceau) et une autre partie (2/3) sur la voie interférométrique où la recombinaison est effectuée avec les autres faisceaux. Il est également possible d'envoyer tout le flux d'un faisceau dans la voie interférométrique. En avant de la caméra sont situés les éléments dispersifs permettant les différentes résolutions spectrales présentées dans la section précédente. Enfin, au bout de ce chemin optique, un détecteur est utilisé pour chaque bande, et donc chaque cryostat : un détecteur HAWAII-2RG pour les bandes L et M, et un détecteur AQUARIUS pour la bande N.

L&M band, $\sim$ 2.8–5.0 μm	
H_2O (ice)	3.14 μm
H_2O (gas)	2.8–4 μm
H recombination lines	Brα: 4.05 μm, Pfβ: 4.65 μm
Polycyclic Aromatic Hydrocarbons	3.3 μm, 3.4 μm
Nano-diamonds	3.52 μm
CO fundamental transition series	4.6-4.78 μm
CO (ice)	4.6-4.7 μm
N band, $\sim$ 8.0–13.0 μm	
Amorphous silicates	9.8 μm
Crystalline silicates (olivines and pyroxenes)	9.7, 10.6, 11.3, 11.6 μm
PAHs	8.6, 11.4, 12.2, 12.8 μm
Fine structure lines (e.g. [NeII])	10.5, 10.9, 12.8 μm

FIGURE 4.5 – Signatures spectrales caractéristiques observables par MATISSE/VLTI

4.4.3 Séquence d'observation

Le fonctionnement actuel de MATISSE est réalisé en configuration Hybrid dans lequel deux modes différents d'enregistrement sont utilisés pour observer les bandes spectrales LM et N. Le mode SiPhot, dans lequel la photométrie est enregistrée simultanément aux franges, est utilisé en bandes L et M. Pour cela, 2/3 du flux de chaque faisceau est envoyé dans la voie interférométrique pour la recombinaison, et 1/3 du flux est envoyé dans la voie photométrique (une voie photométrique pour chaque faisceau). La bande N fonctionne en mode HighSens où tout le flux de chaque faisceau est envoyé dans la voie interférométrique, ce qui permet d'augmenter la sensibilité et le rapport signal à bruit des mesures de flux cohérent. Une séquence d'observation standard commence par 2 poses d'1 min sur le ciel afin de mesurer le rayonnement de fond thermique ('sky') en bandes LM et N et effectuer une première soustraction de celui-ci dans les observations. Ensuite, 4 poses de 1 min (une pour chaque position de BCD) sont effectuées pour l'enregistrement des franges et de la photométrie en bande LM, et des franges uniquement en bande N.

Après l'enregistrement des franges, la mesure de la photométrie en bande N est une étape supplémentaire qui peut-être ajoutée par l'observateur dans la séquence d'observation. En effet puisque tous les photons sont utilisés en bande N par la voie interférométrique, il est nécessaire de rajouter cette étape pour obtenir la visibilité. En bande N, cette étape supplémentaire consiste en 2 séries de 4 poses de 1 min chacune afin de mesurer la photométrie des 4 faisceaux pour 2 positions de BCD données (IN-IN et OUT-OUT). Durant cette séquence, un chopping (observation alternative source/ciel à haute fréquence d'environ 1 Hz) est réalisée afin d'estimer et soustraire le rayonnement de fond du ciel très important en bande N et affectant fortement les mesures photométriques. En parallèle, le détecteur LM continue à fonctionner et enregistre donc 2x4 poses de 1 min simultanément sur l'interférométrie et la photométrie (mode Si-Phot) ; le chopping étant effectué en amont de l'instrument par les miroirs secondaires des télescopes, il concerne également les données acquises en bande LM. Bien que le rayonnement de fond thermique soit beaucoup moins important en bande LM, le chopping s'avère en pratique nécessaire afin de soustraire suffisamment correctement ce rayonnement de fond thermique des mesures photométriques de sources faibles.

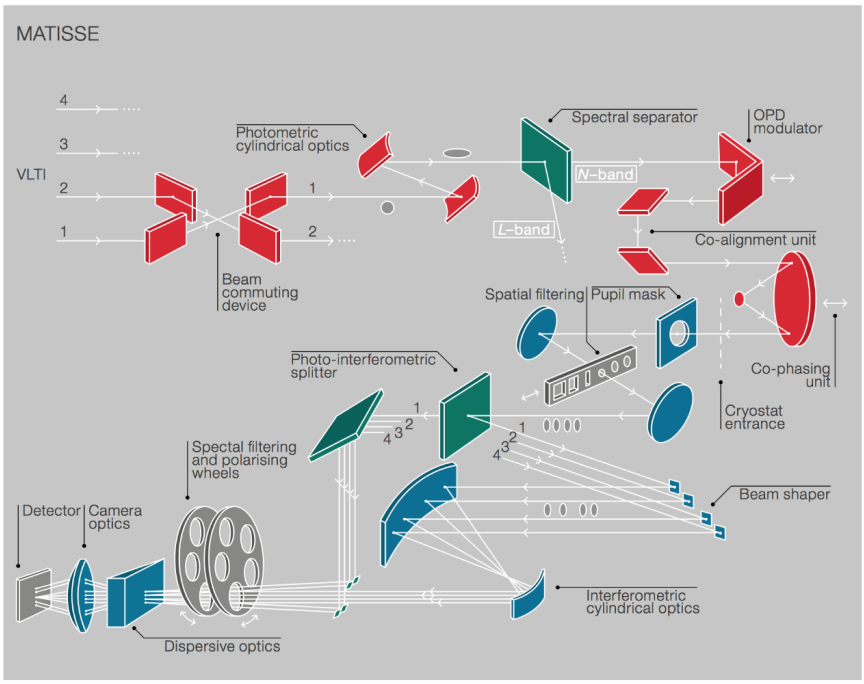


FIGURE 4.6 – Schéma du chemin optique de MATISSE/VLTI.
Les composants rouges représentent les éléments optiques placés à température ambiente tandis que les composants optiques bleus sont situés dans le cryostat à très basse température. Figure de J. R. Walsh et A. C. da Fonte Martins.

4.5 Observations

Lors des périodes de temps garanti par le consortium, j'ai réalisé les observations des Céphéides S Sge, Y Sgr, TT Aql, η Aql et ℓ Car en basse résolution avec la plus large configuration des ATs, et seule T Mon a été observée avec les UTs. Le log des observations est présenté dans la Table 4.1. Sur les deux premières nuits d'observation, le temps de cohérence τ_0, qui a une forte influence sur les visibilités enregistrées, était très bas avec $\tau_0 < 3$ ms. Ces conditions difficiles n'ont pas permis d'obtenir des données exploitables. Néanmoins j'ai pu mieux comprendre l'influence de l'atmosphère sur les observations, et les paramètres d'enregistrements à choisir comme le temps d'intégration ou la photométrie lors de conditions difficiles.

Je me suis concentré sur les données de ℓ Car et T Mon qui sont de très bonne qualité, principalement parce que le temps de cohérence était supérieur à 4.5 ms. Les résultats obtenus sur T Mon sont préliminaires et nécessitent de nouvelles observations pour être confirmés. Dans la suite je présente le travail que j'ai réalisé sur ℓ Car, en commençant par l'étalonnage des observables.

Par ailleurs, j'ai aussi obtenu l'observation de 10 nouvelles Céphéides avec les UTs pour les temps ouverts ESO des périodes d'observations P106 (hiver 2020) et P107 (été 2021). Ces observations à venir sont présentées dans la section 5.2.2 consacrée aux Perspectives.

4.5.1 Etalonnage des visibilités

L'instrument ne mesure pas la visibilité théorique de l'objet observé, les perturbations atmosphériques et aussi les défauts instrumentaux peuvent entraîner de multiples effets sur le parcours

TABLE 4.1 – Log des observations MATISSE/VLTI en temps garanti.

J'ai reporté dans ce tableau les calibrateurs utilisés, la date des observations en Jours Julien Modifiés (MJD), la phase de pulsation des Céphéides à cette date ϕ, le seeing lors des observations (donné en arcsecondes), l'airmass (AM) et le temps de cohérence dans le visible, en millisecondes. Les deux premières nuits ont des temps de cohérence très faibles qui n'ont pas rendu possible l'interprétation des données. Seule T Mon est observée à l'aide des UTs. Les étoiles notées avec une astérisque sont utilisées pour la calibration de ℓ Car. Les visibilités des observations #1 et #2 ont été calibrées avec eps Ant, tandis que leur flux total a été calibré à l'aide de q Car.

#	Cibles	Date (MJD)	ϕ	Seeing ($''$)	AM	τ_0 (ms)
	ν Ser					
	Y Sgr	58723.02	0.02	1.52	1.0	1.7
	HD184174					
	56 Aql					
	***η* Aql**	58725.14	0.75	2.40	1.19	1.06
	66 Aql					
	κ Del					
	S Sge	58723.14	0.18	1.50	1.40	1.9
	18 Del					
	TT Aql	58723.17	0.16	1.35	1.49	2.11
	64 Aql					
	56 Aql					
	***η* Aql**	58725.14	0.75	1.84	1.33	1.63
	66 Aql					
	***η* Aql**	58725.18	0.75	1.84	1.33	1.6
	56 Aql					
	q Car*			0.78	1.40	6.0
1	***ℓ* Car**	58907.12	0.08	0.66	1.32	5.3
	B Cen			0.85	1.39	6.1
2	***ℓ* Car**	58907.14	0.08	1.15	1.27	6.0
	eps Ant*			0.69	1.02	6.9
	e Cen			1.26	1.10	4.8
	bet Vol*			0.79	1.51	6.3
3	***ℓ* Car***	58908.00	0.10	0.81	1.66	6.3
	bet Vol*			0.91	1.42	15.7
	30 Gem				1.18	6.4
	T Mon	58923.06	0.10	0.90	1.35	2.9
	18 Mon				1.19	8.6
	T Mon	58923.10	0.10	1.63	1.66	3.4
	18 Mon				1.32	6.4

de la lumière, créant ainsi une baisse de visibilité. Cette réponse atmosphérique et instrumentale est caractérisée par une fonction de transfert T qui permet de retrouver la visibilité réelle V à partir de la visibilité mesurée μ :

$$V = \mu.\frac{1}{T}. \tag{4.27}$$

Il est donc essentiel d'estimer la fonction de transfert pour étalonner la visibilité de l'étoile. Cette fonction de transfert doit être représentative des conditions atmosphériques et instrumentales au moment de l'observation de la source scientifique. Il faut donc la déterminer en observant une étoile étalon assez proche spatialement et temporellement de l'étoile de science. Les étoiles de calibration sont des étoiles dont on connaît le diamètre réel afin de comparer sa visibilité théorique $V_{\rm cal}$ (calculé à partir du diamètre uniforme, voir l'équation 4.22) à la visibilité observée $\mu_{\rm cal}$:

$$T = \frac{\mu_{\rm cal}}{V_{\rm cal}}. \tag{4.28}$$

Une procédure de calibration standard est d'observer une étoile de calibration avant et après l'observation de la source scientifique. La fonction de transfert au moment de l'observation de l'étoile de science est alors interpolée à partir de l'estimation des calibrateurs. En pratique on mesure la visibilité carrée V^2 car il s'agit d'un estimateur non-biaisé par le bruit de photon et le bruit de détection.

Choix des calibrateurs avec MATISSE Il est crucial pour observer des enveloppes très peu brillantes de soigner l'étalonnage, en particulier dans le contexte de MATISSE qui requiert des calibrateurs appropriés pour chaque bande infrarouge LM et N.

- Le calibrateur doit se trouver suffisamment proche de l'étoile de science dans le plan du ciel de manière à sonder les mêmes conditions atmosphériques et à avoir des masses d'air équivalentes. Cela permet également aux télescopes d'éviter des déplacements importants, et donc une perte de temps.
- Il faut connaître le diamètre du calibrateur avec la plus grande précision possible. En principe, on choisit un calibrateur non-résolu, dont la visibilité est proche de 1. En revanche, plus le calibrateur est petit, moins il est brillant, et ceci est particulièrement vrai pour la bande N. En pratique, on choisit un calibrateur aussi petit que possible en bande L, et souvent un calibrateur de plus gros diamètre en bande N.

De plus, les calibrateurs utilisés ne doivent pas avoir d'émissions dans les bandes infrarouges qui seraient causées par des environnements. La consultation de leurs caractéristiques infrarouges dans le catalogue *Mid-infrared stellar Diameters and Fluxes compilation Catalogue* (MDFC) (Cruzalèbes et al., 2019) permet de les choisir plus finement. Les calibrateurs que j'ai observés sont présentés dans le log des observations Table 4.1. La prise en compte des erreurs statistiques et systématiques lors des observations interférométriques est compliquée car elle fait intervenir plusieurs inconnues de nature atmosphérique ou instrumentale. Leurs estimations sont cependant cruciales puisqu'elles influencent directement l'incertitude sur la taille des environnements qui sont observés.

Propagation des erreurs Trois grands types d'erreurs sont pris en compte par le pipeline de réduction :

- L'erreur à court terme, qui correspond à la dispersion de mesure, par canal spectral, des observables entre les observations élémentaires d'une même pose de 1 min.
- Une erreur à moyen terme représentée par la dispersion des mesures entre plusieurs poses d'1 min, durant le cycle d'observation de 4 min avec les différentes positions de BCD. Cette erreur est estimée en calculant l'écart-type des mesures entre les différentes poses. Elle est ajoutée quadratiquement à l'erreur totale.

— Un terme d'erreur à long-terme affectant le niveau moyen des visibilités qui est introduit durant le processus de calibration interférométrique. Ce terme d'erreur est en effet dû à une correction imparfaite de la fonction de transfert interférométrique par un ou plusieurs calibrateurs observés nécessairement à distance de la source de science (≈ 30 min en général). Ce terme peut-être estimé en évaluant la dispersion de la fonction de transfert au cours de la nuit sur plusieurs calibrateurs.

4.5.2 Stratégie de calibration

Dans ce Chapitre nous nous intéressons plus particulièrement aux observations de ℓ Car présentées dans le Tableau 1.1. Trois observations de ℓ Car quasi-consécutives ont été obtenues, numérotées #1, #2 et #3. Ces observations ont été encadrées par des calibrateurs. Ceux que j'ai utilisés pour calibrer les observations sont notés par un astérisque. La calibration standard des observations MATISSE consiste à encadrer temporellement la science par un calibrateur pour réaliser un "CAL-SCI-CAL". Cependant, cette stratégie de calibration s'est révélée possible seulement pour l'observation #3. En effet, les deux premiers calibrateurs de la première nuit, q Car et B Cen (voir dans la Table 4.1) se sont révélés problématiques. En effet le calibrateur q Car est une étoile supergéante de type spectral KII très résolue par MATISSE dont le diamètre angulaire est environ deux fois celui-de ℓ Car. L'incertitude sur son diamètre est donc susceptible d'engendrer une erreur importante sur l'étalonnage des visibilités de la Céphéide. Je n'ai donc pas utilisé ce calibrateur pour étalonner les visibilités. Cependant cette étoile constitue un très bon calibrateur en flux total puisqu'elle se situe angulairement très proche de ℓ Car et possède également un template atmosphérique du catalogue Cohen (Cohen et al., 1999). Bien que cette étoile soit également une étoile variable irrégulière, ses variations dans le domaine visible (Δmag$\approx$0.1 [2] (GCVS, Samus' et al., 2017)) se révèlent trop faible pour affecter son flux de manière significative dans l'infrarouge moyen. D'un autre côté j'ai montré que l'observation du calibrateur B Cen fournit des visibilités incohérentes avec celles attendues par la littérature (voir l'annexe B du Papier présenté en section 4.7). Je n'ai donc pas utilisé ce calibrateur dans mon étude. Bien que la raison de cette incohérence demeure inconnue (aucune défaillance instrumentale ou perturbation atmosphérique apparent ne sont à relever pendant les observations), il s'agit sans doute d'un problème passé inaperçu qui est survenu lors de cette observation.

En utilisant finalement le calibrateur eps Ant pour étalonner l'observation #1 et #2, et le calibrateur β Vol pour l'observation #3, on obtient les visibilités carrées représentées sur la Figure 4.7. En comparaison de la visibilité théorique de ℓ Car calculée par `SPIPS`, et qui correspond au diamètre attendu de l'étoile à cette phase, les visibilités observées sont plus basses, ce qui témoigne d'un environnement résolu autour de l'étoile.

.

4.5.2.1 Clôture de phase

La visibilité complexe permet aussi d'obtenir une information sur la phase qui est le décalage de la frange la plus brillante par rapport au zéro de différence de marche. Cependant la turbulence atmosphérique induit des délais supplémentaires du chemin optique et biaise la mesure de la phase. La clôture de phase permet de s'en affranchir. Cette technique adaptée des observations radios (Jennison, 1958) a besoin de 3 télescopes au minimum. En supposant un délai supplémentaire ϕ_a, causé par un offset atmosphérique ou instrumental, la clôture de phase reste indépendante. Chaque télescope perçoit une phase moyenne α_i différente dans la colonne d'atmosphère observée qui engendre une phase différentielle $\alpha_i - \alpha_j$ par chaque base de télescope. À ces effets atmosphériques

2. http ://www.sai.msu.su/groups/cluster/gcvs/gcvs/iii/iii.dat

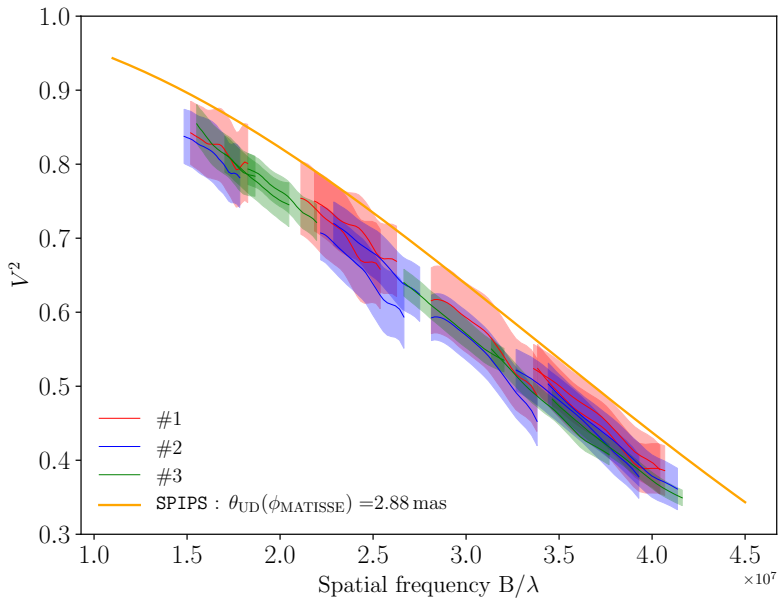


FIGURE 4.7 – Résultat de l'étalonnage en bande L des observations de ℓ Car.
La courbe orange représente la visibilité carrée théorique du diamètre uniforme calculé par `SPIPS` à la phase des observations.

s'ajoutent les effets de phase instrumentale propre à chaque paire de télescope α_{ij}

$$\phi_{12}^{mes} = \phi_{12}^{obj} + \alpha_1 - \alpha_2 + \alpha_{12} \tag{4.29}$$
$$\phi_{23}^{mes} = \phi_{23}^{obj} + \alpha_2 - \alpha_3 + \alpha_{23} \tag{4.30}$$
$$\phi_{31}^{mes} = \phi_{31}^{obj} + \alpha_3 - \alpha_1 + \alpha_{31} \tag{4.31}$$

La clôture de phase CP permet de sommer ces trois équations pour faire disparaître les effets de phases atmosphériques différentiels :

$$CP = \phi_{12}^{mes} + \phi_{23}^{mes} + \phi_{31}^{mes} = \phi_{12}^{obj} + \phi_{23}^{obj} + \phi_{31}^{obj} + (\alpha_{12} + \alpha_{23} + \alpha_{31}). \tag{4.32}$$

L'étalonnage par l'observation d'une étoile de calibration permet de soustraire les termes de phases instrumentaux et permet d'obtenir la clôture de phase réelle de l'objet. Une clôture de phase différente de 0° signifie que l'objet observé possède une distribution d'intensité asymétrique, ce qui peut-être rencontré dans le cas de systèmes stellaires multiples, d'un objet entouré d'un environnement circumstellaire avec des directions préférentielles, ou encore d'une étoile supergéante avec de larges cellules convectives comme la surface de Bételgeuse ou CL Lac (Chiavassa et al., 2020). Je présente les clôtures de phase obtenues pour chaque triplet de télescope obtenues avec les observations MATISSE sur la Figure 4.8. D'après cette figure, je trouve une clôture de phase moyenne de 0° en bande LM et N ce qui démontre l'absence d'environnement asymétrique autour de ℓ Car. Les clôtures en bande N semblent présenter des décalages plus important par rapport à 0°. Cependant ces écarts ne sont pas significatifs en tenant compte des variations pic-à-pic de chaque clôture, qui est environ de 10°. Par conséquent si une enveloppe existe, celle-ci peut être modélisée par une distribution centro-symétrique.

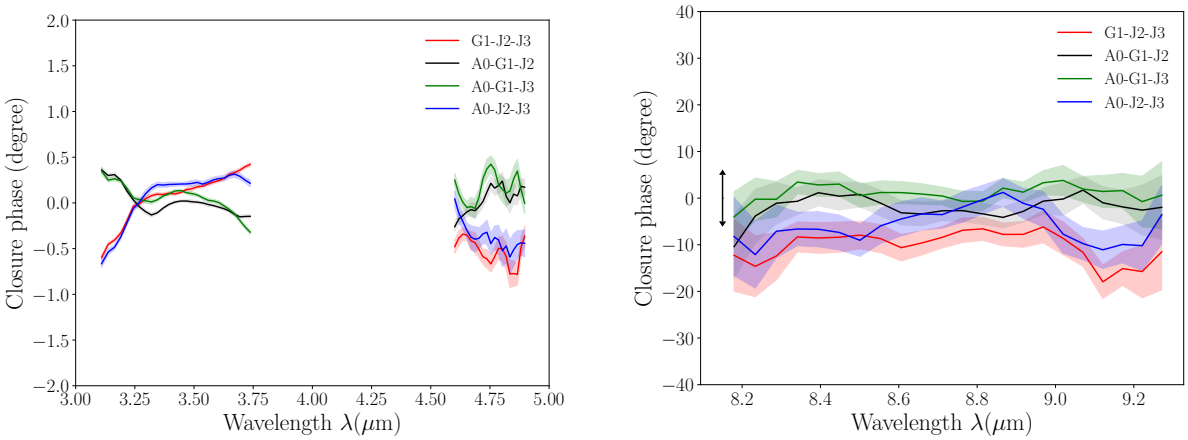


FIGURE 4.8 – Clôtures de phases de l'étoile l Car de l'observation #1.
(a) en bande LM et (b) en bande N. La partie de la bande N au-delà de 10 μm n'est pas exploitable à cause des incertitudes élevées. La double flèche représente la variation pic-à-pic de environ 10 degrés.

4.5.2.2 Flux corrélé et flux total

Grâce à l'enregistrement de la photométrie, l'interféromètre permet d'obtenir le flux total de la source astrophysique. L'enregistrement des franges donne accès au flux corrélé provenant de l'environnement résolu par l'interféromètre. Dans les deux cas, ces flux doivent être calibrés à l'aide d'une étoile de calibration. Soient $I_{\mathrm{tot,sci}}$ et $I_{\mathrm{tot,cal}}$ les flux totaux bruts de la science et du calibrateur reçus par l'interféromètre et obtenus par la photométrie, le flux total de la science est donné par :

$$F_{\mathrm{tot,sci}}(\lambda) = \frac{I_{\mathrm{tot,sci}}(\lambda)}{I_{\mathrm{tot,cal}}(\lambda)} \times F_{\mathrm{tot,cal}}(\lambda) \tag{4.33}$$

où $F_{\mathrm{tot,cal}}(\lambda)$ est le corps noir connu du calibrateur, qui peut-être donné par un template atmosphérique par exemple dans les catalogues Cohen (Cohen et al., 1999). Cette équation me permet d'obtenir les flux totaux en bande L et M et donc de reconstituer le spectre de la Céphéide à la phase des observations. En revanche, lorsque le flux de la source est trop faible en bande N, ce qui est le cas de ℓ Car avec les ATs, la photométrie n'est pas réalisée, et dans ce cas l'interféromètre ne donne accès qu'au flux cohérent de la source, c'est à dire le flux de la partie non-résolue des observations. Par définition, le flux corrélé $F^{B_p}_{\mathrm{corr}}(\lambda)$ mesuré pour une base projetée B_p, est relié à la visibilité $V^{B_p}(\lambda)$ et au flux total $F_{\mathrm{tot}}(\lambda)$:

$$V^{B_p}(\lambda) = \frac{F^{B_p}_{\mathrm{corr}}(\lambda)}{F_{\mathrm{tot}}(\lambda)}. \tag{4.34}$$

En écrivant que le flux corrélé du calibrateur s'écrit $F^{B_p}_{\mathrm{corr,cal}} = F_{\mathrm{tot,cal}}(\lambda) \times V^{B_p}_{\mathrm{cal}}(\lambda)$ on obtient le flux corrélé calibré de la science $F_{\mathrm{corr,sci}}(\lambda)$:

$$F^{B_p}_{\mathrm{corr,sci}}(\lambda) = \frac{I_{\mathrm{corr,sci}}(\lambda)}{I_{\mathrm{corr,cal}}(\lambda)} \times F_{\mathrm{tot,cal}}(\lambda) \times V^{B_p}_{\mathrm{cal}}(\lambda) \tag{4.35}$$

avec $I_{\mathrm{corr,sci}}$ et $I_{\mathrm{corr,cal}}$ les flux corrélés bruts obtenus par les observations pour chaque télescope. V_{cal} est la visibilité de l'étoile standard de référence en fonction des lignes de bases et de la longueur d'onde. La distribution d'énergie spectrale ainsi étalonnée représentée sur la Figure 4.9. Comme on

peut le voir sur cette figure, les spectres observés par MATISSE sont en très bon accord avec le modèle d'atmosphère interpolé par `SPIPS` à la phase de pulsation correspondant aux observations. De plus, le très bon accord du spectre en bande N avec une pente de Rayleigh-Jeans est une preuve supplémentaire d'un environnement de poussière absent ou alors très ténu autour d'une Céphéide.

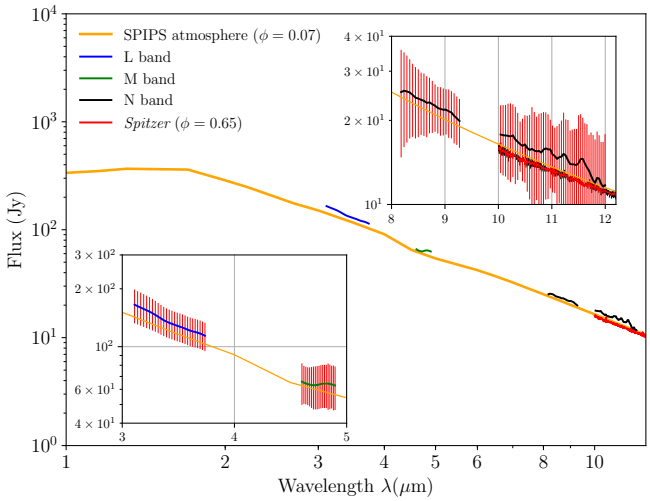


FIGURE 4.9 – Distribution d'énergie spectrale (SED) de ℓ Car dans l'infrarouge. Superposition de la SED du modèle `SPIPS` de ℓ Car (en orange) et des flux totaux mesurés par MATISSE en L (en bleu) et M (en vert) et calibrés avec q Car, et du flux corrélé en bande N (en noir) calibré avec β Vol.

4.6 Traitement des données

4.6.1 Ajustement et Résultat

En utilisant les équations 4.22 et 4.25 précédentes, la visibilité carrée totale $V^2_{\rm tot}$ engendrée par une étoile entourée par une enveloppe de distribution d'intensité Gaussienne s'écrit alors :

$$V^2_{\rm tot} = \Big(f_\star \, |V_{\rm UD}(x)| + f_{\rm CSE} \, |V_{\rm CSE}(x)| \Big)^2 . \tag{4.36}$$

Avec $f_\star$ la contribution normalisée en flux de l'étoile et $f_{\rm CSE} = 1 - f_\star$ la contribution de l'enveloppe circumstellaire. Grâce à cette équation, j'ai ajusté une enveloppe de distribution d'intensité Gaussienne centrée sur l'étoile à l'aide de deux paramètres : la largeur à mi-hauteur et la contribution en flux de l'enveloppe $f_{\rm CSE}$. Le résultat de l'ajustement en bande L est présenté sur la Figure 4.10. Le modèle donne une enveloppe dont le rayon est d'environ 1.7 $R_\star$ avec une contribution en flux de l'enveloppe de 7%, en très bon accord avec les précédentes observations avec VINCI/VLTI en bande K et MIDI/VLTI en bande N réalisées par Kervella et al. (2006).

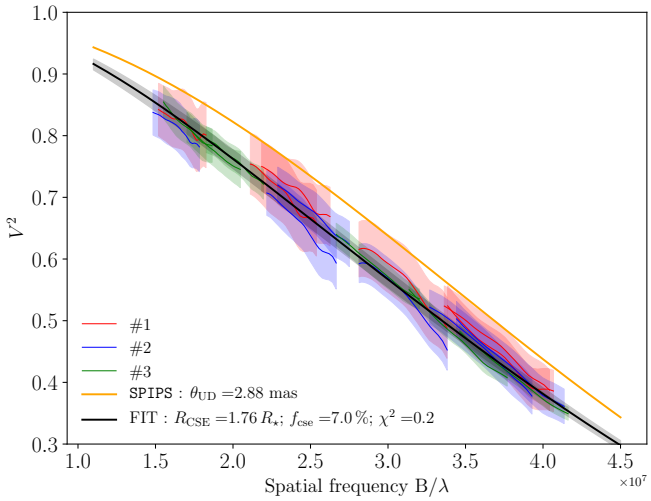


FIGURE 4.10 – Ajustement d'une enveloppe Gaussienne sur les données MATISSE de ℓ Car.

4.7 Papier : *Mid-infrared circumstellar emission of the Cepheid ℓ Carinae resolved with VLTI/MATISSE*

V. Hocdé et al. Article soumis à Astronomy & Astrophysics

Astronomy & Astrophysics manuscript no. output
February 22, 2021
©ESO 2021

Mid-infrared circumstellar emission of the long-period Cepheid ℓ Carinae resolved with VLTI/MATISSE⋆

V. Hocdé[1], N. Nardetto[1], A. Matter[1], E. Lagadec[1], A. Mérand[2], P. Cruzalèbes[1], A. Meilland[1], F. Millour[1], B. Lopez[1], P. Berio[1], G. Weigelt[3], R. Petrov[1], J. W. Isbell[19], W. Jaffe[4], P. Kervella[5], A. Glindemann[2], M. Schöller[2], F. Allouche[1], A. Gallenne[1,6,7,8], A. Domiciano de Souza[1], G. Niccolini[1], E. Kokoulina[1], J. Varga[4,17], S. Lagarde[1], J.-C. Augereau[9], R. van Boekel[4], P. Bristow[2], Th. Henning[2], K.-H. Hofmann[3], G. Zins[2], W.-C. Danchi[1,10], M. Delbo[1], C. Dominik[11], V. Gámez Rosas[4], L. Klarmann[19], J. Hron[12], M.R. Hogerheijde[4,11], K. Meisenheimer[19], E. Pantin[13], C. Paladini[2], S.Robbe-Dubois[1], D. Schertl[3], P. Stee[1], R. Waters[14,15], M. Lehmitz[4], F. Bettonvil[4], M. Heininger[3], P. Bristow[2], J. Woillez[2], S. Wolf[16], G. Yoffe[4], L. Szabados[17,18], A. Chiavassa[1], S. Borgniet[5], L. Breuval[5], B. Javanmardi[5], P. Ábrahám[17], S. Abadie[2], R. Abuter[2], M. Accardo[2], T. Adler[4], T. Agócs[21], J. Alonso[2], P. Antonelli[1], A. Böhm[4], C. Bailet[1], G. Bazin[2], U. Beckmann[3], J. Beltran[2], W. Boland[5], P. Bourget[2], R. Brast[2], Y. Bresson[1], L. Burtscher[4], R. Buter[2], R. Castillo[2], A. Chelli[1], C. Cid[2], J.-M. Clausse[1], C. Connot[3], R.D. Conzelmann[2], M. De Haan[24], M. Ebert[4], E. Elswijk[24], Y. Fantei[1], R. Frahm[2], V. Gámez Rosas[5], A. Gabasch[2], E. Garces[2], P. Girard[1], A. Glazenborg[25], F.Y.J. Gonté[2], J.C. González Herrera[2], U. Graser[4], P. Guajardo[2], F. Guitton[1], H. Hanenburg[24], X. Haubois[2], N. Hubin[2], R. Huerta[2], J. Idserda[25], D. Ives[2], G. Jakob[2], A. Jaskó[16], L. Jochum[2], R. Klein[4], J. Kragt[21], G. Kroes[14,20], S. Kuindersma[25], L. Labadie[17], W. Laun[4], R. Le Poole[5], C. Leinert[4], J.-L. Lizon[2], M. Lopez[2], A. Marcotto[1], N. Mauclert[1], T. Maurer[4], L.H. Mehrgan[2], J. Meisner[5], K. Meixner[4], M. Mellein[4], L. Mohr[4], S. Morel[1], L. Mosoni[22], R. Navarro[24], U. Neumann[4], E. Nußbaum[3], L. Pallanca[2], L. Pasquini[2], I. Percheron[2], T. Phan Duc[2], J.-U. Pott[19], E. Pozna[2], A. Ridinger[4], F. Rigal[24], M. Riquelme[2], Th. Rivinius[2], R. Roelfsema[24], R.-R. Rohloff[4], S. Rousseau[1], N. Schuhler[2], M. Schuil[24], K. Shabun[2], A. Soulain[19], C. Stephan[2], R. ter Horst[24], N. Tromp[24], F. Vakili[1], A. van Duin[25], L. B. Venema[25], J. Vinther[2], M. Wittkowski[2], and F. Wrhel[4]

(Affiliations can be found after the references)

Received ... ; accepted ...

ABSTRACT

Context. The nature of circumstellar envelopes (CSE) around Cepheids is still a matter of debate. The physical origin of their infrared (IR) excess could be either a shell of ionized gas, or a dust envelope, or both.

Aims. This study aims at constraining the geometry and the IR excess of the environment of the bright long-period Cepheid ℓ Car (P=35.5 days) at mid-IR wavelengths to understand its physical nature.

Methods. We first use photometric observations in various bands (from the visible domain to the infrared) and *Spitzer* Space Telescope spectroscopy to constrain the IR excess of ℓ Car. Then, we analyze the VLTI/MATISSE measurements at a specific phase of observation, in order to determine the flux contribution, the size and shape of the environment of the star in the *L* band. We finally test the hypothesis of a shell of ionized gas in order to model the IR excess.

Results. We report the first detection in the *L* band of a centro-symmetric extended emission around ℓ Car, of about $1.7\,R_\star$ in full width at half maximum, producing an excess of about 7.0% in this band. This latter value is used to calibrate the IR excess found when comparing the photometric observations in various bands and quasi-static atmosphere models. In the *N* band, there is no clear evidence for dust emission from VLTI/MATISSE correlated flux and *Spitzer* data. On the other side, the modeled shell of ionized gas implies a more compact CSE ($1.13 \pm 0.02\,R_\star$) and fainter (IR excess of 1% in the *L* band).

Conclusions. We provide new evidences for a compact CSE of ℓ Car and we demonstrate the capabilities of VLTI/MATISSE for determining common properties of CSEs. While the compact CSE of ℓ Car is probably of gaseous nature, the tested model of a shell of ionized gas is not able to simultaneously reproduce the IR excess and the interferometric observations. Further Galactic Cepheids observations with VLTI/MATISSE are necessary for determining the properties of CSEs, which may also depend on both the pulsation period and the evolutionary state of the stars.

Key words. Techniques : Interferometry – Infrared : CSE – stars: variables: Cepheids – stars: atmospheres

1. Introduction

Circumstellar envelopes (CSEs) around Cepheids have been spatially resolved by long-baseline interferometry in the *K* band with the Very Large Telescope Interferometer (VLTI) and the Center for High Angular Resolution Astronomy (CHARA) (Kervella et al. 2006; Mérand et al. 2006). They were detected around four Cepheids including ℓ Car, in the *N* band with VLTI/VISIR and VLTI/MIDI (Kervella et al. 2009; Gallenne et al. 2013). In the *K* band, the diameter of the envelope appears to be at least 2 stellar radii and the flux contribution is up to 5% of the continuum (Mérand et al. 2007). Both the size and flux

⋆ Based on observations made with ESO telescopes at Paranal observatory under program ID 0104.D-0554(A)

contribution are expected to be larger in the N band, as demonstrated by Kervella et al. (2009) for ℓ Car, Gallenne et al. (2013) for X Sgr and T Mon, and by Gallenne et al. (2021, submitted) for other Cepheids. Moreover, a CSE has also been discovered in the visible domain with the CHARA/VEGA instrument around δ Cep (Nardetto et al. 2016). The systematic presence of a CSE is still a matter of debate. While some studies have found no significant observational evidence for circumstellar dust envelopes in a large number of Cepheids (Schmidt 2015; Groenewegen 2020), Gallenne et al. (2021, submitted) found a significant IR excess attributed to a CSE for 10 out of 45 Cepheids.

Recently, Hocdé et al. (2020b) (hereafter Paper I) used an analytical model of free-free and bound-free emission from a thin shell of ionized gas to explain the near and mid-IR excess of Cepheids. They found a typical radius for this shell of ionized gas of about $R_{\rm shell}$=1.15 $R_\star$. This shell of ionized gas could be due to periodic shocks occurring in both the atmosphere and the chromosphere, which heat up and ionize the gas. Using VLT/UVES data, (Hocdé et al. 2020a) found a radius for the chromosphere of at least $R_{\rm chromo}$=1.5 $R_\star$ in long-period Cepheids. In addition, they found a motionless Hα feature in UVES high-resolution spectra obtained for several long-period Cepheids, including ℓ Car. This absorption feature was attributed to a static CSE surrounding the chromosphere above at least 1.5 $R_\star$, and reported by various authors around ℓ Car (Rodgers & Bell 1968; Bohm-Vitense & Love 1994; Nardetto et al. 2008).

Determining the IR excess and the size of the CSE is a key to understand the physical processes at play. In this paper, we study the bright Cepheid ℓ Car, which has an uniform disk diameter of about 2.9 mas. Our aim is to determine its IR excess from photometric measurements in various bands and *Spitzer* spectroscopy, while inferring the size of the CSE and its flux contribution thanks to the unique capabilities provided by the Multi AperTure mid-Infrared SpectroScopic Experiment (VLTI/MATISSE; Lopez et al. (2014); Allouche et al. (2016); Robbe-Dubois et al. (2018)) in the L (2.8-4.0 μm), M (4.5 - 5 μm) and N bands (8 - 13 μm). We first reconstruct the IR excess in Sect 2. Then, we present the data reduction and calibration process of VLTI/MATISSE data in Sect. 3. We use a simple model of the CSE to reproduce the visibility measurement of VLTI/MATISSE in Sect. 4. In Sect. 5 we discuss the physical origin of this envelope, and present a model of a shell of ionized gas. We summarize our conclusions in Sect. 6.

2. Deriving the infrared excess of ℓ Car

2.1. Near-IR excess modeling with SPIPS

Due to their intrisic variability, the photospheres of the Cepheids are difficult to model along the pulsation cycle. However, it is an essential prerequisite for deriving both the IR excess in a given photometric band, and the expected angular stellar diameter at a specific phase of interferometric observations (required in Sect. 3). In order to model the photosphere we use SpectroPhoto-Interferometric modeling of Pulsating Stars (SPIPS), which is a model-based parallax-of-pulsation code which includes photometric, interferometric, effective temperature and radial velocity measurements in a robust model fitting process (Mérand et al. 2015). SPIPS uses a grid of ATLAS9 atmospheric models[1] (Castelli & Kurucz 2003) with solar metallicity and a standard turbulent velocity of 2 km/s. SPIPS was already extensively described and used in several studies (Mérand et al. 2015; Breitfelder et al. 2016; Kervella et al. 2017; Gallenne et al. 2017), Javanmardi et al. (2021, accepted), Gallenne et al. (2021, submitted), and Paper I. SPIPS also takes into account the possible presence of an IR excess by fitting an *ad-hoc* analytic power law $\rm IR_{ex}$ (see green curve in Fig. 1a). We note that Gallenne et al. (2021, submitted) have shown that ℓ Car possibly has an IR excess using SPIPS, but its low detection level (2.9 ± 3.2% in K band) is not significant compared to a single-star model (i.e. without IR excess model). Breitfelder et al. (2016) also provided a SPIPS fitting of ℓ Car which did not present any significant IR excess. However, this work was done by considering only the V, J, H and K photometric bands, i.e. not the mid-infrared bands, which are critical to detect such an IR excess. Finally, since a CSE around ℓ Car has been detected by interferometry in the infrared (Kervella et al. 2006, 2009), we enable SPIPS to fit an IR excess in the following analysis. SPIPS provides a fit to the photometry along the pulsation cycle, which is in agreement with the observational data (description in Appendix A.1). From Fig. A.1, we emphasize that the SPIPS fitted model is well constrained by the numerous observations, and thus the physical parameters of the photosphere are accurately derived. However, as noted in the SPIPS original paper, the uncertainties on the derived parameters are purely statistical and do not take into account systematics. While the fitting is satisfactory from the visible domain to the near infrared, SPIPS fits an IR excess for wavelengths above about 1.2 μm. Indeed the observed brightness ($m_{\rm obs}$) significantly exceeds the predictions ($m_{\rm kurucz}$). The averaged IR excess over a pulsation cycle is presented in Fig. 1a. In the next section we combine this average IR excess with *Spitzer* mid-infrared spectroscopy.

2.2. Mid-IR excess from Spitzer observations

Space-based observations such as those of obtained with the *Spitzer* space telescope are useful to avoid perturbation caused by the Earth atmosphere, which is essential for the study of dust spectral features. We use spectroscopic observations made with the InfraRed Spectrograph IRS (Houck et al. 2004) on board the *Spitzer* telescope (Werner et al. 2004). High spectral resolution (R=600) from 10 μm to 38 μm was used with Short-High (SH) and Long-High (LH) modules placed in the focal plane instrument. The full spectra were retrieved from the CASSIS atlas (Lebouteiller et al. 2011) and the best flux calibrated spectrum was obtained from the optimal extraction using differential method, which eliminates low-level rogue pixels (Lebouteiller et al. 2015). Table 1 provides an overview of the *Spitzer* observation. The reference epoch at maximum light ($\rm MJD_0$=50583.742), pulsation period (P=35.557 days) and the rate of period change ($\dot{P}$=33.4±1.0 s/yr) used to derive the pulsation phase corresponding to the *Spitzer* observation are those computed by the SPIPS fitting of ℓ Car. We note that the most up-to-date and independent value of rate of period change, derived by Neilson et al. (2016) ($\dot{P}$ = 20.23 ± 1.38 s/y) is slightly lower than the value estimated by SPIPS. However adopting this latter value would not change the result of this paper.

In order to derive the IR excess of *Spitzer* observation, and correct for the absorption of the interstellar matter (ISM), we followed the method developed in Paper I. First, we derived the IR excess of ℓ Car at the specific *Spitzer* epoch using

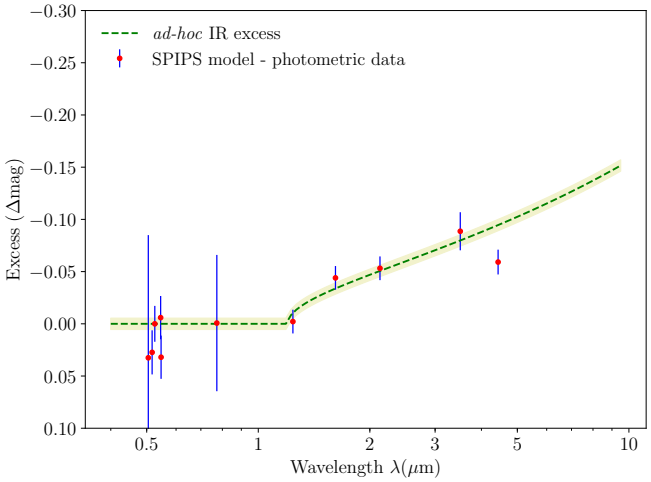
$$\Delta\text{mag} = m_{Spitzer} - m_{\rm kurucz}[\phi_{Spitzer}] \quad (1)$$

where $m_{Spitzer}$ is the magnitude of the *Spitzer* observation and $m_{\rm kurucz}[\phi_{Spitzer}]$ is the magnitude of the ATLAS9 atmospheric model interpolated at the phase of *Spitzer* observations ($\phi_{Spitzer}$)

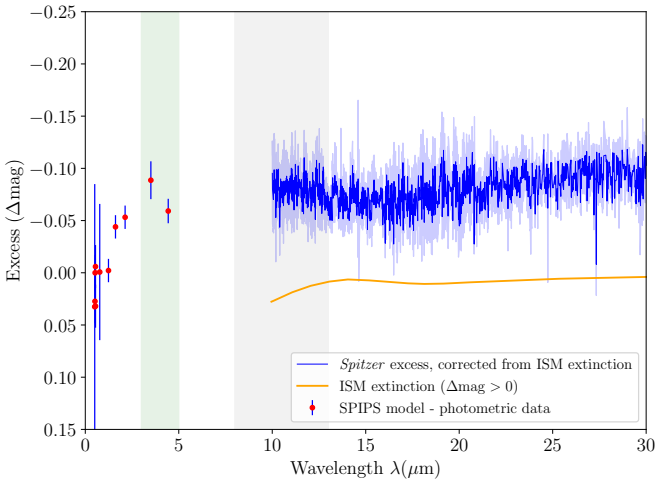
[1] http://wwwuser.oats.inaf.it/castelli/grids.html

Table 1: *Spitzer* data set of ℓ Car (program number 40968). The Astronomical Observation Request (AOR), the date of observation, the corresponding Modified Julian Date (MJD), and the pulsation phase (ϕ) are indicated. The physical parameters of ℓ Car derived by SPIPS at the *Spitzer* observation phase are indicated: the effective temperature ($T_{\rm eff}$), the surface gravity ($\log g$) and the limb-darkened angular diameter ($\theta_{\rm LD}$). Statistical uncertainties on $T_{\rm eff}$ and θ are provided by SPIPS, whereas uncertainty on $\log g$ is arbitrarily set to 10%.

Object	AOR	Date (yyyy.mm.dd)	MJD (days)	$\phi_{Spitzer}$	$T_{\rm eff}(\phi_{Spitzer})$ (K)	$\log g(\phi_{Spitzer})$ (cgs)	$\theta_{\rm LD}(\phi_{Spitzer})$ (mas)
ℓ Car	23403520	2008.05.03	54589.502	0.648	4630^{+15}_{-15}	$0.98^{+0.10}_{-0.10}$	$2.897^{+0.002}_{-0.002}$



(a) SPIPS cycle-averaged IR excess



(b) Reconstructed IR excess with SPIPS and *Spitzer*

Fig. 1: (a) Averaged IR excess of ℓ Car as derived with the SPIPS algorithm (red dots) and presented with the fitted *ad-hoc* analytic law $\mathrm{IR_{ex}} = -0.053(\lambda - 1.2)^{0.501}$ mag. For each photometric band (described in Appendix A), the red dots are the mean excess value averaged over the cycle of pulsation of ℓ Car while the blue uncertainties correspond to the respective standard deviation. (b) The IR excess of ℓ Car is reconstructed at the specific phase of *Spitzer* observation. It includes the averaged IR excess from SPIPS (red dots) and the *Spitzer* observations (blue line) corrected for the silicate absorption of the ISM along the line of sight (orange curve). The silicate extinction has been derived using silicate refractive index from Draine & Lee (1984). Green and gray vertical stripes represent the *LM* and *N* bands of MATISSE, respectively.

using the parameters derived by SPIPS and given in Table 1. We discarded wavelengths of *Spitzer* observations longer than 30 μm due to extremely large uncertainties. Secondly, we corrected the spectrum for ISM extinction by subtracting a synthetic ISM composed of silicates from Draine & Lee (1984) (see orange curve in Fig. 1b). This calculation assumes a relation between the extinction $\mathrm{E}(B-V)$ derived by SPIPS (i.e. $\mathrm{E}(B-V)$=0.148 mag) and the silicate absorption from diffuse interstellar medium (see Eq. 4 in Paper I). Finally, we combine this result with SPIPS averaged IR excess in order to reconstruct the IR excess from the visible to the mid-infrared domain. The determined IR excess is presented in Fig. 1b (red dots and blue line).

Similarly to the five Cepheids presented in Paper I, we observe a continuum IR excess increasing up to −0.1 mag at 10 μm. In particular within the specific bands of MATISSE (see vertical strips in Fig. 1b), the IR excess is between −0.05 and −0.1 mag at 3.5 μm and 4.5 μm (*L* and *M* bands) which represents an excess of 5 to 10% above the stellar continuum. In addition, we find no silicate emission feature in the *Spitzer* spectrum around 10 μm (*N* band) within the uncertainties, which points toward an absence of significant amount of circumstellar dust with amorphous silicate components.

3. VLTI/MATISSE interferometric observations

MATISSE is the four-telescope beam combiner in the *L*, *M* and *N* bands of the Very Large Telescope Interferometer (VLTI). The VLTI array consists of four 1.8-meter auxiliary telescopes (ATs) and four 8-meter unit telescopes (UTs), and provides baseline lengths from 11 meters to 150 meters. As a spectro-interferometer, MATISSE provides dispersed fringes and photometries. The standard observing mode of MATISSE (so-called hybrid) uses the two following photometric measurement modes: SIPHOT for *L* and *M* bands, in which the photometry is measured simultaneously with the dispersed interference fringes, and HIGH SENS for *N* band, in which the photometric flux is measured separately after the interferometric observations. The observations were carried out during the nights of 27 and 28 February 2020 with the so-called large configuration of the ATs quadruplet (A0-G1-J2-J3, with ground baseline lengths from 58 to 132 m) in low spectral resolution (R=$\lambda/\Delta\lambda$ ≈30). The log of the MATISSE observations is given in Table 2. The raw data were processed using the version (1.5.5) of the MATISSE data reduction software [2]. The steps of the data reduction process are described in Millour et al. (2016).

The MATISSE absolute visibilities are estimated by dividing the measured correlated flux by the photometric flux. Thermal background effects affect the measurement in the *M* and *N*

[2] The MATISSE reduction pipeline is publicly available at http://www.eso.org/sci/software/pipelines/matisse/.

bands significantly more than in the L band. Thus, we use only the L band visibilities in our modeling and analysis, while the L and M photometries are used for deriving the observed total flux (see Sect. 3.2). In the N band, the total flux of ℓ Car ($\approx$17 Jy) is at the lower limit of the ATs sensitivity with MATISSE for accurate visibility measurements ($\sim$ 20 Jy, as stated on the ESO webpage of the MATISSE instrument). Thus, we rather use the correlated flux measurements (not normalized by the photometric flux) as an estimate of the N band photometry of ℓ Car. In the following of the paper, we discarded the 4.1 to 4.5 μm spectral region, where the atmosphere is not transmissive, and also the noisy edges of the atmosphere spectral bands. As a result, we analyze the following spectral region in L (3.1-3.75μm) for absolute visibility and flux, M (4.75-4.9μm) for flux, and in N (8.2-12μm) for correlated flux.

3.1. Calibration of the squared visibility in the L band

Calibrators were selected using the SearchCal tool of the JMMC[3], with a high confidence level on the derived angular diameter ($\chi^2 \leq 5$, see Appendix A.2 in Chelli et al. (2016)). Moreover, calibrator fluxes in the L and N bands have to be of the same order than for the science target (i.e. $\approx$10 to 100 Jy in L and N) to ensure a reliable calibration (Cruzalèbes et al. 2019). These flux requirements induce the use of partially resolved calibrators at the 132-m longest baseline. The L band uniform-disk (UD) angular diameters for the standard stars as well as the corresponding L and N band fluxes and the spectral type are given in Table 3.

We analyze these calibration stars with a special care. The first calibrator of this night, q Car, was observed in the frame of a different program and was not used in the interferometric visibility calibration process. Indeed, it is a supergiant star of spectral type KII, which makes its angular diameter of 5.2 mas too large (compared to ℓ Car), and rather uncertain in the L band. However, q Car appears to be a suitable total flux calibrator for ℓ Car in both L and M bands (see Sect. 3.2). Indeed, although q Car is an irregular long-period variable, its photometric variation in the visible is Δmag$\approx$0.1 [4] (GCVS, Samus' et al. 2017), thus its flux variation in the Rayleigh-Jeans domain, i.e. in the L and M bands, only represents about 1%. Moreover q Car was observed at an air mass very close to the one of ℓ Car (see Table 2). In the analysis, we discarded the calibrator B Cen since it has inconsistent visibilities as explained in Appendix B. Thus, we used ϵ Ant to calibrate observation #1. For observation #2, we also used ϵ Ant. For observation #3, we bracketed the science target with the standard CAL-SCI-CAL strategy calibration using β Vol. The calibrated squared visibilities (V^2) in L band are presented in Fig. 2. The visibility curve associated with the limb-darkened angular diameter of the star (without CSE), which was derived from the SPIPS analysis at the specific phase of VLTI/MATISSE (ϕ=0.07), is shown for comparison.

MATISSE also provides closure phase measurements, which contain information about the spatial centro-symmetry of the brightness distribution of the source. For all the closure phase measurements, we find an average closure phase of about 0° in the L, M and the N band from 8.2 to 9.25 μm (see Fig. 3). In the N band we indicated the typical peak-to-valley dispersion of the MATISSE closure phase measurements with an error bar ($\approx$10 degrees) and we discarded the spectral region beyond 10 μm due to extremely large uncertainties (see Fig. 3). Down to a sub-degree level (resp. 10 degrees level), our closure phase measurements are consistent with the absence of significant brightness spatial asymmetries in the environment around ℓ Car in L and M bands (resp. N band). That justifies our use of centro-symmetric models in the following of the paper.

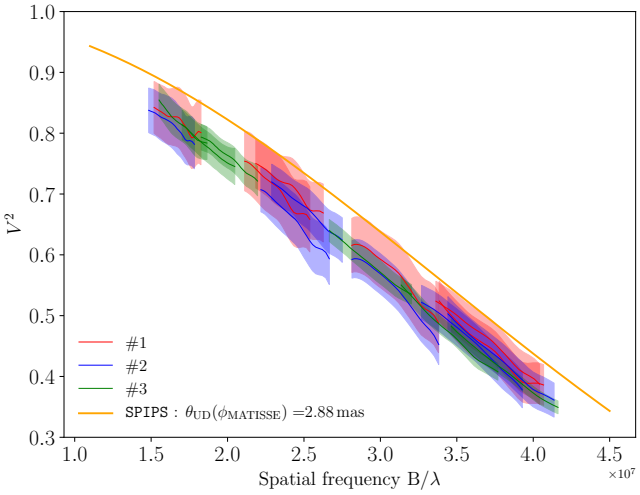


Fig. 2: The calibrated squared visibilities of ℓ Car as a function of the spatial frequencies in the L band for observations #1, 2 and 3. The theoretical visibility curve corresponding to a uniform disk of θ_{UD} = 2.887 ± 0.003 mas in the L band, as derived from the SPIPS analysis (i.e. without CSE) is indicated for comparison.

Table 2: Log of the observations for nights of 27 February (observations #1 and 2) and 28 February 2020 (observation #3) with the Modified Julian Date (MJD), the pulsation phase ϕ, the seeing (in arcsecond), the air mass (AM), integrated water vapour (IWV) at 30 deg elevation (in millimeter) and the coherence time τ_0 (in millisecond) are indicated. Stars used in the visibility calibration strategy are marked with an asterisk (see Sect. 3.1). q Car and β Vol are used to calibrate the total flux (see Sect. 3.2), while e Cen is used to check the consistency of the other calibrators (see Appendix B). The calibrator B Cen is not used, see Appendix B

.

#	Target	Date (MJD)	ϕ	seeing ($''$)	AM	τ_0 (ms)
	q Car	58907.11		0.78	1.40	6.0
1	ℓ Car*	58907.12	0.05	0.66	1.32	5.3
	B Cen	58907.13		0.85	1.39	6.1
2	ℓ Car*	58907.14	0.05	1.15	1.27	6.0
	ϵ Ant*	58907.15		0.69	1.02	6.9
	e Cen	58907.28		1.26	1.10	4.8
	bet Vol*	58907.99		0.79	1.51	6.3
3	ℓ Car*	58908.00	0.07	0.81	1.66	6.3
	bet Vol*	58908.01		0.91	1.42	15.7

[3] SearchCal is publicly available at https://www.jmmc.fr/english/tools/proposal-preparation/search-cal/
[4] http://www.sai.msu.su/groups/cluster/gcvs/gcvs/iii/iii.dat

Table 3: Calibrator properties. θ_{UD} is the uniform disk (UD) angular diameter in L band from the JSDC V2 catalogue (Bourgés et al. 2014), F_L and F_N are the flux in the L and N bands from the Mid-infrared stellar Diameters and Fluxes compilation Catalogue (MDFC) (Cruzalèbes et al. 2019).

Calibrator	θ_{UD}(mas)	F_L (Jy)	F_N(Jy)	Sp. Type
q Car	5.19±0.60	299.5±50.6	45.8±8.2	K2.5 II
B Cen	2.54±0.28	72.3±11.8	10.6±1.0	K3 III
ϵ Ant	2.86±0.30	88.1±1.2	12.2±1.8	K3 III
e Cen	2.97±0.29	88.9±10.9	13.2±1.6	K3.5 III
bet Vol	2.90±0.29	95.4±23.5	14.6±3.4	K2 III

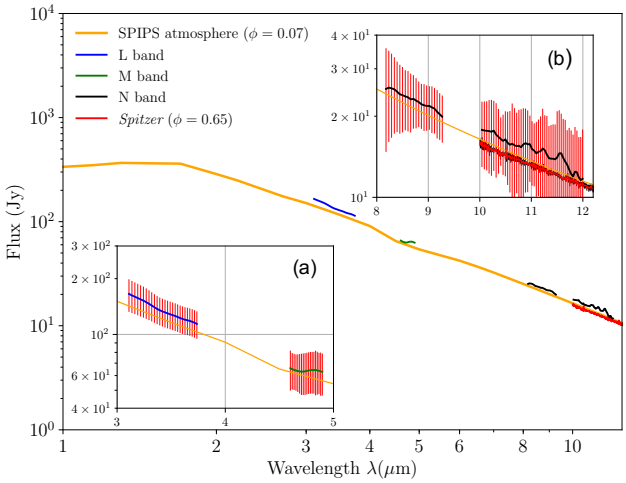


Fig. 4: Averaged calibrated total flux for observations #1, 2 and 3 in *LM* bands plus the correlated flux in N band for observation #3. Panels (a) and (b) refer to *LM* and N bands respectively. SPIPS photosphere model is interpolated at the phase corresponding to the MATISSE the observation with parameters: $T_{\rm eff}(\phi_{\rm obs})$=5014 ± 15 K; log $g(\phi_{\rm obs})$=0.96 ± 0.10; and $\theta_{\rm UD}(\phi_{\rm obs})$=2.887 ± 0.003 mas. The *Spitzer* spectrum used in Sect. 2.2 is plotted for comparison.

3.2. Flux calibration

In L and M bands we calibrate the total flux $F_{\rm tot,sci}$ of ℓ Car using

$$F_{\rm tot,sci} = \frac{I_{\rm tot,sci}}{I_{\rm tot,cal}} \times F_{\rm tot,cal} \quad (2)$$

where $I_{\rm tot,sci}$ and $I_{\rm tot,cal}$ are the observed total raw flux of the science target and the calibrator respectively. $F_{\rm tot,cal}$ is the known flux of the standard star. We calibrate ℓ Car using standard stars with the closest air mass which are q Car and β Vol for the observations of the first and second night respectively. $F_{\rm tot,cal}$ is given by their atmospheric templates from Cohen et al. (1999). Since the air mass of both target and calibrator are comparable we do not correct for the air mass. Moreover, while a chromatic correction exists for the N band (Schütz & Sterzik 2005) it is not calibrated (to our knowledge) for the L and M bands. Then we average the three observations, adding uncertainties and systematics between each measurement in quadrature.

Since ℓ Car is too faint in N band for accurate photometry (and thus absolute visibility) measurements, we use the correlated flux for the N band, which is the flux contribution from the spatially unresolved structures of the source. We calibrated the correlated flux of the science target $F_{\rm corr,sci}$ following :

$$F_{\rm corr,sci} = \frac{I_{\rm corr,sci}}{I_{\rm corr,cal}} \times F_{\rm tot,cal} \times V_{\rm cal} \quad (3)$$

where $I_{\rm corr,sci}$ and $I_{\rm corr,cal}$ are the observed raw correlated flux of the science target and the calibrator respectively, and $V_{\rm cal}$ the calibrator visibility. For such an absolute calibration of the correlated flux, we need a robust interferometric calibrator with an atmospheric template given by Cohen et al. (1999). Only β Vol, observed during the second night, meets these two requirements. Thus we only calibrate the correlated flux measurements from observation #3 using the known flux of β Vol. The calibrated correlated fluxes from the different baselines do not present any resolved features, allowing us to average the correlated flux from the different baselines. Note that we have discarded the spectral region between 9.3 and 10 μm, due to the presence of a telluric ozone absorption feature around 9.6 μm that strongly impacts the data quality. The calibrated total fluxes in L and M bands and the averaged calibrated N band correlated flux are presented in Fig. 4.

We draw here several intermediate conclusions. First, the agreement between the measured flux with MATISSE, *Spitzer* and the SPIPS atmosphere model of ℓ Car is qualitatively satisfactory within the uncertainties. However, the MATISSE flux measurements have rather large uncertainties ($\geq$ 10%), making it difficult to determine the IR excess of ℓ Car with a precision at the few percent level. Secondly, we can see that the N band correlated flux follows a pure Rayleigh-Jeans slope. This indicates the absence of silicate emission, which is consistent with the *Spitzer* data (Sect. 2.2). This is also in agreement with previous MIDI spectrum given by Kervella et al. (2009). Third, a resolved environment around ℓ Car is seen in the visibility measurements in the L band. Indeed, the calibrated visibilities are significantly lower than the visibilities corresponding to a model of the star without CSE, as derived from the SPIPS algorithm at the specific phase of VLTI/MATISSE observations (see Fig. 2). Since the interferometric closure phase is zero the resolved structure around the star is centro-symmetric. In the next section we apply a centro-symmetric model of envelope on the observed V^2 measurements in L band in order to investigate the diameter and flux contribution of the envelope.

4. Gaussian envelope model

In this section we fit a geometrical model on the measured L band visibilities. ℓ Car and its CSE are modeled with an uniform disk (UD) and a surimposed Gaussian distribution, as in the previous studies on ℓ Car CSE (Kervella et al. 2006, 2009). The UD diameter corresponds to the one at the specific phase of the observation derived by SPIPS that is $\theta_{\rm UD}$ = 2.887 ± 0.003 mas in the L band. To model the CSE, we superimposed a Gaussian intensity distribution centered on the stellar disk. This CSE Gaussian model has two parameters which are the CSE diameter $\theta_{\rm CSE}$ taken as the Full Width at Half Maximum (FWHM), and the CSE flux contribution normalized to the total flux. We then performed a reduced χ^2_r fitting to adjust the total squared visibility of the model $V^2_{\rm tot}$ over the MATISSE observation in L band. We

computed the total squared visibility of the star plus CSE model using

$$V^2_{\rm tot}(f) = \Big(F_\star\ |V_{\rm UD}(f)| + F_{\rm CSE}\ |V_{\rm CSE}(f)|\Big)^2 \quad (4)$$

where f=B_p/λ is the spatial frequency (B_p the length of the projected baseline), $F_\star$ and $F_{\rm CSE}$ are the normalized stellar and CSE flux contribution to the total flux respectively, normalized to unity $F_\star + F_{\rm CSE} = 1$. $V_{\rm UD}(f)$ is the visibility derived from the UD diameter of the star given by

$$V_{\rm UD}(f) = 2\frac{J_1(\pi\theta_{\rm UD} f)}{\pi\theta_{\rm UD} f} \quad (5)$$

where J_1 is the Bessel function of the first order. $V_{\rm CSE}(f)$ is the visibility of a Gaussian intensity distribution

$$V_{\rm CSE}(f) = \exp\Big[-\frac{(\pi\theta_{\rm CSE} f)^2}{4\ln 2}\Big]. \quad (6)$$

We perform the fit on observations #1, 2 and 3 simultaneously, since ℓ Car is not expected to vary significantly between ϕ=0.05 and 0.07. The derived visibility model is shown in Fig. 5 and we present the best-fit parameters in Table 4. The visibility model turns out to be consistent, within the error bars, with the three observations. However, the reduced χ^2_r is low (i.e. 0.2), thus the data are overfitted by the model and the uncertainties on the best-fit parameters are underestimated. In that case, to obtain more reliable uncertainties on the best-fit parameters we fit independently the three observations and we take the uncertainty as the standard deviation as of the resulted parameters. We resolve a CSE with a radius of 1.76±0.28 $R_\star$ accounting for about 7.0±1.4% of the flux contribution in the L band, that gives an IR excess of −0.07 mag. Both the size and the flux contribution are in agreement with previous studies which have found a compact environment of size 1.9±1.4 $R_\star$ in K band with VINCI and 3.0±1.1 $R_\star$ in N band with MIDI (Kervella et al. 2006), with few percents in flux contribution in both cases. As noted by Kervella et al. (2006), the large uncertainties in the K band diameter is due to a lack of interferometric data for baselines between 15 to 75 m. We also note that cycle-to-cycle amplitude variations discovered in ℓ Car (Anderson 2014; Anderson et al. 2016) could slightly affect the diameter in the K band. On the other hand Kervella et al. (2009) found extended emission between 100 and 1000 AU (≈100-1000 $R_\star$) using MIDI and VISIR observations in the N band. Thus it is possible that the CSE have both a compact and an extended component which are observable at different wavelengths. The CSE flux contribution of 7% is also in agreement with the MATISSE total flux within the uncertainties (see Fig. 4), as well as the determined IR excess of about −0.05 to −0.1 mag we derived from Fig. 1b in Sect. 2.2.

Table 4: Fitted parameters of a Gaussian CSE with flux contribution $F_{\rm CSE}(\%)$ and FWHM $\theta_{\rm CSE}$(mas) which is also expressed in stellar radius $R_{\rm CSE}(R_\star)$. Parameters $F_{\rm CSE}$ and $\theta_{\rm CSE}$ are weakly correlated with a correlation coefficient of 0.09. The uncertainties on the parameters are obtained using the standard deviation of the best-fit parameters for the three observations fitted independently. These results are compared with those obtained with VINCI in K band and MIDI in N band from Kervella et al. (2006).

	This work	VINCI	MIDI
	L	K	N
$f_{\rm CSE}(\%)$	7.0±1.4	4.2±0.2	-
$\theta_{\rm CSE}$(mas)	5.06±0.81	5.8±4.5	8.0±3.0
$R_{\rm CSE}(R_\star)$	1.76±0.28	1.9±1.4	3.0±1.1
χ^2_r	0.2	0.65	-

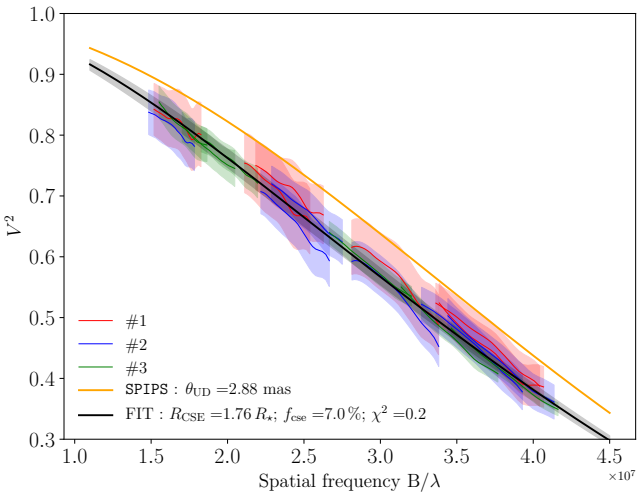


Fig. 5: Fitted Gaussian CSE around ℓ Car for the combined observations #1, 2 and 3 in the L band. The error on the visibility model is obtained using the covariance matrix of the fitting result.

5. Physical origin of the IR excess

5.1. Dust envelope

The absence of emission features in the N band in both MATISSE and *Spitzer* spectra rules out the presence of dust from typical oxygen rich star mineralogy with amorphous silicates or aluminum oxide, which present a characteristic spectral shape in N band. A pure iron envelope, which presents a continuum emission, is also unlikely to be created. We already considered then rejected these possibilities in Paper I (see the Figures 8 and 9 in it). We note that the presence of large grains of silicate, with a size of about 1 μm and more, would lead to a broader emission which could completely disappear (Henning 2010). However the reason why large grains would preferentially be created in the envelope of Cepheids remains to be explained. In addition, considering the best-fit of the Gaussian CSE model, at a distance of 1.76 $R_\star$ from the stellar center, i.e. 0.76 $R_\star$ from the photosphere, the temperature would exceed 2000 K, therefore dust cannot survive since it would sublimate (Gail & Sedlmayr 1999). These physical difficulties to reproduce the IR excess with dust envelopes were also recently pointed out by Groenewegen

(2020) who fitted the SEDs of 477 Cepheids (including ℓ Car) with a dust radiative transfer code.

5.2. A thin shell of ionized gas

In Paper I we suggested the presence of a thin shell of ionized gas, with a radius of about 1.15 $R_\star$, to explain the reconstructed IR excess of five Cepheids. We use the same model for ℓ Car with a shell of ionized gas, to test its consistency with IR excess and interferometric observations. In this part we perform a reduced χ^2_r fitting of the shell parameters on the IR excess reconstructed in Sect. 2.2. This simple model has three physical parameters which are: the shell radius; the temperature; and the mass of ionized gas. An additional parameter is applied as an offset to the whole reconstructed IR excess from Fig. 1b, allowing the model to present either a deficit or an excess in the visible domain if necessary. Indeed, the key point is when considering a shell of ionized gas, this shell is expected to absorb the light coming from the star in the visible domain, which is currently not considered in the SPIPS algorithm when reconstructing the IR excess (the V magnitude is forced to be zero, see Fig. 1a). However, thanks to the VLTI/MATISSE measurements of flux contribution of the CSE in the L band (7%), we can fix this offset parameter consistently to 0.03 magnitude, to force the IR excess in L band from SPIPS (that is ≈10%) to be also 7%, within the uncertainties. We present the result of the modeling (χ^2_r=0.55) constrained by the spectrum of ℓ Car in Fig. 6. We find a thin shell radius of $R_{\rm shell}$=1.13±0.02 $R_\star$ which is lower than the Gaussian CSE of 1.76±0.28 $R_\star$ constrained by MATISSE observations. On the other hand this model also reproduces the *Spitzer* spectrum better than the SPIPS predicted photometries. In particular its value in the L band is about 1% (see Fig. 6) which is not consistent with the value derived using L band visibilities (∼ 7%). This model has also derived weak near-infrared excess for several stars in Paper I (see its Figure 11). This behaviour is physically explained by the free-bound absorption of hydrogen before the free-free emission dominates at longer wavelength. We have explored the spatial parameters to test if a larger ionized envelope has the potential to match MATISSE observations with the IR excess. However, our model is not able to accurately reproduce all the observations. Also, even if our model is complex considering the physics involved (free-free and bound-free opacities description), its geometrical description is rather simple, with a constant density and temperature distribution. Thus, it might not be adapted to the modeling of a larger envelope. An interesting physical alternative is to consider free-free emission produced by negative hydrogen ion H^-, with free electrons provided by metals. Indeed for an envelope of 2 $R_\star$ the average temperature is about 3000 K and the hydrogen is neutral. Thus, in that case, most of the free electrons would be provided by silicon, iron and magnesium which have a mean first ionization potential of 7.89 eV. As neutral hydrogen is able to form negative hydrogen ion, H^- could generate an infrared excess with free-free emission. This phenomenon is known to produce a significant IR excess compared to dust emission in the extended chromosphere of cool supergiant stars such as Betelgeuse (Gilman 1974; Humphreys 1974; Lambert & Snell 1975; Altenhoff et al. 1979; Skinner & Whitmore 1987). Moreover, the photo-detachment potential occurs at 1.6 μm for the H^- mechanism, thus free-free emission should dominate the IR excess above this wavelength, as it is suggested by the SPIPS cycle-averaged IR excess. This single photo-detachment has also the advantage to avoid the important bound-free absorption in the near-infrared produced in the preceding model. We thus suggest that the compact structure we resolved around ℓ Car has the potential to produce IR excess through H^- free-free mechanism by analogy with extended chromosphere of cool supergiant stars. Further investigations are necessary to confirm this hypothesis.

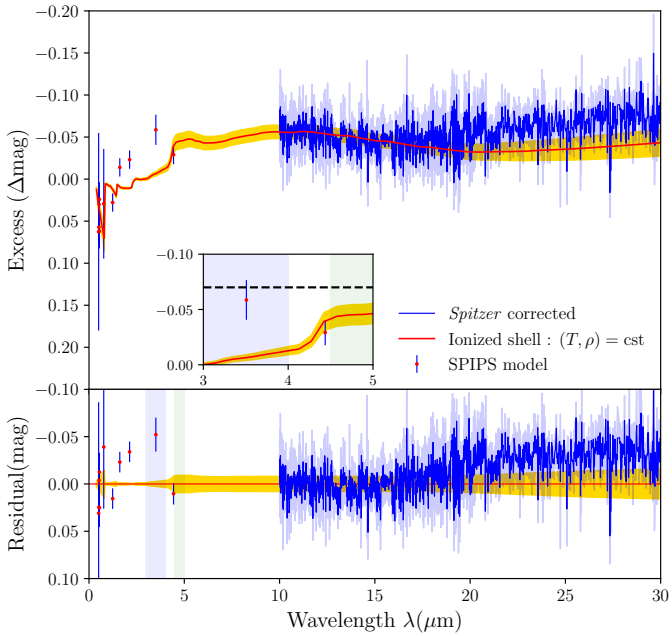


Fig. 6: ℓ Car IR excess fitting result of ionized gas shell following the method described in Paper I. Yellow region is the error on the magnitude obtained using the covariance matrix of the fitting result. We find a thin shell of ionized gas with radius $R_{\rm shell}$=1.13±0.02 $R_\star$; temperature $T_{\rm shell}$=3791±85 K; mass of ionized gas M=9.10×10^{-8}±8.5×10^{-9} $M_\odot$, using an ad-hoc offset of +0.03 mag on the data in order to match the IR excess found by VLTI/MATISSE and the one of SPIPS (see the text); and χ^2_r=0.55. The subplot shows the comparison between the flux contribution derived from the Gaussian CSE (dashed line), the IR excess from SPIPS (red point) and IR excess from a shell of ionized gas in the *LM* band (red line).

6. Conclusions

Determining the nature and the occurrence of the CSEs of Cepheids is of high interest to quantify their impact on the Period-Luminosity relation, and also for understanding the mass-loss mechanisms at play. In this paper, we constrain both the IR excess and the geometry of the CSE of ℓ Car using both *Spitzer* low-resolution spectroscopy and MATISSE interferometric observations in the mid-infrared. Assuming an IR excess *ad-hoc* model, we used SPIPS to derive the photospheric parameters of the star in order to compare with *Spitzer* and MATISSE at their respective phase of observation. This analysis allows to derive the IR excess from *Spitzer* and also to derive the CSE properties in the L band spatially resolved with MATISSE. These observations lead to the following conclusions on the physical nature of ℓ Car's CSE:

1. We resolve a centro-symmetric and compact structure in the L band with VLTI/MATISSE that has a radius of about 1.76 $R_\star$. The flux contribution is about 7%.

2. We find no clear evidence for dust emission features around 10 μm (N band) in MATISSE and *Spitzer* spectra which suggests an absence of circumstellar dust.
3. Our dedicated model of shell of ionized gas better reproduces the mid-infrared *Spitzer* spectrum and implies a size for the CSE lower than the one derived from VLTI/MATISSE observations ($1.13\pm0.02\,R_\star$ versus $1.76\pm0.28\,R_\star$), as well as a lower flux in the L band (1% versus 7%).
4. We suggest that improving our model of shell of ionized gas by including the free-free emission from negative hydrogen ion would probably help reproducing the observations, i.e. the size of the CSE and the IR excess, in particular in the L band.

While the compact CSE of ℓ Car is likely gaseous, the exact physical origin of the IR excess remains uncertain. Further observations of Cepheids depending on both their pulsation period and their location in the HR diagram are necessary to understand the CSE's IR excess. This could be a key to unbias Period-Luminosity relation from Cepheids IR excess.

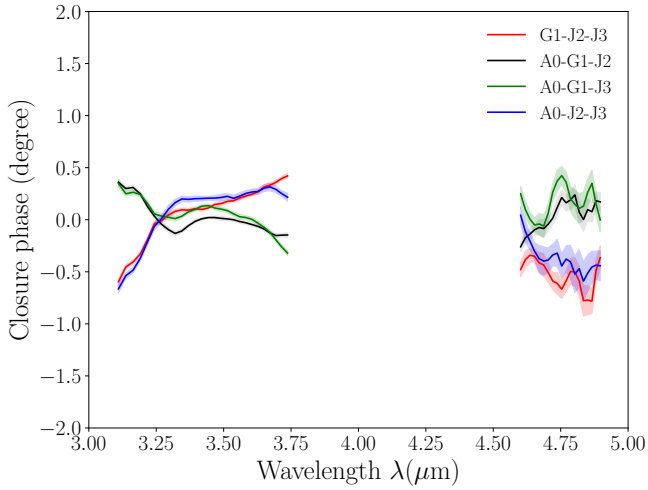
Acknowledgements. The authors acknowledge the support of the French Agence Nationale de la Recherche (ANR), under grant ANR-15-CE31-0012- 01 (project UnlockCepheids). The research leading to these results has received funding from the European Research Council (ERC) under the European Union's Horizon 2020 research and innovation program under grant agreement No 695099 (project CepBin). This research was supported by the LP2018-7/2019 grant of the Hungarian Academy of Sciences. This research has been supported by the Hungarian NKFIH grant K132406. This research made use of the SIMBAD and VIZIER[5] databases at CDS, Strasbourg (France) and the electronic bibliography maintained by the NASA/ADS system. This research also made use of Astropy, a community-developed corePython package for Astronomy (Astropy Collaboration et al. 2018). Based on observations made with ESO telescopes at Paranal observatory under program IDs: 0104.D-0554(A). This research has benefited from the help of SUV, the VLTIuser support service of the Jean-Marie Mariotti Center (http://www.jmmc.fr/suv.htm). This research has also made use of the Jean-Marie Mariotti Center `Aspro` service [6].

References

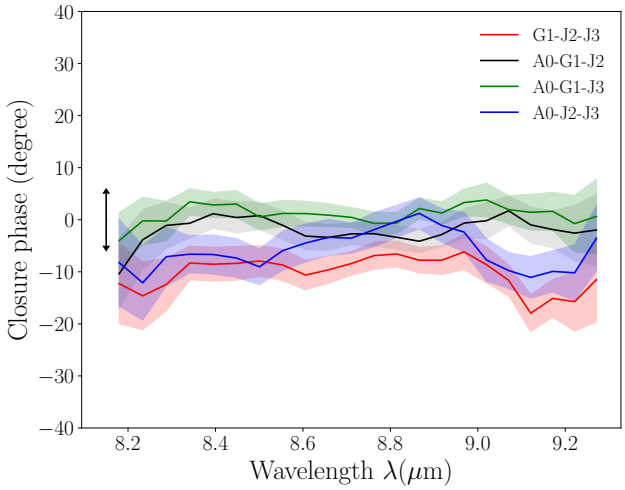
Allouche, F., Robbe-Dubois, S., Lagarde, S., et al. 2016, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 9907, Optical and Infrared Interferometry and Imaging V, 99070C
Altenhoff, W. J., Oster, L., & Wendker, H. J. 1979, A&A, 73, L21
Ammons, S. M., Robinson, S. E., Strader, J., et al. 2006, ApJ, 638, 1004
Anderson, R. I. 2014, A&A, 566, L10
Anderson, R. I., Mérand, A., Kervella, P., et al. 2016, MNRAS, 455, 4231
Astropy Collaboration, Price-Whelan, A. M., Sipőcz, B. M., et al. 2018, AJ, 156, 123
Berdnikov, L. N. & Turner, D. G. 2002, VizieR Online Data Catalog, 213
Bohm-Vitense, E. & Love, S. G. 1994, ApJ, 420, 401
Bourgés, L., Lafrasse, S., Mella, G., et al. 2014, in Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 485, Astronomical Data Anaylsis Software and Systems XXIII, ed. N. Manset & P. Forshay, 223
Breitfelder, J., Mérand, A., Kervella, P., et al. 2016, A&A, 587, A117
Capitanio, L., Lallement, R., Vergely, J. L., Elyajouri, M., & Monreal-Ibero, A. 2017, A&A, 606, A65
Castelli, F. & Kurucz, R. L. 2003, in IAU Symposium, Vol. 210, Modelling of Stellar Atmospheres, ed. N. Piskunov, W. W. Weiss, & D. F. Gray, A20
Chelli, A., Duvert, G., Bourgès, L., et al. 2016, A&A, 589, A112
Cohen, M., Walker, R. G., Carter, B., et al. 1999, AJ, 117, 1864
Cruzalèbes, P., Petrov, R. G., Robbe-Dubois, S., et al. 2019, MNRAS, 490, 3158
Draine, B. T. & Lee, H. M. 1984, ApJ, 285, 89
ESA, ed. 1997, ESA Special Publication, Vol. 1200, The HIPPARCOS and TYCHO catalogues. Astrometric and photometric star catalogues derived from the ESA HIPPARCOS Space Astrometry Mission
Gaia Collaboration, Brown, A. G. A., Vallenari, A., et al. 2018, A&A, 616, A1
Gail, H.-P. & Sedlmayr, E. 1999, A&A, 347, 594
Gallenne, A., Kervella, P., Mérand, A., et al. 2017, A&A, 608, A18
Gallenne, A., Mérand, A., Kervella, P., et al. 2013, A&A, 558, A140
Gilman, R. C. 1974, ApJ, 188, 87
Groenewegen, M. A. T. 2020, A&A, 635, A33
Henning, T. 2010, ARA&A, 48, 21
Hocdé, V., Nardetto, N., Borgniet, S., et al. 2020a, A&A, 641, A74
Hocdé, V., Nardetto, N., Lagadec, E., et al. 2020b, A&A, 633, A47
Houck, J. R., Roellig, T. L., van Cleve, J., et al. 2004, ApJS, 154, 18
Humphreys, R. M. 1974, ApJ, 188, 75
Ishihara, D., Onaka, T., Kataza, H., et al. 2010, A&A, 514, A1
Kervella, P. 2007, A&A, 464, 1045
Kervella, P., Mérand, A., & Gallenne, A. 2009, A&A, 498, 425
Kervella, P., Mérand, A., Perrin, G., & Coudé du Foresto, V. 2006, A&A, 448, 623
Kervella, P., Trahin, B., Bond, H. E., et al. 2017, A&A, 600, A127
Lambert, D. L. & Snell, R. L. 1975, MNRAS, 172, 277
Laney, C. D. & Stobie, R. S. 1992, A&AS, 93, 93
Lebouteiller, V., Barry, D. J., Goes, C., et al. 2015, ApJS, 218, 21
Lebouteiller, V., Barry, D. J., Spoon, H. W. W., et al. 2011, ApJS, 196, 8
Lopez, B., Lagarde, S., Jaffe, W., et al. 2014, The Messenger, 157, 5
Madore, B. F. 1975, ApJS, 29, 219
Mérand, A., Aufdenberg, J. P., Kervella, P., et al. 2007, ApJ, 664, 1093
Mérand, A., Kervella, P., Breitfelder, J., et al. 2015, A&A, 584, A80
Mérand, A., Kervella, P., Coudé du Foresto, V., et al. 2006, A&A, 453, 155
Millour, F., Berio, P., Heininger, M., et al. 2016, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 9907, Proc. SPIE, 990723
Monson, A. J., Freedman, W. L., Madore, B. F., et al. 2012, ApJ, 759, 146
Nardetto, N., Groh, J. H., Kraus, S., Millour, F., & Gillet, D. 2008, A&A, 489, 1263
Nardetto, N., Mérand, A., Mourard, D., et al. 2016, A&A, 593, A45
Neilson, H. R., Engle, S. G., Guinan, E. F., Bisol, A. C., & Butterworth, N. 2016, ApJ, 824, 1
Neugebauer, G., Habing, H. J., van Duinen, R., et al. 1984, ApJ, 278, L1
Pel, J. W. 1976, A&AS, 24, 413
Richichi, A., Percheron, I., & Davis, J. 2009, MNRAS, 399, 399
Robbe-Dubois, S., Lagarde, S., Antonelli, P., et al. 2018, in Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series, Vol. 10701, Optical and Infrared Interferometry and Imaging VI, 107010H
Rodgers, A. W. & Bell, R. A. 1968, MNRAS, 138, 23
Samus', N. N., Kazarovets, E. V., Durlevich, O. V., Kireeva, N. N., & Pastukhova, E. N. 2017, Astronomy Reports, 61, 80
Schmidt, E. G. 2015, ApJ, 813, 29
Schütz, O. & Sterzik, M. 2005, in High Resolution Infrared Spectroscopy in Astronomy, 104–108
Scowcroft, V., Seibert, M., Freedman, W. L., et al. 2016, MNRAS, 459, 1170
Skinner, C. J. & Whitmore, B. 1987, MNRAS, 224, 335
Smith, B. J., Price, S. D., & Baker, R. I. 2004, ApJS, 154, 673
Werner, M. W., Roellig, T. L., Low, F. J., et al. 2004, ApJS, 154, 1
Wright, E. L., Eisenhardt, P. R. M., Mainzer, A. K., et al. 2010, AJ, 140, 1868

[5] Available at http://cdsweb.u-strasbg.fr/
[6] Available at http://www.jmmc.fr/aspro

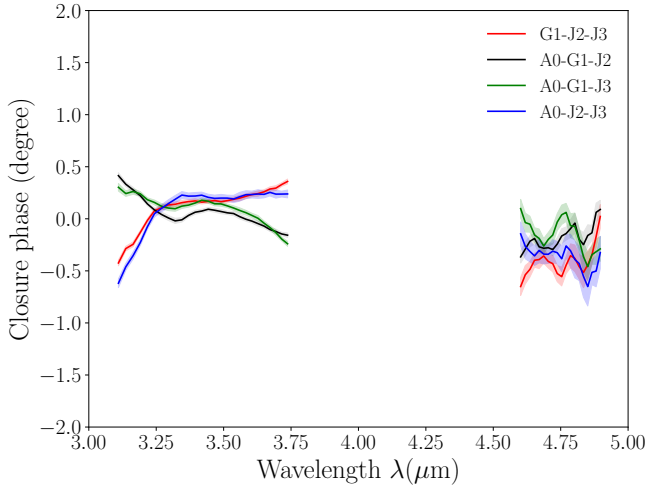
[1] Université Côte d'Azur, Observatoire de la Côte d'Azur, CNRS, Laboratoire Lagrange, France,
email : vincent.hocde@oca.eu
[2] European Southern Observatory, Karl-Schwarzschild-Str. 2, 85748 Garching, Germany
[3] Max-Planck-Institut für Radioastronomie, Auf dem Hügel 69, D-53121 Bonn, Germany
[4] Leiden Observatory, Leiden University, Niels Bohrweg 2, NL-2333 CA Leiden, the Netherlands
[5] LESIA, Observatoire de Paris, Université PSL, CNRS, Sorbonne Université, Université de Paris, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon, France
[6] Nicolaus Copernicus Astronomical Centre, Polish Academy of Sciences, Bartycka 18, 00-716 Warszawa, Poland
[7] Unidad Mixta Internacional Franco-Chilena de Astronomía (CNRS UMI 3386), Departamento de Astronomía, Universidad de Chile, Camino El Observatorio 1515, Las Condes, Santiago, Chile
[8] Departamento de Astronomía, Universidad de Concepción, Casilla 160-C, Concepción, Chile
[9] Univ. Grenoble Alpes, CNRS, IPAG, 38000, Grenoble, France
[10] NASA Goddard Space Flight Center, Astrophysics Division, Greenbelt, MD 20771, USA
[11] Anton Pannekoek Institute for Astronomy, University of Amsterdam, Science Park 904, 1090 GE Amsterdam, The Netherlands
[12] Department of Astrophysics, University of Vienna, Türkenschanzstrasse 17
[13] AIM, CEA, CNRS, Université Paris-Saclay, Université Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, F-91191 Gif-sur-Yvette, France
[14] Institute for Mathematics, Astrophysics and Particle Physics, Radboud University, P.O. Box 9010, MC 62 NL-6500 GL Nijmegen, the Netherlands
[15] SRON Netherlands Institute for Space Research, Sorbonnelaan 2, NL-3584 CA Utrecht, the Netherlands
[16] Institut für Theoretische Physik und Astrophysik, Christian-Albrechts-Universität zu Kiel, Leibnizstraße 15, 24118, Kiel, Germany
[17] Konkoly Observatory, Research Centre for Astronomy and Earth Sciences, Eötvös Loránd Research Network (ELKH), Konkoly-Thege Miklós út 15-17, H-1121 Budapest, Hungary
[18] CSFK Lendület Near-Field Cosmology Research Group, Budapest, Hungary
[19] Max Planck Institute for Astronomy, Königstuhl 17, D-69117 Heidelberg, Germany
[20] Institute for Astrophysics, University of Vienna, 1180 Vienna,Türkenschanzstrasse 17, Austria
[21] I. Physikalisches Institut, Universität zu Köln, Zülpicher Str. 77, 50937, Köln, Germany
[22] Zselic Park of Stars, 064/2 hrsz., 7477 Zselickisfalud, Hungary
[23] Sydney Institute for Astronomy (SIfA), School of Physics, The University of Sydney, NSW 2006, Australia
[24] NOVA Optical IR Instrumentation Group at ASTRON, Oude Hoogeveensedijk 4 7991 PD Dwingeloo, the Netherlands
[25] ASTRON (Netherlands), Oude Hoogeveensedijk 4 7991 PD Dwingeloo, the Netherlands



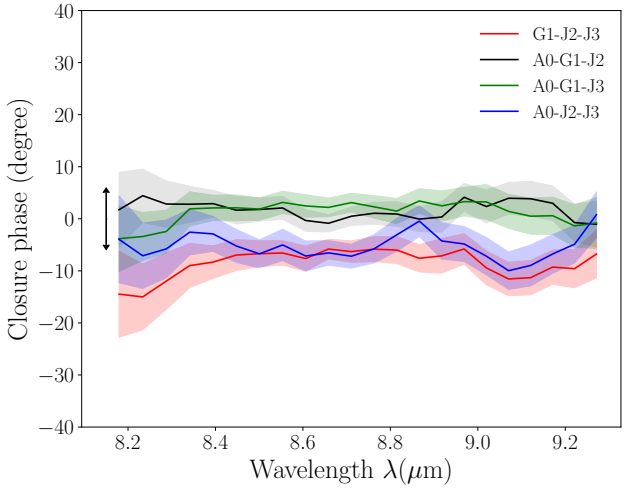
(a) #1 : *LM* bands



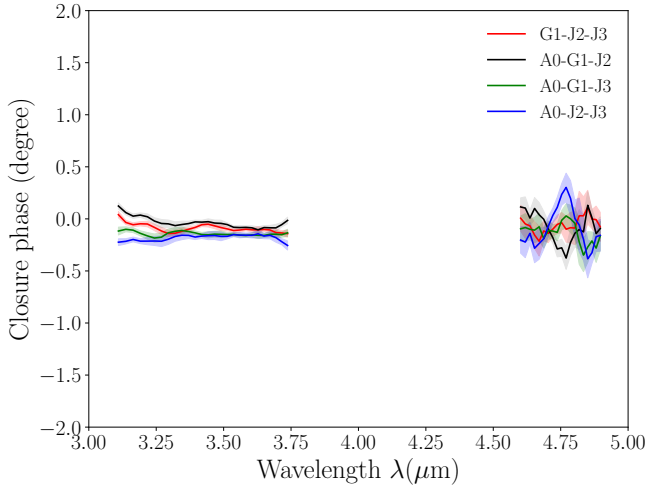
(b) #1 : *N* band



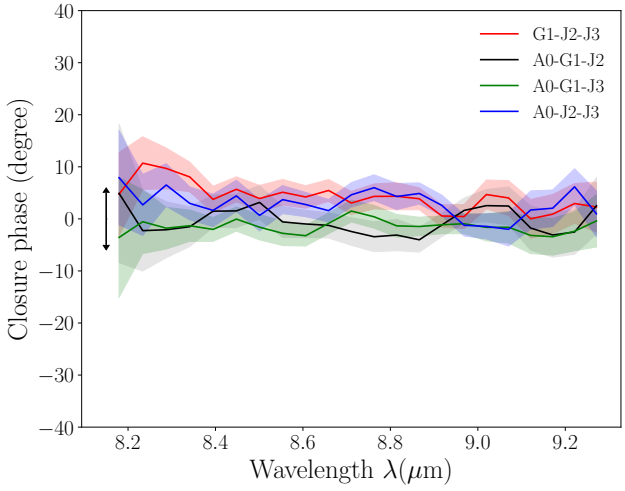
(c) #2 : *LM* bands



(d) #2 : *N* band



(e) #3 : *LM* bands



(f) #3 : *N* band

Fig. 3: Closure phase for observations #1, 2 and 3 for *LM* and the *N* bands for each ATs triplet. The double arrows in the *N* band panels represent the typical peak-to-valley variation.

Appendix A: SPIPS data set and fitted pulsational model of the star sample.

The plot is organized as follows: pulsational velocity, effective temperature and angular diameter curves according to the pulsation phase are shown on the left panels, while the right panels display photometric data in various bands. Above the figure, the projection factor set to $p = 1.270$ is indicated, along with the fitted distance d using parallax-of-pulsation method, the fitted color excess E($B-V$), and the *ad-hoc* IR excess law. Gallenne et al. (2021, submitted) have shown that the absence of IR excess model in the SPIPS fit can affect the derivation of the angular diameter and the colour excess. In our fit using IR excess model, we emphasize the good agreement of the angular diameter model with the data (panel b), and also the consistency of the derived colour excess with the one given by *Stilism* 3D extinction map (Capitanio et al. 2017), that is 0.148 ± 0.006 versus 0.116 ± 0.26. In the photometric panels, the gray dashed line corresponds to the magnitude of the SPIPS model without CSE. It actually corresponds to the magnitude of a Kurucz atmosphere model, $m_{\rm kurucz}$, obtained with the ATLAS9 simulation code from Castelli & Kurucz (2003), with solar metallicity and a standard turbulent velocity of 2 km/s. The gray line corresponds to the best SPIPS model, which is composed of the latter model without CSE plus an IR excess model. In the angular diameter panels, the gray curve corresponds to limb-darkened (LD) angular diameters. For stars with solar metallicity, when effective temperature is low enough, CO molecules can form in the photosphere and absorb light in the CO band-head at 4.6 μm (Scowcroft et al. 2016). This effect is observed in the *Spitzer* I2 IRAC dataset. In this case, these data were ignored during the fitting of SPIPS. Panels presenting a horizontal blue bar contain only one data with undetermined phase of observation, thus these photometric mid-infrared bands were not used in the IR excess reconstruction in Sect. 2.1 and 2.2

Appendix B: Verification of the diameters of the calibrators

In order to verify the consistency of the standard stars of the first night (27 February), we consider all calibrators available during the night (B Cen, e Cen, ϵ Ant) and we inter-calibrate them. Thus, each calibrator is calibrated using the two others. We performed six different calibrations in total, following Table B.1 and Fig. B.1. The results are also compared with the known values from the literature.

From these results, the diameters of ϵ Ant and e Cen are in excellent agreement with those given by the JSDC when they are calibrated from one to another, and the visibilities are well fitted by an uniform disk (UD) model (see Figures B.1a and B.1b). On the contrary, we find important inconsistencies when deriving the diameter of B Cen or using it as a calibrator (see Figures B.1c to B.1f). In particular this standard star is suspected to be 20% larger tan the diameter given by the JSDC (≈ 3 mas instead of 2.5 mas). Moreover, a simple UD model seems to be unsuitable for fitting the observed visibilities (see black curve in Figures B.1e and B.1f). On the other hand the diameter of B Cen is also well established by interferometry in the K band (Richichi et al. 2009) and was used many times as an interferometric calibrator (Kervella et al. 2006; Kervella 2007). We emphasize that the transfer function was very stable during this night, thus this result cannot be attributed to the atmospheric conditions (see coherence time in Table 2). Since the origin of this discrepancy remains unknown, this analysis prevented us for using B Cen to calibrate the Cepheid ℓ Car.

Table B.1: Diameters in milliarcseconds obtained by the inter-calibration between B Cen, ϵ Ant and e Cen. The targets of the calibration are indicated in the upper part of the table together with their angular diameter in L band from the JSDC catalogue in parentheses. The first column indicates the calibrator used to obtain the derived UD angular diameters in each cell. The red cells represent discrepant values compared to the JSDC catalogue at more than 1 σ. This deviation from the derived $\theta_{\rm UD}$ to the JSDC value is derived by $|\theta_{\rm UD} - \theta_{\rm JSDC}|/\sigma_{\rm JSDC}$.

	e Cen (2.97±0.29)	ϵ Ant (2.86±0.30)	B Cen (2.54±0.28)
e Cen	-	2.91±0.01	3.09±0.02
ϵ Ant	2.96±0.01	-	3.10±0.02
B Cen	2.41±0.02	2.39±0.02	-

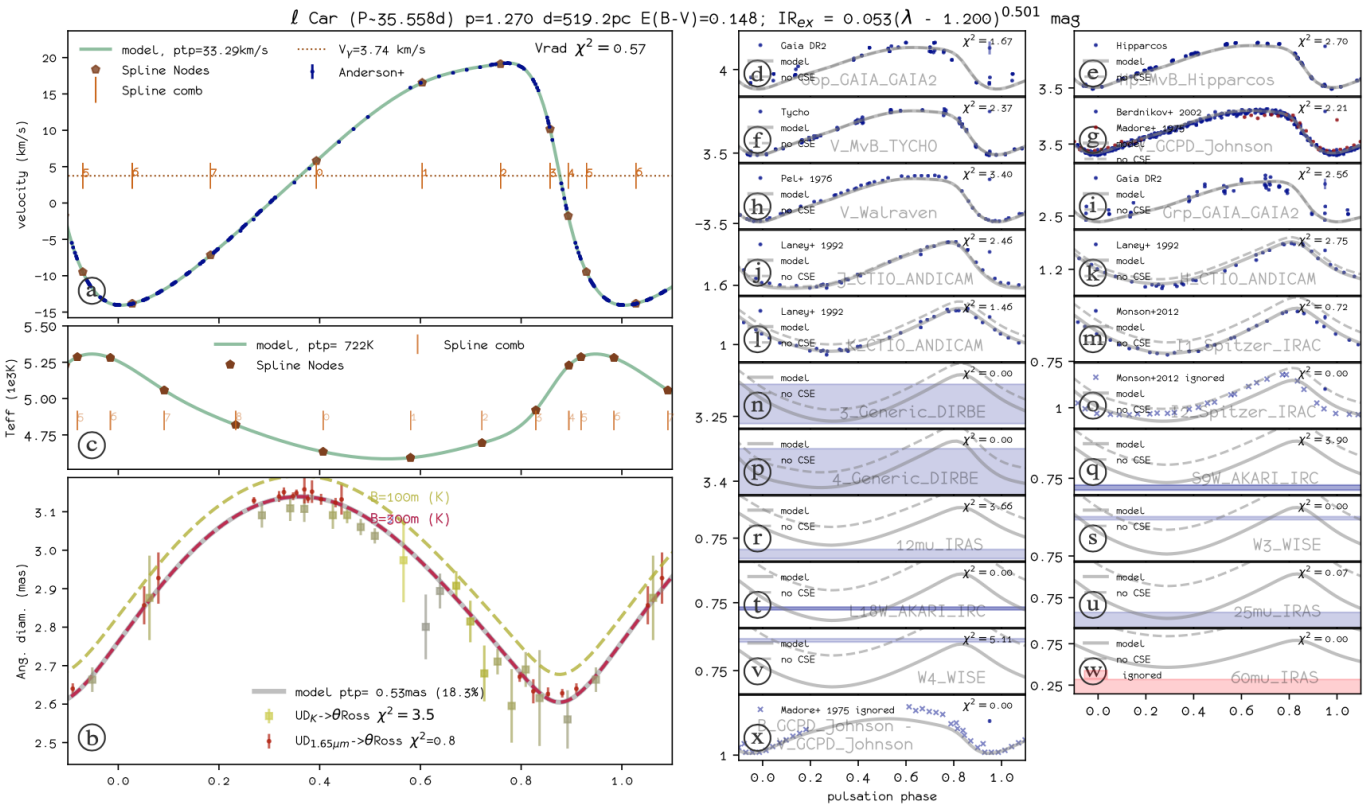
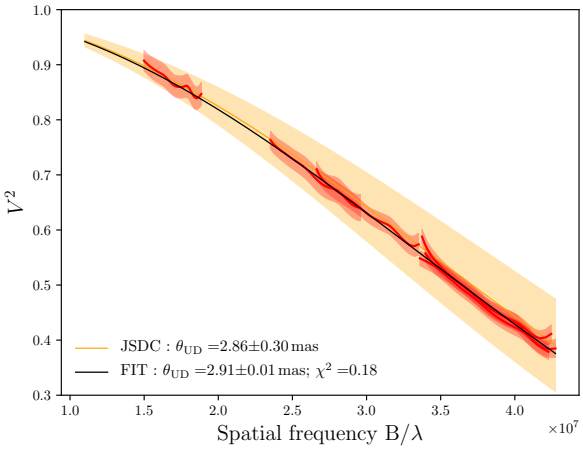
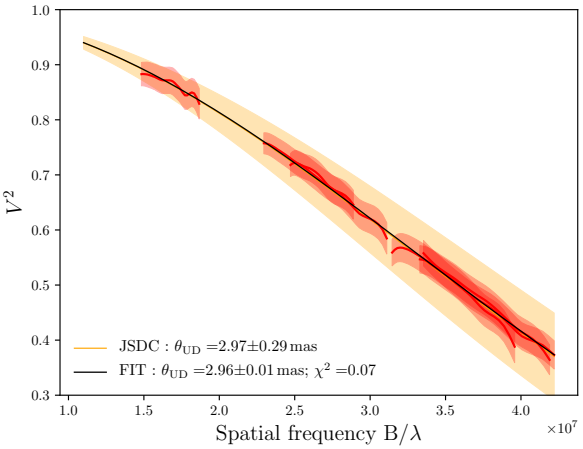


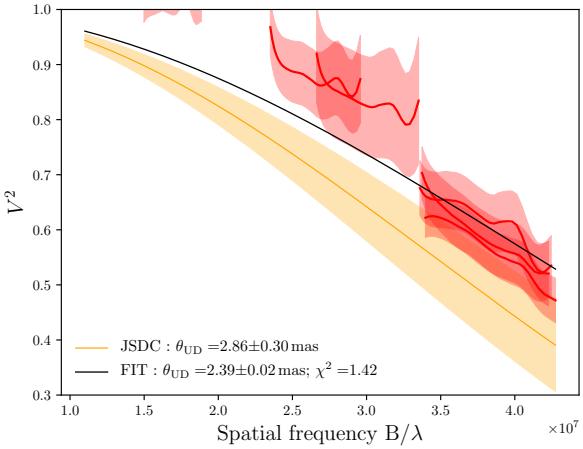
Fig. A.1: The SPIPS results of ℓ Car. **Velocity:** Anderson (2014). **Effective temperature:** No data. **Angular diameter:** Kervella et al. (2006). **Photometry:** Madore (1975), Pel (1976), Neugebauer et al. (1984), Laney & Stobie (1992), ESA (1997), Berdnikov & Turner (2002), Smith et al. (2004), Ammons et al. (2006), Wright et al. (2010), Ishihara et al. (2010), Monson et al. (2012), Gaia Collaboration et al. (2018).



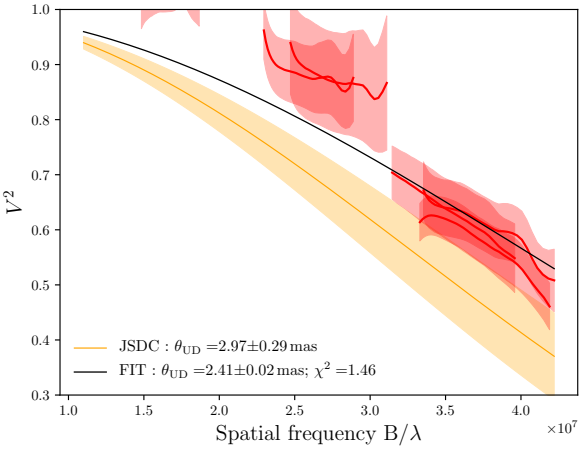
(a) ϵ Ant calibrated with e Cen



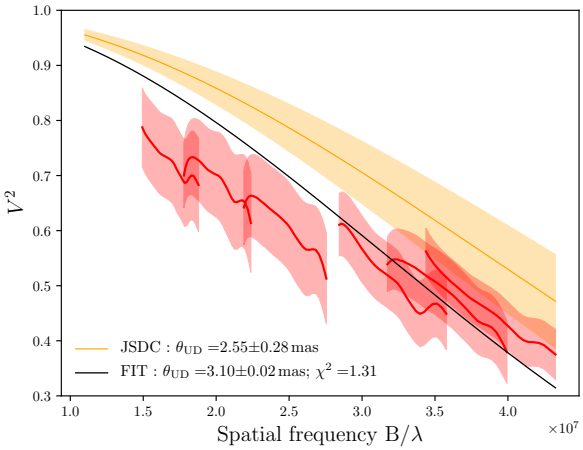
(b) e Cen calibrated with ϵ Ant



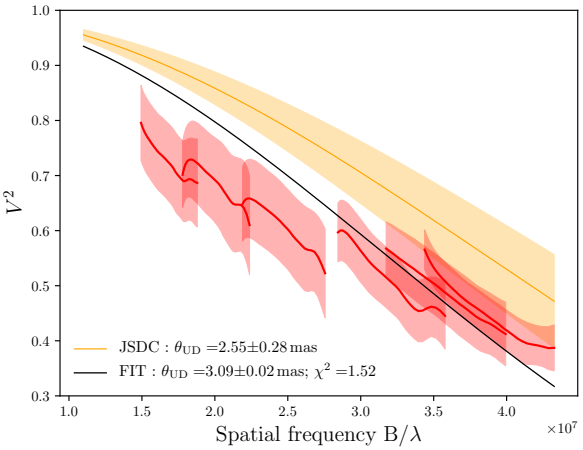
(c) ϵ Ant calibrated with B Cen



(d) e Cen calibrated with B Cen



(e) B Cen calibrated with ϵ Ant



(f) B Cen calibrated with e Cen

Fig. B.1: Inter-calibration of the different calibrators and comparison with JSDC diameters. (a) and (b) : ϵ Ant and e Cen diameters are in agreement with the JSDC when they are calibrated from each other. (c) and (d) : On the contrary the diameter of ϵ Ant and e Cen are inconsistent with the JSDC catalogue when they are calibrated with B Cen. (e) and (f) : B Cen diameter is inconsistent with the JSDC catalogue.

4.8 Synthèse : détection d'une enveloppe à quelques rayons stellaires. Implications.

Dans ce Chapitre, nous avons apporté de nouvelles contraintes observationnelles dans l'infrarouge en utilisant l'instrument MATISSE/VLTI. Nous sommes parvenus à montrer que les flux observés en bande L, M et N sont compatibles avec le modèle de la photosphère prédit à la phase de ces observations par `SPIPS`. En outre, ces spectres sont en accord avec une pente de Rayleigh-Jeans et ne présentent aucune signature spectrale qui serait causée par une enveloppe de poussière circumstellaire. Par ailleurs, la mesure des clôtures de phase dans ces mêmes bandes nous renseignent pour la première fois sur la géométrie de l'environnement des Céphéides. Nous trouvons une clôture de phase 0° ce qui nous indique que si l'enveloppe existe elle est centro-symétrique. Nous résolvons finalement un environnement à l'aide des visibilités carrées observées en bande L, dont la modélisation par une distribution Gaussienne d'intensité centro-symétrique donne un rayon d'environ $1.7\,R_\star$ avec une contribution en flux de 7%.

À l'aide des données MATISSE, et plus particulièrement les visibilités carrées en bande L, nous résolvons un environnement autour de ℓ Car. Un modèle simple centro-symétrique de l'étoile entourée d'une enveloppe Gaussienne nous donne un rayon d'environ $1.7\,R_\star$ et une contribution en flux de 7%. Nous sommes parvenus à trouver un modèle de coquille de gaz ionisé reproduisant de façon satisfaisante l'allure et le niveau de l'excès IR de `SPIPS` et de *Spitzer*. Cependant ce modèle ne parvient pas à reproduire en même temps la taille de l'enveloppe observée par MATISSE ($1.15\,R_\star$ versus $1.7\,R_\star$) ni l'excès observé en bande L (1-2% versus 7%). Le modèle de coquille de gaz ionisé fait intervenir une physique complexe, prenant en compte les opacités lié-libre et libre-libre de l'hydrogène, et dans une zone dynamique de la chromosphère comme nous l'avons vu au Chapitre 3. Néanmoins, les hypothèses physiques de ce modèle basé sur l'hydrogène ionisé, mais aussi l'utilisation d'une distribution constante de température et de densité dans la coquille, pourraient être inadaptées pour reproduire l'ensemble des observables en même temps. Une amélioration du modèle semble donc nécessaire afin de permettre l'existence d'un environnement plus étendu, et légèrement plus brillant dans l'infrarouge.

Une alternative particulièrement intéressante serait de remplacer l'hydrogène ionisé par l'hydrogène négatif. Pour des températures comprises entre 2000 et 4000 K l'hydrogène négatif constitue la source d'opacité dominante dans les photosphères stellaires. Si les Céphéides subissent une perte de matière, on pourrait imaginer que l'hydrogène négatif pourrait se former dans l'environnement circumstellaire lorsque la température se situe dans cet intervalle, ce qui pourrait permettre la présence d'un mécanisme libre-libre à des distances plus éloignées de la photosphère. De plus, l'hydrogène négatif possède un seuil de photo-détachement unique à $1.65\,\mu$m, le mécanisme est donc exclusivement dominé par le rayonnement libre-libre au delà de cette longueur d'onde, ce qui pourrait potentiellement permettre une émission plus importante en bande L.

Chapitre 5

Perspectives

Contents

5.1 Problématique : reproduire à l'aide de modèles de CSEs à la fois l'excès IR (partie 1) et la taille des environnements des Céphéides (partie 3) en prenant en compte les mécanismes de formation (partie 2) 168

5.2 Perspectives observationnelles : Caractériser les enveloppes de gaz dans le diagramme HR 168

5.2.1 Observations dans le domaine radio avec le VLA 168

5.2.2 Observations interférométriques avec MATISSE/VLTI 169

5.2.3 Interférométrie visible sur VEGA/CHARA et potentiel de SPICA/CHARA 169

5.3 Perspectives théoriques : Hypothèse de l'enveloppe constituée d'hydrogène négatif H^- 172

5.4 Implémentation du modèle de coquille dans la méthode de la parallaxe et détermination des distances 173

5.5 L'enveloppe des Céphéides dans le diagramme HR 173

5.5.1 La perte de masse et l'excès IR des Céphéides dans le diagramme HR . . . 173

5.5.2 Problème de la masse manquante des Céphéides 174

5.5.3 Activité de la chromosphère et émissions X des Céphéides 174

5.5.4 Environnements de poussière à l'aide des couleurs IRAS et modélisation `DUSTY` 176

5.6 Effet des CSEs sur la relation PL à l'ère du JWST et de l'ELT 178

5.6.1 Le télescope *James Webb* Space Webb 178

5.6.2 L'instrument HIRES de l'Extremely Large Telescope 179

5.7 Effet des CSEs sur la détermination de H_0 du projet SH0ES 180

5.1 Problématique : reproduire à l'aide de modèles de CSEs à la fois l'excès IR (partie 1) et la taille des environnements des Céphéides (partie 3) en prenant en compte les mécanismes de formation (partie 2)

Dans le deuxième chapitre de la thèse, j'ai réalisé un modèle physique afin d'expliquer l'excès IR des Céphéides à l'aide d'une coquille de gaz ionisé d'un rayon de $1.15R_\star$. Dans le troisième Chapitre, j'ai étudié la dynamique pulsationnelle de la basse chromosphère pouvant être en lien avec l'ionisation du gaz. J'ai en outre contraint le rayon de ces chromosphères à au moins $1.50R_\star$. Enfin les observations MATISSE autour de ℓ Car semblent confirmer la présence d'un environnement gazeux dont le rayon est d'environ $1.7\,R_\star$. Le modèle ainsi proposé en première partie, bien que donnant une explication intéressante à l'excès IR, n'est pas en accord en terme de dimension spatiale avec les observations. Je présente dans ce chapitre des perspectives de recherche du point de vue observationnel et théorique.

5.2 Perspectives observationnelles : Caractériser les enveloppes de gaz dans le diagramme HR

5.2.1 Observations dans le domaine radio avec le VLA

Les observations radios sont le moyen idéal pour tester l'existence d'une émission libre-libre autour des Céphéides. Lors de l'interaction libre-libre nous avons vu que l'électron est accéléré électrostatiquement par les composantes Coulombiennes parallèles et perpendiculaires à sa trajectoire. Puisque la composante perpendiculaire varie à plus faible fréquence, elle est en grande partie responsable des émissions radios qui sont causées par de faibles variations de l'énergie cinétique de l'électron. Des chromosphères ont été détectées par le VLA en particulier l'excès dû à l'émission libre-libre, comme dans le cas de l'étoile Bételgeuse (Newell and Hjellming, 1982). Lambert and Snell (1975) ont également étudié l'émission IR de la chromosphère autour de Bételgeuse et de l'étoile Mira W Hydrae. Ils ont suggéré qu'une détection radio est possible en estimant le flux en Jansky à une longueur d'onde λ (en mètre) à partir du diamètre angulaire θ (en arcseconde) et de la température T_c de la chromosphère, considérée ici comme optiquement épaisse :

$$f(\mathrm{Jy}) = 5.10^{-8}\frac{\theta(")^2 T_c(\mathrm{K})}{\lambda(\mathrm{m})^2}. \tag{5.1}$$

Pour une Céphéide si on considère des tailles angulaires de chromosphères variant entre θ=1 et 10 mas pour une température de $T_c = 3500\,\mathrm{K}$ pour une détection dans le domaine millimétrique à λ=3 mm (100 GHz) on obtient des flux entre 0.01 et 1 mJy. Ces valeurs obtenues sont en accord avec celles que j'obtiens en utilisant le modèle de la coquille de gaz ionisé, qui prédit un excès de près de 20% au-dessus du continuum de l'étoile dans le domaine radio. Dans la perspective d'un proposal avec le radiotélescope VLA j'ai établi une liste de Céphéides observables, et je les ai sélectionnées afin qu'elles soient réparties dans la bande d'instabilité (voir le Tableau 5.1). J'ai estimé le flux radio du continuum de ces étoiles dans le domaine millimétrique à 100 GHz, et j'ai supposé un excès de 20% qui serait causé par la coquille de gaz ionisé.

Comme on le voit dans le Tableau 5.1, l'excès radio de l'enveloppe de gaz ionisé ainsi calculé nécessite une sensibilité des instruments de l'ordre de 1 à 10 μJy afin de pouvoir être détecté. Ce flux est très faible et pourrait expliquer pourquoi des observations précédentes réalisées par Welch and Duric (1988) avec le Very Large Array (VLA) n'ont pu détecter un excès autour de leur échantillon de Céphéides. Cependant l'amélioration des techniques instrumentales pourraient rendre cette détection possible aujourd'hui avec le VLA (communication privée avec H. Neilson

lors de la conférence RR Lyrae 2019). J'envisage donc d'écrire un proposal d'observation dans le domaine radio sur l'instrument VLA avec l'aide d'Olga Suarez au laboratoire Lagrange. Ce proposal aura pour objectif d'observer un éventuel excès par rapport au continuum des Céphéides afin de prouver l'existence d'une enveloppe de gaz ionisé, et ainsi poser de nouvelles contraintes observationnelles sur leur taille. Les étoiles à observer en priorité seront celles qui font l'objet des observations interférométriques MATISSE présentées dans la section suivante.

TABLE 5.1 – Échantillon de 15 Céphéides sélectionnées en vue de la préparation pour le proposal sur l'instrument VLA dans la domaine millimétrique à 100 GHz.

Les Céphéides indiquées en gras sont celles qui font partie de l'échantillon observé par MATISSE (voir la section 5.2.2)

	P(jours)	Teff(K)	D(pc)	$R_\star$(Rsol)	Continuum (μJy)	continuum + CSE (μJy)
S Vul	68.51	5449	4483	311	10	12
GY Sge	51.95	4727	2728	224	12	14
SV Vul	44.95	5357	1716	162	18	21
T Mon	27.03	5187	1543	152	19	23
Y Oph	17.13	5434	635	101	51	61
X Cyg	16.39	5310	1087	95	15	18
TT Aql	13.75	5824	1049	85	14	17
ζ **Gem**	10.15	5500	343	61	65	78
Y Sgr	5.77	5804	551	50	18	22
η **Aql**	7.18	5776	289	54	75	90
X Vul	6.32	5755	831	40	5	6
δ Cep	5.37	5890	273	43	54	65
FF Aql	4.47	6193	567	54	21	25
RT Aur	3.73	6029	498	37	12	15
DT Cyg	2.50	6197	571	34	8	10

5.2.2 Observations interférométriques avec MATISSE/VLTI

Les résultats concluant des observations interférométriques de l'environnement de ℓ Car valident l'utilisation de MATISSE pour un plus large échantillon d'étoiles. En particulier, l'objectif de la thèse est de permettre de relier les propriétés des enveloppes avec le stade d'évolution des Céphéides et leur période de pulsation. Dans ce but, j'ai soumis un proposal en temps ouvert ESO pour 10 Céphéides observables avec MATISSE avec les UTs, que j'ai sélectionnées pour sonder à la fois l'espace des périodes de pulsation et aussi afin de couvrir la bande d'instabilité du diagramme HR (Figure 5.1). Ce programme en temps ouvert a été accepté en priorité A, pour un total de 12h d'observations. J'ai notamment sélectionné les calibrateurs nécessaires pour l'observation des Céphéides de la période P106, en suivant la méthodologie présentée dans la section sur le choix des calibrateurs MATISSE (voir la section 4.5.1).

5.2.3 Interférométrie visible sur VEGA/CHARA et potentiel de SPICA/CHARA

La première étude de Céphéide réalisée avec l'interféromètre VEGA/CHARA a été réalisée par Nardetto et al. (2016) sur l'étoile δ Cep. Ce travail a montré l'existence d'une structure résolue dans le domaine visible, tout particulièrement au rayon minimum. Les interprétations de ce résultat peuvent être nombreuses. Cette structure visible pourrait par exemple provenir d'une émission

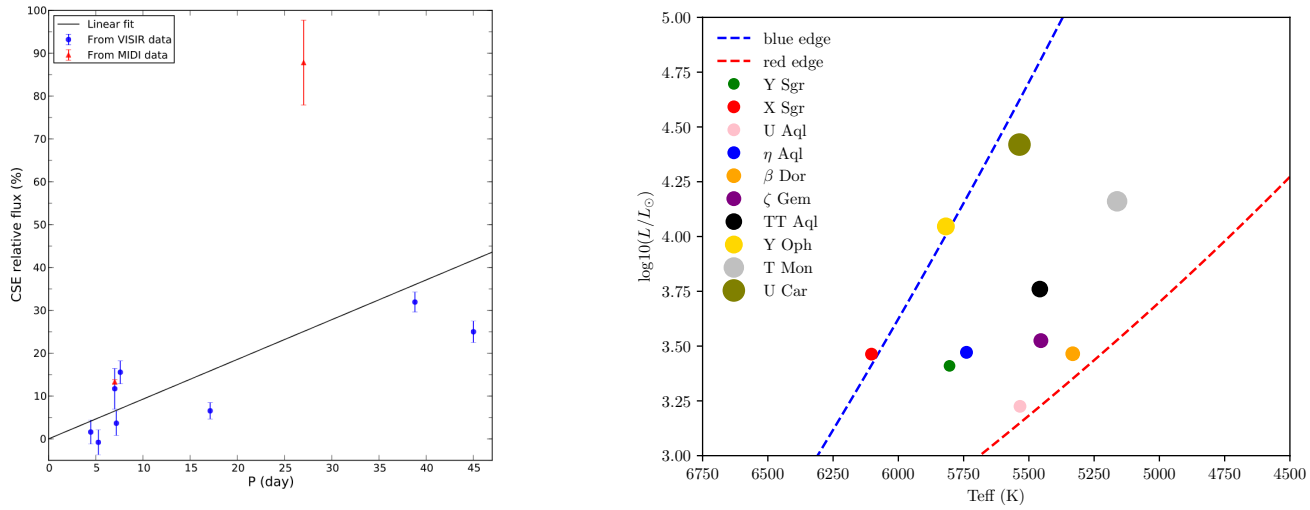
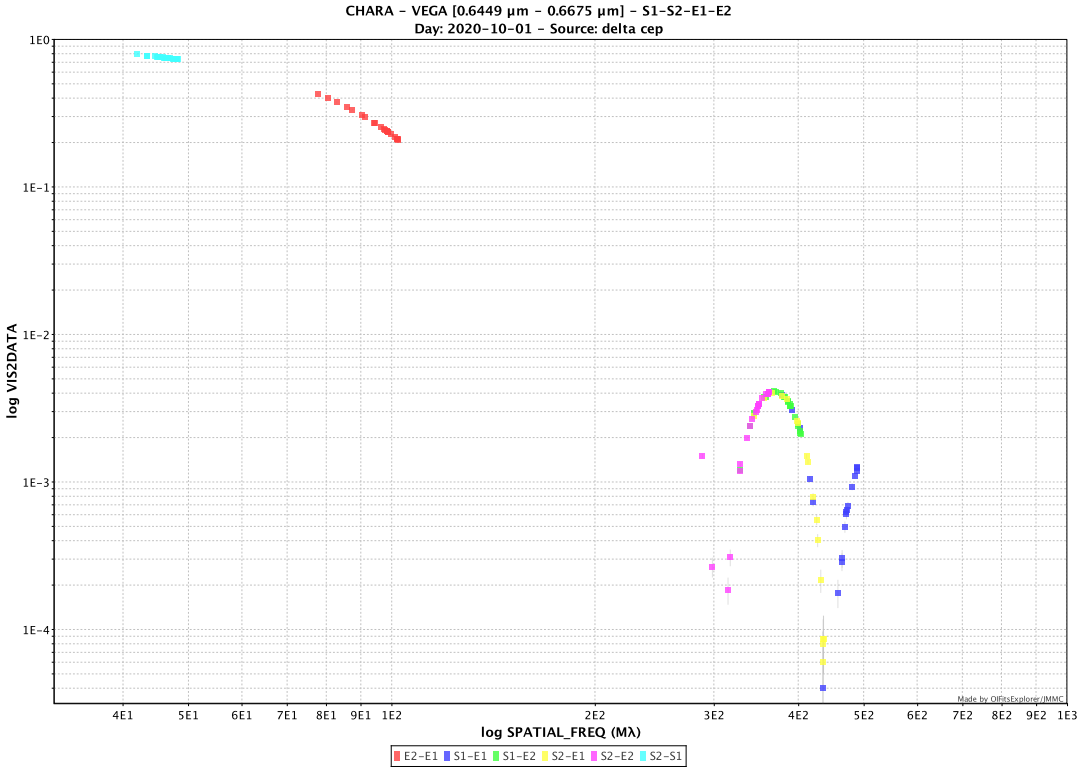


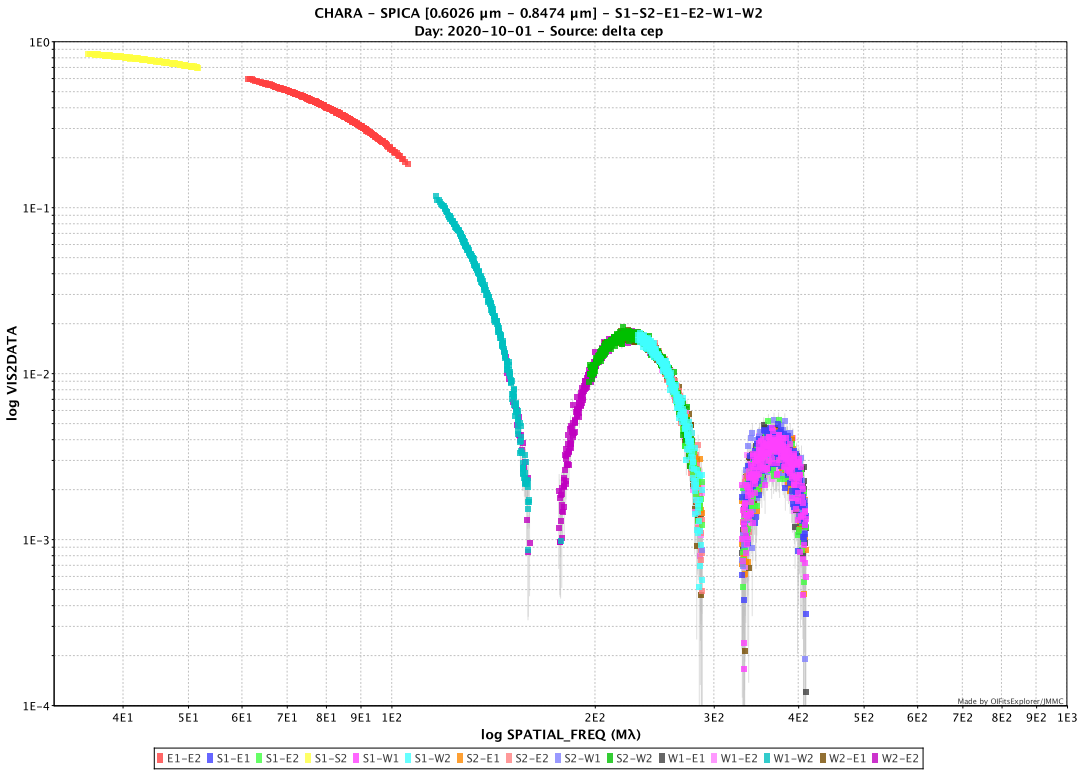
FIGURE 5.1 – Excès infrarouge des Céphéides dans le diagramme HR.
A gauche est représenté le flux des enveloppes dans l'infrarouge en fonction de la période de pulsation. L'excès IR mesuré semble être d'autant plus grand que la période est importante. À droite les 10 Céphéides dans la bande d'instabilité qui seront observées en Mode Service avec MATISSE. La taille des ronds est proportionnel à la période de pulsation.

d'origine chromosphérique, ou de la diffusion de la lumière visible par une fine enveloppe de poussière autour de l'étoile située à environ $6\,R_\star$. Il serait intéressant d'utiliser mon modèle d'enveloppe de gaz ionisé pour ré-analyser ces données de δ Cep. Nicolas Nardetto dispose également de données de η Aql de CHARA/VEGA, PAVO et NPOI présentant a priori le même type d'environnement. Mais ceci reste à confirmer (N. Nardetto, communication privée).

Le nouvel instrument SPICA (Stellar Parameters and Images with a Cophased Array) (Mourard et al., 2018), qui remplacera l'instrument VEGA au Mont Wilson, apportera de nouvelles contraintes sur les environnements dans le domaine visible. En effet cet instrument recombinera la lumière de 6 télescopes, ce qui apportera une couverture complète des différents lobes de visibilité, comme on peut le voir par comparaison avec l'instrument VEGA sur la Figure 5.2. Cet instrument permettra donc de détecter des enveloppes autour de Céphéides encore plus petites angulairement, mais apportera aussi des informations précieuses sur le facteur de projection et sur l'assombrissement centre-bords de ces étoiles.



(a) VEGA en configuration 4T



(b) SPICA

FIGURE 5.2 – Simulation des visibilitées carrées calibrées de δ Cep avec VEGA et SPICA de CHARA.

5.3 Perspectives théoriques : Hypothèse de l'enveloppe constituée d'hydrogène négatif H^-

L'ion H^- est aussi un candidat très intéressant pour expliquer le rayonnement libre-libre dans l'enveloppe des Céphéides. En effet, en dessous de 4000 K l'hydrogène est en principe très peu ionisé et se trouve essentiellement sous forme neutre. L'hydrogène neutre étant à la fois alcalin et halogène, il est susceptible de céder son électron de valence ou d'en ajouter un pour devenir H^-. Les métaux qui ont un faible premier niveau de potentiel d'ionisation seront les principaux fournisseurs d'électrons libres dans le milieu. Pour une température d'environ 3000 K la plupart des électrons libres seraient ainsi fournis par le silicium, le fer et le magnésium qui ont un premier potentiel d'ionisation moyen de 7.89 eV. Son existence a été théoriquement prévue et calculée par les astrophysiciens Hans Bethe et Subrahmanyan Chandrasekhar (Bethe, 1929; Chandrasekhar, 1944). Ce mécanisme est important dans la photosphère des étoiles en particulier celle du Soleil où H^- représente la source d'opacité la plus importante (Wildt, 1939). Les températures permettent en effet la formation de l'hydrogène négatif qui a une opacité importante dans le domaine visible puisque que son potentiel de détachement [1] est très faible de seulement 0.754 eV ce qui correspond à des photons de 1.6421 μm. Il n'y a donc pas d'effet lié-libre au delà de cette longueur d'onde, où le rayonnement libre-libre domine. Ce mécanisme explique aussi l'excès infrarouge dans la chromosphère étendue des étoiles supergéantes froides telles que Bételgeuse (Humphreys, 1974; Lambert and Snell, 1975; Gilman, 1974; Hartmann and Avrett, 1984), et pourrait être la clé de l'enveloppe circumstellaire des Céphéides. L'amélioration du modèle en prenant en compte différent gradient de densité et de température, ainsi que l'influence de l'ion H^- pourrait permettre de réconcilier le modèle avec les observations interférométriques.

En effet, l'opacité des ions H^- possède une très forte dépendance à la température :

$$\kappa_{H^-} \approx 1.1 \times 10^{-25} Z^{0.5} \rho^{0.5} T^{7.7} \tag{5.2}$$

et par conséquent, la variation de la température de la Céphéide au cours d'un cycle, qui varie en moyenne de près de 1000 K, implique que l'opacité des ions H- réagit fortement à cette température. En dessous de 3000 K l'opacité générée par H^- contribue probablement faiblement car les métaux sont trop peu ionisés tandis qu'au dessus de 4000 K l'hydrogène neutre se ré-ionise de façon importante. De fait, l'excès IR proviendrait donc d'une fine coquille comprise entre 3000 et 4000 K autour de l'étoile, qui varie en taille en fonction de la température de l'étoile. Au rayon minimum où l'étoile est la plus chaude, la coquille se trouve alors légèrement plus loin, tandis qu'elle est légèrement plus proche lorsque l'étoile est au rayon maximum. La stabilité de l'excès IR avec la phase de pulsation proviendrait du fait que l'émission de la région comprise entre 3000 et 4000 K va dépendre de la quantité de matière se trouvant dans cette région qui dépend donc de la quantité de métaux Z et de la densité ρ. Cette zone correspond à une coquille comprise environ entre 1.5 et 3 $R_\star$ pour une Céphéide à 5000 K, et représenterait une région d'environ 2.5 à 4 $R_\star$ à 6000 K. Dans les deux cas, ces dimensions correspondent à l'intervalle de détection des enveloppes par interférométrie (voir Table 1.1 en introduction).

Ainsi, j'envisage les pistes de recherche suivantes :

1. Modéliser la contribution en flux d'une enveloppe produisant des photons par le mécanisme H^-. L'opacité du mécanisme est décrit par un polynôme pour chaque intervalle de longueur d'ondes. Les coefficients de ce polynôme sont donnés par Gingerich (1961).
2. Prendre en compte la distribution de densité de métaux et d'hydrogène autour de l'étoile en fonction de la perte de masse.

1. On ne parle pas de photo-ionisation mais de photo-détachement dans le cas de cet ion particulier.

3. Étudier le comportement du modèle au cours du cycle de pulsation, et vérifier notamment la stabilité de l'excès IR au cours du cycle.

5.4 Implémentation du modèle de coquille dans la méthode de la parallaxe et détermination des distances

L'implémentation du modèle de coquille de gaz ionisé dans la méthode `SPIPS` permet de prendre en compte cet excès IR dans la méthode de parallaxe de pulsation. Une hypothèse forte de `SPIPS` est l'absence d'effet circumstellaire dans le domaine visible, or une enveloppe de gaz ionisé, H^+ ou H^-, possède des opacités liés-libres importantes qui sont susceptibles de biaiser significativement la distance mesurée. Ces déficits, estimés dans la publication présentée au Chapitre 2 par le modèle de coquille de gaz ionisé, sont de l'ordre de 0.05 à 0.1 mag. Dans ce cas, la distance déterminée par `SPIPS` pourrait être trop large de quelques pourcents, d'un facteur $10^{\Delta_{\rm m}/2.5}$. La prise en compte de la coquille ionisée est donc importante pour le calcul de la distance des Céphéides individuelles. A l'aide de l'ajustement réalisé par `SPIPS`, le modèle de coquille peut aussi permettre d'étudier l'excès IR en fonction de la localisation des Céphéides dans la bande d'instabilité.

5.5 L'enveloppe des Céphéides dans le diagramme HR

5.5.1 La perte de masse et l'excès IR des Céphéides dans le diagramme HR

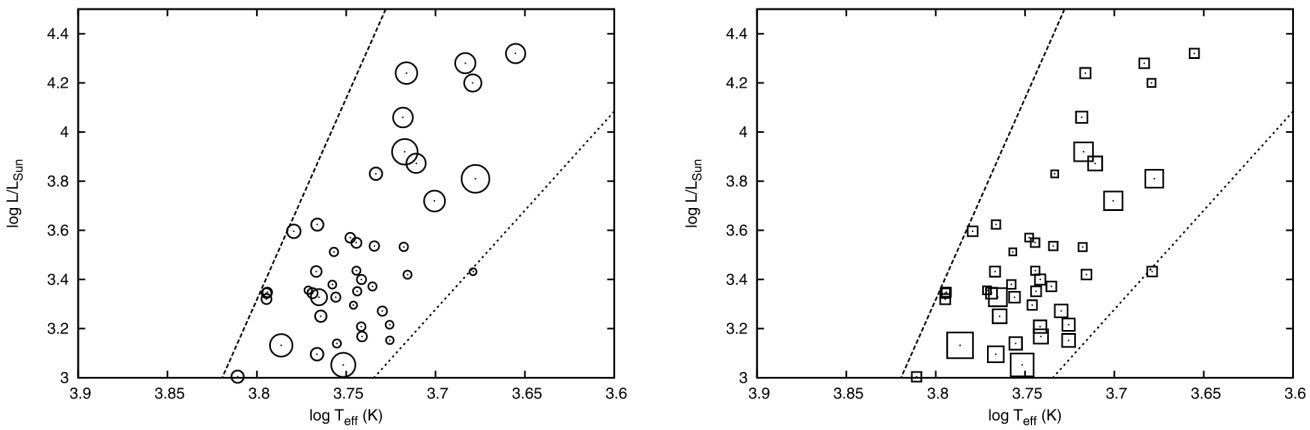


FIGURE 5.3 – Modèles de perte de masse des Céphéides dans la bande d'instabilité. A gauche : la taille des cercles représente le taux de perte de masse calculé. À droite : la taille des carrés représentent le ratio de perte de masse pulsationnelle sur la perte de masse radiative. Figure de Neilson and Lester (2008a).

L'existence des enveloppes des Céphéides est par nature liée au mécanisme de perte de masse de ces étoiles, et par conséquent à leur physique et leur stade d'évolution. La compréhension de ces phénomènes doit permettre de faire des prédictions sur les enveloppes circumstellaires des Céphéides, et en particulier leur excès infrarouge, en fonction de leur localisation dans la bande d'instabilité du diagramme HR. Le mécanisme de perte de masse causé par la pulsation est étudié théoriquement par Neilson and Lester (2008a). Ce travail théorique permet de prédire l'efficacité de la perte de masse en fonction de la position des Céphéides dans le diagramme HR comme présenté sur la Figure 5.3. Sur cette figure à gauche on observe que la plupart des Céphéides de longue

période ont des taux de perte de masse très élevé comparé aux étoiles de plus courte période, tandis que seulement quelques courtes périodes ont des taux plus importants. Sur la figure de droite, on s'aperçoit que la perte de masse causée par la pulsation est plus efficace dans le cas des courtes périodes que les Céphéides de plus longues périodes. Ces prédictions théoriques doivent être corroborées par l'observation des enveloppes avec MATISSE et en particulier en fonction de l'excès IR observé.

Par ailleurs, les ajustements de `SPIPS` permettent d'obtenir la température effective, la luminosité et l'excès IR des Céphéides ce qui permet en théorie d'étudier leur relations dans la bande d'instabilité (voir la Figure 5.4). La combinaison de ces nouveaux ajustements, et d'autres preuves observationnelles comme celles apportées par les observations MATISSE (voir section 5.2.2) pourraient permettre de rajouter l'excès IR en 3e dimension du diagramme HR (voir la Figure 5.4) afin d'étudier la relation entre enveloppe, excès infrarouge et stade d'évolution des Céphéides. Cependant il est nécessaire d'implémenter un modèle d'enveloppe tel que le modèle de coquille de gaz ionisé dans les ajustements de `SPIPS` de manière à remplacer la loi *ad-hoc* de l'excès infrarouge actuelle par le modèle physique.

5.5.2 Problème de la masse manquante des Céphéides

La perte de masse est aussi une solution possible au problème de la masse manquante des Céphéides. Christy (1968) et Stobie (1969) montrent que la masse prédite par les modèles d'évolution est plus élevée que la masse prédite par les modèles de pulsation stellaire, à une luminosité donnée. Cox (1980) montre que la différence de masse atteint 40%, mais cette valeur est depuis revue à la baisse autour de 10 à 20% (17.5%, Keller (2008)). Plusieurs solutions sont envisagées pour résoudre le problème de la masse manquante. Parmi celles-ci, deux solutions envisagent de rendre les étoiles plus brillantes pour une masse donnée : l'overshooting convectif qui mène à un cœur plus massif dans le progéniteur de la séquence principale (Prada Moroni et al., 2012), et la rotation permettant également un mélange et un cœur plus massif (Anderson, 2014). Tandis que la perte de masse est envisagée pour réduire la masse des Céphéides (Bono et al., 2006; Neilson and Lester, 2008a). Il existe également des combinaisons de ces trois possibilités (Miller et al., 2020). La compréhension de l'évolution des Céphéides et le problème de la masse manquante sont au cœur de mon projet post-doctoral au Centre Astronomique Nicolas Copernic à Varsovie au sein d'une équipe dirigée par Radek Smolec. Ce travail théorique, qui s'effectuera en partie grâce au code d'évolution stellaire MESA (Modules for Experiments in Stellar Astrophysics), me permettra en outre de faire le lien avec le travail observationnel et de modélisation des enveloppes à travers le diagramme HR développé pendant la thèse.

5.5.3 Activité de la chromosphère et émissions X des Céphéides

Les propriétés de la chromosphère pourraient également dépendre de la place des Céphéides dans la bande d'instabilité. En effet, une étude menée par Erika Böhm-Vitense montre que des émissions ultra-violettes provenant de la chromosphère des étoiles géantes et supergéantes de type F à G sont observées seulement autour du bord rouge de la bande d'instabilité, tandis que les autres ne présentent que des émissions à certains moments, d'autant plus faibles ou rares qu'elles sont proches du bord bleu (Boehm-Vitense and Dettmann, 1980). L'activité chromosphérique pourrait être aussi responsable des émissions X périodiques et je me suis intéressé à comprendre l'origine de ces émissions. Par ailleurs, des rayons X pourraient avoir été détectés en provenance de ζ Gem (Bohm-Vitense and Parsons, 1983), et plus récemment, de nouvelles détections en X autour de $\phi = 0.45$ provenant δ Cep et β Dor pourraient aussi être attribuées à une activité chromosphérique (Engle et al., 2017). L'énergie de ces émissions de rayonnement X témoigne de l'existence d'un plasma de très haute température (10^6K) dans l'environnement de ces Céphéides. Bien que plu-

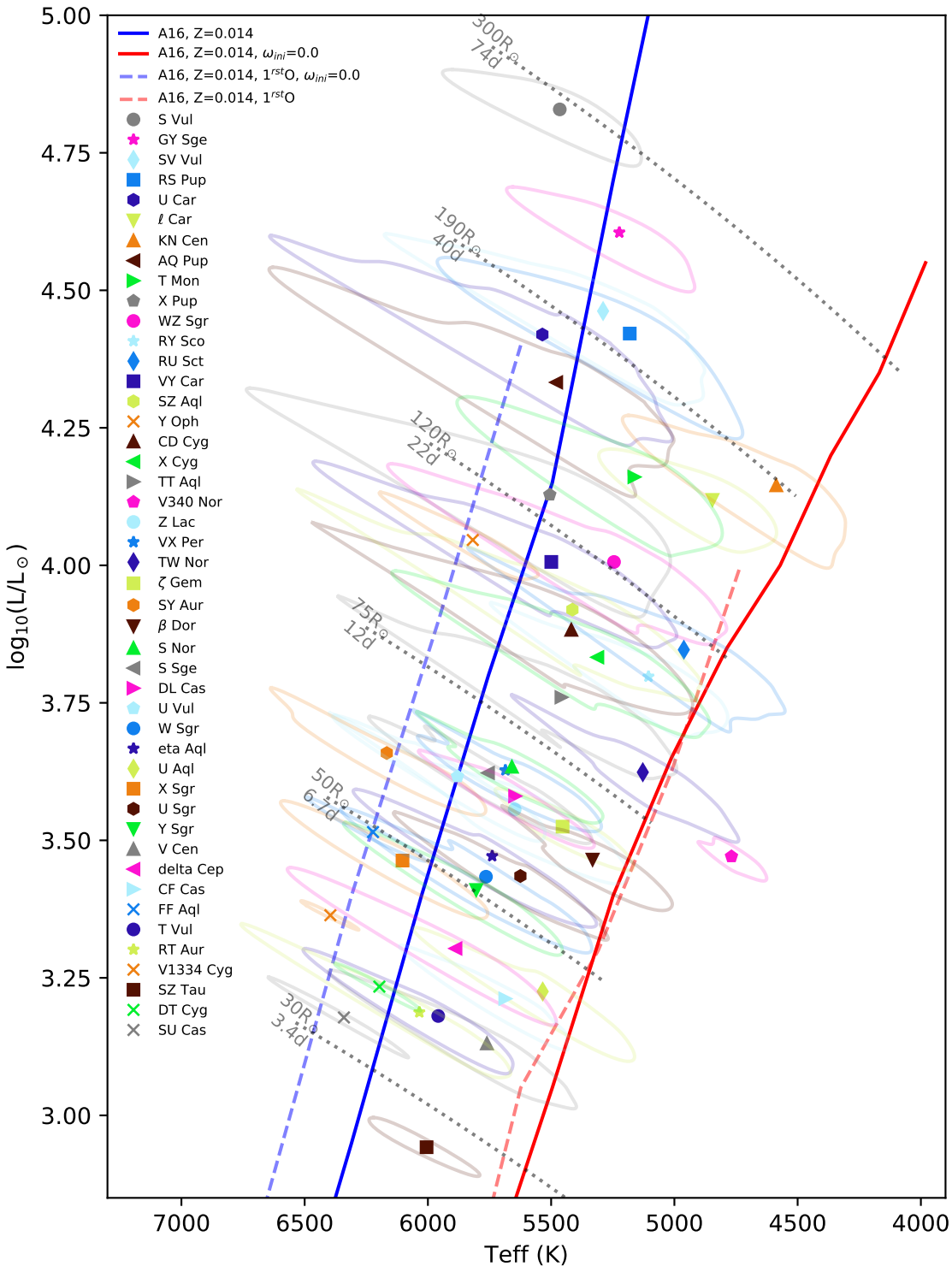


FIGURE 5.4 – Position des Céphéides dans la bande d'instabilité calculées par `SPIPS`. Les formes ellipsoïdales représentent les variations de luminosité et de température des Céphéides au cours de leur cycle de pulsation. Les lignes rouges et bleues sont des modèles des bord rouges et bleus. Figure d'après Antoine Mérand.

sieurs mécanismes de chauffage ont été proposés pour expliquer une telle quantité d'énergie, comme des chocs supersoniques ou des phénomènes de reconnection magnétique, il n'existe pas encore d'explication physique cohérente. Dans la publication section 3.6 je propose qu'une partie de l'énergie dissipée par le choc principal dans la haute chromosphère le soit sous forme non-collisionnelle. En effet entre l'émergence du choc principal à ϕ=0.85 et sa disparition autour de ϕ=0.5 le choc a parcouru une distance équivalente à 1 $R_\star$ dans l'atmosphère et se propage maintenant dans la haute atmosphère où la densité est 3 ou 4 ordre de grandeur plus faible (10^{-11} - 10^{-12} g / cm^3) que dans la photosphère (10^{-8}g / cm^3). Selon Fadeyev and Gillet (2004), dans le cas de ces densités pré-choc, l'épaisseur de la traînée radiative augmente de 3 ordres de grandeurs (représentant jusqu'à quelques milliers de km) tandis que la température reste relativement stable derrière le choc. Dans ces conditions isothermes de l'équation de Hugoniot-Rankine, le plasma est alors fortement compressé proportionnellement au carré du nombre de Mach, de même que le champ magnétique pré-existant ou créé par le plasma radiatif, qui peut alors être amplifié d'un facteur 100. Ainsi dans la haute chromosphère, il est alors envisageable que l'énergie produisant les rayons X entre $\phi \approx$ 0.4-0.5 soit déposée par le choc principal dans les couches les plus hautes de la chromosphère.

Récemment, Moschou et al. (2020) sont parvenus à reproduire des émissions X à l'aide de simulations hydrodynamiques, et montrent, sous certaines hypothèses comme la présence d'une couronne de plasma de haute température, l'existence de deux émissions X au cours du cycle, l'une causée par les chocs entre les phases 0.2 et 0.6, et l'autre par un mécanisme indépendant pour le reste du cycle. Le pic de l'émission est atteint autour de 2 $R_\star$ ce qui est cohérent avec mon estimation précédente au regard des couches supérieures de la chromosphère. Malheureusement cette étude ignore le travail sur l'étude des chocs dans la dynamique des chromosphères qui apporte des contraintes observationnelles Hocdé et al. (2020b).

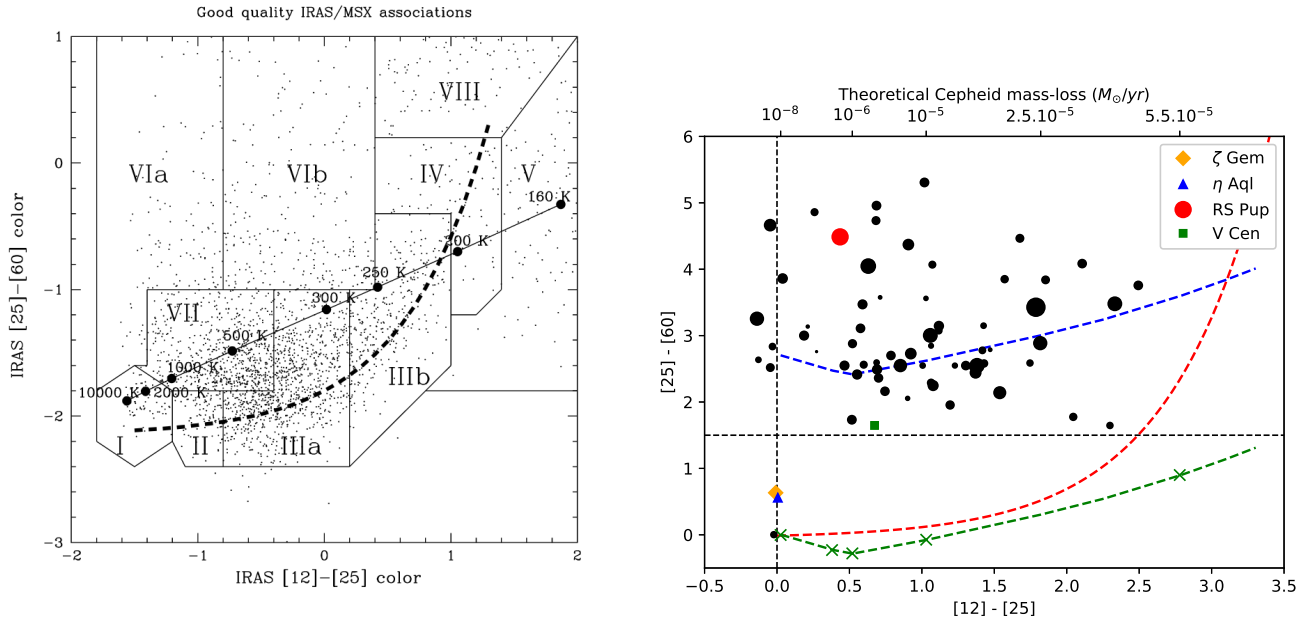
5.5.4 Environnements de poussière à l'aide des couleurs IRAS et modélisation `DUSTY`

Le travail de thèse présenté aux Chapitres 2 et 4 montre une absence de CSE de poussière sur un échantillon d'étoile donné. En revanche ces CSEs pourraient se former autour d'autres Céphéides, et des études complémentaires sont nécessaires afin de pouvoir conclure définitivement sur l'absence de poussière circumstellaire. Il pourrait également être intéressant de distinguer les étoiles entourées de CSEs de poussière, de celles entourées de gaz ionisé ou bien d'un environnement interstellaire de poussière. Dans cet objectif, Eric Lagadec m'a suggéré d'étudier l'environnement des Céphéides dans des diagrammes couleur-couleur comme dans le cas des étoiles AGBs. Cela permettra d'étudier comment les Céphéides entourées d'enveloppes silicatées se distribuent dans ce diagramme couleur-couleur afin de pouvoir les identifier comme telles pour l'échantillon observé. L'application de cette méthode aux enveloppes gazeuses ionisées est possible mais pourrait être rendue plus difficile car les filtres nécessaires à l'observation de ces environnements plus chauds seront beaucoup plus affectés par les changements de température des étoiles.

J'ai donc réalisé un travail préliminaire qui consiste à étudier les couleurs obtenues par le télescope spatial IRAS (Infrared Astronomical Satellite) [12]-[25] à 12 et 25 μm, et [25]-[60] à 25 et 60 μm. En effet une Céphéide sera d'autant plus rouge sur l'axe [12]-[25] que son enveloppe est chaude et dense ou d'origine circumstellaire, tandis qu'elle sera froide et d'origine interstellaire si elle est rouge sur l'axe [25]-[60]. Cette méthode a notamment été utilisée pour étudier l'évolution des environnements circumstellaires des étoiles tardives (van der Veen and Habing, 1988; Sjouwerman et al., 2009) comme illustré sur la Figure 5.5a. J'ai recueilli les données issues du Point Source Catalogue (PSC) (IRA, 1988). Cependant, un grand nombre de ces étoiles présentent des incertitudes importantes que je n'ai pas reportées dans le diagramme de la Figure 5.5b. Par ailleurs, ces données sont affectées

par un biais de sélection, c'est pourquoi seules les Céphéides brillantes dans l'infrarouge, telles que [25] - [60]>1.5, ont été observées par IRAS, à quelques exceptions près.

Afin de mieux comprendre l'effet d'une enveloppe circumstellaire sur les couleurs observées dans l'infrarouge, j'ai réalisé une série de 5 modèles d'enveloppes circumstellaires avec `DUSTY`, puis appliqué les filtres IRAS pour calculer les couleurs obtenues par ces enveloppes (voir courbe verte sur la Figure 5.5b). Ces modèles simples sont tous constitués uniquement de silicates autour de la Céphéide η Aql, où je fais varier uniquement l'opacité de l'enveloppe. A partir de ces données, `DUSTY` calcule le taux de perte de masse causé par la pression de radiation de l'étoile sur la poussière. Le calcul effectué par `DUSTY` montre que pour des taux de perte de masse en général estimés pour les Céphéides autour de 10^{-8} à 10^{-6} $M_\odot$ /an, les couleurs mesurées sont comprises dans l'intervalle $0<[12]-[25]<0.5$. En revanche les couleurs atteignent des valeurs élevées sur l'axe $[25]-[60]$ seulement pour des taux de perte de masse supérieurs à 10^{-5} $M_\odot$ /an ce qui n'est pas attendu pour ces étoiles. Il semble donc que les enveloppes d'origine interstellaire, comme le reste de nébuleuse RS Pup ou l'amas ouvert de V Cen puissent aussi être suffisamment proches des étoiles pour avoir des températures élevées imitant une enveloppe circumstellaire sur l'axe $[12]-[25]$. Une étude est nécessaire avec un plus grand échantillon d'étoiles, sans biais de sélection et avec des incertitudes faibles, pour discriminer les types d'environnements circumstellaires autour des Céphéides avec un diagramme couleur-couleur, et également en lien avec la période de pulsation.



(a) (b)

FIGURE 5.5 – Séquence d'évolution des enveloppes de poussière.
(a) Figure de van der Veen and Habing (1988), séquence d'évolution des enveloppes autour des AGB. Chaque zone correspond à une classification du type d'enveloppe rencontré. (b) Diagramme couleur-couleur d'un échantillon de Céphéides observées avec IRAS. Les ronds noirs sont les Céphéides obtenues par IRAS, leur taille est fonction de la période de pulsation. La ligne verte est tracée à partir des différents modèles `DUSTY` (croix), la ligne bleue correspond à cette même ligne plus un offset ad-hoc de [25]-[60]=3. La ligne rouge est la séquence d'évolution des enveloppes présentée à gauche par van der Veen and Habing (1988), montrée pour comapraison.

5.6 Effet des CSEs sur la relation PL à l'ère du JWST et de l'ELT

Les enveloppes sont susceptibles d'avoir trois effets sur la relation PL dans l'infrarouge :

1. Un effet sur la pente si le flux IR provenant de l'enveloppe est fonction de la période de pulsation.
2. Un effet systématique sur la pente et le point-zéro si les enveloppes des Céphéides entre des galaxies ancres et hôtes de SN Ia sont systématiquement différentes, par exemple à cause d'un effet de métallicité, ou par la présence d'une enveloppe circumstellaire.
3. Une dispersion statistique de la relation PL qui doit être corrigée pour améliorer la précision sur les estimations de distance.

Dans cette partie je discute plus en profondeur des effets des enveloppes, telles que seront observées par les télescopes JWST et l'ELT, et par conséquent des études à mener pour l'étude des enveloppes circumstellaires, qu'elles soient constituées de gaz chaud ionisé, de poussières condensées autour de l'étoile, ou du milieu froid interstellaire.

5.6.1 Le télescope *James Webb* Space Webb

Le télescope James Webb Space Telescope (JWST) conçu par la NASA possède un miroir primaire de 6.5 mètres de diamètre travaillant dans un intervalle de longueur d'onde infrarouge entre 0.6 et 28 μm avec un pouvoir de résolution de 0.1 seconde d'arc à 2 μm. Cet instrument est à la fois plus sensible que les télescopes *Hubble* et *Spitzer* mais couvre également une plus grande gamme de longueur d'onde infrarouge comme le montre la Figure 5.6 à gauche. Ce télescope sera en effet capable d'observer à des redshifts de $z \approx 5$ alors que le HST pouvait travailler à $z \approx 1$ ou 2. Ces caractéristiques seront précieuses pour l'observation des Céphéides et des SN Ia à des grands redshifts dans la méthode de l'échelle des distances extragalactiques. Le télescope possède 4 instruments à son bord dont je décris ci-après les principales caractéristiques ainsi que leur utilité potentielle pour l'étude de l'environnement des Céphéides. La sensibilité en flux des instruments NIRSpec, NIRCam et MIRI est représentée sur la Figure 5.6 à droite.

Caméra NIRCam et NIRISS : Structure et image des CSEs Ces caméras fonctionnent dans le proche infrarouge de 0.6 à 5 μm et permettent de l'imagerie et de la spectroscopie dans un champ d'environ $2'$x$2'$. NIRCAM est également équipée de coronographes et sera employée à la recherche d'exoplanètes et des disques protoplanétaires. Il est donc aussi envisageable d'utiliser ces coronographes pour observer l'environnement proche des Céphéides. Des structures telles que des chocs avec le milieu interstellaire causés par la perte de masse de l'étoile pourront-être étudiés comme dans le cas de δ Cep (Marengo et al., 2010c).

Spectromètre NIRspec : Etude des raies chromosphériques NIRSpec possède plusieurs modes d'observations spectroscopiques entre 0.6 et 5 μm avec différents pouvoir de résolution spectrale compris entre 100 et 2700. En utilisant le disperseur G140H fonctionnant entre 0.7 et 2 μm, NIRSpec peut permettre l'observation de raies chromosphériques comme la raie du triplet infrarouge du calcium avec une résolution de 1000. Leur observation est importante pour caractériser l'activité de la chromosphère. Par ailleurs les différentes raies de Balmer pourraient aussi donner des informations sur une possible absorption causée par une enveloppe de gaz ionisé.

Caméra et Spectromètre MIRI : Enveloppes circumstellaires de poussières Le travail présenté au Chapitre 1 pourra être de nouveau réalisé en remplaçant la spectrométrie de *Spitzer* par celle de l'instrument MIRI du JWST. La sensibilité de l'instrument qui est 10 à 100 fois meilleure

que *Spitzer* permettra aussi l'observation d'un plus grand échantillon de Céphéides. On peut également envisager d'étudier les grandes structures de poussières interstellaires ou des enveloppes de poussières étendues autour des étoiles en employant le coronographe de MIRI comme suggéré par Barmby et al. (2011).

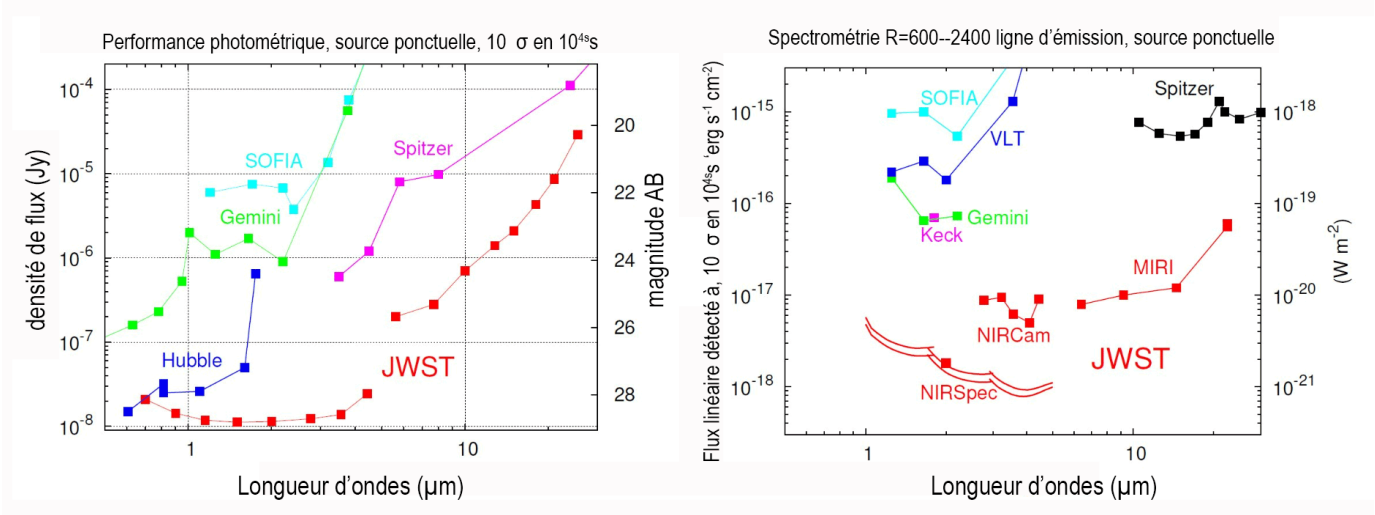


FIGURE 5.6 – Limites de détection en flux du JWST comparées à d'autres instruments. Crédit : NASA/STScI

Cependant, selon Freedman et al. (2019b) l'utilisation du JWST pourrait être limité à la détection des Céphéides lointaines et non à la mesure précise de leur variabilité. En effet les Céphéides atteignent leur maximum de variabilité dans le domaine optique, qui n'est pas couvert par le JWST. De plus, l'observation de la variabilité dans l'infrarouge sera rendue plus difficile à cause du fond stellaire infrarouge causé par les brillantes étoiles RGB et AGB.

5.6.2 L'instrument HIRES de l'Extremely Large Telescope

L'Extremely Large Telescope (ELT, ou Télescope Géant Européen) est un télescope au sol qui est en cours de construction au Chili sur le mont Cerro Armazones. Une fois mis en place vers 2024-2025 son miroir gigantesque de 39 mètres de diamètre monté sur optique adaptative en fera le télescope le plus puissant au monde. Un des instruments les plus prometteurs pour l'étude des Céphéides est l'instrument HIRES (the High Resolution Spectrograph), qui pourra offrir une résolution spectrale de $R \approx 100\,000$ dans le visible et le proche infrarouge. L'objectif principal de HIRES est d'observer les atmosphères d'exoplanètes pour découvrir des marqueurs de vie dans son spectre. Il servira également à mesurer les redshifts des galaxies très lointaines dans le cadre de l'échelle des distances extragalactiques. Pour l'étude des Céphéides, cet instrument apportera de précieuses informations sur l'atmosphère et la chromosphère de ces étoiles. En particulier cela permettra d'étudier le facteur de projection p des Céphéides qui est la source principale d'incertitude dans la méthode Baade-Wesselink de détermination des distances, que j'ai présenté dans la section 1.2.4. Plus généralement, l'observation des spectres lointains pourra permettre d'appliquer `SPIPS` aux Céphéides extragalactiques, comme cela a déjà été appliqué pour des Céphéides des nuages de Magellan (Gallenne et al., 2017).

5.7 Effet des CSEs sur la détermination de H_0 du projet SH0ES

L'erreur la plus importante pouvant provenir des enveloppes des Céphéides sur la détermination de H_0 est une erreur systématique du point zéro de la relation PL entre les galaxies ancres et les galaxies hôtes de SN Ia. En effet, si entre ces galaxies les enveloppes présentent une différence systématique dans leur excès IR, alors l'estimation de la distance des SN Ia sera biaisée, et par conséquent H_0. Une étude récente sur la tension de la constante de Hubble estime qu'une erreur systématique entre 0.1 et 0.15 magnitudes (plus brillant) en bande H (environ 1.65 μm) du point zéro de la relation PL des Céphéides du projet SH0ES (dans les 19 galaxies hôtes de SN Ia) est susceptible de résoudre la tension sur la constante de Hubble (Efstathiou, 2020). L'intervalle de magnitude estimé pourrait correspondre à l'excès IR produit par une enveloppe circumstellaire. La question que nous nous posons maintenant, c'est de savoir pour quelles raisons les enveloppes des Céphéides seraient systématiquement différentes entre les galaxies hôtes et les galaxies ancres ? Dans cette même étude, le projet SH0ES précise que les Céphéides sont les mêmes quelque soit la région de l'espace observé, et donc qu'il n'y a pas de raisons pour que des biais apparaissent :

"We also note that we neglect the possibility that Cepheids in nearby hosts (Milky Way,LMC, NGC 4258 and M31) are actually different than those in SN hosts as it would seem to violate the principle that we should not live in a special region of space where Cepheids are fainter."

S'il n'existe pas de différences systématiques dans la physique des Céphéides, il est cependant possible qu'un effet systématique soit introduit par les observations. En effet, comme on peut le voir sur la Figure 5.8, les relations PL des galaxies ancres (N4258, M31, MW, LMC) sont essentiellement contraintes par des Céphéides de courtes périodes, tandis que seules les longues périodes (supérieures à 10 jours) sont observées dans les galaxies hôtes. Si le mécanisme de perte de masse est fonction de la période de pulsation, alors les enveloppes des Céphéides de longues périodes pourraient être plus brillantes dans l'infrarouge, ainsi que leur relation PL. Par conséquent, la relation PL des galaxies hôtes serait biaisée puisque leur distance est estimée par des relations PL ajustées sur des Céphéides de courtes périodes. Cet effet pourrait être encore plus important si deux régimes distincts de perte de masse existent entre les courtes et les longues périodes, de la même manière que j'ai découvert deux régimes dans la dé-synchronisation des couches de la chromosphère vue au Chapitre 3 (voir la Figure 5.7). Nous avons aussi montré clairement qu'une absorption fixe en H_α est trouvée sur presque toutes les longues périodes observées, témoignant de la présence d'une enveloppe de gaz circumstellaire, tandis que ce n'est pas observé dans les Céphéides de courtes périodes.

Cette réflexion nous montre le potentiel des enveloppes à résoudre, sinon entièrement, au moins en partie, la tension de H_0 dans le cadre du projet SH0ES.

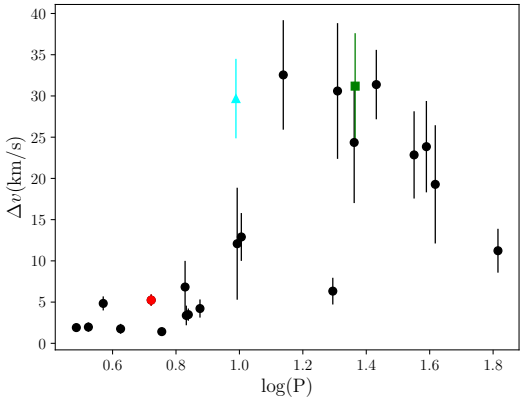


FIGURE 5.7 – Norme du gradient de vitesse dans la chromosphère de 24 Céphéides. Une différence systématique apparaît dans la désynchronisation des couches de la chromosphère entre les courtes et les longues périodes. La formation des enveloppes pourrait-elle y être liée ? Figure extraite de Hocdé et al. (2020b).

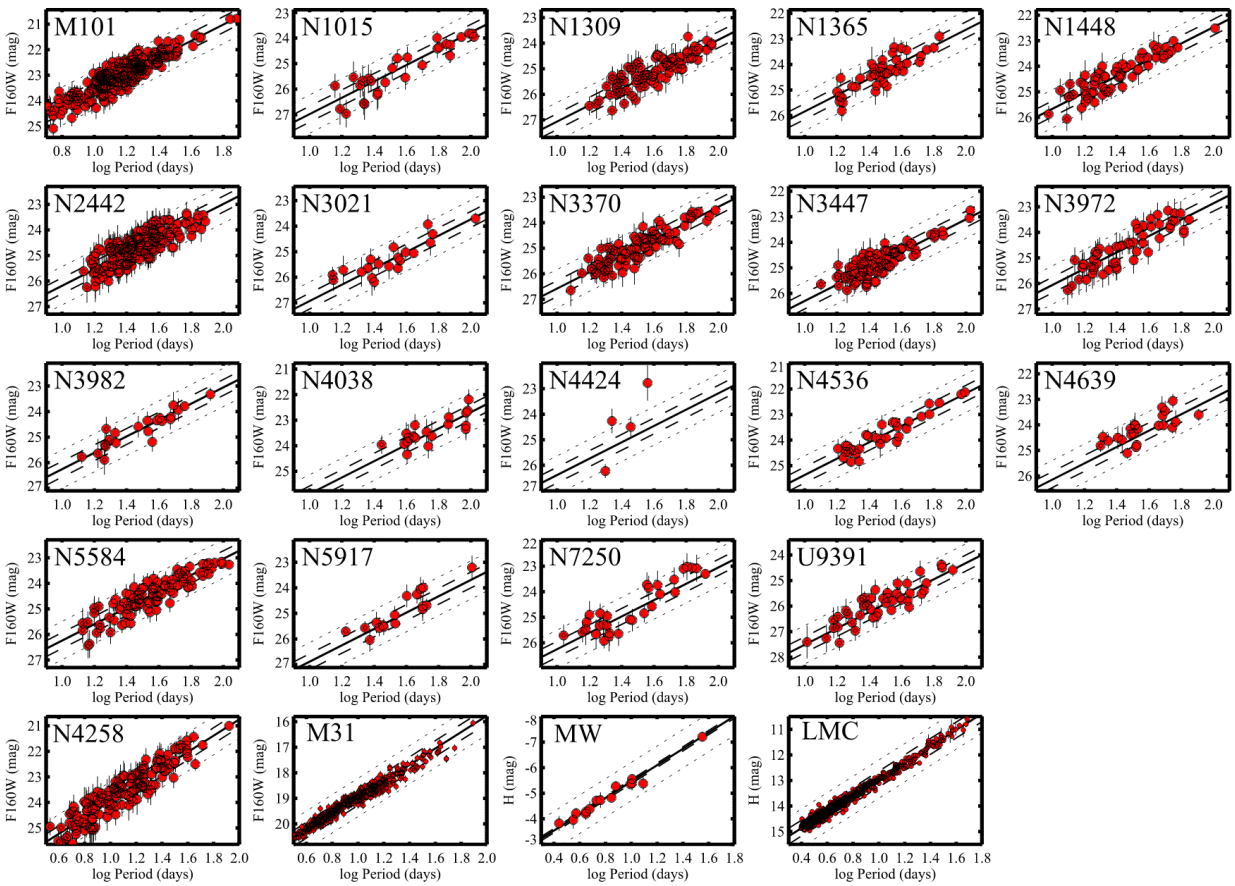


FIGURE 5.8 – Relations PL obtenues avec le HST. Les Céphéides ont été observées avec le HST avec le filtre F160W dans les 19 galaxies hôtes de SN Ia ainsi que les quatre galaxies ancres, NGC 4258, M31, la voie lactée (MW) et le LMC présentés en bas du graphique. Figure de Riess et al. (2016b).

Chapitre 6

Conclusion

Cette thèse avait pour objectif essentiel de déterminer les mécanismes physiques à l'origine de l'excès infrarouge des Céphéides provenant de leur enveloppe circumstellaire, et d'évaluer ses effets sur l'étalonnage des distances dans l'Univers. Pour répondre à cette problématique, nous avons étudié l'excès infrarouge à l'aide de plusieurs ressources observationnelles différentes, telles que la photométrie, la spectroscopie de haute et de basse résolution dans le visible et l'infrarouge, et l'interférométrie à longue base à l'aide du nouvel instrument MATISSE/VLTI. Ces contraintes observationnelles ont permis de vérifier leur adéquation avec les modèles physiques développés. En particulier nous nous sommes intéressés à la construction des enveloppes de poussières circumstellaires, et aussi aux enveloppes de gaz ionisé. Nous avons montré à partir de l'échantillon d'étoiles observées qu'une enveloppe de poussière est inapte à reproduire l'excès infrarouge, mais aussi les dimensions obtenues par interférométrie. Le résultat majeur de cette thèse est d'avoir montré que des enveloppes constituées de gaz ionisé, ayant une taille caractéristique d'environ 2 rayons stellaires, émettent un rayonnement continu infrarouge par l'intermédiaire du rayonnement de freinage à l'origine de l'excès IR observé. Trois grandes étapes nous ont amenées à poser les bases de ce nouveau modèle.

Dans une première partie nous avons été en mesure de reconstruire l'excès infrarouge de 5 Céphéides Galactiques en comparant la modélisation fine de la photosphère des Céphéides au cours de la pulsation, avec des observations spectroscopiques dans l'infrarouge moyen obtenues par le télescope spatial *Spitzer*. Ces observations infrarouges ont nécessité la correction de l'obscurcissement causé par le silicate interstellaire, afin de révéler la présence d'une émission de silicate d'origine circumstellaire. L'excès infrarouge une fois corrigé ne présente aucune signature spectrale particulière ce qui permet d'invalider la possibilité d'un environnement de silicates autour de ces étoiles. Nous avons également montré qu'une enveloppe de poussière constituée de fer est insatisfaisante pour reproduire les observations. D'un autre côté, le développement d'un modèle simple de coquille de gaz ionisé nous a permis de montrer pour la première fois que l'excès infrarouge ainsi reconstruit par les observations pouvait être expliqué par l'intermédiaire des mécanismes liés-libre et libre-libre de l'hydrogène ionisé. Ce modèle permet en effet de reproduire les observables photométriques de façon satisfaisante. Cependant, le rayon de l'enveloppe ainsi déterminé, $1.15\,R_\star$, est inférieur au rayon jusqu'ici déterminé par les observations interférométriques, autour de 2 à $3\,R_\star$. De même la température relativement faible pour permettre à l'hydrogène d'être suffisamment ionisé, environ 3500 K, questionne à la fois sur les phénomènes d'ionisation, et sur le réalisme physique de ce modèle.

Afin de mieux comprendre les mécanismes à l'origine de l'ionisation du gaz, et étant donné la taille relativement petite de la coquille de gaz, nous avons étudié la région chromosphérique des

Céphéides à l'aide des spectres de haute résolution obtenus par l'instrument UVES/VLTI de la raie Hα et du triplet du calcium. Ces données observationnelles portent sur 24 Céphéides des petites aux longues périodes, et au cours de leur cycle de pulsation, ce qui permet d'étudier la dynamique de la chromosphère. Nous avons découvert des émissions chromosphériques d'origine pulsationnelle. Il s'agit de l'émission radiative survenant dans le sillon du choc supersonique principal qui se propage dans l'atmosphère. Lors de la retombée balistique des couches les plus hautes de l'atmosphère, celles-ci peuvent aussi atteindre des vitesses supersoniques, provoquant également une émission dans les raies du triplet du calcium. La propagation du choc principal entraîne aussi une dé-synchronisation importante des couches de l'atmosphère des Céphéides des longues périodes. Ce phénomène entraîne l'apparition d'un mécanisme de Schwarzschild dans lequel des couches montantes et descendantes se rencontrent. Nous avons pu grâce à son observation estimer la taille de la chromosphère à 1.5 $R_\star$. Bien que plus importante, la taille de la chromosphère est en accord avec la taille du modèle de la coquille de gaz au premier ordre. Enfin, la présence d'une composante fixe dans la raie Hα dans la plupart des Céphéides de longues périodes, nous a permis de montrer que ces étoiles sont vraisemblablement entourées d'une enveloppe de gaz suffisamment éloignée pour ne pas réagir à la pulsation.

Troisièmement, nous avons apporté de nouvelles contraintes observationnelles dans l'infrarouge en utilisant le nouvel instrument MATISSE/VLTI. En analysant les flux totaux en bande LM et le flux corrélé en bande N nous avons pu montrer le très bon accord du spectre observé par MATISSE avec la photosphère attendue de l'étoile. L'absence de signatures spectrales nous permet de rejeter la présence de poussières circumstellaires. Les clôtures de phases de l'instrument nous ont permis de montrer que si une enveloppe existe, celle-ci est centro-symétrique autour de ℓ Car. Enfin les visibilités carrées nous ont permis de résoudre un environnement en bande L (3-4 μm) dont le rayon est d'environ 1.7 $R_\star$ avec une contribution en flux de 7%. En parallèle, la reconstruction et la modélisation de l'excès infrarouge de ℓ Car permettent de calculer un rayon de coquille de gaz ionisé d'environ 1.15 $R_\star$ et une contribution en flux de 1 à 2% en bande L. En explorant l'espace des paramètres, le modèle semble incapable de reproduire fidèlement à la fois l'excès infrarouge et les observations MATISSE. Une amélioration du modèle semble nécessaire afin de permettre l'existence d'un environnement plus étendu, et légèrement plus brillant dans l'infrarouge. Une alternative particulièrement intéressante serait de remplacer l'hydrogène ionisé par l'hydrogène négatif. En effet, celui-ci se forme naturellement lorsque la température est comprise entre 2000 et 4000 K, tandis que l'hydrogène est faiblement ionisé, ce qui permet la présence d'un mécanisme libre-libre à des distances plus éloignées de la photosphère.

Cette thèse ouvre ainsi la voie à de nombreuses perspectives théoriques et observationnelles. À terme, ce travail doit permettre de mettre en relation les propriétés des enveloppes en fonction, par exemple, de la période de pulsation et de la localisation des Céphéides dans le diagramme HR. Cela permettra d'établir une grille de corrections photométriques à appliquer lors de la détermination de la distance des Céphéides dans l'échelle des distances extragalactiques. Pour cela, l'observation prochaine de 10 Céphéides supplémentaires avec MATISSE, que j'ai sélectionnées pour couvrir le diagramme HR, permettra d'offrir de précieuses informations sur les enveloppes en bande LM et N. Des observations dans le domaine radio peuvent aussi permettre de détecter le flux des enveloppes ionisés et d'apporter de nouvelles contraintes sur les propriétés de l'enveloppe. Le radiotélescope VLA dans le domaine millimétrique pourrait permettre d'avoir la plus grande sensibilité en flux possible. Du point de vue théorique il sera intéressant d'élaborer un modèle de coquille où l'opacité est dominée par l'hydrogène négatif pour tester son accord avec les observations. Le modèle de gaz d'hydrogène ionisé peut d'ores et déjà être implémenté dans la méthode Baade-Wesselink de `SPIPS`, afin d'évaluer l'impact d'un tel modèle sur le calcul des distances des Céphéides. Ces études

préparent également l'arrivée prochaine des grands télescopes JWST et l'ELT qui permettront d'observer des Céphéides plus lointaines et aussi d'améliorer l'échelle des distances dans l'Univers.

L'intérêt pour les Céphéides n'a jamais cessé de croître depuis la découverte de leurs propriétés il y a plus d'un siècle, et leurs enveloppes dessinent les contours de nouveaux mystères. Je partage avec mes collègues la même intuition, et qui se transforme peu à peu en conviction scientifique. Celle que les enveloppes des Céphéides font partie des clés essentielles à la résolutions de plusieurs questions fondamentales : Quelle est le taux d'expansion de l'Univers ? Où se trouve la masse manquante des Céphéides ? Comment ces étoiles évoluent-elles vers les ultimes stades de la vie stellaire ? J'espère que cette thèse pour laquelle j'ai eu beaucoup de plaisir à travailler, réfléchir, échanger, contribuera à ouvrir les portes de nouvelles idées, et je l'espère encore plus, les plus belles découvertes.

Annexe A

Bibliographie de l'auteur

Publications dans des revues à comité de lecture

1. **Hocdé, V. et al.** *Mid-infrared circumstellar emission of the long-period Cepheid ℓ Carinae resolved with VLTI/MATISSE*, 2021, (soumis à A&A)

2. **Hocdé, V.** ; Nardetto, N. ; Borgniet, S. ; Lagadec, E. ; Kervella, P. et al. *Pulsating chromosphere of classical Cepheids. Calcium infrared triplet and Hα profile variation*, 2020, A&A, 641, A74

3. **Hocdé, V.** ; Nardetto, N. ; Lagadec, E. ; Niccolini, G. ; Domiciano de Souza, et al. *A thin shell of ionized gas as the explanation for IR excess among Classical Cepheids*, 2020, A&A, 633, A37, *in highlight*

4. Breuval, L. ; Kervella, P. ; Anderson, R. I. ; Riess, A. G. ; Arenou, F. ; Trahin, B. ; Mérand, A. ; Gallenne, A. ; Gieren, W. ; Pietrzynski, G. ; Nardetto, N. ; Javanmardi, B. ; **Hocdé, V.** *The Milky Way Cepheid Leavitt law based on Gaia DR2 parallaxes of companion stars and host open clusters populations* , 2020, A&A (en presse)

5. Perraut, K. ; Cunha, M. ; Romanovskaya, A. ; Shulyak, D. ; Ryabchikova, T. ; **Hocdé, V.** et al. *Benchmarking the fundamental parameters of Ap stars with optical long-baseline interferometric measurements*, 2020, A&A (accepté)

6. Chiavassa, A. ; Kravchenko, K. ; Millour, F. ; Schaefer, G. ; Schulteis, M. ; Freytag, B. ; Creevey, O. ; **Hocdé, V.** et al. *Optical Interferometry and Gaia measurement uncertainties to reveal the physics of Asymptotic Giant Branch stars*, 2020, A&A, 640, A23

7. Salsi, A. ; Nardetto, N. ; Mourard, D. ; Creevey, O. ; Huber, D. ; White T. ; **Hocdé, V.** et al. *Precise calibration of the colour- and class-dependence of surface brightness-colour relations for late-type stars*, 2020, A&A, 640, A2

8. Nardetto, N. Salsi, A. ; Mourard, D., **Hocdé, V.** et al., 2020., A&A *Calibrating the surface brightness - color relation for late type red giants stars in the visible domain using VEGA/CHARA interferometric observations*, A&A, 2020 (accepted, in press)

9. Borgniet, S. ; Kervella, P. ; Nardetto, N. ; Gallenne, A. ; Mérand, A. ; Anderson, R. I. ; Aufdenberg, J. ; Breuval, L. ; Gieren, W. ; **Hocdé, V.** et al. *Consistent radial velocities of classical Cepheids from the cross-correlation technique*, 2019, A&A, 631, A37

10. Nardetto, N. ; Poretti, E. ; Gallenne, A. ; Rainer, M. ; Anderson, R. I. ; Fouqué, P. ; Gieren, W. ; Graczyk, D. ; Kervella, P. ; Mathias, P. ; Mérand, A. ; Mourard, D. ; Neilson, H. ; Pietrzynski, G. ; Pilecki, B. ; Storm, J. ; Borgniet, S. ; Chiavassa, A. ; **Hocdé, V.** et al.*CRIRES high-resolution infrared spectroscopy of the long-period Cepheid l Carinae*, 2018, A&A, 616, A92

Articles de proceeding publiés

1. **Hocdé, V.** ; Nardetto, N. ; Lagadec, E. ; Niccolini, G. ; Domiciano de Souza, A. ; Mérand, A. ; Kervella, P. ; Gallenne, A. *The circumstellar envelopes of Cepheids and their impact on the period-luminosity relationship in the JWST and ELT era*, SF2A-2019 : Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics

2. Le Blanc, O. ; Fasola, G. ; Dournaux, J. L. ; Dangeon, L. ; **Hocdé, V.** ; Amans, J. P. ; Huet, J. M. ; Jégouzo, I. ; Laporte, P. ; Sol, H. ; Perennes, C. ; Gironnet, J. ; Buchholtz, G. ; Abchiche, A. ; GCT Project, CTA *Towards final characterisation and performance of the GCT prototype telescope structure for the Cherenkov Telescope Array*

Demandes de temps avec l'instrument MATISSE/VLTI

1. P106 et P107, Open Time (OT), Monitoring program of 10 Cepheids, *Circumstellar envelopes of Cepheids and their impact on the period-luminosity relationship in the JWST and E-ELT era*, accepté, 1er quartile sur environ 2000 demandes, plus haut niveau de priorité obtenu (A), facteur 5 de pression sur les télescopes.
2. P106, Guaranteed Open Time (GTO), *The circumstellar envelopes of Cepheids with VLTI/MATISSE*, accepté.

3. P104, GTO, *The circumstellar envelopes of Cepheids with VLTI/MATISSE and their impact on the period-luminosity relationship in the JWST and ELT era.*, accepté.

4. P103, GTO, *The circumstellar envelopes of Cepheids with VLTI/MATISSE and their impact on the period-luminosity relationship in the era of JWST and ELT*, accepté.

Séminaire

1. *Circumstellar envelopes of Cepheids and their impact on the period-luminosity relationship in the JWST and E-ELT era*, Université de Reims, 19 Novembre, 2018

Contribution orales en conférences nationale et internationales

1. *A shell of ionized gas as the explanation for IR excess among classical Cepheids*, RR Lyrae conference 2019, Cloudcroft, Nouveau-Mexique, USA, 18 Octobre 2019

2. *Circumstellar envelopes of Cepheids with MATISSE*, SF2A : Conférence annuelle de la Sociéte Française d'Astronomie et d'Astrophysique, 14 Mai, 2019

3. *The circumstellar environment of Cepheids : Interstellar matter, Circumstellar envelopes, Shell of ionized gas*, Araucaria meeting, Concepcion, Chili, 7 Mars, 2019

4. *The circumstellar envelopes of Cepheids and their impact on the PL relation*, The Extragalactic Distance in the Gaia Era, Munich Institue for Astro- and Particle Physics (MIAPP), Garching, Allemagne, 3 Juillet, 2018

5. *The circumstellar envelopes of Cepheids and their impact on the PL relation*, meeting Auracaria, Cracovie, Pologne, 22 Septembre, 2017

Communications auprès du grand public - 20e edition of "Nuit Coupoles Ouvertes", évènement rassemblant près de 1000 people lors de la visite de l'observatoire de Calern, 6 Juillet, 2019, (Calern, France)
- Pint of science May 2019, *How to measure distances in the Universe ?* Beer District (Nice, France)
- Intervention dans le Ciel & Espace Hors série "Univers, faut-il tout repenser ?"

Bibliographie

(1988). *Infrared Astronomical Satellite (IRAS) Catalogs and Atlases.Volume 7 : The Small Scale Structure Catalog.*, volume 7.

Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., Acernese, F., Ackley, K., Adams, C., Adams, T., Addesso, P., Adhikari, R. X., Adya, V. B., Affeldt, C., Afrough, M., Agarwal, B., Agathos, M., Agatsuma, K., Aggarwal, N., Aguiar, O. D., Aiello, L., Ain, A., Ajith, P., Allen, B., Allen, G., Allocca, A., Altin, P. A., Amato, A., and Ananyeva (2017). A gravitational-wave standard siren measurement of the Hubble constant. *Nature*, 551(7678) :85–88.

Abbott, B. P. e. a., LIGO Scientific Collaboration, and Virgo Collaboration (2016). Observation of Gravitational Waves from a Binary Black Hole Merger. *Phys. Rev. Lett.*, 116(6) :061102.

Allouche, F., Robbe-Dubois, S., Lagarde, S., Cruzalèbes, P., Antonelli, P., Bresson, Y., Fantei-Caujolle, Y., Marcotto, A., Morel, S., Beckmann, U., Bettonvil, F., Berio, P., Heininger, M., Lehmitz, M., Agocs, T., Brast, R., Elswijk, E., Ives, D., Meixner, K., Laun, W., Mellein, M., Neumann, U., Bailet, C., Clausse, J. M., Matter, A., Meilland, A., Millour, F., Petrov, R. G., Accardo, M., Bristow, P., Frahm, R., Glindemann, A., Gonzáles Herrera, J. C., Lizon, J. L., Schöller, M., Graser, U., Jaffe, W., and Lopez, B. (2016). MATISSE : alignment, integration, and test phase first results. In *Optical and Infrared Interferometry and Imaging V*, volume 9907 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 99070C.

Anderson, R. I. (2014). Tuning in on Cepheids : Radial velocity amplitude modulations. A source of systematic uncertainty for Baade-Wesselink distances. *A&A*, 566 :L10.

Anderson, R. I. (2016). Discovery of Cycle-to-cycle Modulated Spectral Line Variability and Velocity Gradients in Long-period Cepheids. *MNRAS*, 463 :1707–1723.

Anderson, R. I., Eyer, L., and Mowlavi, N. (2013). Cepheids in open clusters : an 8D all-sky census. *MNRAS*, 434 :2238–2261.

Baade, W. (1926). Über eine Möglichkeit, die Pulsationstheorie der δ Cephei-Veränderlichen zu prüten. *Astronomische Nachrichten*, 228 :359.

Baade, W. (1944). The Resolution of Messier 32, NGC 205, and the Central Region of the Andromeda Nebula. *ApJ*, 100 :137.

Baade, W. (1956). The Period-Luminosity Relation of the Cepheids. *PASP*, 68(400) :5.

Baker, N. and Kippenhahn, R. (1962). The Pulsations of Models of δ Cephei Stars. With 17 Figures in the Text. *ZAp*, 54 :114.

Baker, N. and Kippenhahn, R. (1965). The Pulsations of Models of Delta Cephei Stars. II. *ApJ*, 142 :868.

Balmforth, N. J., Cunha, M. S., Dolez, N., Gough, D. O., and Vauclair, S. (2001). On the excitation mechanism in roAp stars. *MNRAS*, 323(2) :362–372.

Barmby, P., Marengo, M., Evans, N. R., Bono, G., Huelsman, D., Su, K. Y. L., Welch, D. L., and Fazio, G. G. (2011). Galactic Cepheids with Spitzer. II. Search for Extended Infrared Emission. *AJ*, 141(2) :42.

Becker, S. A. (1981). The thick helium-burning shell phase and the second blue loop. *ApJ*, 248 :298–310.

Begemann, B., Dorschner, J., Henning, T., Mutschke, H., Gürtler, J., Kömpe, C., and Nass, R. (1997). Aluminum Oxide and the Opacity of Oxygen-rich Circumstellar Dust in the 12-17 Micron Range. *ApJ*, 476 :199–208.

Belopolsky, A. (1895). The spectrum of delta Cephei. *ApJ*, 1 :160–161.

Bethe, H. (1929). Berechnung der Elektronenaffinität des Wasserstoffs. *Zeitschrift fur Physik*, 57(11-12) :815–821.

Birrer, S., Treu, T., Rusu, C. E., Bonvin, V., Fassnacht, C. D., Chan, J. H. H., Agnello, A., Shajib, A. J., Chen, G. C. F., Auger, M., Courbin, F., Hilbert, S., Sluse, D., Suyu, S. H., Wong, K. C., Marshall, P., Lemaux, B. C., and Meylan, G. (2019). H0LiCOW - IX. Cosmographic analysis of the doubly imaged quasar SDSS 1206+4332 and a new measurement of the Hubble constant. *MNRAS*, 484(4) :4726–4753.

Bjørgen, J. P., Sukhorukov, A. V., Leenaarts, J., Carlsson, M., de la Cruz Rodríguez, J., Scharmer, G. B., and Hansteen, V. H. (2018). Three-dimensional modeling of the Ca II H and K lines in the solar atmosphere. *A&A*, 611 :A62.

Boehm-Vitense, E. and Dettmann, T. (1980). The boundary line in the H-R diagram for stellar chromospheres and the theory of convection. *ApJ*, 236 :560–566.

Bohm-Vitense, E. and Parsons, S. B. (1983). Einstein observations of three classical Cepheids. *ApJ*, 266 :171–174.

Bohren, C. F. and Huffman, D. R. (1983). *Absorption and scattering of light by small particles.*

Bono, G., Caputo, F., and Castellani, V. (2006). Stellar pulsation and evolution : a stepping-stone to match reality. *Mem. Soc. Astron. Italiana*, 77 :207.

Borgniet, S., Kervella, P., Nardetto, N., Gallenne, A., Mérand, A., Anderson, R. I., Aufdenberg, J., Breuval, L., Gieren, W., Hocdé, V., Javanmardi, B., Lagadec, E., Pietrzyński, G., and Trahin, B. (2019). Consistent radial velocities of classical Cepheids from the cross-correlation technique. *A&A*, 631 :A37.

Breitfellner, M. G. and Gillet, D. (1993a). Atmospheric Motions in Classical Cepheid Stars - Part One - the Star of Reference - Delta-Cephei. *A&A*, 277 :524.

Breitfellner, M. G. and Gillet, D. (1993b). Atmospheric Motions in Classical Cepheid Stars - Part Three - a Very Large Amplitude Star - X-Cygni. *A&A*, 277 :553.

Breitfellner, M. G. and Gillet, D. (1993c). Atmospheric Motions in Classical Cepheid Stars - Part Two - the Pre Resonance Cepheids - Eta-Aquilae S-Sagittae. *A&A*, 277 :541.

Breuval, L., Kervella, P., Anderson, R. I., Riess, A. G., Arenou, F., Trahin, B., Mérand, A., Gallenne, A., Gieren, W., Pietrzyński, G., Nardetto, N., Javanmardi, B., and Hocdé, V. (2020). The Milky Way Cepheid Leavitt law based on Gaia DR2 parallaxes of companion stars and host open clusters populations. *arXiv e-prints*, page arXiv :2006.08763.

Busà, I., Aznar Cuadrado, R., Terranegra, L., Andretta, V., and Gomez, M. T. (2007). The Ca II infrared triplet as a stellar activity diagnostic. II. Test and calibration with high resolution observations. *A&A*, 466 :1089–1098.

Campbell, W. W. (1895). The Orbital Motion of Delta Cephei. *PASP*, 7(40) :68.

Castelli, F. and Kurucz, R. L. (2003). New Grids of ATLAS9 Model Atmospheres. In Piskunov, N., Weiss, W. W., and Gray, D. F., editors, *Modelling of Stellar Atmospheres*, volume 210 of *IAU Symposium*, page A20.

Cauzzi, G., Reardon, K., Rutten, R. J., Tritschler, A., and Uitenbroek, H. (2009). The solar chromosphere at high resolution with IBIS. IV. Dual-line evidence of heating in chromospheric network. *A&A*, 503 :577–587.

Cauzzi, G., Reardon, K. P., Uitenbroek, H., Cavallini, F., Falchi, A., Falciani, R., Janssen, K., Rimmele, T., Vecchio, A., and Wöger, F. (2008). The solar chromosphere at high resolution with IBIS. I. New insights from the Ca II 854.2 nm line. *A&A*, 480 :515–526.

Chandrasekhar, S. (1944). Some Remarks on the Negative Hydrogen Ion and its Absorption Coefficient. *ApJ*, 100 :176.

Chiavassa, A., Freytag, B., and Schultheis, M. (2018). Heading Gaia to measure atmospheric dynamics in AGB stars. *A&A*, 617 :L1.

Chiavassa, A., Kravchenko, K., Millour, F., Schaefer, G., Schultheis, M., Freytag, B., Creevey, O., Hocdé, V., Morand, F., Ligi, R., Kraus, S., Monnier, J. D., Mourard, D., Nardetto, N., Anugu, N., Le Bouquin, J. B., Davies, C. L., Ennis, J., Gardner, T., Labdon, A., Lanthermann, C., Setterholm, B. R., and ten Brummelaar, T. (2020). Optical interferometry and Gaia measurement uncertainties reveal the physics of asymptotic giant branch stars. *A&A*, 640 :A23.

Chmielewski, Y. (2000). The infrared triplet lines of ionized calcium as a diagnostic tool for F, G, K-type stellar atmospheres. *A&A*, 353 :666–690.

Christy, R. F. (1968). The Theory of Cepheid Variability. *QJRAS*, 9 :13.

Claria, J. J., Lapasset, E., and Bosio, M. A. (1991). Membership, fundamental parameters and luminosity function of the open cluster NGC 5662. *MNRAS*, 249 :193–207.

Cohen, M., Walker, R. G., Carter, B., Hammersley, P., Kidger, M., and Noguchi, K. (1999). Spectral Irradiance Calibration in the Infrared. X. A Self-Consistent Radiometric All-Sky Network of Absolutely Calibrated Stellar Spectra. *AJ*, 117(4) :1864–1889.

Cox, J. P. (1963). On Second Helium Ionization as a Cause of Pulsational Instability in Stars. *ApJ*, 138 :487.

Cox, J. P. (1974). Pulsating stars. *Reports on Progress in Physics*, 37(5) :563–698.

Cox, J. P. (1980). *Theory of stellar pulsation.*

Cropper, M., Katz, D., Sartoretti, P., Prusti, T., de Bruijne, J. H. J., Chassat, F., Charvet, P., Boyadjian, J., Perryman, M., Sarri, G., Gare, P., Erdmann, M., Munari, U., Zwitter, T., Wilkinson, M., Arenou, F., Vallenari, A., Gómez, A., Panuzzo, P., Seabroke, G., Allende Prieto, C., Benson, K., Marchal, O., Huckle, H., Smith, M., Dolding, C., Janßen, K., Viala, Y., Blomme, R., Baker, S., Boudreault, S., Crifo, F., Soubiran, C., Frémat, Y., Jasniewicz, G., Guerrier, A., Guy, L. P., Turon, C., Jean-Antoine-Piccolo, A., Thévenin, F., David, M., Gosset, E., and Damerdji, Y. (2018). Gaia Data Release 2. Gaia Radial Velocity Spectrometer. *A&A*, 616 :A5.

Cruzalèbes, P., Petrov, R. G., Robbe-Dubois, S., Varga, J., Burtscher, L., Allouche, F., Berio, P., Hofmann, K. H., Hron, J., Jaffe, W., Lagarde, S., Lopez, B., Matter, A., Meilland, A., Meisenheimer, K., Millour, F., and Schertl, D. (2019). A catalogue of stellar diameters and fluxes for mid-infrared interferometry. *MNRAS*, 490(3) :3158–3176.

Cunha, J. V., Marassi, L., and Lima, J. A. S. (2007). Constraining H_0 from the Sunyaev-Zel'dovich effect, galaxy cluster X-ray data and baryon oscillations. *MNRAS*, 379(1) :L1–L5.

Dekker, H., D'Odorico, S., Kaufer, A., Delabre, B., and Kotzlowski, H. (2000). Design, construction, and performance of UVES, the echelle spectrograph for the UT2 Kueyen Telescope at the ESO Paranal Observatory. In Iye, M. and Moorwood, A. F., editors, *Optical and IR Telescope Instrumentation and Detectors*, volume 4008 of *Proc. SPIE*, pages 534–545.

Draine, B. T. (2003). Interstellar Dust Grains. *ARA&A*, 41 :241–289.

Draine, B. T. and Anderson, N. (1985). Temperature fluctuations and infrared emission from interstellar grains. *ApJ*, 292 :494–499.

Draine, B. T. and Lee, H. M. (1984). Optical properties of interstellar graphite and silicate grains. *ApJ*, 285 :89–108.

Eddington, A. S. (1917). The pulsation theory of Cepheid variables. *The Observatory*, 40 :290–293.

Eddington, A. S., S. (1941). On the cause of Cepheid pulsation. *MNRAS*, 101 :182.

Efstathiou, G. (2020). A Lockdown Perspective on the Hubble Tension (with comments from the SH0ES team). *arXiv e-prints*, page arXiv :2007.10716.

Engle, S. G., Guinan, E. F., Harper, G. M., Cuntz, M., Remage Evans, N., Neilson, H. R., and Fawzy, D. E. (2017). The Secret Lives of Cepheids : δ CepThe Prototype of a New Class of Pulsating X-Ray Variable Stars. *ApJ*, 838 :67.

Faber, S. M. and Jackson, R. E. (1976). Velocity dispersions and mass-to-light ratios for elliptical galaxies. *ApJ*, 204 :668–683.

Fadeyev, Y. A. and Gillet, D. (2004). The structure of radiative shock waves. V. Hydrogen emission lines. *A&A*, 420 :423–435.

Fitzpatrick, E. L. (1999). Correcting for the Effects of Interstellar Extinction. *PASP*, 111(755) :63–75.

Foing, B. H., Crivellari, L., Vladilo, G., Rebolo, R., and Beckman, J. E. (1989). Chromospheres of late-type active and quiescent dwarfs. II - an activity index derived from profiles of the CA II 8498 A and 8542 A triplet lines. *A&AS*, 80 :189–200.

Fokin, A., Massacrier, G., and Gillet, D. (2000). Radiative cooling of shocked gas in stellar atmospheres. I. Contribution from spectral lines. *A&A*, 355 :668–680.

Fokin, A. B. (1991). On hydrogen line formation in the atmospheres of pulsating giants. *MNRAS*, 250 :258–269.

Fokin, A. B., Gillet, D., and Breitfellner, M. G. (1996). Pulsating motions and turbulence in δ Cephei. *A&A*, 307 :503–515.

Freedman, W. L. and Madore, B. F. (2010). The Hubble Constant. *ARA&A*, 48 :673–710.

Freedman, W. L., Madore, B. F., Gibson, B. K., Ferrarese, L., Kelson, D. D., Sakai, S., Mould, J. R., Kennicutt, Jr., R. C., Ford, H. C., Graham, J. A., Huchra, J. P., Hughes, S. M. G., Illingworth, G. D., Macri, L. M., and Stetson, P. B. (2001). Final Results from the Hubble Space Telescope Key Project to Measure the Hubble Constant. *ApJ*, 553 :47–72.

Freedman, W. L., Madore, B. F., Hatt, D., Hoyt, T. J., Jang, I. S., Beaton, R. L., Burns, C. R., Lee, M. G., Monson, A. J., Neeley, J. R., Phillips, M. M., Rich, J. A., and Seibert, M. (2019a). The Carnegie-Chicago Hubble Program. VIII. An Independent Determination of the Hubble Constant Based on the Tip of the Red Giant Branch. *ApJ*, 882(1) :34.

Freedman, W. L., Madore, B. F., Hatt, D., Hoyt, T. J., Jang, I. S., Beaton, R. L., Burns, C. R., Lee, M. G., Monson, A. J., Neeley, J. R., Phillips, M. M., Rich, J. A., and Seibert, M. (2019b). The Carnegie-Chicago Hubble Program. VIII. An Independent Determination of the Hubble Constant Based on the Tip of the Red Giant Branch. *ApJ*, 882(1) :34.

Fried, D. L. (1966). Optical Resolution Through a Randomly Inhomogeneous Medium for Very Long and Very Short Exposures. *Journal of the Optical Society of America (1917-1983)*, 56(10) :1372.

Gail, H.-P. and Sedlmayr, E. (1999). Mineral formation in stellar winds. I. Condensation sequence of silicate and iron grains in stationary oxygen rich outflows. *A&A*, 347 :594–616.

Gallenne, A., Kervella, P., Evans, N. R., Proffitt, C. R., Monnier, J. D., Mérand, A., Nelan, E., Winston, E., Pietrzyński, G., Schaefer, G., Gieren, W., Anderson, R. I., Borgniet, S., Kraus, S., Roettenbacher, R. M., Baron, F., Pilecki, B., Taormina, M., Graczyk, D., Mowlavi, N., and Eyer, L. (2018). A Geometrical 1% Distance to the Short-period Binary Cepheid V1334 Cygni. *ApJ*, 867(2) :121.

Gallenne, A., Kervella, P., and Mérand, A. (2012). Thermal infrared properties of classical and type II Cepheids. Diffraction limited 10 μm imaging with VLT/VISIR. *A&A*, 538 :A24.

Gallenne, A., Kervella, P., Mérand, A., Pietrzyński, G., Gieren, W., Nardetto, N., and Trahin, B. (2017). Observational calibration of the projection factor of Cepheids. IV. Period-projection factor relation of Galactic and Magellanic Cloud Cepheids. *A&A*, 608 :A18.

Gallenne, A., Mérand, A., Kervella, P., Chesneau, O., Breitfelder, J., and Gieren, W. (2013). Extended envelopes around Galactic Cepheids. IV. T Monocerotis and X Sagittarii from mid-infrared interferometry with VLTI/MIDI. *A&A*, 558 :A140.

Gallenne, A., Mérand, A., Kervella, P., and Girard, J. H. V. (2011). Spatially extended emission around the Cepheid RS Puppis in near-infrared hydrogen lines. Adaptive optics imaging with VLT/NACO. *A&A*, 527 :A51.

Gastine, T. and Dintrans, B. (2011). Convective quenching of stellar pulsations. *A&A*, 528 :A6.

Gillet, D. (2014). Atmospheric dynamics in long-period Cepheids. Hα profile variations. *A&A*, 568 :A72.

Gilman, R. C. (1974). Free-free and free-bound emission in low-surface-gravity stars. *ApJ*, 188 :87–94.

Gingerich, O. (1961). Polynomial Approximation for the Negative Hydrogen-Ion Absorption Coefficient. *ApJ*, 134 :653.

Gingold, R. A. (1985). The evolutionary status of type II cepheids. *Mem. Soc. Astron. Italiana*, 56 :169–192.

Goodricke, J. (1786). A Series of Observations on, and a Discovery of, the Period of the Variation of the Light of the Star Marked δ by Bayer, Near the Head of Cepheus. In a Letter from John Goodricke, Esq. to Nevil Maskelyne, D. D. F. R. S. and Astronomer Royal. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series I*, 76 :48–61.

Groenewegen, M. A. T. (2020). Analysing the spectral energy distributions of Galactic classical Cepheids. *A&A*, 635 :A33.

Grossman, L. (1972). Condensation in the primitive solar nebula. *Geochim. Cosmochim. Acta*, 36(5) :597–619.

Gupta, A. and Sahijpal, S. (2020). Origin and evolution of the Galactic inventories of interstellar dust and its composition. *MNRAS*, 494(3) :4149–4167.

Hartmann, L. and Avrett, E. H. (1984). On the extended chromosphere of alpha Orionis. *ApJ*, 284 :238–249.

Hauschildt, P. H., Allard, F., Ferguson, J., Baron, E., and Alexander, D. R. (1999). The NEXTGEN Model Atmosphere Grid. II. Spherically Symmetric Model Atmospheres for Giant Stars with Effective Temperatures between 3000 and 6800 K. *ApJ*, 525 :871–880.

Henning, T. and Stognienko, R. (1996). Dust opacities for protoplanetary accretion disks : influence of dust aggregates. *A&A*, 311 :291–303.

Hocdé, V., Nardetto, N., Lagadec, E., Niccolini, G., Domiciano de Souza, A., Mérand, A., Kervella, P., Gallenne, A., Marengo, M., Trahin, B., Gieren, W., Pietrzyński, G., Borgniet, S., Breuval, L., and Javanmardi, B. (2020a). A thin shell of ionized gas as the explanation for infrared excess among classical Cepheids. *A&A*, 633 :A47.

Hocdé, V., Nardetto, N., Borgniet, S., Lagadec, E., Kervella, P., Mérand, A., Evans, N., Gillet, D., Mathias, Ph., Chiavassa, A., Gallenne, A., Breuval, L., and Javanmardi, B. (2020b). Pulsating chromosphere of classical cepheids - calcium infrared triplet and hfile variations. *A&A*, 641 :A74.

Houck, J. R., Roellig, T. L., van Cleve, J., Forrest, W. J., Herter, T., Lawrence, C. R., Matthews, K., Reitsema, H. J., Soifer, B. T., Watson, D. M., Weedman, D., Huisjen, M., Troeltzsch, J., Barry, D. J., Bernard-Salas, J., Blacken, C. E., Brandl, B. R., Charmandaris, V., Devost, D., Gull, G. E., Hall, P., Henderson, C. P., Higdon, S. J. U., Pirger, B. E., Schoenwald, J., Sloan, G. C., Uchida, K. I., Appleton, P. N., Armus, L., Burgdorf, M. J., Fajardo-Acosta, S. B., Grillmair, C. J., Ingalls, J. G., Morris, P. W., and Teplitz, H. I. (2004). The Infrared Spectrograph (IRS) on the Spitzer Space Telescope. *ApJS*, 154 :18–24.

Hubble, E. (1929). A Relation between Distance and Radial Velocity among Extra-Galactic Nebulae. *Proceedings of the National Academy of Science*, 15 :168–173.

Humphreys, E. M. L., Reid, M. J., Moran, J. M., Greenhill, L. J., and Argon, A. L. (2013). Toward a New Geometric Distance to the Active Galaxy NGC 4258. III. Final Results and the Hubble Constant. *ApJ*, 775(1) :13.

Humphreys, R. M. (1974). Veiling and the presence of circumstellar gas and dust in some infrared stars. *ApJ*, 188 :75–85.

Ivezic, Z. and Elitzur, M. (1997). Self-similarity and scaling behaviour of infrared emission from radiatively heated dust - I. Theory. *MNRAS*, 287(4) :799–811.

Ivezic, Z., Nenkova, M., and Elitzur, M. (1999). DUSTY : Radiation transport in a dusty environment. Astrophysics Source Code Library.

Jäger, C., Dorschner, J., Mutschke, H., Posch, T., and Henning, T. (2003). Steps toward interstellar silicate mineralogy. VII. Spectral properties and crystallization behaviour of magnesium silicates produced by the sol-gel method. *A&A*, 408 :193–204.

Jeans, J. H. (1925). On cepheid and long-period variation and the formation of binary stars by fission. *MNRAS*, 85 :797.

Jennison, R. C. (1958). A phase sensitive interferometer technique for the measurement of the Fourier transforms of spatial brightness distributions of small angular extent. *MNRAS*, 118 :276.

Kang, Y., Lee, Y.-W., Kim, Y.-L., Chung, C., and Ree, C. H. (2019). Early-type Host Galaxies of Type Ia Supernovae. II. Evidence for Luminosity Evolution in Supernova Cosmology. *arXiv e-prints*, page arXiv :1912.04903.

Katz, D., Sartoretti, P., Cropper, M., Panuzzo, P., Seabroke, G. M., Viala, Y., Benson, K., Blomme, R., Jasniewicz, G., Jean-Antoine, A., Huckle, H., Smith, M., Baker, S., Crifo, F., Damerdji, Y., David, M., Dolding, C., Frémat, Y., Gosset, E., Guerrier, A., Guy, L. P., Haigron, R., Janßen, K., Marchal, O., Plum, G., Soubiran, C., Thévenin, F., Ajaj, M., Allende Prieto, C., Babusiaux, C., Boudreault, S., Chemin, L., Delle Luche, C., Fabre, C., Gueguen, A., Hambly, N. C., Lasne, Y., Meynadier, F., Pailler, F., Panem, C., Royer, F., Tauran, G., Zurbach, C., Zwitter, T., Arenou, F., Bossini, D., Gerssen, J., Gómez, A., Lemaitre, V., Leclerc, N., Morel, T., Munari, U., Turon, C., Vallenari, A., and Žerjal, M. (2019). Gaia Data Release 2. Properties and validation of the radial velocities. *A&A*, 622 :A205.

Keller, S. C. (2008). Cepheid Mass loss and the Pulsation-Evolutionary Mass Discrepancy. *ApJ*, 677 :483–487.

Kervella, P., Gallenne, A., Remage Evans, N., Szabados, L., Arenou, F., Mérand , A., Proto, Y., Karczmarek, P., Nardetto, N., Gieren, W., and Pietrzynski, G. (2019). Multiplicity of Galactic Cepheids and RR Lyrae stars from Gaia DR2. I. Binarity from proper motion anomaly. *A&A*, 623 :A116.

Kervella, P., Mérand, A., and Gallenne, A. (2009). The circumstellar envelopes of the Cepheids ℓ Carinae and RS Puppis . Comparative study in the infrared with Spitzer, VLT/VISIR, and VLTI/MIDI. *A&A*, 498 :425–443.

Kervella, P., Mérand, A., Perrin, G., and Coudé du Foresto, V. (2006). Extended envelopes around Galactic Cepheids. I. ℓ Carinae from near and mid-infrared interferometry with the VLTI. *A&A*, 448 :623–631.

Kervella, P., Mérand, A., Szabados, L., Fouqué, P., Bersier, D., Pompei, E., and Perrin, G. (2008). The long-period Galactic Cepheid RS Puppis. I. A geometric distance from its light echoes. *A&A*, 480(1) :167–178.

Koester, D. and Chanmugam, G. (1990). Physics of white dwarf stars. *Reports on Progress in Physics*, 53(7) :837–915.

Kovtyukh, V. V., Wallerstein, G., Andrievsky, S. M., Gillet, D., Fokin, A. B., Templeton, M., and Henden, A. A. (2011). Neutral and ionized emission lines in the type II Cepheid W Virginis. *A&A*, 526 :A116.

Kraft, R. P. (1957). Cα II Emission in Classical Cepheid Variables. *ApJ*, 125 :336.

Labeyrie, A. (1970). Attainment of Diffraction Limited Resolution in Large Telescopes by Fourier Analysing Speckle Patterns in Star Images. *A&A*, 6 :85.

Labeyrie, A. (1975). Interference fringes obtained on Vega with two optical telescopes. *ApJ*, 196 :L71–L75.

Lacy, C. H. (1977). Distances to eclipsing binaries : an application of the Barnes-Evans relation. *ApJ*, 213 :458–463.

Lambert, D. L. and Snell, R. L. (1975). The infrared excess of cool giant stars : a chromospheric contribution. *MNRAS*, 172 :277–288.

Leavitt, H. S. (1908). 1777 variables in the Magellanic Clouds. *Annals of Harvard College Observatory*, 60 :87–108.3.

Leavitt, H. S. and Pickering, E. C. (1912). Periods of 25 Variable Stars in the Small Magellanic Cloud. *Harvard College Observatory Circular*, 173 :1–3.

Lebouteiller, V., Barry, D. J., Spoon, H. W. W., Bernard-Salas, J., Sloan, G. C., Houck, J. R., and Weedman, D. W. (2011). CASSIS : The Cornell Atlas of Spitzer/Infrared Spectrograph Sources. *ApJS*, 196 :8.

Lebouteiller, V., Bernard-Salas, J., Sloan, G. C., and Barry, D. J. (2010). Advanced Optimal Extraction for the Spitzer/IRS. *PASP*, 122 :231.

Lemaître, G. (1927). Un Univers homogène de masse constante et de rayon croissant rendant compte de la vitesse radiale des nébuleuses extra-galactiques. *Annales de la Société Scientifique de Bruxelles*, 47 :49–59.

Lindemann, F. A. (1918). Note on the pulsation theory of Cepheid variables. *MNRAS*, 78 :639.

Linsky, J. L. (2017). Stellar Model Chromospheres and Spectroscopic Diagnostics. *ARA&A*, 55(1) :159–211.

Linsky, J. L., Hunten, D. M., Sowell, R., Glackin, D. L., and Kelch, W. L. (1979). Stellar model chromospheres. XI - A survey of CA II lambda 8542 line profiles in late-type stars of differing chromospheric activity. *ApJS*, 41 :481–500.

Lockyer, J. N. (1868). Spectroscopic Observation of the Sun, No. II. *Proceedings of the Royal Society of London Series I*, 17 :131–132.

Lopez, B., Lagarde, S., Jaffe, W., Petrov, R., Schöller, M., Antonelli, P., Beckmann, U., Berio, P., Bettonvil, F., Glindemann, A., Gonzalez, J. C., Graser, U., Hofmann, K. H., Millour, F., Robbe-Dubois, S., Venema, L., Wolf, S., Henning, T., Lanz, T., Weigelt, G., Agocs, T., Bailet, C., Bresson, Y., Bristow, P., Dugué, M., Heininger, M., Kroes, G., Laun, W., Lehmitz, M., Neumann, U., Augereau, J. C., Avila, G., Behrend, J., van Belle, G., Berger, J. P., van Boekel, R., Bonhomme, S., Bourget, P., Brast, R., Clausse, J. M., Connot, C., Conzelmann, R., Cruzalèbes, P., Csepany, G., Danchi, W., Delbo, M., Delplancke, F., Dominik, C., van Duin, A., Elswijk, E., Fantei, Y., Finger, G., Gabasch, A., Gay, J., Girard, P., Girault, V., Gitton, P., Glazenborg, A.,

Gonté, F., Guitton, F., Guniat, S., De Haan, M., Haguenauer, P., Hanenburg, H., Hogerheijde, M., ter Horst, R., Hron, J., Hugues, Y., Hummel, C., Idserda, J., Ives, D., Jakob, G., Jasko, A., Jolley, P., Kiraly, S., Köhler, R., Kragt, J., Kroener, T., Kuindersma, S., Labadie, L., Leinert, C., Le Poole, R., Lizon, J. L., Lucuix, C., Marcotto, A., Martinache, F., Martinot-Lagarde, G., Mathar, R., Matter, A., Mauclert, N., Mehrgan, L., Meilland, A., Meisenheimer, K., Meisner, J., Mellein, M., Menardi, S., Menut, J. L., Merand, A., Morel, S., Mosoni, L., Navarro, R., Nussbaum, E., Ottogalli, S., Palsa, R., Panduro, J., Pantin, E., Parra, T., Percheron, I., Duc, T. P., Pott, J. U., Pozna, E., Przygodda, F., Rabbia, Y., Richichi, A., Rigal, F., Roelfsema, R., Rupprecht, G., Schertl, D., Schmidt, C., Schuhler, N., Schuil, M., Spang, A., Stegmeier, J., Thiam, L., Tromp, N., Vakili, F., Vannier, M., Wagner, K., and Woillez, J. (2014). An Overview of the MATISSE Instrument — Science, Concept and Current Status. *The Messenger*, 157 :5–12.

Macri, L. M. and Riess, A. G. (2009). The SH0ES Project : Observations of Cepheids in NGC 4258 and Type Ia SN Hosts. In Guzik, J. A. and Bradley, P. A., editors, *American Institute of Physics Conference Series*, volume 1170 of *American Institute of Physics Conference Series*, pages 23–25.

Marengo, M., Evans, N. R., Barmby, P., Bono, G., Welch, D. L., and Romaniello, M. (2010a). Galactic Cepheids with Spitzer. I. Leavitt Law and Colors. *ApJ*, 709(1) :120–134.

Marengo, M., Evans, N. R., Barmby, P., Matthews, L. D., Bono, G., Welch, D. L., Romaniello, M., Huelsman, D., Su, K. Y. L., and Fazio, G. G. (2010b). An Infrared Nebula Associated with δ Cephei : Evidence of Mass Loss ? *ApJ*, 725 :2392–2400.

Marengo, M., Evans, N. R., Barmby, P., Matthews, L. D., Bono, G., Welch, D. L., Romaniello, M., Huelsman, D., Su, K. Y. L., and Fazio, G. G. (2010c). An Infrared Nebula Associated with δ Cephei : Evidence of Mass Loss ? *ApJ*, 725 :2392–2400.

Martin, J., Fuhrmeister, B., Mittag, M., Schmidt, T. O. B., Hempelmann, A., González-Pérez, J. N., and Schmitt, J. H. M. M. (2017). The Ca II infrared triplet's performance as an activity indicator compared to Ca II H and K. Empirical relations to convert Ca II infrared triplet measurements to common activity indices. *A&A*, 605 :A113.

Mathis, J. S., Rumpl, W., and Nordsieck, K. H. (1977). The size distribution of interstellar grains. *ApJ*, 217 :425–433.

Matthews, L. D., Marengo, M., and Evans, N. R. (2016). A Search for Mass Loss on the Cepheid Instability Strip using H I 21 cm Line Observations. *AJ*, 152(6) :200.

Matthews, L. D., Marengo, M., Evans, N. R., and Bono, G. (2012). New Evidence for Mass Loss from δ Cephei from H I 21 cm Line Observations. *ApJ*, 744 :53.

Mérand, A., Aufdenberg, J. P., Kervella, P., Foresto, V. C. d., ten Brummelaar, T. A., McAlister, H. A., Sturmann, L., Sturmann, J., and Turner, N. H. (2007). Extended Envelopes around Galactic Cepheids. III. Y Ophiuchi and α Persei from Near-Infrared Interferometry with CHARA/FLUOR. *ApJ*, 664 :1093–1101.

Merand, A., Kervella, P., Breitfelder, J., Gallenne, A., Coude du Foresto, V., ten Brummelaar, T. A., McAlister, H. A., Ridgway, S., Sturmann, L., Sturmann, J., and Turner, N. H. (2015). Cepheid distances from the SpectroPhoto-Interferometry of Pulsating Stars (SPIPS) - Application to the prototypes delta Cep and eta Aql. *ArXiv e-prints*.

Mérand, A., Kervella, P., Breitfelder, J., Gallenne, A., Coudé du Foresto, V., ten Brummelaar, T. A., McAlister, H. A., Ridgway, S., Sturmann, L., Sturmann, J., and Turner, N. H. (2015).

Cepheid distances from the SpectroPhoto-Interferometry of Pulsating Stars (SPIPS). Application to the prototypes δ Cephei and η Aquilae. *A&A*, 584 :A80.

Mérand, A., Kervella, P., Coudé du Foresto, V., Perrin, G., Ridgway, S. T., Aufdenberg, J. P., ten Brummelaar, T. A., McAlister, H. A., Sturmann, L., Sturmann, J., Turner, N. H., and Berger, D. H. (2006). Extended envelopes around Galactic Cepheids. II. Polaris and δ Cephei from near-infrared interferometry with CHARA/FLUOR. *A&A*, 453 :155–162.

Mérand, A., Kervella, P., Coudé du Foresto, V., Ridgway, S. T., Aufdenberg, J. P., ten Brummelaar, T. A., Berger, D. H., Sturmann, J., Sturmann, L., Turner, N. H., and McAlister, H. A. (2005). The projection factor of δ Cephei. A calibration of the Baade-Wesselink method using the CHARA Array. *A&A*, 438 :L9–L12.

Michelson, A. A. and Pease, F. G. (1921). Measurement of the Diameter of α Orionis with the Interferometer. *ApJ*, 53 :249–259.

Mie, G. (1908). Beiträge zur Optik trüber Medien, speziell kolloidaler Metallösungen. *Annalen der Physik*, 330(3) :377–445.

Miller, C. L., Neilson, H. R., Evans, N. R., Engle, S. G., and Guinan, E. (2020). Rotation, Convective Core Overshooting, and Period Changes in Classical Cepheid Stellar Evolution Models. *ApJ*, 896(2) :128.

Moschou, S.-P., Vlahakis, N., Drake, J. J., Evans, N. R., Neilson, H. R., Guzik, J. A., and ZuHone, J. (2020). Phase-modulated X-ray Emission from Cepheids due to Pulsation-Driven Shocks. *arXiv e-prints*, page arXiv :2007.11545.

Mourard, D., Nardetto, N., ten Brummelaar, T., Bailet, C., Berio, P., Bresson, Y., Cassaing, F., Clausse, J.-M., Dejonghe, J., Lagarde, S., Martinod, M.-A., Michau, V., Perraut, K., Petit, C., Tallon, M., and Tallon-Bosc, I. (2018). SPICA, a new 6T visible beam combiner for CHARA : science, design and interfaces. In *Optical and Infrared Interferometry and Imaging VI*, volume 10701 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 1070120.

Munari, U. (1999). GAIA Spectroscopy : Proposing the 8500–8750 Angstroms Region and Evaluating the Performances. *Baltic Astronomy*, 8 :73–96.

Mutschke, H., Begemann, B., Dorschner, J., Guertler, J., Gustafson, B., Henning, T., and Stognienko, R. (1998). Steps toward interstellar silicate mineralogy. III. The role of aluminium in circumstellar amorphous silicates. *A&A*, 333 :188–198.

Nardetto, N., Groh, J. H., Kraus, S., Millour, F., and Gillet, D. (2008a). High-resolution spectroscopy for Cepheids distance determination. IV. Time series of Hα line profiles. *A&A*, 489 :1263–1269.

Nardetto, N., Mérand, A., Mourard, D., Storm, J., Gieren, W., Fouqué, P., Gallenne, A., Graczyk, D., Kervella, P., Neilson, H., Pietrzynski, G., Pilecki, B., Breitfelder, J., Berio, P., Challouf, M., Clausse, J.-M., Ligi, R., Mathias, P., Meilland, A., Perraut, K., Poretti, E., Rainer, M., Spang, A., Stee, P., Tallon-Bosc, I., and ten Brummelaar, T. (2016). VEGA/CHARA interferometric observations of Cepheids. I. A resolved structure around the prototype classical Cepheid δ Cep in the visible spectral range. *A&A*, 593 :A45.

Nardetto, N., Poretti, E., Gallenne, A., Rainer, M., Anderson, R. I., Fouqué, P., Gieren, W., Graczyk, D., Kervella, P., Mathias, P., Mérand , A., Mourard, D., Neilson, H., Pietrzynski, G., Pilecki, B., Storm, J., Borgniet, S., Chiavassa, A., Hocdé, V., and Trahin, B. (2018). CRIRES high-resolution infrared spectroscopy of the long-period Cepheid l Carinae. *A&A*, 616 :A92.

Nardetto, N., Stoekl, A., Bersier, D., and Barnes, T. G. (2008b). High-resolution spectroscopy for Cepheids distance determination. III. A relation between γ-velocities and γ-asymmetries. *A&A*, 489 :1255–1262.

Neilson, H. R. and Lester, J. B. (2008a). On the Enhancement of Mass Loss in Cepheids Due to Radial Pulsation. *ApJ*, 684 :569–587.

Neilson, H. R. and Lester, J. B. (2008b). On the Enhancement of Mass Loss in Cepheids Due to Radial Pulsation. *ApJ*, 684 :569–587.

Newell, R. T. and Hjellming, R. M. (1982). Radio emission from the extended chromosphere of Alpha Orionis. *ApJ*, 263 :L85–L87.

Panagia, N. and Felli, M. (1975). The spectrum of the free-free radiation from extended envelopes. *A&A*, 39 :1–5.

Papics, P. I. (2013). *Observational asteroseismology of B-type stars on the main sequence with the CoRoT and Kepler satellites*. PhD thesis, Instituut voor Sterrenkunde, KU Leuven, Celestijnenlaan 200D, B-3001 Leuven, Belgium.

Penzias, A. A. and Wilson, R. W. (1965). A Measurement of Excess Antenna Temperature at 4080 Mc/s. *ApJ*, 142 :419–421.

Pietrzyński, G. and Gieren, W. (2002). The ARAUCARIA Project : Deep Near-Infrared Survey of Nearby Galaxies. I. The Distance to the Large Magellanic Cloud from K-Band Photometry of Red Clump Stars. *AJ*, 124(5) :2633–2638.

Pietrzyński, G., Graczyk, D., Gallenne, A., Gieren, W., Thompson, I. B., Pilecki, B., Karczmarek, P., Górski, M., Suchomska, K., Taormina, M., Zgirski, B., Wielgórski, P., Kołaczkowski, Z., Konorski, P., Villanova, S., Nardetto, N., Kervella, P., Bresolin, F., Kudritzki, R. P., Storm, J., Smolec, R., and Narloch, W. (2019). A distance to the Large Magellanic Cloud that is precise to one per cent. *Nature*, 567(7747) :200–203.

Pietrzyński, G., Thompson, I. B., Gieren, W., Graczyk, D., Bono, G., Udalski, A., Soszyński, I., Minniti, D., and Pilecki, B. (2010). The dynamical mass of a classical Cepheid variable star in an eclipsing binary system. *Nature*, 468(7323) :542–544.

Pigott, E. (1785). Observations of a New Variable Star. In a Letter from Edward Pigott, Esq. to Sir H. C. Englefield, Bart. F. R. S. and A. S. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series I*, 75 :127–136.

Pilecki, B., Graczyk, D., Pietrzyński, G., Gieren, W., Thompson, I. B., Freedman, W. L., Scowcroft, V., Madore, B. F., Udalski, A., Soszyński, I., Konorski, P., Smolec, R., Nardetto, N., Bono, G., Prada Moroni, P. G., Storm, J., and Gallenne, A. (2013). Physical parameters and the projection factor of the classical Cepheid in the binary system OGLE-LMC-CEP-0227. *MNRAS*, 436 :953–967.

Planck Collaboration, Aghanim, N., Akrami, Y., Ashdown, M., Aumont, J., Baccigalupi, C., Ballardini, M., Banday, A. J., Barreiro, R. B., Bartolo, N., Basak, S., Battye, R., Benabed, K., Bernard,

J. P., Bersanelli, M., Bielewicz, P., Bock, J. J., Bond, J. R., Borrill, J., Bouchet, F. R., Boulanger, F., Bucher, M., Burigana, C., Butler, R. C., Calabrese, E., Cardoso, J. F., Carron, J., Challinor, A., Chiang, H. C., Chluba, J., Colombo, L. P. L., Combet, C., Contreras, D., Crill, B. P., Cuttaia, F., de Bernardis, P., de Zotti, G., Delabrouille, J., Delouis, J. M., Di Valentino, E., Diego, J. M., Doré, O., Douspis, M., Ducout, A., Dupac, X., Dusini, S., Efstathiou, G., Elsner, F., Enßlin, T. A., Eriksen, H. K., Fantaye, Y., Farhang, M., Fergusson, J., Fernandez-Cobos, R., Finelli, F., Forastieri, F., Frailis, M., Fraisse, A. A., Franceschi, E., Frolov, A., Galeotta, S., Galli, S., Ganga, K., Génova-Santos, R. T., Gerbino, M., Ghosh, T., González-Nuevo, J., Górski, K. M., Gratton, S., Gruppuso, A., Gudmundsson, J. E., Hamann, J., Handley, W., Hansen, F. K., Herranz, D., Hildebrandt, S. R., Hivon, E., Huang, Z., Jaffe, A. H., Jones, W. C., Karakci, A., Keihänen, E., Keskitalo, R., Kiiveri, K., Kim, J., Kisner, T. S., Knox, L., Krachmalnicoff, N., Kunz, M., Kurki-Suonio, H., Lagache, G., Lamarre, J. M., Lasenby, A., Lattanzi, M., Lawrence, C. R., Le Jeune, M., Lemos, P., Lesgourgues, J., Levrier, F., Lewis, A., Liguori, M., Lilje, P. B., Lilley, M., Lindholm, V., López-Caniego, M., Lubin, P. M., Ma, Y. Z., Macías-Pérez, J. F., Maggio, G., Maino, D., Mandolesi, N., Mangilli, A., Marcos-Caballero, A., Maris, M., Martin, P. G., Martinelli, M., Martínez-González, E., Matarrese, S., Mauri, N., McEwen, J. D., Meinhold, P. R., Melchiorri, A., Mennella, A., Migliaccio, M., Millea, M., Mitra, S., Miville-Deschênes, M. A., Molinari, D., Montier, L., Morgante, G., Moss, A., Natoli, P., Nørgaard-Nielsen, H. U., Pagano, L., Paoletti, D., Partridge, B., Patanchon, G., Peiris, H. V., Perrotta, F., Pettorino, V., Piacentini, F., Polastri, L., Polenta, G., Puget, J. L., Rachen, J. P., Reinecke, M., Remazeilles, M., Renzi, A., Rocha, G., Rosset, C., Roudier, G., Rubiño-Martín, J. A., Ruiz-Granados, B., Salvati, L., Sandri, M., Savelainen, M., Scott, D., Shellard, E. P. S., Sirignano, C., Sirri, G., Spencer, L. D., Sunyaev, R., Suur-Uski, A. S., Tauber, J. A., Tavagnacco, D., Tenti, M., Toffolatti, L., Tomasi, M., Trombetti, T., Valenziano, L., Valiviita, J., Van Tent, B., Vibert, L., Vielva, P., Villa, F., Vittorio, N., Wand elt, B. D., Wehus, I. K., White, M., White, S. D. M., Zacchei, A., and Zonca, A. (2018). Planck 2018 results. VI. Cosmological parameters. *arXiv e-prints*, page arXiv :1807.06209.

Prada Moroni, P. G., Gennaro, M., Bono, G., Pietrzyński, G., Gieren, W., Pilecki, B., Graczyk, D., and Thompson, I. B. (2012). On the Evolutionary and Pulsation Mass of Classical Cepheids. III. The Case of the Eclipsing Binary Cepheid CEP0227 in the Large Magellanic Cloud. *ApJ*, 749(2) :108.

Puget, J. L., Leger, A., and Boulanger, F. (1985). Contribution of large polycyclic aromatic molecules to the infrared emission of the interstellar medium. *A&A*, 142 :L19–L22.

Quirion, P. O., Fontaine, G., and Brassard, P. (2007). Mapping the Instability Domains of GW Vir Stars in the Effective Temperature-Surface Gravity Diagram. *ApJS*, 171(1) :219–248.

Rankine, W. J. M. (1870). On the thermodynamic theory of waves of finite longitudinal disturbance. *Philosophical Transactions of the Royal Society of London*, 160 :277–288.

Reardon, K. P., Uitenbroek, H., and Cauzzi, G. (2009). The solar chromosphere at high resolution with IBIS. III. Comparison of Ca II K and Ca II 854.2 nm imaging. *A&A*, 500 :1239–1247.

Riess, A. G., Casertano, S., Yuan, W., Macri, L. M., and Scolnic, D. (2019). Large Magellanic Cloud Cepheid Standards Provide a 1% Foundation for the Determination of the Hubble Constant and Stronger Evidence for Physics beyond ΛCDM. *ApJ*, 876(1) :85.

Riess, A. G., Filippenko, A. V., Challis, P., Clocchiatti, A., Diercks, A., Garnavich, P. M., Gilliland, R. L., Hogan, C. J., Jha, S., Kirshner, R. P., Leibundgut, B., Phillips, M. M., Reiss, D., Schmidt, B. P., Schommer, R. A., Smith, R. C., Spyromilio, J., Stubbs, C., Suntzeff, N. B., and Tonry, J. (1998). Observational Evidence from Supernovae for an Accelerating Universe and a Cosmological Constant. *AJ*, 116 :1009–1038.

Riess, A. G., Macri, L. M., Hoffmann, S. L., Scolnic, D., Casertano, S., Filippenko, A. V., Tucker, B. E., Reid, M. J., Jones, D. O., Silverman, J. M., Chornock, R., Challis, P., Yuan, W., Brown, P. J., and Foley, R. J. (2016a). A 2.4% Determination of the Local Value of the Hubble Constant. *ApJ*, 826 :56.

Riess, A. G., Macri, L. M., Hoffmann, S. L., Scolnic, D., Casertano, S., Filippenko, A. V., Tucker, B. E., Reid, M. J., Jones, D. O., Silverman, J. M., Chornock, R., Challis, P., Yuan, W., Brown, P. J., and Foley, R. J. (2016b). A 2.4% Determination of the Local Value of the Hubble Constant. *ApJ*, 826 :56.

Ritter, A. (1879). Untersuchungen über die Höhe der Atmosphäre und die Constitution gasförmiger Weltkörper. *Annalen der Physik*, 244(9) :157–183.

Robbe-Dubois, S., Lagarde, S., Antonelli, P., Lopez, B., Allouche, F., Bailet, C., Berio, P., Bresson, Y., Clausse, J. M., Cruzalèbes, P., Fantei-Caujolle, Y., Marcotto, A., Matter, A., Meilland , A., Millour, F., Morel, S., Petrov, R. G., Rousseau, S., Soulain, A., Zins, G., Lehmitz, M., Laun, W., Adler, T., Klein, R., Maurer, T., Bettonvil, F., Eldswick, E., Beckmann, U., Heininger, M., Bristow, P., Glindemann, A., Hubin, N., Jochum, L., Rivinus, T., Schoeller, M., Beltran, J., Bourget, P., Gallenne, A., Guerlet, T., Haubois, X., Ives, D., Jakob, G., Meister, A., Riquelme, M., Schuhler, N., Stephan, C., Toledo, P., Tristam, K., Woillez, J., Neumann, U., Chelli, A., Guitton, F., Meisenheimer, K., Pichon, B., Spang, A., Varga, J., Henning, T., Jaffe, W., Pasquini, L., Stee, P., and Weigelt, G. (2018). MATISSE : performance in laboratory, results of AIV in Paranal, and first results on sky. In *Optical and Infrared Interferometry and Imaging VI*, volume 10701 of *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, page 107010H.

Roche, P. F. and Aitken, D. K. (1984). An investigation of the interstellar extinction. I - Towards dusty WC Wolf-Rayet stars. *MNRAS*, 208 :481–492.

Roddier, F., Gilli, J. M., and Vernin, J. (1982). On the isoplanatic patch size in stellar speckle interferometry. *Journal of Optics*, 13 :63–70.

Rybicki, G. B. and Lightman, A. P. (2008). *Radiative processes in astrophysics*. John Wiley & Sons.

Sakai, S., Madore, B. F., and Freedman, W. L. (1996). Tip of the Red Giant Branch Distances to Galaxies. III. The Dwarf Galaxy Sextans A. *ApJ*, 461 :713.

Sakai, S., Mould, J. R., Hughes, S. M. G., Huchra, J. P., Macri, L. M., Kennicutt, Robert C., J., Gibson, B. K., Ferrarese, L., Freedman, W. L., Han, M., Ford, H. C., Graham, J. A., Illingworth, G. D., Kelson, D. D., Madore, B. F., Sebo, K., Silbermann, N. A., and Stetson, P. B. (2000). The Hubble Space Telescope Key Project on the Extragalactic Distance Scale. XXIV. The Calibration of Tully-Fisher Relations and the Value of the Hubble Constant. *ApJ*, 529(2) :698–722.

Salsi, A., Nardetto, N., Mourard, D., Creevey, O., Huber, D., White, T. R., Hocdé, V., Morand, F., Tallon-Bosc, I., Farrington, C. D., Chelli, A., and Duvert, G. (2020). Precise calibration of the dependence of surface brightness-colour relations on colour and class for late-type stars. *arXiv e-prints*, page arXiv :2007.01906.

Samus', N. N., Kazarovets, E. V., Durlevich, O. V., Kireeva, N. N., and Pastukhova, E. N. (2017). General catalogue of variable stars : Version GCVS 5.1. *Astronomy Reports*, 61 :80–88.

Sartoretti, P., Katz, D., Cropper, M., Panuzzo, P., Seabroke, G. M., Viala, Y., Benson, K., Blomme, R., Jasniewicz, G., Jean-Antoine, A., Huckle, H., Smith, M., Baker, S., Crifo, F., Damerdji, Y., David, M., Dolding, C., Frémat, Y., Gosset, E., Guerrier, A., Guy, L. P., Haigron, R., Janßen, K.,

Marchal, O., Plum, G., Soubiran, C., Thévenin, F., Ajaj, M., Allende Prieto, C., Babusiaux, C., Boudreault, S., Chemin, L., Delle Luche, C., Fabre, C., Gueguen, A., Hambly, N. C., Lasne, Y., Meynadier, F., Pailler, F., Panem, C., Riclet, F., Royer, F., Tauran, G., Zurbach, C., Zwitter, T., Arenou, F., Gomez, A., Lemaitre, V., Leclerc, N., Morel, T., Munari, U., Turon, C., and Žerjal, M. (2018). Gaia Data Release 2. Processing the spectroscopic data. *A&A*, 616 :A6.

Sasselov, D. D. and Lester, J. B. (1994a). The Chromospheric Structure of Classical Cepheids : Constraints from the He i lambda 10830 Line. *ApJ*, 423 :795.

Sasselov, D. D. and Lester, J. B. (1994b). The He i lambda 10830 Line in Classical Cepheids. I. Observations. *ApJ*, 423 :777.

Sasselov, D. D. and Lester, J. B. (1994c). The He i lambda 10830 Line in Classical Cepheids. II. Mechanism of Formation. *ApJ*, 423 :785.

Savage, B. D. and Mathis, J. S. (1979). Observed properties of interstellar dust. *ARA&A*, 17 :73–111.

Schartmann, M., Meisenheimer, K., Camenzind, M., Wolf, S., and Henning, T. (2005). Towards a physical model of dust tori in Active Galactic Nuclei. Radiative transfer calculations for a hydrostatic torus model. *A&A*, 437(3) :861–881.

Schmidt, E. G. (1970). Hα as a Temperature Indicator in Cepheids. *ApJ*, 162 :871.

Schmidt, E. G. and Parsons, S. B. (1982). The chromospheres of classical Cepheids. I - Low resolution IUE spectra. *ApJS*, 48 :185–198.

Schmidt, E. G. and Parsons, S. B. (1984). The chromospheres of classical Cepheids. II - High-resolution profiles of the MG II H and K lines. III - A search for transition region emission lines. *ApJ*, 279 :202–219.

Schmidt, E. G. and Weiler, E. J. (1979). Mg II H and K lines in the Cepheid Beta Doradus. *AJ*, 84 :231–235.

Schwarzschild, M. (1952). *In : Oosterhoff P.T. (ed.) Transactions of the IAU Vol. VIII, Cambridge University Press*, page 81.

Scowcroft, V., Seibert, M., Freedman, W. L., Beaton, R. L., Madore, B. F., Monson, A. J., Rich, J. A., and Rigby, J. R. (2016). The Carnegie Chicago Hubble Program : the mid-infrared colours of Cepheids and the effect of metallicity on the CO band-head at 4.6 μm. *MNRAS*, 459 :1170–1178.

Shapley, H. (1914). On the Nature and Cause of Cepheid Variation. *ApJ*, 40 :448.

Sjouwerman, L. O., Capen, S. M., and Claussen, M. J. (2009). Midcourse Space Experiment Versus IRAS Two-Color Diagrams and the Circumstellar Envelope-Sequence of Oxygen-Rich Late-Type Stars. *ApJ*, 705(2) :1554–1565.

Slipher, V. M. (1917). Nebulae. *Proceedings of the American Philosophical Society*, 56 :403–409.

Stecher, T. P. (1969). Interstellar Extinction in the Ultraviolet. II. *ApJ*, 157 :L125.

Stobie, R. S. (1969). Cepheid pulsation-III. Models fitted to a new mass-luminosity relation. *MNRAS*, 144 :511.

Sunyaev, R. A. and Zeldovich, Y. B. (1970). The interaction of matter and radiation in the hot model of the Universe, II. *Ap&SS*, 7(1) :20–30.

Szabados, L. (2003). Database on Binaries among Galactic Classical Cepheids. *Information Bulletin on Variable Stars*, 5394 :1.

Trahin, B. (2019). *Étalonnage de l'échelle des distances dans l'ère Gaia : les étoiles pulsantes RR Lyrae et Céphéides*. PhD thesis. Thèse de doctorat dirigée par Kervella, Pierre et Mérand, Antoine Astronomie et Astrophysique Paris Sciences et Lettres 2019.

Tully, R. B. and Fisher, J. R. (1977). Reprint of 1977A&A....54..661T. A new method of determining distance to galaxies. *A&A*, 500 :105–117.

Turner, D. G. (1982). On the possibility of cluster membership for the cepheid V Centauri. *PASP*, 94 :1003–1007.

van der Veen, W. E. C. J. and Habing, H. J. (1988). The IRAS two-colour diagram as a tool for studying late stages of stellar evolution. *A&A*, 194 :125–134.

van Hoof, A. and Struve, O. (1953). Differential Radial Velocities in Beta Canis Majoris. *PASP*, 65 :158.

Vecchio, A., Cauzzi, G., and Reardon, K. P. (2009). The solar chromosphere at high resolution with IBIS. II. Acoustic shocks in the quiet internetwork and the role of magnetic fields. *A&A*, 494 :269–286.

Vernazza, J. E., Avrett, E. H., and Loeser, R. (1973). Structure of the Solar Chromosphere. Basic Computations and Summary of the Results. *ApJ*, 184 :605–632.

Wallerstein, G. (2002). The Cepheids of Population II and Related Stars. *PASP*, 114(797) :689–699.

Wallerstein, G., Albright, M. B., and Ritchey, A. M. (2015). The Behavior of the Paschen and Calcium Triplet Lines in Cepheid Variables I. δ Cephei. *PASP*, 127 :503.

Wallerstein, G., Anderson, R. I., Farrell, E. M., Guinan, E., Albright, M., Lacy, B., Davis, C. E., Ritchey, A., Eyer, L., and Mowlavi, N. (2019). The Behavior of the Paschen and Calcium Triplet Lines in Cepheid Variables II : The 16-day Variable X Cygni. *PASP*, 131(9) :094203.

Weigelt, G., Balega, Y. Y., Hofmann, K. H., and Preibisch, T. (2002). Diffraction-limited bispectrum speckle interferometry of the Herbig Be star R Mon. *A&A*, 392 :937–943.

Welch, D. L. and Duric, N. (1988). VLA observations of Cepheid variables. *AJ*, 95 :1794–1796.

Wesselink, A. J. (1946). The observations of brightness, colour and radial velocity of δ Cephei and the pulsation hypothesis (Errata : 10 258, 310). *Bull. Astron. Inst. Netherlands*, 10 :91.

Wildt, R. (1939). Negative Ions of Hydrogen and the Opacity of Stellar Atmospheres. *ApJ*, 90 :611.

Wilson, O. C. and Vainu Bappu, M. K. (1957). H and K Emission in Late-Type Stars : Dependence of Line Width on Luminosity and Related Topics. *ApJ*, 125 :661.

Zhevakin, S. A. (1963). Physical Basis of the Pulsation Theory of Variable Stars. *ARA&A*, 1 :367.