



Étalonnage de l'échelle des distances dans l'ère Gaia : Les étoiles pulsantes RR Lyrae et Céphéides

Boris Trahin

► To cite this version:

Boris Trahin. Étalonnage de l'échelle des distances dans l'ère Gaia : Les étoiles pulsantes RR Lyrae et Céphéides. Astrophysique [astro-ph]. Paris Sciences et Lettres; Observatoire de Paris – LESIA; CNRS, 2019. Français. NNT : . tel-02372923

HAL Id: tel-02372923

<https://hal.science/tel-02372923>

Submitted on 20 Nov 2019

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

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

Public Domain



THÈSE DE DOCTORAT
DE L'UNIVERSITÉ PSL

Préparée à l'Observatoire de Paris - CNRS

Étalonnage de l'échelle des distances dans l'ère *Gaia* :
Les étoiles pulsantes RR Lyrae et Céphéides

Soutenue par

Boris Trahin

le 30/09/2019

École doctorale n°127

**Astronomie et
Astrophysique
d'Île-de-France**

Spécialité

**Astronomie et
Astrophysique**

Composition du jury :

Marie-Jo Goupil <i>Astronome, Observatoire de Paris</i>	Présidente
Katrien Kolenberg <i>Professeur, KU Leuven</i>	Rapporteure
Martin Groenewegen <i>Astronome, Observatoire Royal de Belgique</i>	Rapporteur
Laurent Eyser <i>Astronome, Université de Genève</i>	Examineur
Nicolas Nardetto <i>Astronome, Université de Nice</i>	Invité
Pierre Kervella <i>Astronome, Observatoire de Paris</i>	Directeur de thèse
Antoine Mérand <i>Astronome, European Southern Observatory</i>	Directeur de thèse

*"The most beautiful thing we can experience is the mysterious. [...]
He to whom this emotion is a stranger, his eyes are closed."*
Albert Einstein

*"Le sentiment de mystère est le plus beau qu'il nous soit donné d'éprouver. [...]
Celui qui n'a jamais connu cette émotion, ses yeux sont fermés."*
Albert Einstein

Remerciements

Mes remerciements vont bien évidemment tout d'abord à mes directeurs de thèse Pierre Kervella et Antoine Mérand sans qui je n'aurai jamais pu écrire ce manuscrit. Depuis le moment où ils m'ont accueilli il y a maintenant plus de trois ans dans les bureaux de l'ESO à Vitacura, ce fut un immense plaisir et une chance de travailler à leurs côtés. En plus d'être d'excellents chercheurs, leur gentillesse, leur humour, leur pédagogie et leur incroyable patience en font des directeurs de thèse et des personnes d'exception. Mais ce long travail n'aurait pu se faire sans l'aide et le soutien également de Nicolas Nardetto, Alexandre Gallenne, Louise Breuval, Simon Borgniet, Vincent Houdé, Grzegorz Pietrzyński et Wolfgang Gieren. L'unité et l'amitié de ce groupe n'ont rendu que plus agréable mon travail au quotidien, en particulier dans certains moments décourageants (comme face à un referee agaçant).

Aussi, je remercie tous les membres du jury, Martin Groenewegen, Katrien Kolenberg, Laurent Eyser et Marie-Jo Goupil pour leurs commentaires et le soutien dont ils m'ont fait preuve lors de ma soutenance et pour m'avoir attribué ce précieux titre de Docteur en Astrophysique.

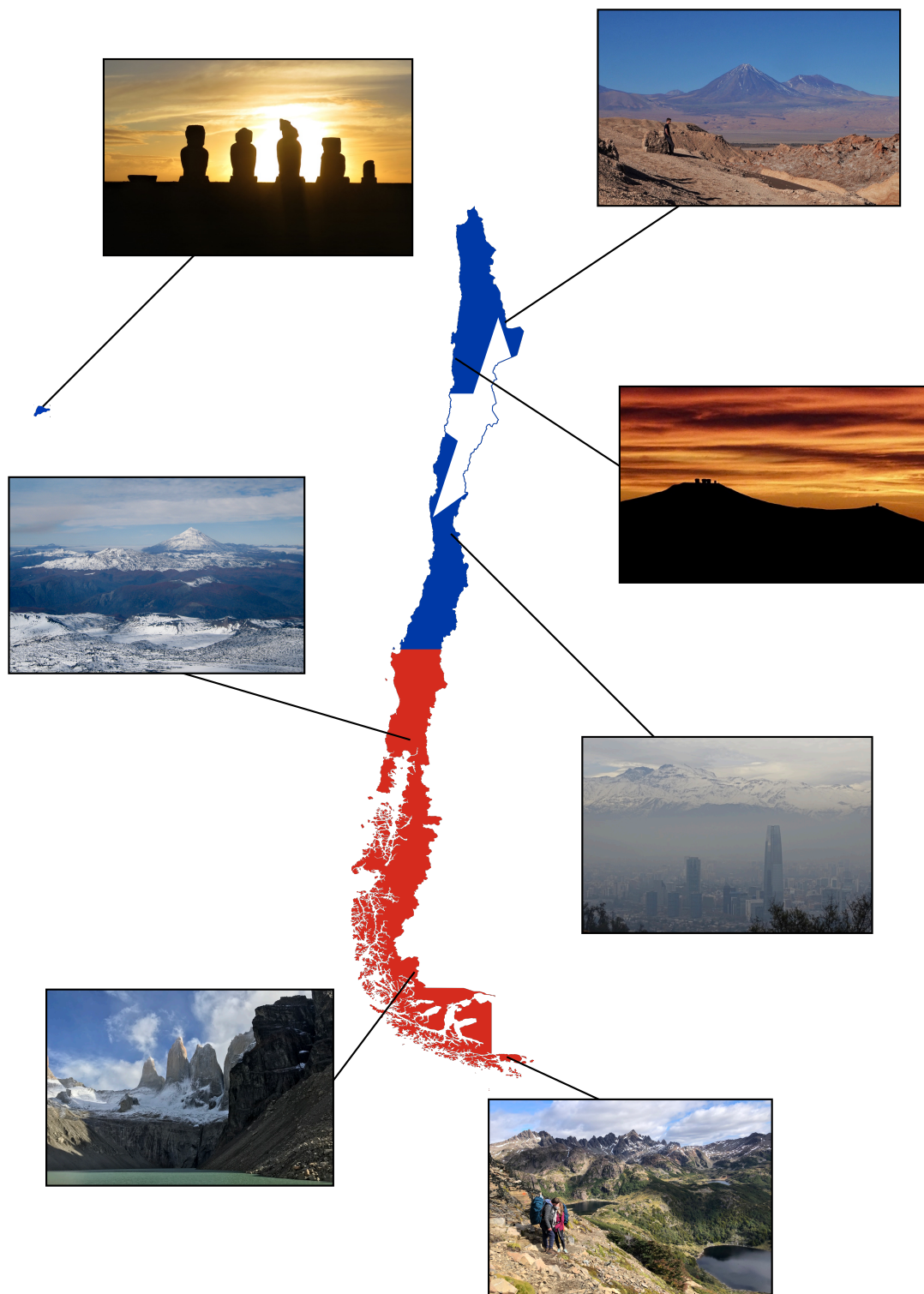
Le début de cette thèse fut en particulier une aventure inoubliable à 12 000 km de la France. Pierre et Antoine m'ont donné la chance de vivre pendant près de 2 ans au Chili. Du désert d'Atacama à Puerto Williams en passant par Rapa Nui, j'ai eu l'occasion de découvrir cet incroyable pays et son peuple et je me considère désormais moi-même en partie chilien. Cette découverte marquée par de nombreux treks, ascensions de volcans, surf, ski et autres *pisco sours* ne pouvait se faire sans la rencontre et l'amitié de Marion, Yoann, Julien, Jon, Kevin, Hélène, Maxime, Simon mais surtout de *mi polola* Louise dont l'amour, la présence, le soutien sans failles et le sourire sont mes plus belles récompenses depuis le 8 mai 2017. Un petit mot également pour tous mes colocataires de la Calle León, et en particulier Kevin, Jon, Giovanna, Kaila, Noelia, Mario, Josig et Magda (sans oublier Cuy 1 et 2, Pata, Gallinas et Kala).

Remerciements spéciaux au personnel du LESIA et du Cerro Calán, et particulièrement aux chercheurs de la table équatoriale à Meudon et à Mario, le conducteur de la navette de Calán, pour m'avoir amené au travail tous les matins en compagnie des chansons de Radio Imagina qui hantent encore mes pensées.

Pierre et Antoine m'ont également donné l'opportunité tout au long de ces trois années d'aller toucher au plus près le métier d'astronome, en m'envoyant observer dans de nombreux observatoires chiliens. En particulier, mes premiers pas sur la plateforme du Cerro Paranal en mai 2016 resteront inoubliables. Les trois semaines de stage de survie d'observations à l'Observatoire du Cerro Armazones sont également gravées dans ma mémoire. Cette expérience exceptionnelle dans ce lieu insolite, seul dans le désert d'Atacama en compagnie de Weronika puis de Marek, sous le regard du VLT à l'horizon, au pied du site de construction du futur plus grand télescope du monde, ces superbes nuits d'observations sous la Voie Lactée dans cet environnement si spécial m'ont conforté dans l'idée qu'il

s'agit de l'un des plus beaux métiers au monde, et je suis touché d'avoir pu en faire partie.

Enfin, un grand merci à tous ceux qui m'ont soutenu depuis de nombreuses années : mes amis Guillaume, Benjamin, Thibault, Kevin, Thomas, Laurie, et surtout ma fantastique famille, ma mère, mon père, ma soeur et mes grand-mères (ainsi que le chat, le lapin et les tortues bien sûr), qui ont été, sont et seront toujours là pour moi et que j'aime.



Sommaire

1	La mesure des distances dans l'Univers	7
1.1	De la loi de Leavitt à la loi de Hubble-Lemaître	7
1.1.1	Les Céphéides d'Henrietta Leavitt	7
1.1.2	Expansion de l'Univers et constante de Hubble	8
1.1.3	Contexte actuel	9
1.2	L'échelle des distances : vers le Hubble Flow	13
1.2.1	Voie Lactée : La parallaxe annuelle	13
1.2.2	Groupe Local : Les étoiles variables	13
1.2.3	Galaxies lointaines : Les SNIa, régions HII, Tully-Fisher...	14
1.2.4	Vers un nouvel étalonnage de l'échelle des distances ?	15
1.3	Apport et fonctionnement du satellite <i>Gaia</i>	16
1.3.1	La mission	16
1.3.2	Structure et fonctionnement du satellite	16
1.3.3	Apport de la seconde publication des données <i>Gaia</i>	20
1.4	Les étoiles variables pulsantes	21
1.4.1	Propriétés des variables pulsantes	22
1.4.2	Mécanisme de pulsation	28
1.4.3	La Parallaxe de Pulsation	31
2	Spectro-Photo-Interferometry of Pulsating Stars (SPIPS)	36
2.1	Description de la méthode	36
2.1.1	Motivation et principe	36
2.1.2	Description du modèle	37
2.2	Création d'une base de données de Céphéides	41
2.2.1	Les sources en ligne	41
2.2.2	Observables et paramètres récupérés	46
2.2.3	Récupération des principaux paramètres d'une étoile	48
2.2.4	Observations effectuées	49
2.2.5	Structure de la base de donnée	56
2.3	Ajustement SPIPS et interface avec les données <i>Gaia</i>	57
2.3.1	Approche des ajustements	57
2.3.2	Problèmes rencontrés lors des ajustements	59
2.3.3	Visualisation des ajustements	60
2.3.4	Interface avec les données <i>Gaia</i>	61
3	Modélisation de la pulsation des RR Lyrae	65
3.1	Apport de <i>Gaia</i> sur les RR Lyrae	65
3.1.1	Etudes actuelles des RR Lyrae	65
3.1.2	Étalonnage de la relation PL des RR Lyrae dans le contexte <i>Gaia</i>	66

3.1.3	Utilisation de SPIPS dans le contexte <i>Gaia</i>	67
3.2	Application de SPIPS à l'étoile prototype RR Lyr	68
3.2.1	Effet Blazhko	68
3.2.2	Données et paramètres du modèle de départ	69
3.2.3	Résultats	69
3.3	Application de SPIPS à un échantillon <i>Gaia</i>	71
3.3.1	Choix de l'échantillon <i>Gaia</i> et données utilisées	71
3.3.2	Résultats des modèles et facteurs de projection	72
3.3.3	Influence du point-zéro de la GDR2 sur le facteur de projection	75
3.3.4	Recoupement avec RR Lyr et autres résultats	75
3.3.5	Vers un étalonnage de l'échelle des distances des RR Lyrae ?	81
4	Modélisation de la pulsation des Céphéides	83
4.1	Généralités et apport des Céphéides dans le contexte <i>Gaia</i>	83
4.1.1	Principaux sujets d'étude	83
4.1.2	Apports dans le contexte <i>Gaia</i>	84
4.2	Etude d'un cas particulier : RS Puppis	84
4.2.1	Echos de lumière et mesure de distance	84
4.2.2	Données et modèle de départ	85
4.2.3	Résultats de la modélisation SPIPS	88
4.3	Application de SPIPS à 72 Céphéides	90
4.3.1	Choix d'un échantillon homogène	91
4.3.2	Résultats des modélisations SPIPS	92
4.4	Utilisation des parallaxes <i>Gaia</i> des compagnons	95
4.4.1	Echantillon de Céphéides présentant un compagnon spatialement résolu	96
4.4.2	Détermination du facteur de projection	96
4.4.3	Une nouvelle détermination des relations PR et PL	98
5	Perspectives : vers un étalonnage de l'échelle des distances ?	104
Annexes		106
A.1	Principales caractéristiques de l'échantillon de RR Lyrae de Feast et al. (2008).	107
A.2	Références des meilleures données utilisées pour la modélisation SPIPS de l'échantillon de 72 Céphéides	110
A.3	Paramètres orbitaux utilisés pour la correction du mouvement Keplerien	112
A.4	Paramètres dérivés de la modélisation SPIPS à $p=1.37$ de l'échantillon de 72 Céphéides.	113
A.5	Représentations graphiques de 6 modélisations SPIPS de Céphéides galactiques.	115
A.6	Changements de périodes déduits des ajustements SPIPS de l'échantillon de 72 Céphéides	118
A.7	Principales parallaxes de l'échantillon <i>Gaia</i> de 72 Céphéides.	120
A.8	Magnitudes moyennes apparentes et absolues (dérivées de la relation Pp) de l'échantillon de 72 Céphéides.	122
A.9	Etude des paramètres de Fourier de l'échantillon de 72 Céphéides.	124
A.10	Article Kervella et al. (2017) sur la modélisation SPIPS de RS Pup.	129
A.11	Article (soumis à <i>MNRAS</i>) Trahin et al. (2019) sur la modélisation SPIPS d'un échantillon de RR Lyrae.	147
A.12	Liste des publications supplémentaires référées en co-auteur	161
A.13	Participation à des conférences et écoles thématiques	164
Bibliographie		165

Chapitre 1

La mesure des distances dans l'Univers

Sommaire

1.1	De la loi de Leavitt à la loi de Hubble-Lemaître	7
1.1.1	Les Céphéides d'Henrietta Leavitt	7
1.1.2	Expansion de l'Univers et constante de Hubble	8
1.1.3	Contexte actuel	9
1.2	L'échelle des distances : vers le Hubble Flow	13
1.2.1	Voie Lactée : La parallaxe annuelle	13
1.2.2	Groupe Local : Les étoiles variables	13
1.2.3	Galaxies lointaines : Les SNIa, régions HII, Tully-Fisher...	14
1.2.4	Vers un nouvel étalonnage de l'échelle des distances ?	15
1.3	Apport et fonctionnement du satellite <i>Gaia</i>	16
1.3.1	La mission	16
1.3.2	Structure et fonctionnement du satellite	16
1.3.3	Apport de la seconde publication des données <i>Gaia</i>	20
1.4	Les étoiles variables pulsantes	21
1.4.1	Propriétés des variables pulsantes	22
1.4.2	Mécanisme de pulsation	28
1.4.3	La Parallaxe de Pulsation	31

1.1 De la loi de Leavitt à la loi de Hubble-Lemaître

La mesure des distances qui nous sépare des autres galaxies a eu pour effet de prendre conscience que l'Univers ne se limitait pas aux seules étoiles qui nous entourent dans la Voie Lactée. Associée à la détermination de la vitesse de ces galaxies, cette donnée a permis de démontrer, il y a maintenant près d'un siècle, que l'Univers dans lequel nous évoluons est en expansion. Les paragraphes qui suivent donnent un aperçu des 300 années de recherches sur lesquelles repose l'écriture de cette thèse.

1.1.1 Les Céphéides d'Henrietta Leavitt

La première mesure moderne de la distance des étoiles a été tentée par l'astronome néerlandais Christiaan Huygens en 1698. En comparant l'éclat apparent de l'étoile Sirius avec celui du Soleil, il en déduisit qu'elle était 100 000 fois plus distante que le Soleil. Ce résultat, bien que pouvant paraître aujourd'hui imprécis, présentait l'intérêt d'agrandir considérablement l'espace dans lequel les astronomes de l'époque s'imaginaient exister.

Plus de 200 ans plus tard, en 1893, c'est en tant que volontaire au collège d'Harvard que Henrietta Swan Leavitt, alors âgée de 25 ans, est engagée auprès des "calculatrices de Harvard" (aussi connues sous le nom moins élégant de "Harem de Pickering", du nom du directeur de l'Observatoire), afin d'analyser des milliers de plaques photographiques dans le but d'évaluer la magnitude des étoiles. Plusieurs années passèrent avant qu'elle ne repère, parmi quelques plaques des Nuages de Magellan -des galaxies appartenant au Groupe Local (i.e voisins de la Voie Lactée)- des étoiles de luminosité apparente variable : les Céphéides. Intriguée par cette variation de luminosité, Henrietta Leavitt cherche alors à comprendre les phénomènes qui déterminent ce rythme particulier de fluctuations de la luminosité de ces étoiles. Malgré la défiance de certains de ses confrères astronomes sur les aptitudes féminines à interpréter des résultats et élaborer des théories, Henrietta Leavitt persiste et découvre que les Céphéides les plus brillantes ont des variations de plus longue période (graphique de la figure 1.1). Elle comprend alors rapidement qu'il existe une relation mathématique entre la luminosité intrinsèque de ces étoiles et leur période de pulsation (la relation période-luminosité, ou loi de Leavitt), et que cette précieuse particularité des Céphéides permet d'en déduire leur distance (Leavitt & Pickering 1912). Cette découverte lui permit 9 ans plus tard d'être nommée directrice du département de photométrie stellaire par le successeur de Pickering, Harlow Shapley. Elle meurt cependant d'un cancer avant la fin de la même année, laissant un catalogue de plus de 1777 étoiles variables (Leavitt 1908).

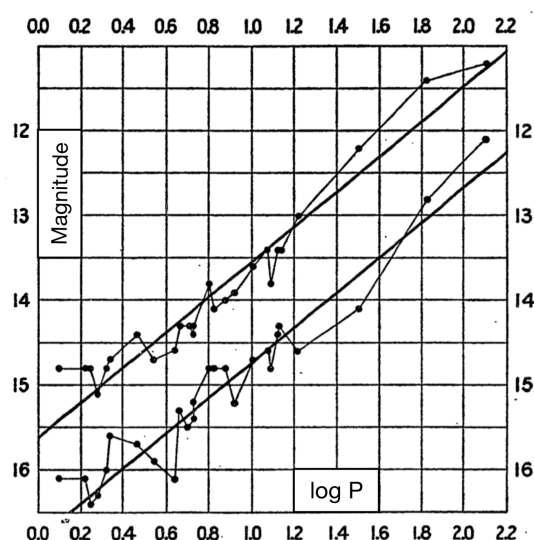
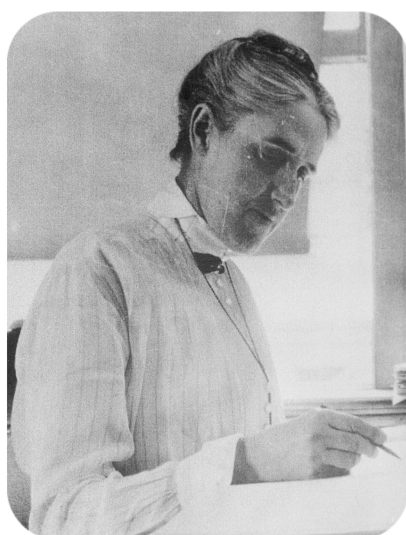


FIGURE 1.1 – **A gauche** : Henrietta Swan Leavitt travaillant à son bureau à l'observatoire de l'université Harvard (Crédit : American Institute of Physics). **A droite** : Relation Période-Luminosité originale déterminée par Henrietta Leavitt dans son papier de 1912 (Leavitt & Pickering 1912).

Au même moment, la mise en service des premiers grands télescopes au sol a révélé dans le ciel la présence de régions lumineuses diffuses, qui se révèlent être en fait des regroupements d'étoiles. La nature de ces nébuleuses et leur lien même avec la Voie Lactée provoquent en 1920 un grand débat. Ce sont les mesures de distance des Céphéides qui permettront de trancher et de prouver que ces objets sont beaucoup plus lointains que les étoiles qui nous entourent. Leur aspect "laiteux" leur vaudront alors le nom de "galaxies", du grec galaktikos, laiteux.

1.1.2 Expansion de l'Univers et constante de Hubble

En 1912, l'astronome américain Vesto Slipher constata d'après son étude du spectre de galaxies brillantes que les quelques raies présentes dans ces spectres se trouvaient déplacées par rapport à leur

position théorique (Slipher 1912). Il interpréta ceci comme un effet de la vitesse des galaxies, puisque la longueur d'onde observée des raies spectrales d'un corps change lorsque celui-ci est en mouvement (effet Doppler-Fizeau). Mieux encore, il observa beaucoup plus de décalages vers le rouge que vers le bleu. En 1917, la mise en service du télescope de 2.5 mètres du mont Wilson permit à Edwin Hubble et son assistant Milton Humason d'obtenir des résultats bien plus rapidement et de fournir un catalogue comprenant la vitesse de galaxies proches et leur distance en utilisant la loi de Leavitt des Céphéïdes (Hubble 1926).

C'est en 1927 que Georges Lemaître, prêtre catholique et scientifique belge, publie un article en français intitulé "Un Univers homogène de masse constante et de rayon croissant rendant compte de la vitesse radiale des nébuleuses extragalactiques" (Lemaître 1927). C'est dans ce papier que Lemaître dérive théoriquement les principes de l'expansion de l'Univers : la vitesse des galaxies est proportionnelle à leur distance par rapport à nous. Mieux encore, il détermina son taux d'expansion (appelé aujourd'hui la constante de Hubble, notée H_0), alors de $625 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, en utilisant les vitesses des galaxies mesurées par Slipher, et leurs distances à partir de celles publiées par Hubble un an plus tôt. Cette découverte passa malheureusement inaperçue et il faudra attendre 2 ans, en 1929, pour que l'article de Edwin Hubble intitulé "A relation between distance and radial velocity among extra-galactic nebulae" mentionne la loi de Hubble-Lemaître, qui révolutionnera l'astronomie et plus particulièrement la cosmologie (figure 1.2, Hubble 1929).

1.1.3 Contexte actuel

De nos jours, plus d'un siècle après sa découverte, de nombreux efforts sont toujours régulièrement mis en oeuvre pour parvenir à un étalonnage précis de la relation période-luminosité (PL) d'Henrietta Leavitt. De nombreuses sources de dispersion affectent en effet les distances dérivées par cette méthode. Parmi celles-ci, l'extinction interstellaire, dont la mesure dépend de modèles, peut être relativement incertaine. Ainsi, les observations dans l'infrarouge sont les plus intéressantes, car elles permettent d'atténuer la dispersion de la relation généralement observée dans le visible. Nous pouvons aussi citer la métallicité dont l'influence sur la relation PL est assez mal connue (Bono et al. 2008; Shappee & Stanek 2011; Wielgórski et al. 2017; Gieren et al. 2018), les divers biais photomé-

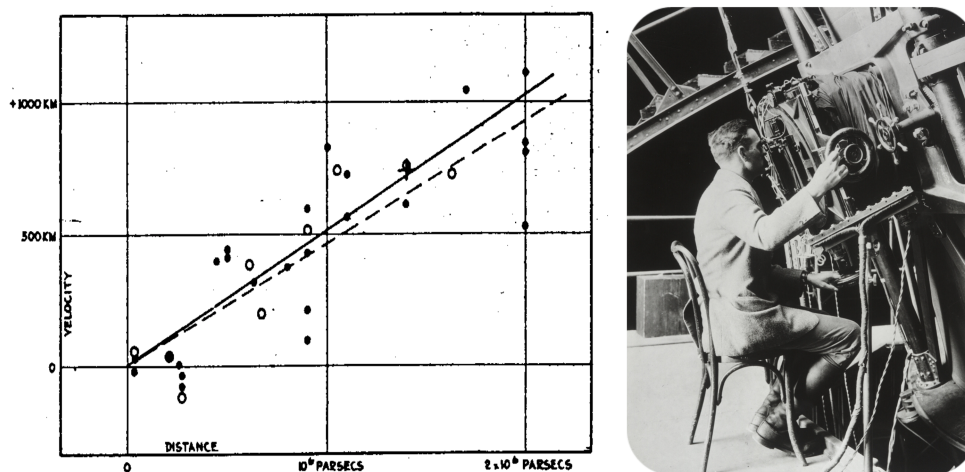


FIGURE 1.2 – **A gauche** : Relation entre la vitesse et la distance des galaxies telle que déterminée par Edwin Hubble dans son papier de 1929 (Hubble 1929) et prédite par Georges Lemaître en 1927 (Lemaître 1927). **A droite** : Edwin Hubble utilisant le télescope de 2.5 m de l'observatoire du Mont Wilson (Crédit : Huntington Library).

triques (tel que le point-zéro ou le flux de référence du filtre utilisé), ou la présence éventuelle d'une enveloppe circumstellaire qui peut faire paraître l'étoile plus brillante dans les bandes infrarouges qu'elle ne l'est en réalité (Kervella et al. 2006, 2009; Mérand et al. 2006, 2007; Gallenne et al. 2013b; Usenko et al. 2014). L'étalonnage de cette relation PL est un objectif essentiel en astrophysique pour l'étude des propriétés des objets stellaires et de leur évolution, mais aussi en cosmologie. En effet, il n'existe toujours pas de technique directe permettant de mesurer la distance de galaxies suffisamment éloignées pour que leur mouvement apparent soit dominé par l'expansion de l'Univers. Cependant, une détermination précise des distances locales permet de remonter pas à pas aux distances de galaxies lointaines et à la valeur du taux d'expansion de l'Univers : c'est ce qui constitue l'échelle des distances présentée dans la section suivante.

Aujourd'hui, la constante de Hubble tient une place centrale dans le modèle cosmologique standard Λ CDM. Une mesure de l'ordre du pourcent de H_0 permettrait de contraindre bon nombre de paramètres cosmologiques, tels le nombre d'espèces de neutrinos ou la constante cosmologique Λ décrivant l'accélération de l'expansion de l'Univers et nous informant sur sa géométrie et son évolution. Ainsi, les astrophysiciens de la collaboration SH0ES (Supernovae, H_0 , for the Equation of State of dark energy) menée par Adam Riess, co-lauréat du prix Nobel en 2011 pour la découverte de l'accélération de l'expansion de l'Univers en 1998 (Riess et al. 1998), publient régulièrement de nouveaux résultats de la mesure de l'expansion cosmique, avec l'utilisation toujours plus précise d'une échelle des distances grâce à l'observation de Céphéides avec l'instrument WFC3 du *télescope spatial Hubble* (HST, Riess et al. 2014). Cependant, leurs multiples évaluations de H_0 (Riess et al. 2009, 2011, 2016, 2018b, 2019) nous montrent que l'expansion de l'Univers est non seulement accélérée, mais que son taux d'expansion semble différent selon qu'on le mesure dans l'Univers local ou qu'on l'extrapole depuis l'Univers jeune via les observations du satellite *Planck* (figure 1.3). En effet, l'ajustement final des données du fond diffus cosmologique (représentant les structures primordiales de l'Univers observable) à l'aide du modèle cosmologique Λ CDM fait état d'une valeur de $H_0 = 67.4 \pm 0.5 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (Planck Collaboration et al. 2018). Or, la dernière étude en date de la collaboration SH0ES estime une constante de Hubble $H_0 = 74.03 \pm 1.42 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$, toujours plus précise à 1.91% (Riess et al. 2019). La tension avec la valeur de H_0 déduite des mesures du fond diffus cosmologique par *Planck* avec les paramètres du modèle cosmologique standard est significatif à hauteur de 4.4σ . Cependant, les chercheurs de la collaboration SH0ES font l'hypothèse forte que

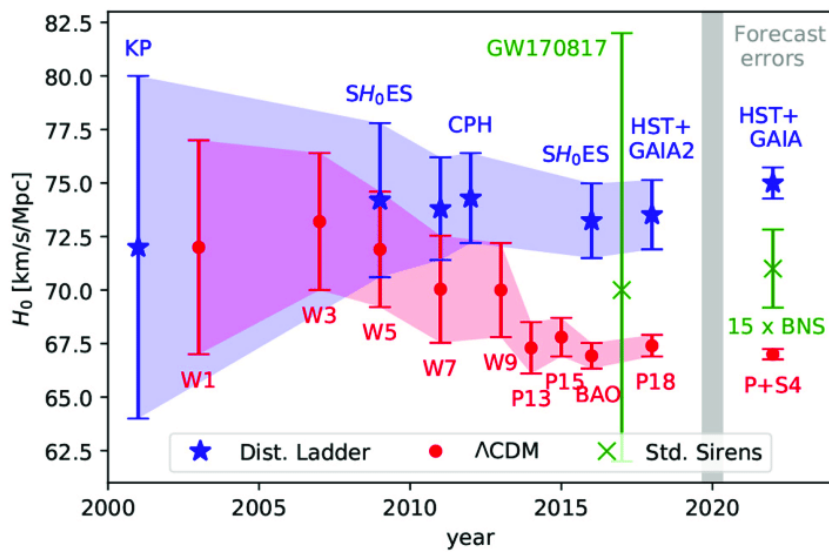


FIGURE 1.3 – Tension actuelle et envisagée entre les différentes mesures de la constante de Hubble (Ezquiaga & Zumalacárregui 2018).

la luminosité des Supernovae de Type Ia, utilisées comme ancre dans leur échelle de distance, est la même quel que soit leur redshift. Un récent article de Martinelli & Tutusaus (2019) montre que la prise en compte dans les modèles d'une telle dépendance permettrait de lever la tension associée à la détermination de H_0 . Dans la même approche que l'équipe SH0ES, Freedman et al. (2019) mesure toutefois une constante de Hubble de $69.8 \pm 1.8 \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ grâce aux distances des SNIa associées cette fois-ci à un nouvel étalonnage de la luminosité des géantes rouges de population II (TRGB) plutôt que des Céphéides. Ces multiples déterminations renforcent donc un peu plus la confusion actuelle autour de la tension de H_0 . Cette tension est en effet critique pour notre compréhension de l'évolution de l'Univers. Elle pourrait ainsi mettre en évidence un aspect physique non compris et/ou non pris en compte dans le modèle cosmologique actuel, mais la précision actuelle ne permet pas encore de conclure catégoriquement sur ce désaccord.

Par ailleurs, la détection d'ondes gravitationnelles par LIGO et VIRGO (figure 1.4 en haut, Abbott et al. 2017b), a permis très récemment l'émergence d'un troisième type de mesure indépendant de la constante de Hubble. L'intensité des ondes observées permet en effet de calculer la distance de l'évènement. Associée à une mesure indépendante de la vitesse d'éloignement, la détection de la source GW170817 (une fusion de deux étoiles à neutrons) a permis une évaluation de la constante de Hubble $H_0 = 70^{+12}_{-8} \text{ km s}^{-1} \text{ Mpc}^{-1}$ (figure 1.4 en bas, Abbott et al. 2017a), en accord avec les autres méthodes malgré la faible précision. Cependant, une précision de 1% est attendue d'ici les dix prochaines années et pourrait clarifier la situation (Feeney et al. 2019).

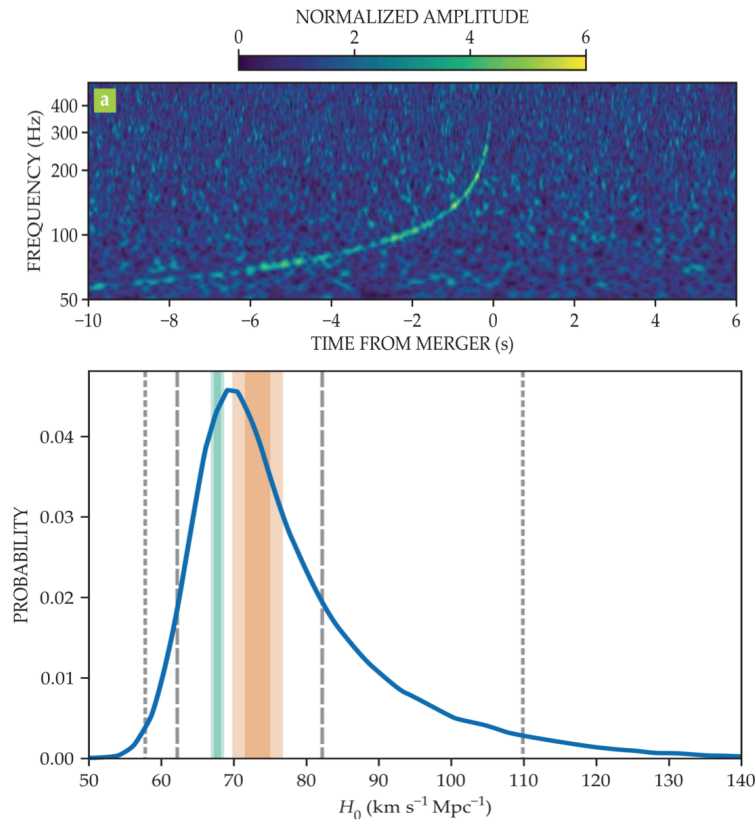


FIGURE 1.4 – **En haut** : Signal de la source GW170817 détecté par LIGO le 17 août 2017 (Abbott et al. 2017b). **En bas** : Loi de probabilité de la valeur de H_0 déduite des mesures de l'évènement GW170817 (Abbott et al. 2017a). Les zones verte et orange correspondent respectivement aux résultats des communautés *Planck* et SH0ES.

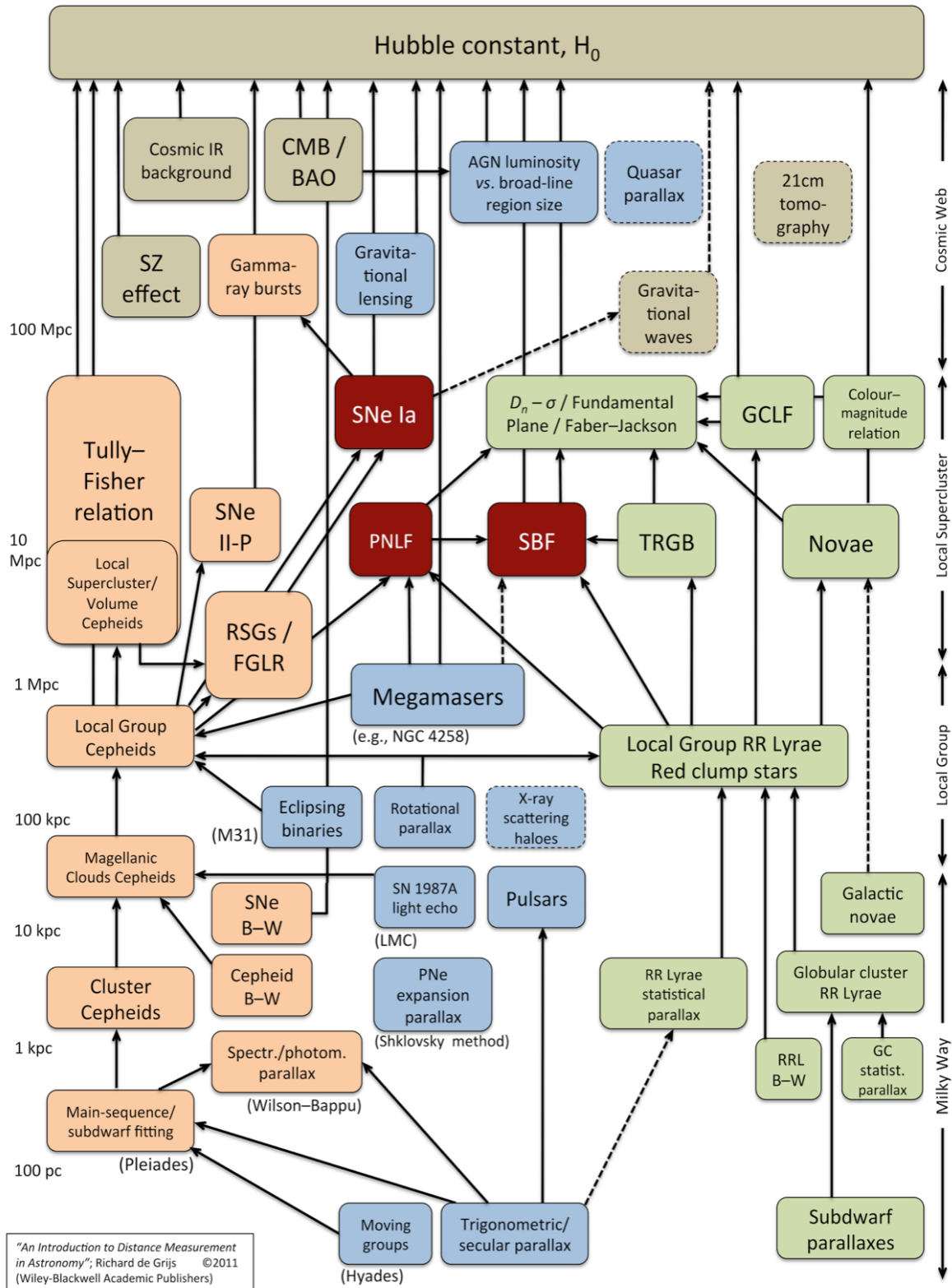


FIGURE 1.5 – Echelle des distances actuelle (De Grijs 2011).

1.2 L'échelle des distances : vers le Hubble Flow

La figure 1.5 représente la construction de l'échelle des distances actuelle et les différentes méthodes, complexes et variées, permettant de remonter à la constante de Hubble H_0 . Nous en expliquons les principales composantes dans les prochains paragraphes.

1.2.1 Voie Lactée : La parallaxe annuelle

L'amélioration des instruments d'observation au XXI^e siècle a permis de développer la méthode des parallaxes annuelles. Cette méthode géométrique, représentée sur la figure 1.6 consiste à observer le mouvement apparent des étoiles proches sur le fond du ciel au cours de l'année. Il s'agit alors d'utiliser le diamètre de l'orbite terrestre et l'angle de parallaxe parcouru par une étoile pour en déterminer sa distance (correspondant au premier ordre à l'inverse de cet angle). Cette méthode a permis la définition du parsec, une unité de longueur correspondant à la distance d'un astre dont la parallaxe annuelle est d'une seconde d'arc. La mesure de la parallaxe annuelle est aujourd'hui la méthode la plus utilisée et la plus précise pour la détermination de la distance d'objets relativement proches (dans la Voie Lactée). Celle-ci est à la base des mesures astrométriques de l'instrument *Fine Guidance Sensor* du satellite *Hubble* (Benedict et al. 2017) et du satellite *Gaia* (Gaia Collaboration et al. 2016b) lancé en décembre 2013 dont cette thèse fait largement usage. Ce satellite, et en particulier ses caractéristiques astrométriques, est présenté plus en détail dans la section suivante.

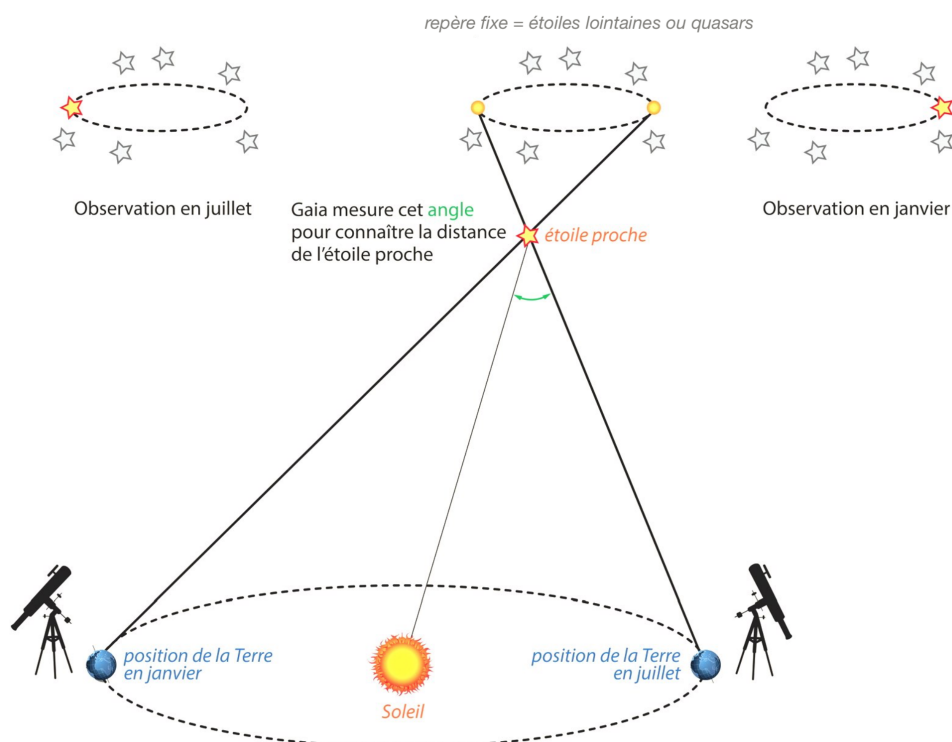


FIGURE 1.6 – Principe de la mesure de distance via la méthode de la parallaxe géométrique

1.2.2 Groupe Local : Les étoiles variables

Pour continuer la construction de l'échelle des distances et aller au-delà des Nuages de Magellan (notés LMC et SMC pour Large Magellanic Cloud et Small Magellanic Cloud), on peut recourir aux étoiles variables. Par définition, celles-ci voient leur luminosité varier dans le temps. Cependant cette

définition pourrait s'appliquer à la plupart des étoiles, car leur structure et leur luminosité changent avec leur évolution, mais en général ces changements sont très lents. Le terme d'étoile variable est ainsi réservé à des étoiles pour lesquelles l'amplitude des variations de luminosité est assez importante et se produit sur un temps relativement court. Parmi celles-ci, nous pouvons citer les variables à éclipses. Ce sont généralement des systèmes d'étoiles binaires, c'est-à-dire des étoiles qui gravitent l'une autour de l'autre. L'étude du spectre de l'objet (vitesses radiales) et de la variation de son éclat lors de l'éclipse permet de déterminer les paramètres orbitaux de la binaire, ainsi que la distance. Mais les étoiles variables les plus connues sont les variables pulsantes RR Lyrae ou Céphéides. La détermination de leur distance fait intervenir la relation PL introduite dans la première section. Cette méthode est qualifiée de parallaxe photométrique. Connaissant la période de pulsation P de l'étoile, nous pouvons en déduire sa magnitude absolue M grâce à la relation PL :

$$M = a \log P + b$$

où a et b sont respectivement la pente et le point-zéro. La mesure de la magnitude apparente m par photométrie permet alors de remonter à la distance de l'étoile via la formule la reliant au module de distance $M - m$:

$$M - m = 5 - 5 \log d$$

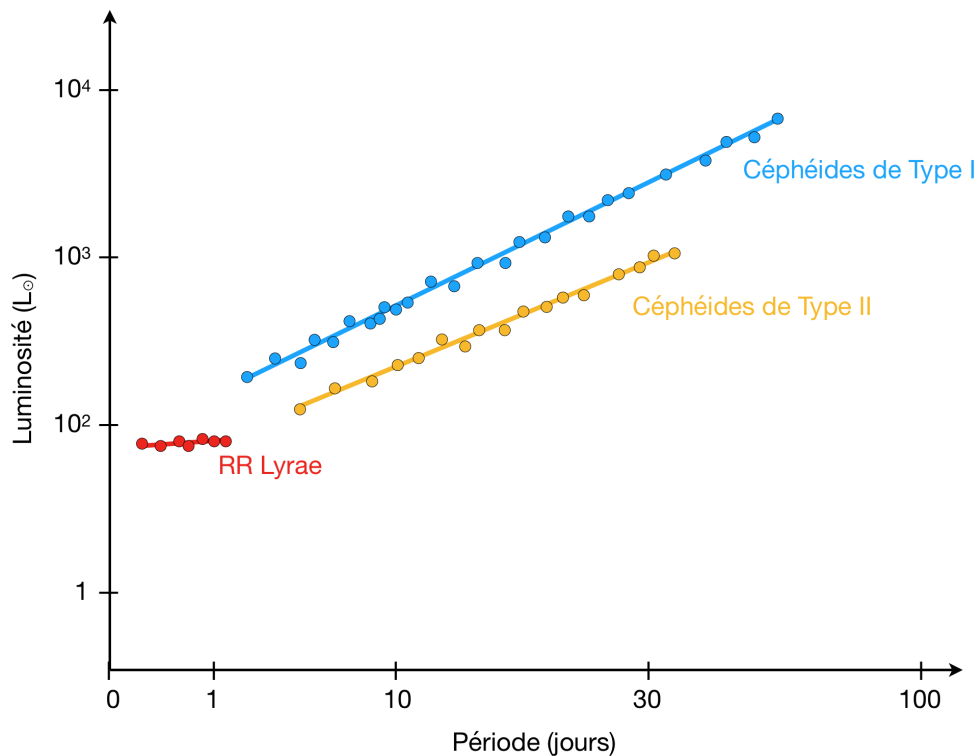


FIGURE 1.7 – Allure de la relation période-luminosité de différents types d'étoiles pulsantes.

1.2.3 Galaxies lointaines : Les SNIa, régions HII, Tully-Fisher...

Pour mesurer la distance des galaxies plus lointaines, celles où les étoiles variables pulsantes ou à éclipses ne sont plus visibles, il faut faire appel aux Supernovae de type Ia (SNIa). Ces phénomènes fortement lumineux trouvent leur origine dans l'explosion d'une naine blanche suite à un trop plein d'accrétion de matière arrachée à une étoile géante proche. Les SNIa ont la particularité de présenter

globalement la même luminosité lorsqu'elles atteignent leur éclat maximum. La procédure est alors la même que pour les étoiles variables : à partir d'une mesure de luminosité apparente, il est aisé de remonter à la distance.

Parmi les autres indicateurs de distance à cette échelle nous pouvons également citer les régions d'hydrogène ionisé (HII). La taille maximale de ces régions dans une galaxie est toujours la même, ce qui permet en mesurant leurs dimensions apparentes de remonter à la distance. Enfin, lorsque même les objets brillants ne sont plus visibles individuellement, on cherche à utiliser les propriétés globales des galaxies, au prix d'une précision moindre. La loi de Tully-Fisher établit ainsi une relation entre la luminosité absolue d'une galaxie spirale (quantité proportionnelle à sa masse stellaire) et sa vitesse angulaire de rotation (déterminée par les mesures de décalages Doppler affectant la raie de 21 cm de l'hydrogène), permettant ainsi d'en déduire la distance. Une relation équivalente existe pour les galaxies elliptiques (relation de Faber-Jackson). Dans le cadre de la mesure de H_0 , la précision de ces techniques les rendent moins compétitives que celle des SNIa, qui est plus directe et permet de sonder les mêmes échelles de distance. Celles-ci restent cependant des outils précieux pour l'étude et la compréhension de la structure des galaxies et des halos de matière noire.

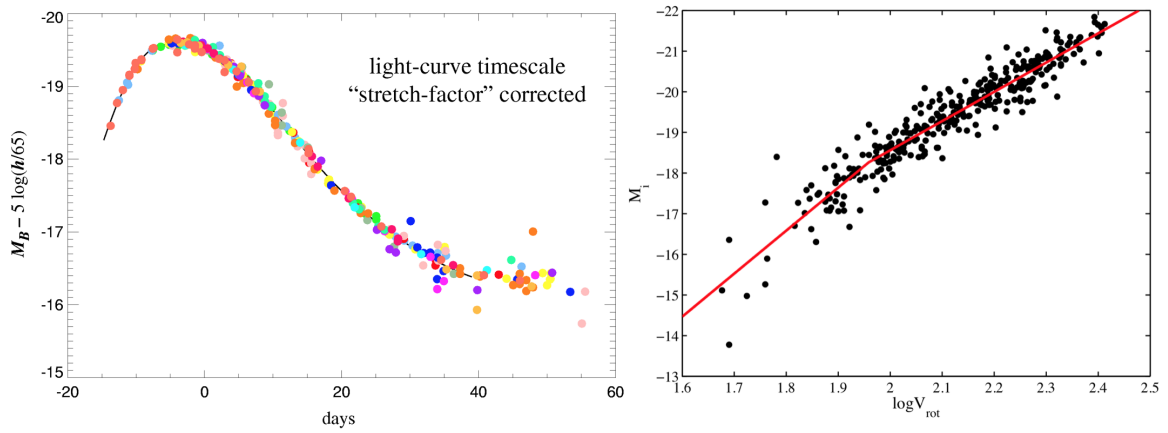


FIGURE 1.8 – **A gauche** : Courbe de luminosité d'une SNIa obtenue après correction des différentes magnitudes observées (représentées par différentes couleurs) par un "facteur d'étirement" (Perlmutter 2003). **A droite** : Relation de Tully-Fisher (Makarov et al. 2018).

1.2.4 Vers un nouvel étalonnage de l'échelle des distances ?

Dans les résultats de la collaboration SH0ES, les distances des variables Céphéides constituent la moitié du bilan global d'incertitude sur la constante de Hubble (figure 1.9). Une étude approfondie de ces objets est donc indispensable pour l'étalonnage de l'échelle des distances et pour pouvoir se prononcer assurément sur la tension actuelle de H_0 . Un intérêt particulier est donc apporté aux données astrométriques du satellite *Gaia* dont les caractéristiques principales sont présentées dans la section suivante. Ces distances, d'une précision sans précédent pour un large échantillon d'étoiles variables, sont la première alternative aux parallaxes du satellite *Hubble* pour les parallaxes de Céphéides, et permettront un meilleur étalonnage de la relation PL, ce qui constitue le principal enjeu de ma thèse.

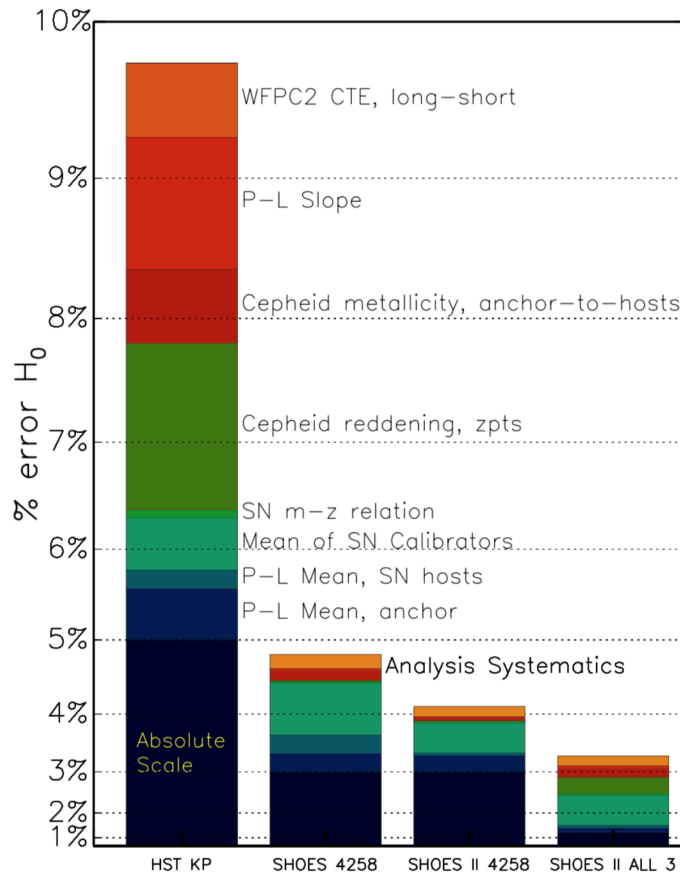


FIGURE 1.9 – Bilan global d’incertitude sur la constante de Hubble dans la collaboration SH0ES (Riess et al. 2016). La part des incertitudes liées entre autres à la pente de la relation PL, la métallicité ou l’excès de couleur des Céphéïdes sont représentées par différentes couleurs.

1.3 Apport et fonctionnement du satellite *Gaia*

1.3.1 La mission

Le satellite *Gaia* observe le ciel en continu depuis juillet 2014 afin de réaliser le premier relevé complet de plus d’un milliard d’objets (jusqu’à la magnitude $G=20$, soit 1% des étoiles de la Galaxie), avec des mesures astrométriques d’une extrême précision, mais aussi des mesures spectrophotométriques et spectroscopiques. Chaque objet sera observé en moyenne 70 fois pendant la mission. Avec une observation complète du ciel effectuée tous les six mois et une résolution angulaire comparable à celle du télescope spatial *Hubble*, ce relevé optique sera ainsi le plus précis jamais réalisé. Les paragraphes suivants donnent un aperçu du fonctionnement du satellite afin de mieux comprendre les résultats et les limitations rencontrées que je présenterai dans les chapitres suivants. Pour plus de détails, le lecteur pourra se référer aux articles de la collaboration *Gaia* (Gaia Collaboration et al. 2016b,a; ESA 2018) et au site de l’ESA dédié au satellite¹.

1.3.2 Structure et fonctionnement du satellite

La charge utile du satellite *Gaia* est constituée de deux télescopes dont les miroirs primaires mesurent $1.45\text{m} \times 0.5\text{m}$ collectant la lumière des objets observés dans les deux champs de visée (d’une

1. Site internet de l’ESA dédié à Gaia : <https://www.cosmos.esa.int/web/Gaia>

taille de $1.7^\circ \times 0.6^\circ$ sur le ciel). Le schéma global est représenté ci-dessous.

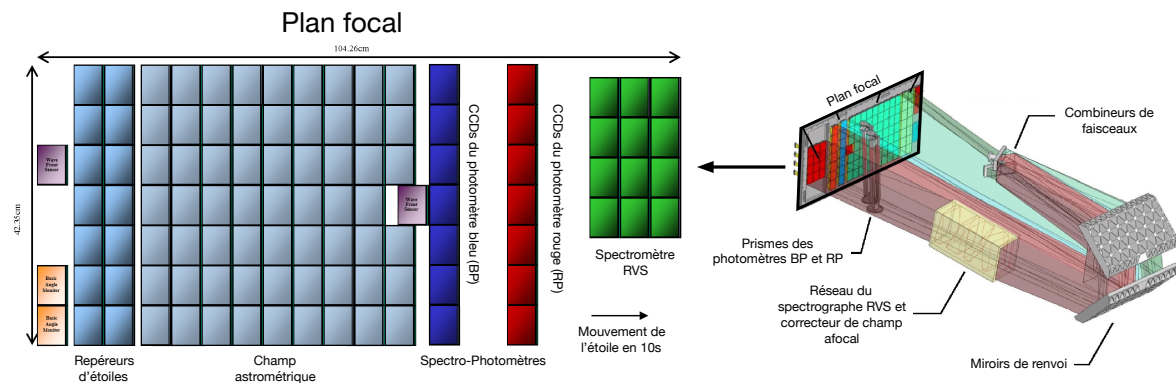


FIGURE 1.10 – **A gauche** : Schéma du plan focal du satellite *Gaia*. **A droite** : Schéma des instruments composant le satellite *Gaia*. Images ESA/EADS adaptées.

Le satellite tourne sur lui-même, et les deux champs d'observation permettent de décrire un grand cercle sur la sphère céleste en six heures seulement. La lumière collectée par les deux miroirs arrive ensuite sur le plan focal, schématisé à gauche sur la figure 1.10 ci-dessus, de la façon suivante :

Identification des étoiles

Tous les objets présents dans le champ sont détectés en temps réel lorsqu'ils passent dans les deux premières colonnes de CCDs du plan focal, les "repéreurs d'étoiles". Cette première étape va permettre d'identifier les objets à étudier dans les colonnes suivantes et de déterminer leur position et leur mouvement. De plus, la présence d'un objet dans l'une ou l'autre de ces deux premières colonnes permet de savoir de quel champ il provient.

Mesures astrométriques

Les 9 colonnes de CCDs suivantes constituent le "champ astrométrique". Comme son nom l'indique, l'instrument astrométrique de *Gaia* mesure, avec une précision 50 à 100 fois meilleure que ce qui existe actuellement (*HST*, *Hipparcos*), les positions angulaires sur le ciel des étoiles et des corps du système solaire. Ces mesures permettent la détermination des paramètres astrométriques des étoiles. Parmi ceux-ci, le satellite mesure :

- la position de l'objet à une époque de référence,
- la parallaxe annuelle, dont le principe a été décrit dans la section précédente,
- le mouvement propre, c'est-à-dire le mouvement des étoiles dans la Voie lactée par rapport au Soleil. Ce paramètre est utilisé par exemple pour calculer l'orbite de l'étoile autour du centre de la Voie lactée,
- la vitesse radiale, obtenue par effet Doppler-Fizeau grâce à un spectrographe dont les caractéristiques seront expliquées plus loin,
- la présence d'un ou de plusieurs compagnons autour de l'étoile observée, déterminée par la perturbation que cela entraîne sur le mouvement de l'étoile.

La première colonne est également utilisée pour éliminer les fausses détections liées à l'impact de rayons cosmiques sur les CCDs. La précision astrométrique attendue va de 5 à 600 μas . Elles varient grandement avec la magnitude des étoiles observées (car moins de photons correspondent généralement à moins de précision), leur couleur (le détecteur de *Gaia* est plus sensible dans le rouge)

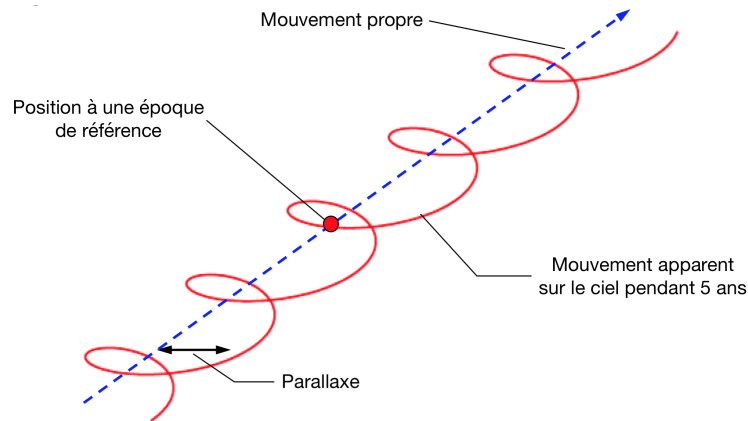


FIGURE 1.11 – Schéma simplifié du principe des mesures astrométriques du satellite *Gaia*.

et la latitude (il y a plus d'observations par étoile aux latitudes écliptiques de l'ordre de 45°). Ces performances sans précédent vont avoir un impact majeur sur notre connaissance des distances des étoiles de toutes les populations stellaires de tous les types spectraux. Les attentes sont élevées, avec une précision en fin de mission des parallaxes trigonométriques de l'ordre de :

- 0.1% pour 100 000 étoiles,
- 1% pour 11 millions d'étoiles,
- 10% pour 150 millions d'étoiles.

La figure suivante 1.12 montre l'erreur standard sur la parallaxe (en μas) en fin de mission, en fonction de la magnitude V , pour deux types d'étoiles : des étoiles chaudes (ici de type spectral B1V) et des étoiles très froides (type spectral M6V).

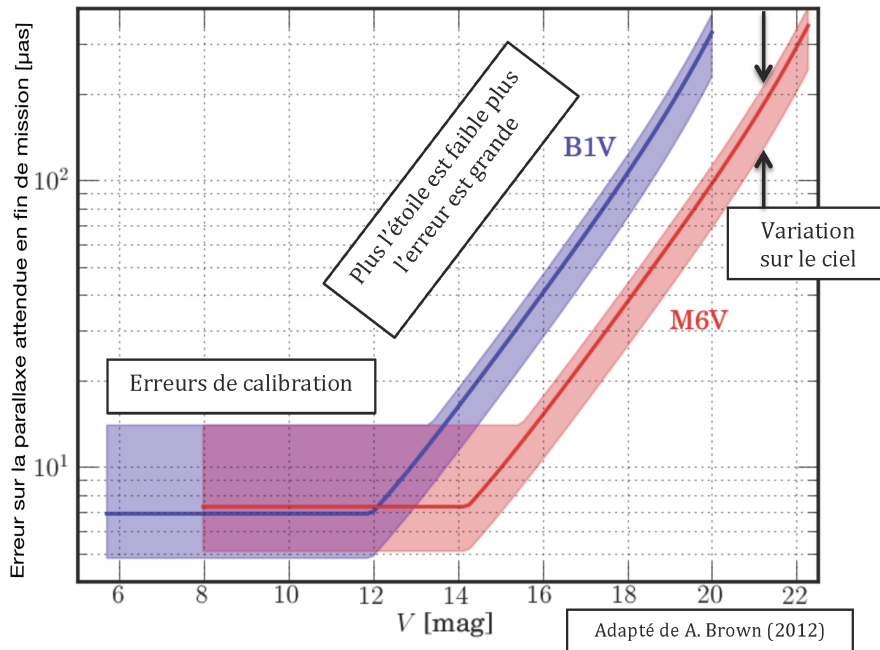


FIGURE 1.12 – Précision attendue sur les parallaxes *Gaia* en fin de mission (ESA).

Mesures spectro-photométriques

L'objet observé traverse ensuite deux colonnes de CCDs permettant d'effectuer des observations spectro-photométriques, c'est-à-dire de mesurer la dispersion spectrale de l'énergie émise par l'étoile. *Gaia* effectue de façon systématique des observations photométriques pour l'ensemble des objets plus brillants que la magnitude limite de $G=20$. A cet effet, les rayons lumineux parvenant jusqu'à ces CCDs traversent auparavant deux prismes à dispersion (photo de gauche de la figure 1.13).

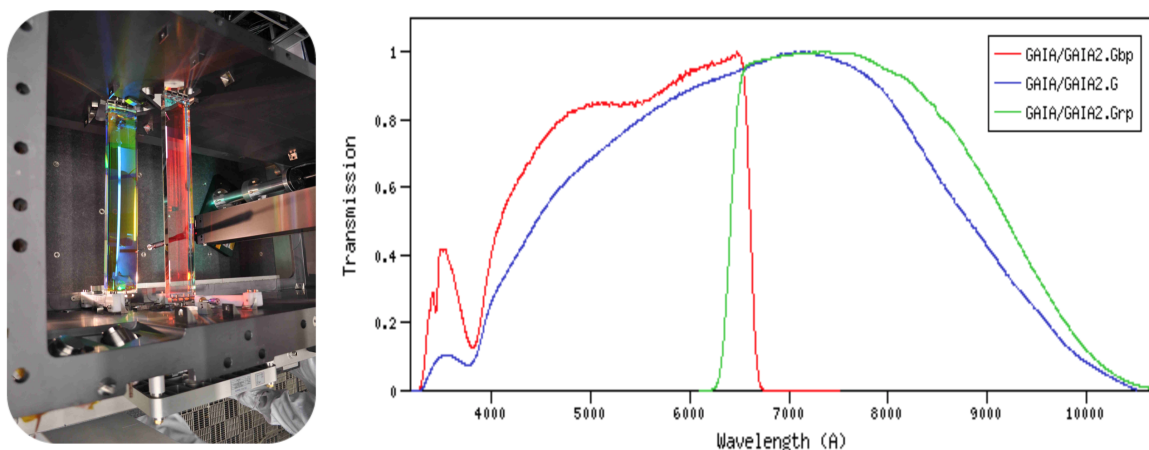


FIGURE 1.13 – **A gauche** : Photo des deux prismes des spectro-photomètres bleu (*BP*) et rouge (*RP*) du satellite *Gaia*. **A droite** : Couverture en longueur d'onde des bandes passantes *G*, *BP* et *RP*. Images ESA/EADS

Les observations photométriques de *Gaia* sont en réalité de deux sortes :

- Les premières sont des observations obtenues par l'instrument astrométrique dans une large bande couvrant tout le domaine optique et émergeant sur l'ultraviolet et le proche infrarouge : la bande *G* s'étend de 330 à 1050 nm. Ces observations apportent des informations sur les variations de luminosité des objets,
- Les secondes sont des observations spectro-photométriques à basse résolution obtenues par les spectro-photomètres bleu et rouge *BP* (Blue Photometer) et *RP* (Red Photometer). Le photomètre bleu couvre une bande de 330 à 680 nm tandis que le photomètre rouge couvre une bande de 640 à 1050 nm. Ces observations apportent des informations nécessaires à la réduction des données (détection des objets variables, effets de couleur, etc.) et à la classification et la caractérisation de ces objets (type d'étoile, extinction interstellaire, rougissement, température, etc.).

Les couvertures en longueur d'onde de ces différents filtres sont représentées sur la figure 1.13. Les précisions attendues en fin de mission sur les magnitudes moyennes vont de 0.2 à 3.7 milli-magnitudes pour la bande *G* et de 1 à une centaine de milli-magnitudes pour les bandes *BP* et *RP* selon la magnitude et le type spectral de l'étoile observée.

Mesures spectrométriques

Enfin, l'objet observé traverse trois colonnes de CCDs du spectromètre RVS (Radial Velocity Spectrometer), qui fournissent la vitesse radiale des étoiles dont la magnitude apparente est inférieure à 17. Les rayons lumineux frappant ces CCDs ont traversé auparavant un spectroscopie à réseau de diffraction, qui décompose la lumière avec une résolution spectrale moyenne d'environ 11 500. Le

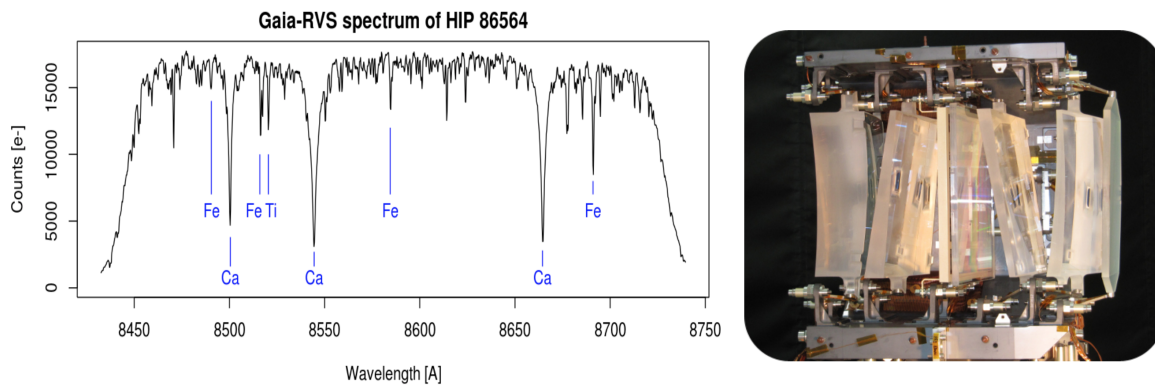


FIGURE 1.14 – **A gauche** : Exemple d'un des premiers spectres obtenu par le RVS (Sartoretti et al. 2018). **A droite** : Photo du spectrographe RVS du satellite *Gaia* (ESA/EADS)

RVS observe dans un étroit domaine de longueur d'onde : de 845 à 872 nm. Comme pour les observations photométriques, ces observations spectroscopiques sont essentielles à la fois pour atteindre la précision astrométrique voulue (en corrigeant la vitesse radiale des étoiles très proches) mais aussi pour détecter les systèmes multiples. Le RVS fournira ultérieurement la composante de la vitesse le long de la ligne de visée, la vitesse radiale, obtenue par la mesure du décalage Doppler. De plus, pour les étoiles les plus brillantes, des informations seront obtenues sur la vitesse de rotation des étoiles sur elles-mêmes, les différents paramètres décrivant l'atmosphère des étoiles (température et gravité) et l'abondance de certains éléments chimiques présents dans cette atmosphère. La précision sur les vitesses radiales dépend fortement de la magnitude et de la couleur des objets observés : en fin de mission, elle sera de 0.5 km/s ou mieux pour les étoiles les plus brillantes et d'une quinzaine de km/s pour les plus faibles.

1.3.3 Apport de la seconde publication des données *Gaia*

La seconde publication des données *Gaia* (GDR2), le 25 avril 2018 (Gaia Collaboration et al. 2018b), représente un saut en quantité et en qualité par rapport à la GDR1. En particulier, la détection de près de 550 000 étoiles variables (dont plus de 9 500 Céphéides et 140 000 RR Lyrae) a permis d'obtenir entre autres (Clementini et al. 2019; Holl et al. 2018) :

- Les données astrométriques : elles sont limitées à l'intervalle de magnitude $G = 3$ à 21, avec des incertitudes sur les parallaxes variant de 0.04 mas (milliseconde d'angle) pour les sources plus brillantes que $G=15$, environ 0.1 mas pour les sources de magnitude $G=17$, et environ 0.7 mas pour $G=20$.
- Les magnitudes G : avec des précisions allant de 1 milli-magnitude pour les étoiles plus brillantes que $G=13$ à environ 200 milli-magnitudes pour les étoiles de $G=20$.
- Les magnitudes BP et RP : avec des précisions allant de quelques milli-magnitudes pour les étoiles plus brillantes que $G=13$ à environ 200 milli-magnitudes pour les étoiles de $G=20$.
- Les courbes de lumière (constituées en moyenne d'une trentaine de mesures de photométrie par époque) en bandes G , RP et BP pour 150 000 étoiles variables.
- La classification en sous-groupes (RRab, Céphéides de type II, etc...) des étoiles variables et la détermination de leur mode de pulsation (fondamental, premier harmonique, etc...) via l'ajustement des courbes de lumière par des séries de Fourier (Ripepi et al. 2018).

- Les étoiles variables extrinsèques dont la variation de luminosité, telle qu'observée par un observateur terrestre, est due à une cause externe à l'étoile et non pas à une modification de ses propriétés. Ce sont en fait la plupart du temps des systèmes d'étoiles doubles, appelés également binaires à éclipses : la variation de luminosité observée est due à la présence d'une ou plusieurs autres étoiles autour de l'étoile principale dont l'orbite croise l'axe de visée de l'observateur.
- Les étoiles variables intrinsèques dont les variations de luminosité sont provoquées par des changements dans la structure même de l'étoile. Celles-ci sont de diverses natures, les principales étant :
 - Les étoiles cataclysmiques : ce sont généralement de vieilles étoiles s'éloignant brusquement de leur point d'équilibre thermodynamique par la suite de phénomènes physiques très violents et dont la luminosité change également violemment.
 - Les étoiles éruptives : leur luminosité varie de façon imprévisible du fait de réactions au niveau des couches internes de l'étoile.
 - Les étoiles variables par rotation : leur luminosité est inhomogène spatialement, la rotation sur elle-même renvoie donc à l'observateur une variation de luminosité.
 - Et enfin les étoiles variables pulsantes : elles correspondent au type d'étoiles que nous allons étudier dans les prochains chapitres. Ces étoiles présentent une variation périodique de leur volume, luminosité et température autour de leur point d'équilibre. Ce type de variable inclut les Céphéides, qui suivent la relation période-luminosité d'Henrietta Leavitt introduite au début de ce chapitre (section 1.1.1).

1.4.1 Propriétés des variables pulsantes

La figure 1.17 de la page suivante représente un exemple de diagramme de Hertzsprung-Russell (HR) construit à partir des données de la GDR2. Découvert par Ejnar Hertzsprung et Henry Norris Russell dans les années 1910 (Hertzsprung 1911; Russell 1914), celui-ci représente la luminosité intrinsèque de l'étoile en fonction de la température. La classification spectrale des étoiles apparaît alors nettement sur ce diagramme qui constitue un outil très utile aux astrophysiciens pour suivre l'évolution d'une étoile. La majorité des étoiles se regroupent le long de la séquence principale, correspondant à la diagonale allant du coin supérieur-gauche (chaud et lumineux) au coin inférieur-droit (froid et peu lumineux). Cette zone correspond à la phase pendant laquelle l'étoile brûle son hydrogène. Elle se déplacera ensuite dans ce diagramme de façon différente selon sa masse initiale et sa composition chimique. Les étoiles variables pulsantes se situent principalement dans une région du diagramme HR coupant la séquence principale dans la région des étoiles A et F et s'étendant vers les plus grandes luminosités. Appelée "bande d'instabilité classique", elle correspond à certaines conditions physiques à l'intérieur des étoiles, permettant la mise en place d'un mécanisme d'instabilité (nous reviendrons sur ce point plus en détails dans la prochaine section) donnant lieu à la pulsation. Celle-ci s'exprime par des fluctuations périodiques (ou approximativement périodiques dans les cas extrêmes) de volume, accompagnées par des variations de luminosité, ainsi que des changements dans les propriétés spectrales de la lumière émise.

Les variables pulsantes peuvent être organisées en différents sous-groupes selon leur période de pulsation et la forme de leur courbe de lumière. J'en présente ici les plus importantes.

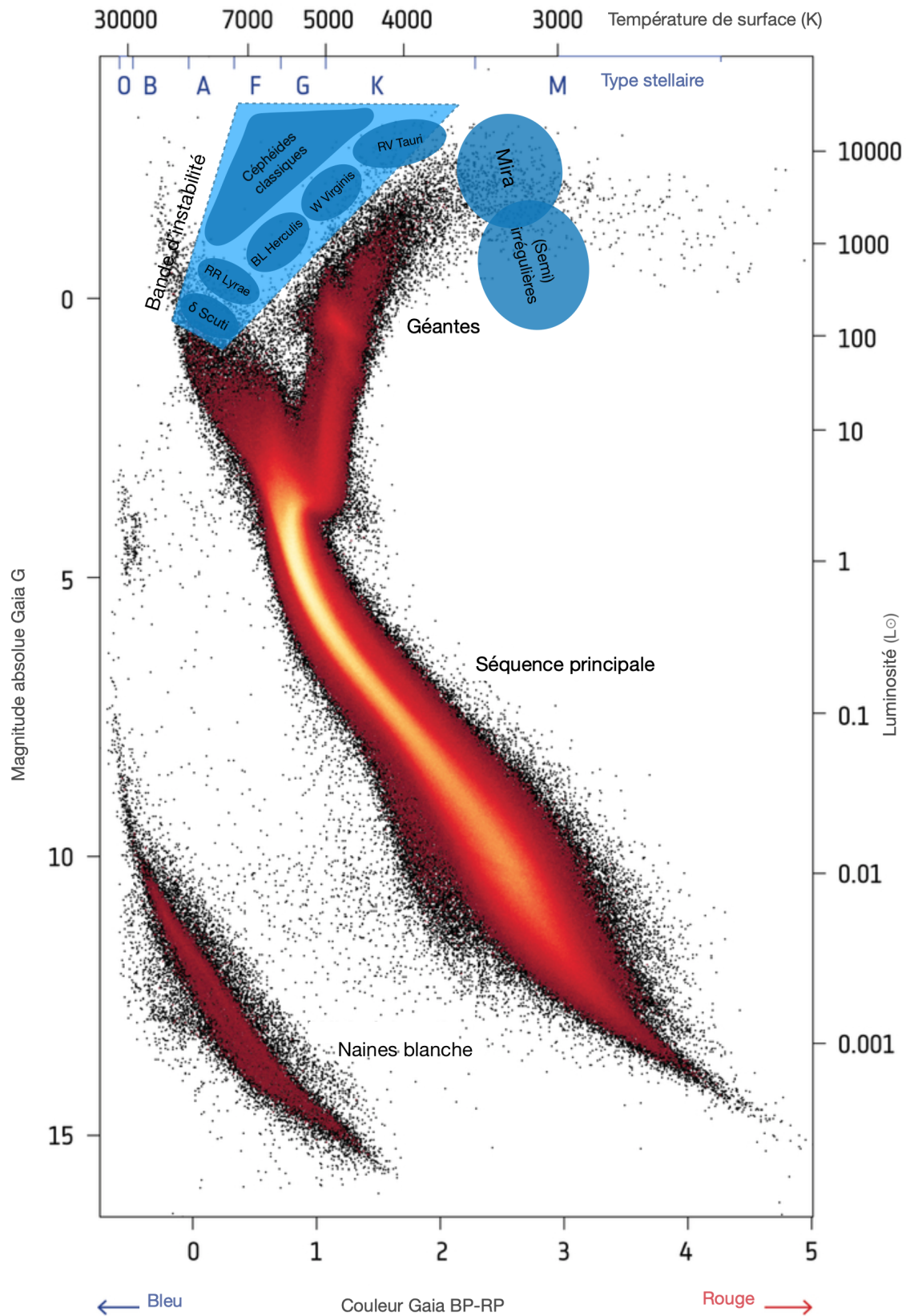


FIGURE 1.17 – Position de la bande d'instabilité des étoiles pulsantes dans le diagramme de Hertzsprung-Russell. Graphique adapté du diagramme HR réalisé par Gaia Collaboration et al. (2018a) en utilisant les données de la GDR2.

Les Céphéides classiques

Les Céphéides classiques sont les plus connues du groupe des variables pulsantes. Ce sont des étoiles supergéantes de masse intermédiaire ($4-12 M_{\odot}$) de population I (riches en métaux) et très lumineuses, de type spectral F, G ou K (la température et le type spectral varient lors de la pulsation). Leur rayon est de quelques dizaines à quelques centaines de fois celui du Soleil. Les Céphéides les plus lumineuses sont aussi les plus froides, et ont de plus longues périodes. En plus du changement de température, le rayon varie également lors de chaque pulsation, produisant des variations de luminosité allant jusqu'à deux magnitudes aux plus courtes longueurs d'onde du visible. Quant à leurs courbes de lumière visible, celles-ci ont une amplitude de 0.5 à 2 magnitudes et leurs variations, très régulières, ont une période allant d'une journée à une centaine de jours (dans la plupart des cas, entre 5 et 10 jours). À l'échelle de quelques décennies, une variation de la période peut être décelée. Certaines Céphéides de longues périodes, comme RS Pup étudiée dans le chapitre 4, sont sujettes à des variations de période plus irrégulières. Ce phénomène concerne en particulier les Céphéides proches du bord rouge de la bande d'instabilité, et dont la convection est plus importante (Neilson & Ignace 2014).

Les variables Céphéides peuvent pulser selon le mode fondamental (la majorité), le premier harmonique, ou plus rarement selon un mode mixte. Le mode de pulsation de l'étoile peut être identifié via l'étude des paramètres de Fourier de leur courbe de pulsation (Bono et al. 2001a; Deb & Singh 2009; Bhardwaj et al. 2015) et chacun renvoie à différentes relations PL (figure 1.19).

Ainsi, la courbe de lumière d'une Céphéide pulsant sur le mode fondamental est typiquement asymétrique avec une montée rapide à la luminosité maximale suivie d'une descente plus lente à la luminosité minimale (également visible sur la courbe ① de vitesse radiale de la figure 1.18). Dans certains cas, la courbe de lumière, pseudo-sinusoidale, présente une "bosse" (bump). Cette bosse est observée le plus souvent sur la branche descendante des étoiles ayant des périodes autour de 6 jours (courbe ③ de la figure 1.18). Quand la période augmente, la position de la bosse se rapproche du maximum et peut produire un maximum double, ou devenir indistinguable du maximum primaire, pour les étoiles ayant des périodes autour de 10 jours. Aux périodes un peu plus longues, la bosse se retrouve sur la branche montante de la courbe de lumière, mais pour une période supérieure à 20 jours la résonance disparaît. Ce phénomène de migration du bump est plus couramment appelé "progression de Hertzsprung" (Hertzsprung 1926; Payne-Gaposchkin 1954), et les Céphéides présentant ces caractéristiques sont appelées "bump-Céphéides". L'origine de la progression de Hertzsprung (Bono et al. 2002; Gastine 2009) peut être expliquée par la présence d'ondes de pression générées dans la Céphéide (Whitney 1956; Christy 1968). Celles-ci viendraient se réfléchir sur le noyau stellaire

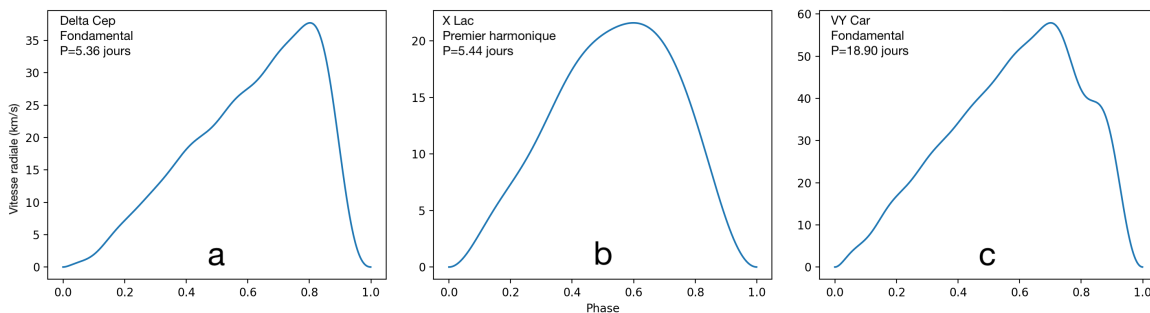


FIGURE 1.18 – Courbes de vitesses radiales de trois Céphéides classiques. **A gauche** : Le prototype δ Cep, pulsant sur le mode fondamental. **Au milieu** : X Lac, courbe quasi-symétrique d'une Céphéide pulsant sur le premier harmonique. **A droite** : VY Car, Céphéide pulsant sur son mode fondamental et présentant un bump.

(d'où le nom de mécanisme d'écho) pour atteindre ensuite la surface stellaire, provoquant la bosse. Une autre explication viendrait de la résonance entre le mode fondamental et le second harmonique (Simon & Schmidt 1976).

Les Céphéides pulsant sur leur premier harmonique (appelées aussi s-Céphéides) sont plus lumineuses et plus grosses que celles pulsant sur le mode fondamental à la même période. De manière générale, ces étoiles présentent des courbes de lumière sinusoïdales presque symétriques, de plus faible amplitude et de plus courte période (courbe ⑤ de la figure 1.18). Les étoiles pulsant sur des harmoniques mixtes ou supérieurs sont plus répandues dans les Nuages de Magellan, et ont habituellement des courbes de lumière irrégulières et de faible amplitude.

Tout comme la plupart des étoiles géantes, les pertes de masses sont courantes chez les Céphéides en raison de leur faible gravité de surface (noté $\log g$), mais la pulsation elle-même permettrait d'accentuer cet effet. Ainsi, Kervella et al. (2006); Mérand et al. (2006, 2007); Gallenne (2011); Gallenne et al. (2013a); Breithfelder et al. (2016) observent quasi-systématiquement la présence d'enveloppes circumstellaires, caractérisées par un biais dans la photométrie infrarouge et les mesures interférométriques de diamètre angulaire.

De plus, une part importante des Céphéides font partie d'un système multiple (entre 35% pour Neilson et al. (2015) et 80% pour Kervella et al. (2019b)). Au premier ordre, ces binaires n'ont pas d'impact sur la relation PL dans la mesure où les compagnons sont généralement des étoiles de la séquence principale ayant une luminosité bien inférieure à celle de la Céphéide. Néanmoins, la contribution des compagnons, sur le flux et la vitesse radiale observés de la Céphéide, peut être détectée par interférométrie et leur contribution en flux n'est pas négligeable. Ainsi, l'observation de ces systèmes est d'un grand intérêt pour notre connaissance de l'évolution des Céphéides : l'étude du compagnon par spectroscopie en ultraviolet permet d'en déduire sa température (Evans & Butler 1993; Evans 2000; Evans et al. 2009, 2018) et l'interférométrie permet de caractériser entièrement

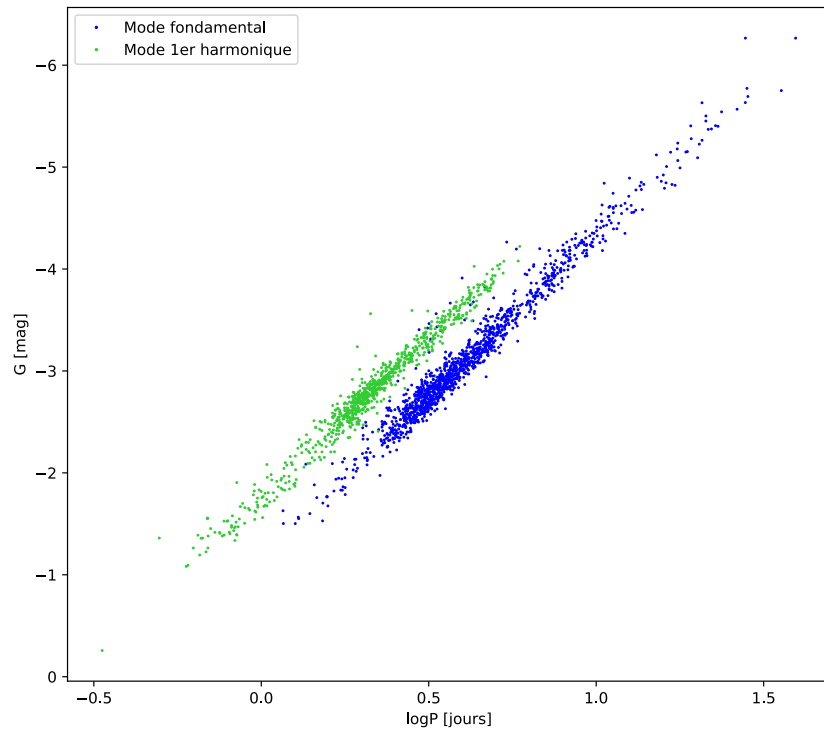


FIGURE 1.19 – Relations période-luminosité dans la bande *G Gaia* pour différents modes de pulsation (premier harmonique et fondamental) de Céphéides du LMC.

l'orbite du système (Gallenne et al. 2014, 2015, 2016, 2018, 2019). Ces données permettent alors de corriger l'effet de la multiplicité sur les observations de la Céphéide.

Les Céphéides de type II

Les Céphéides de type II pulsent pour les mêmes raisons que les Céphéides classiques. Ainsi, s'il est difficile de les distinguer seulement par leurs courbes de lumière, leur nature physique et leur histoire évolutive sont tout à fait différentes. De population II, ces Céphéides sont des étoiles vieilles, pauvres en métaux, et de plus faibles masses (entre 0.5 et 0.6 M_{\odot}) que les Céphéides classiques. Elles ont tendance à résider à l'écart du disque de la galaxie, dans le disque épais ou le halo, ce qui en font des traceurs importants des premières générations d'étoiles de notre galaxie. Pour une période donnée, ces étoiles sont plus faibles que les Céphéides classiques d'environ 1 magnitude et obéissent donc à une relation PL différente des Céphéides classiques. On distingue trois classes de Céphéides de type II, même si les divisions entre ces types ne sont pas toujours claires ou acceptées (Wallerstein et al. 2002) :

- Les périodes allant de 1 à 5 jours sont les BL Herculis (courbe ③ de la figure 1.20). Ces étoiles sont les moins massives des Céphéides de type II et entrent seulement dans leur stade de géante. Elles affichent une bosse dans leurs courbes de lumière analogue à celle des Céphéides classiques. Celle-ci disparaît néanmoins pour les périodes supérieures à 3 jours.
- Les périodes allant de 10 à 20 jours sont les W Virginis (courbe ④ de la figure 1.20). Un signe caractéristique de ces étoiles est l'irrégularité de la période et de l'amplitude de leurs courbes de lumière d'un cycle à l'autre. De plus, la symétrie de leurs courbes de lumière s'efface aux longues périodes et une bosse apparaît pour les périodes supérieures à 13 jours.
- Les périodes supérieures à 20 jours sont les RV Tauri (courbe ⑤ de la figure 1.20). Quelque peu en marge de la bande d'instabilité, ce sont des supergéantes extrêmement lumineuses qui s'apprêtent à devenir des naines blanches. Elles sont immergées dans une enveloppe gazeuse très diluée et constituent des sources d'un rayonnement infrarouge intense. Ces Céphéides affichent des pulsations irrégulières, alternant des minima profonds puis plus faibles ainsi qu'une autre variation à très long terme de leur luminosité.

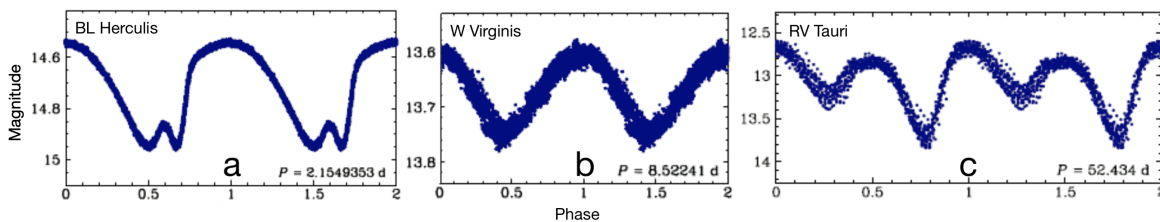


FIGURE 1.20 – Courbes de lumière des trois groupes de Céphéides de type II. **A gauche** : Une BL Herculis. **Au milieu** : Une W Virginis. **A droite** : Une RV Tauri (Soszyński et al. 2011b).

Les RR Lyrae

Plus nombreuses que les Céphéides, ces variables pulsantes sont aussi moins lumineuses et leur pulsation est plus rapide, avec des périodes de l'ordre d'une dizaine d'heures, n'excédant pas 1.5 jour. Situées près du centre galactique, dans le halo ou dans des amas globulaires, ce sont de vieilles étoiles qui appartiennent à la population II. La forte dépendance de leur relation période-luminosité avec la métallicité est d'ailleurs une caractéristique bien admise de ces étoiles (Sollima et al. 2006; Muraveva et al. 2015; Neeley et al. 2017). Assez chaudes (type spectral A à F), elles correspondent aux étoiles

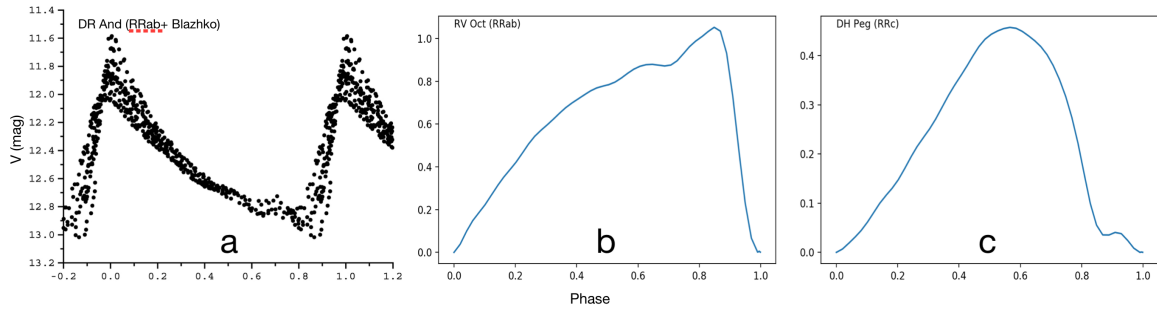


FIGURE 1.21 – Courbes de lumière (en bande V) de 3 RR Lyrae. **A gauche** : RRab présentant un effet Blazhko (Soszyński et al. 2011a). **Au milieu** : Courbe type de RRab. **A droite** : Courbe de RRc

de type solaire qui ont épuisé presque tout l’hydrogène dans leur noyau et brûlent maintenant leur hélium. Dans le diagramme HR, elles se situent également dans la bande d’instabilité, à l’intersection avec la branche horizontale. Tout comme les Céphéides de type II, les RR Lyrae peuvent être réparties en trois sous-catégories principales en fonction de l’amplitude et de l’asymétrie de leur courbe de lumière :

- Les RRab (courbe ⑥ de la figure 1.21) ont des courbes de lumière asymétriques, présentant une pente très raide vers le maximum de lumière, typique des étoiles pulsant sur le mode fondamental. Elles présentent des périodes entre 0.4 et 1.2 jour et des amplitudes allant jusqu’à 2 magnitudes en bande V. Des bumps sont aussi souvent présents sur ces courbes de lumière.
- Les RRc (courbe ③ de la figure 1.21) pulsent sur le premier harmonique et ont des courbes de lumière bien plus symétriques et de plus petite amplitude que les RRab. Leurs périodes ne vont pas au-delà de 0.5 jour et des variations de période sont fréquentes au-delà de 0.35 jour.
- Les RRd pulsent simultanément sur les 2 modes fondamental et premier harmonique quand on observe la superposition des deux modes ci-dessus. Ces étoiles sont beaucoup plus présentes dans des régions pauvres en métaux, telles que le Petit Nuage de Magellan (où elles comptent pour 10% des variables RR Lyrae) que dans les régions riches en métaux telles que le bulbe Galactique (elle ne représentent alors que 0.5% des RR Lyrae).

Un nombre important de RR Lyrae présente une modulation de l’amplitude et de la phase de leur courbe de lumière, celle-ci pouvant être périodique (allant de quelques jours à plusieurs années), multi-périodique voire irrégulière (courbe ④ de la figure 1.21). Ce phénomène, représentant jusqu’à 50% des RRab (Szeidl & Kolláth 2000; Kolenberg et al. 2006; Jurcsik & Hajdu 2017), est connu sous le nom d’effet Blazhko du nom de son découvreur (Blazhko 1907). Toujours mal compris au moment où j’écris cette thèse (Buchler & Kolláth 2011; Szabó 2014; Benkó & Szabó 2015; Smolec 2016; Kolláth 2018), l’origine de l’effet Blazhko peut s’expliquer par des modèles faisant intervenir des composantes non-radiales de la pulsation. L’explication généralement admise est la présence d’une résonance (non linéaire) entre le mode fondamental (radial) et un second mode non radial.

Contrairement à ce qui est observé chez les Céphéides, Kervella et al. (2019b) n’a observé qu’une faible proportion (seulement 7% pour une fraction de binarité corrigée de l’ordre de 20%) de systèmes multiples chez les RR Lyrae.

Les δ Scuti

Les δ Scuti ont des périodes encore plus courtes que les RR Lyrae, allant de quelques dizaines de minutes à une dizaine d’heures. L’amplitude de leur courbe de lumière est elle aussi très petite, de l’ordre du dixième de magnitude. Ces variations faibles rendent l’étude de ces étoiles difficile.

On rencontre ces étoiles variables notamment dans les amas ouverts d'âge moyen. Si les δ Scuti, trop faibles, ne peuvent pas véritablement être utilisées pour déterminer des distances dans le Groupe Local, elles s'avèrent en revanche intéressantes pour la physique stellaire car, étant beaucoup plus nombreuses et proches de nous que les Céphéides, elles sont moins affectées par le rougissement.

Les variables à longue période

Les variables à longue période (LPV) de type Mira sont des étoiles géantes rouges dont la période oscille entre 80 et 1000 jours. L'amplitude de leur courbe de lumière peut aller jusqu'à 10 magnitudes et leur spectre montre des raies d'émissions caractéristiques de la classe M. Elles appartiennent pour la plupart à la Population I des étoiles du disque mais certaines, à plus courte période, se trouvent dans des amas globulaires et sont des objets très âgés de Population II. Du fait de leur mécanisme de pulsation différent des étoiles précédentes, la position de ces étoiles dans le diagramme HR ne se situe pas dans la bande d'instabilité mais dans une bande propre aux variables pulsantes à longue période, entre la séquence principale et la branche des géantes.

Il existe des LPV dont la pulsation ne montre pas de périodicité ou celle-ci, bien que détectable, s'accompagne d'oscillations très irrégulières. Il s'agit souvent d'étoiles jeunes et massives évoluant rapidement en supergéantes rouges et présentant plusieurs sources d'énergie internes (e.g le flash de l'hélium). Ces phases très instables expliqueraient leurs grandes irrégularités.

Bien que l'origine de la pulsation des étoiles pulsantes soit différente selon leur situation dans le diagramme HR, les Céphéides étant les variables pulsantes les plus étudiées, celles-ci servent de base à la compréhension du mécanisme de pulsation dont nous expliquons les grandes lignes dans la section suivante.

1.4.2 Mécanisme de pulsation

De l'étoile classique à la variable pulsante

Quand une étoile de masse intermédiaire, située dans la séquence principale du diagramme HR, épuise l'hydrogène de son noyau riche en hélium, elle se met à fusionner l'hydrogène en couche. La fusion de cet hydrogène et la contraction du noyau d'hélium libèrent alors une importante quantité d'énergie rayonnée vers l'extérieur, induisant une pression interne qui fait augmenter le rayon de l'étoile et sa luminosité : celle-ci devient une géante rouge. Pour les étoiles d'une masse supérieure à $2 M_{\odot}$, de nouvelles réactions de fusion d'éléments plus lourds sont possibles. Ces nouvelles réactions permettent à ces étoiles de se réchauffer et de traverser la bande d'instabilité du diagramme HR : c'est ce qui s'appelle une boucle bleue. Après quelques dizaines de millions d'années passées à refroidir, elles séjourneront de nouveau dans cette zone avant de redevenir des géantes rouges. En fonction de la masse, de la métallicité et de l'abondance en hélium, la durée et le nombre de passages dans la bande d'instabilité peut varier (figure 1.22, Neilson et al. 2012a; Anderson et al. 2016c). Pour les étoiles suffisamment massives ($10 M_{\odot}$), la combustion de l'hélium en coquille permet ainsi à celles-ci de traverser jusqu'à 5 fois la bande d'instabilité. Au contraire, au-dessus d'une certaine masse, les étoiles passent directement au stade d'hypergéantes instables ou ne se refroidissent jamais assez pour atteindre la bande d'instabilité.

La bande d'instabilité et le κ -mécanisme

Une étoile tient sa stabilité de l'équilibre entre la force gravitationnelle, la poussant à se contracter, et la force de pression du gaz et du rayonnement, qui tend à la dilater. Lorsqu'une étoile se contracte suite à une perturbation, ses couches intermédiaires se réchauffent du fait de la diminution du diamètre de l'étoile, et la pression, due à l'augmentation de température, permet d'équilibrer la contraction.

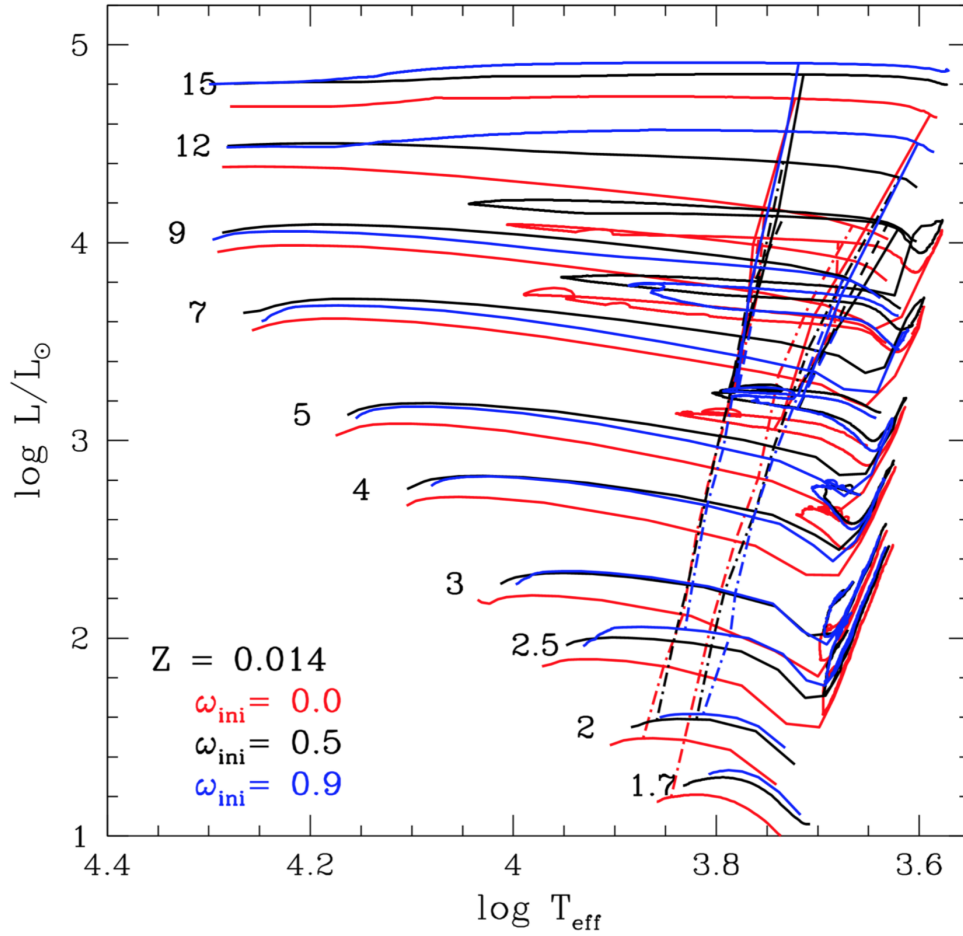


FIGURE 1.22 – Evolution d’une étoile depuis la séquence principale et passages dans la bande d’instabilité en fonction de sa masse initiale (Anderson et al. 2016c).

Cependant, dans la bande d’instabilité, l’étoile va stocker cette énergie grâce à l’ionisation de l’hélium en couche. Le milieu devenant alors de plus en plus opaque, l’énergie interne de l’étoile ne peut plus s’échapper aussi facilement, permettant à la contraction de se poursuivre. Au bout d’un certain temps, la pression devenant de plus en plus importante permet de contrebalancer les forces gravitationnelles et l’étoile se dilate au-delà du rayon d’équilibre. Ainsi, la température baissant à cause de la dilatation du gaz, des atomes d’hélium se forment à nouveau, faisant baisser l’opacité et donc la pression : l’étoile se contracte et un nouveau cycle d’oscillations débute. Ce mécanisme, schématisé sur la figure 1.23 a été nommé κ -mécanisme, en référence au paramètre κ définissant l’opacité. On peut également constater sur cette figure un léger retard des changements de température par rapport au rayon. Ce retard correspond au temps nécessaire pour que l’opacité atteigne un seuil suffisant pour permettre la transition vers un nouveau cycle de contraction ou d’expansion.

Ce phénomène de pulsation est d’un point de vue physique similaire aux oscillations d’un ressort. Ainsi, la période propre des oscillations dépend pour un ressort de sa constante de raideur k tandis qu’elle dépend de la masse pour une étoile. Or, la masse est liée à la quantité d’énergie produite par l’étoile (la luminosité). Luminosité et période étant dépendantes de la masse, il s’ensuit une relation entre les deux : une Céphéide moins massive, donc moins lumineuse, aura une période plus courte qu’une autre étoile plus massive : c’est la relation période-luminosité d’Henrietta Leavitt.

Cette explication simplifiée du phénomène de pulsation est en réalité incomplète. Ce mécanisme fait en effet intervenir plusieurs couches oscillant chacune à son rythme. C’est pourquoi on observe

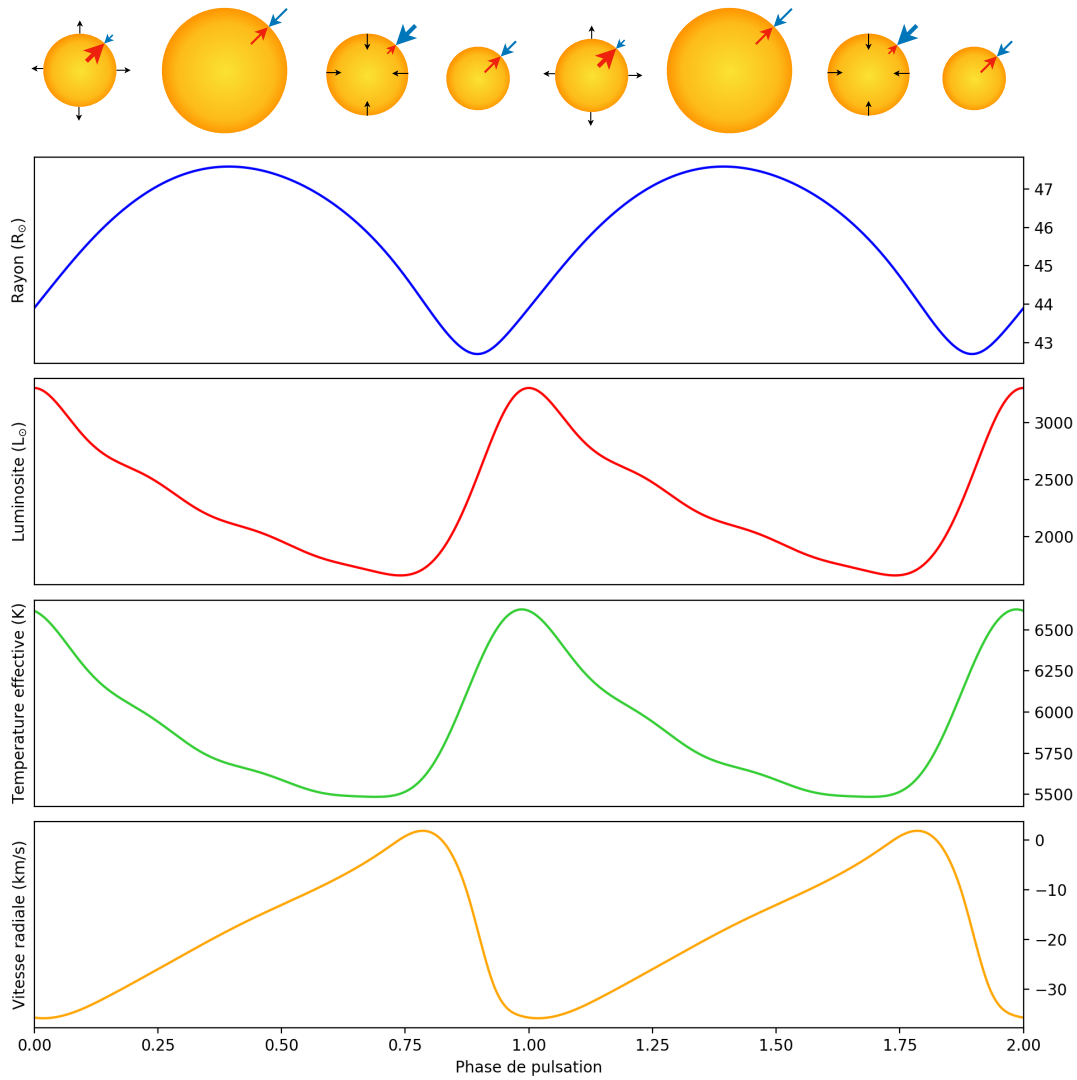


FIGURE 1.23 – Evolution des différents paramètres de la Céphéide δ Cep ($P = 5.37$ jours) au cours de sa pulsation. Les différentes courbes proviennent de l’ajustement de données observationnelles par la méthode SPIPS présentée au chapitre 2.

des décalages de phase entre les différents maximums des courbes de luminosité, de vitesse radiale et de rayon (figure 1.23), plus ou moins importants selon la longueur d’onde. Les courbes de lumière peuvent ainsi révéler dans certains cas des formes très irrégulières et une périodicité multiple.

La fin de la pulsation

En se réchauffant, une étoile pulsante peut quitter la bande d’instabilité par le côté bleu et le κ -mécanisme ne permet alors plus d’entretenir la pulsation. De même, en se refroidissant, l’étoile ayant épuisé sa réserve centrale d’hélium, de grands mouvements de convection dans l’enveloppe permettent l’évacuation de l’énergie, permettant à celle-ci de redevenir une géante rouge.

Durant cette thèse, j’ai principalement étudié les variables Céphéides et RR Lyrae en vue d’obtenir un nouvel étalonnage de la relation période-luminosité. Comme nous l’avons vu, l’étalonnage de cette loi nécessite des mesures intermédiaires de distances. Outre l’utilisation des mesures de parallaxes du satellite Gaia, la méthode de la parallaxe de pulsation nous permet de déduire quasi-géométriquement

la distance de l'étoile grâce à l'étude de la variation de leur diamètre. C'est cette méthode, dont le fonctionnement est expliqué dans la section suivante, que j'ai utilisée tout au long de ma thèse.

1.4.3 La Parallaxe de Pulsation

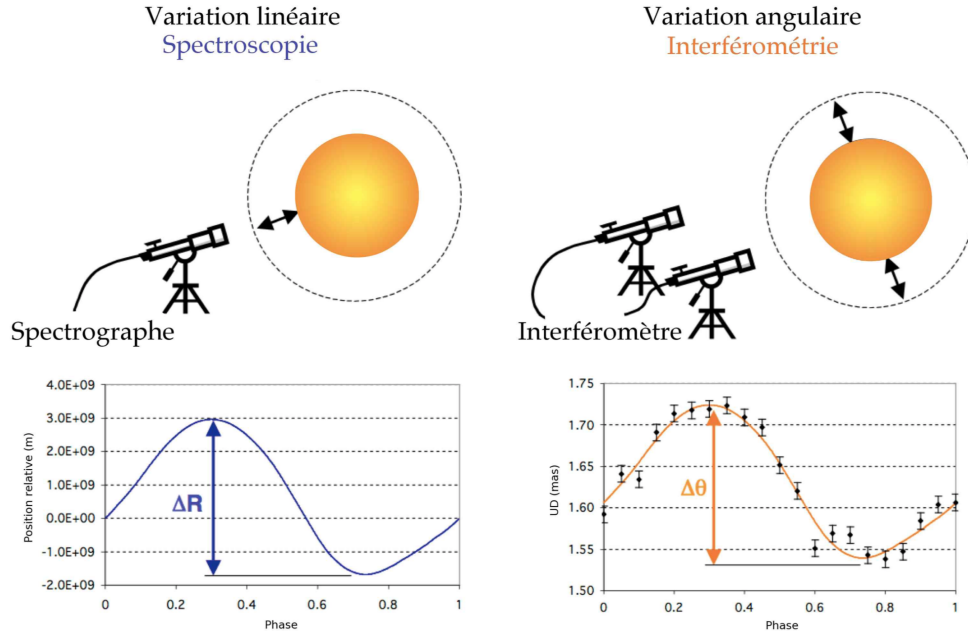


FIGURE 1.24 – Principe de la parallaxe de pulsation (Kervella et al. 2004a).

La méthode de la parallaxe de pulsation, établie en 1918 par Lindemann (1918), nous permet d'étalonner la relation période-luminosité des étoiles pulsantes en comparant les variations de leurs dimensions angulaire et linéaire (figure 1.24). Un simple rapport des deux permet ensuite d'en déduire la distance :

$$d = \frac{2\Delta R}{\Delta\theta} \quad (1.1)$$

Cette relation est plus couramment écrite sous la forme :

$$\theta(t) = \theta_{t=0} - \frac{2}{d} \int_0^t v_{puls}(\tau) d\tau$$

La façon la plus naturelle de mesurer le diamètre angulaire (photosphérique) des étoiles est d'utiliser l'interférométrie. Cette technique, consistant à combiner les signaux reçus par plusieurs télescopes, permet d'obtenir une bien meilleure résolution qu'avec un télescope unique, celle-ci n'étant alors plus liée au diamètre du miroir mais à la base (ie. la distance) séparant les télescopes. Cependant, le diamètre angulaire moyen des Céphéides est typiquement de 0.1 à 2 mas, tandis que la variation correspond à environ 10% seulement de cette valeur. Actuellement seule une trentaine de Céphéides (et aucune RR Lyrae...) peuvent être suffisamment résolues par les interféromètres optiques à longue base tels que CHARA, NPOI, SUSI ou le VLTI pour permettre, grâce à un suivi temporel, de mettre significativement en évidence la variation du diamètre angulaire photosphérique de l'étoile.

Pour les autres étoiles plus petites, l'implémentation de la parallaxe de pulsation la plus connue est la méthode Baade-Wesselink (Baade 1926; Wesselink 1946). Celle-ci consiste à associer des mesures photométriques (magnitude et couleur dans certaines bandes spécifiques) à des relations de brillance de surface-couleur (telles qu'étalonnées par Kervella et al. (2004c) par exemple) afin d'en déduire le

diamètre angulaire. En particulier, la relation de période-luminosité étant moins dispersée dans les bandes infrarouges que dans le visible, l'utilisation de la magnitude K et de la couleur $V - K$ sont les plus courantes (Storm et al. 2004b; Laney & Jone 2009; Groenewegen 2013; Ngeow et al. 2014).

La variation du diamètre linéaire de l'étoile est quant à elle déterminée par une intégration temporelle de la vitesse pulsante de l'étoile. Telle quelle, la méthode de Baade-Wesselink permet théoriquement de déterminer des distances avec une précision de seulement quelques pourcents (Fouqué et al. 2007; Molinaro et al. 2011; Storm et al. 2011a; Gieren et al. 2018). Cependant, la vitesse mesurée par spectroscopie à partir du décalage Doppler de la raie spectrale, ne correspond pas directement à la vitesse réelle de déplacement de l'atmosphère (la vitesse pulsante) mais à la vitesse radiale, qui correspond au premier ordre à sa projection sur notre axe de visée. La relation 1.1 s'écrit alors

$$d = 2 \frac{\Delta R_{v_{puls}}}{\Delta \theta} = 2p \frac{\Delta R_{v_{rad}}}{\Delta \theta}$$

Le paramètre de conversion p est plus connu sous le nom de facteur de projection, ou p -facteur.

Ce paramètre, complexe, résume à lui seul la physique de l'atmosphère de l'étoile pulsante et a fait l'objet de nombreuses études depuis plus de 50 ans. Dans le cas où l'étoile est considérée comme une sphère uniforme, le facteur de projection vaut exactement $p=1.5$. Cependant, de nombreux effets, modifiant aussi bien le champ de vitesse de la photosphère que la distribution de brillance, sont à prendre en compte et rendent difficile une détermination précise du facteur de projection. Celui-ci constitue encore aujourd'hui la principale source d'incertitudes (de l'ordre de 5 à 10%) des distances déterminées par la méthode de la parallaxe de pulsation.

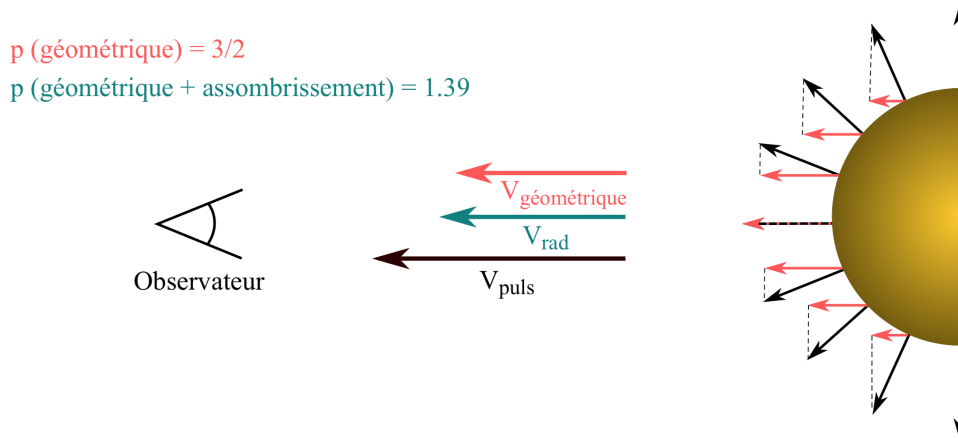


FIGURE 1.25 – Principe du facteur de projection et effet de l'assombrissement centre-bord.

L'effet le plus important est sans aucun doute l'assombrissement centre-bord, caractérisant l'effet de diminution apparente de l'intensité lumineuse sur les bords d'une étoile due à l'absorption et la diffusion de la lumière émise dans la photosphère (région externe, visible, de l'étoile). La seule prise en compte de cet effet réduit de près de 10% la valeur du p -facteur géométrique (figure 1.25, Nardetto 2005). De plus, l'assombrissement centre-bord étant plus intense pour les étoiles les plus massives (ie. plus longue période de pulsation), de nombreuses études tendent à conclure quant à une dépendance linéaire du p -facteur avec la période. Une autre subtilité est la prise en compte du gradient de vitesse dans les couches de l'atmosphère de l'étoile. L'amplitude des courbes de vitesses radiales est en effet directement proportionnelle à la profondeur de la raie étudiée. La méthode la plus courante utilisée dans la littérature pour déduire la courbe de vitesse radiale est l'ajustement d'une gaussienne sur un profil de corrélation croisée moyen (Nardetto et al. 2009). Ceci, bien que mélangeant l'information liée aux nombreuses raies prises en compte, permet de moyennner la vitesse

radiale sur une altitude moyenne dans l'atmosphère. Or, dans le cadre de la parallaxe de pulsation, les observations interférométriques (ou photométriques) sont sensibles à la photosphère de l'étoile. En considérant que la profondeur de la raie est liée à la hauteur à laquelle elle est observée dans l'atmosphère, plus une raie spectrale se forme haut dans l'atmosphère, plus la correction à apporter est importante pour extrapoler vers la photosphère. Ces effets, bien que difficiles à estimer, ont un impact jusqu'à 5% sur la valeur du facteur de projection selon l'étoile pulsante considérée. Enfin, la granulation, due à la convection dans les couches externes de l'étoile, peut modifier le champ de vitesse. Ainsi, des modulations cycle-à-cycle de l'amplitude de la vitesse radiale ont pu être observées dans plusieurs Céphéides. Ces variations (de l'ordre de quelques pourcents) ne sont pas synchronisées avec la variation du diamètre angulaire mesuré par interférométrie, ce qui peut avoir un impact sur la variation du facteur de projection de l'ordre de 5% (Anderson et al. 2016b). L'étude dans le chapitre 4 de la Céphéide à longue période RS Pup (section 4.2) m'a permis de vérifier cet effet dont l'influence sur le p -facteur fut alors estimée à environ 4%.

D'autres effets sont de moindre importance dans la détermination du facteur de projection et peuvent être négligés. Ainsi, les étoiles pulsantes telles que les Céphéides et les RR Lyrae étant des étoiles géantes ou supergéantes, la vitesse de rotation de l'étoile est généralement faible. De même, la température de l'étoile variant avec la phase de pulsation, on pourrait supposer qu'il en est de même avec le facteur de projection. Des études montrent cependant que celui-ci peut être considéré constant sur le cycle, sa variation ne produisant qu'un décalage en phase négligeable de la courbe de rayon, sans effet sur la distance (Nardetto et al. 2006).

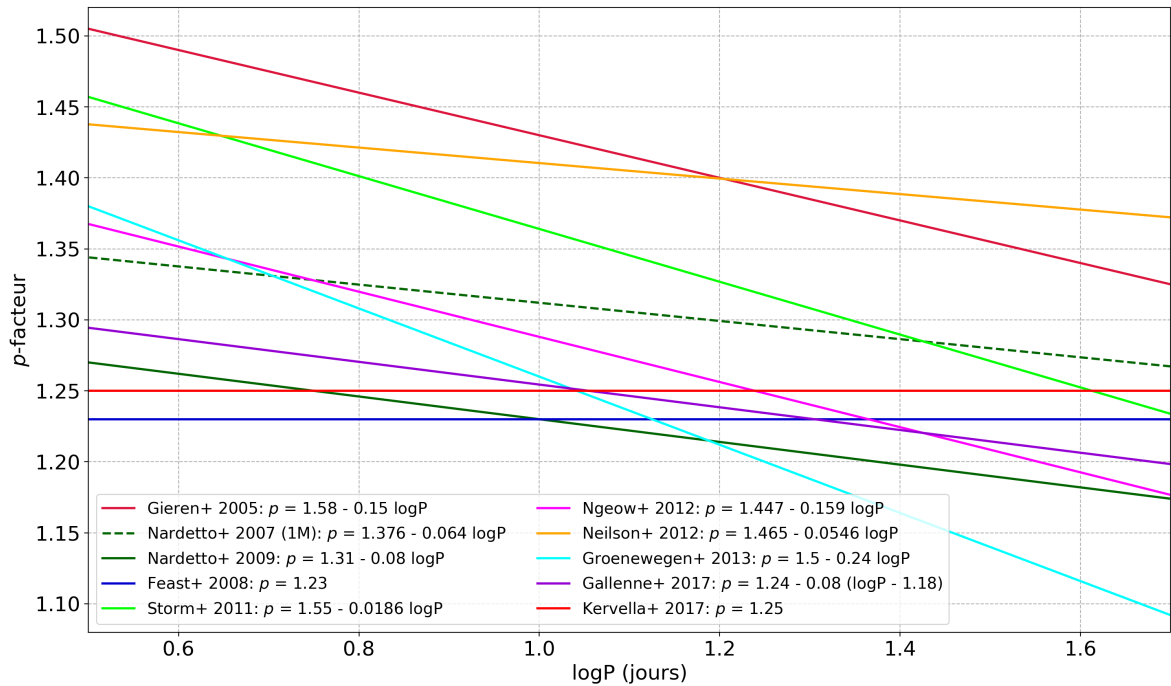


FIGURE 1.26 – Relations période- p -facteur de la littérature. Les vitesses radiales utilisées pour établir la relation de Nardetto et al. (2007) en pointillés ont été mesurées grâce à la méthode du premier moment. La relation de Nardetto et al. (2009) est une extension de la précédente étude en mesurant des vitesses radiales par cross-corrélation.

La figure 1.26 réunit différentes relations période-facteur de projection de la littérature, déduites théoriquement grâce à des modèles géométriques (Neilson et al. 2012b) ou hydrodynamiques (Nardetto et al. 2007, 2009) ou par application inverse de la méthode Baade-Wesselink (ou d'une variante) en fixant la distance (celle-ci étant directement corrélée avec le p -facteur d'après la relation 1.1) (Gie-

ren et al. 2005; Groenewegen 2007; Feast et al. 2008; Laney & Joner 2009; Storm et al. 2011a; Ngeow et al. 2012; Groenewegen 2013; Kervella et al. 2017; Gallenne et al. 2017). Comme nous pouvons le voir, il n'y a pour le moment toujours pas de réel consensus sur la valeur à adopter même si la majorité des auteurs privilégient le domaine 1.20-1.35.

On peut voir que certaines relations, en particulier, Storm et al. (2011a) et Gieren et al. (2005), ou même Groenewegen (2013) aboutissent rapidement à un p -facteur supérieur à la valeur géométrique du p -facteur ($p=1.5$) pour les très courtes périodes. Ceci pourrait être expliqué par un effet d'"éclaircissement centre-bord", plutôt irréaliste dans le cas d'étoiles pulsantes telles que les Céphéides. Aussi, toutes ces relations sont basées sur des méthodes Baade-Wesselink dans l'infrarouge associées à la distance du LMC, ce qui pourrait suggérer des effets mal compris liés à la métallicité (bien que réfuté par Nardetto et al. 2011) ou bien à l'environnement des étoiles pulsantes. De même, la relation de Groenewegen (2013) mène à une valeur inférieure à 1 pour les longues périodes, ce qui est difficile à expliquer d'un point de vue physique (la vitesse radiale devenant alors supérieure à la vitesse de pulsation).

Certaines études sont même allées plus loin en comparant les valeurs du facteur de projection de différents types d'étoiles variables dont la pulsation est radiale. Ces études comparatives permettent de mieux comprendre les mécanismes de pulsation des étoiles pulsantes et leur environnement. Nardetto et al. (2014) suggèrent d'ailleurs une possible relation période- p -facteur commune à ces étoiles, présentée sur la figure 1.27 ci-dessous.

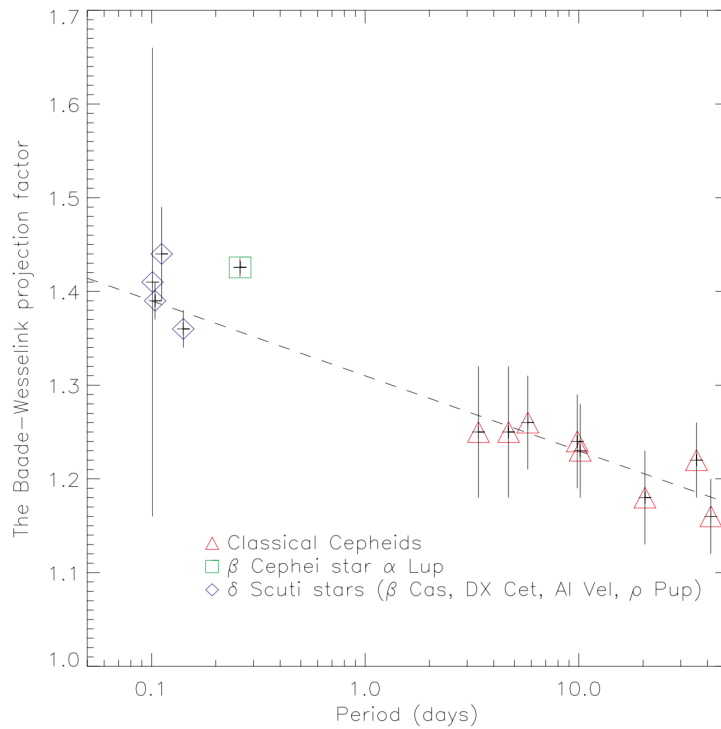


FIGURE 1.27 – Facteurs de projection déduits par la méthode Baade-Wesselink pour plusieurs types d'étoiles variables : Céphéides classiques, δ Scuti et β Cephei (Nardetto et al. 2014).

Nombre de relations Pp de la figure 1.26 (par exemple Feast et al. (2008), Laney & Joner (2009), Storm et al. (2011a), Groenewegen (2013) et Kervella et al. (2017)) ont pu être établies grâce à des parallaxes déterminées par Benedict et al. (2002, 2007) en utilisant l'instrument *Fine Guidance Sensor* du satellite *Hubble*. La précision de ces facteurs de projection et donc des distances déduites de la méthode Baade-Wesselink ne sont cependant pas suffisantes pour être utilisées en vue d'un étalonnage précis de la relation PL et de la constante de Hubble qui en découle (Riess et al. 2009).

Les parallaxes du satellite *Gaia* sont en ce sens une nouvelle alternative très intéressante pour l'étude du facteur de projection. Ce satellite ne pouvant pas déterminer de distances précises en dehors de la Voie Lactée, la méthode de Baade-Wesselink reste un outil très précieux pour les déterminations de distance dans le Groupe Local avec l'arrivée des futurs télescopes *ELT* et *JWST* qui fourniront de nombreuses courbes de lumière et spectres d'étoiles pulsantes. L'étalonnage de cette méthode et du facteur de projection est l'un des enjeux principaux du groupe Araucaria² que j'ai eu la chance d'intégrer au cours de cette thèse.

En ce sens, après avoir constitué une base de données observationnelles conséquente pour les variables Céphéides, et en l'associant aux données photométriques et astrométriques du satellite *Gaia*, j'ai utilisé le code SPIPS, afin de déterminer le facteur de projection des variables Céphéides et des RR Lyrae. Cette méthode est une implémentation de la parallaxe de pulsation, reprenant l'idée de la méthode Baade-Wesselink et en y ajoutant nos connaissances actuelles sur les étoiles pulsantes (modèles atmosphériques, interférométrie et photométrie multi-bande) afin d'en améliorer la fiabilité et la précision des paramètres de sortie. Son principe, les différents tests et optimisations effectués, la création de la base de données et les différents problèmes que j'ai rencontrés seront introduits dans le chapitre qui suit. Je présenterai ensuite les résultats de ce travail appliqué aux RR Lyrae et aux Céphéides.

2. Site internet du projet Araucaria : <https://araucaria.camk.edu.pl>

Chapitre 2

Spectro-Photo-Interferometry of Pulsating Stars (SPIPS)

Sommaire

2.1	Description de la méthode	36
2.1.1	Motivation et principe	36
2.1.2	Description du modèle	37
2.2	Création d'une base de données de Céphéides	41
2.2.1	Les sources en ligne	41
2.2.2	Observables et paramètres récupérés	46
2.2.3	Récupération des principaux paramètres d'une étoile	48
2.2.4	Observations effectuées	49
2.2.5	Structure de la base de donnée	56
2.3	Ajustement SPIPS et interface avec les données <i>Gaia</i>	57
2.3.1	Approche des ajustements	57
2.3.2	Problèmes rencontrés lors des ajustements	59
2.3.3	Visualisation des ajustements	60
2.3.4	Interface avec les données <i>Gaia</i>	61

Ce chapitre présente l'approche de la parallaxe de pulsation que j'ai employée tout au long de ma thèse en vue d'obtenir un nouvel étalonnage de l'échelle des distances locales grâce aux données du satellite *Gaia*.

2.1 Description de la méthode

Dans cette première section, je présente les aspects généraux de la méthode SPIPS. Pour plus de détails, j'invite le lecteur à se diriger vers l'article de Mérand et al. (2015) présentant la méthode en détail.

2.1.1 Motivation et principe

Le code SPIPS¹ (pour Spectro-Photo-Interferometry of Pulsating Stars) est un code d'ajustement global qui s'appuie sur la méthode de la parallaxe de pulsation introduite dans le chapitre précédent

1. Le code SPIPS est disponible sur : <https://github.com/amerand/SPIPS>

(section 1.4.3). Afin de contourner les limitations actuelles de l'implémentation classique Baade-Wesselink, affectant la précision et la fiabilité des paramètres physiques qui en découlent, Mérand et al. (2015) proposent avec le code SPIPS une alternative permettant un ajustement simultané de différents types d'observables via l'utilisation de modèles physiques.

Pour cela, le code SPIPS peut prendre en entrée un grand nombre de données hétérogènes, telles que de la photométrie dans toutes les bandes et filtres, des vitesses radiales, des températures effectives, de l'interférométrie ; et intégrera prochainement de la synthèse de spectre. Cette approche permet ainsi d'éviter une mauvaise couverture en phase des données et de détecter précisément divers biais photométriques tels qu'un excès infrarouge. En outre, l'intégration de différents modèles dans SPIPS permet de prendre en compte la physique des Céphéides et d'étudier précisément une multitude de paramètres découlant des ajustements. Enfin, la modélisation simultanée des différentes observables permet une meilleure précision statistique ainsi qu'un calcul cohérent de la propagation des erreurs (contrairement aux méthodes classiques qui ajustent dans un premier temps les vitesses radiales afin de déterminer le diamètre linéaire de l'étoile, puis la photométrie en bandes V et K pour ajuster le diamètre angulaire grâce aux relations de brillance de surface-couleur).

2.1.2 Description du modèle

Modélisation de la photométrie

La méthode SPIPS utilise des grilles de modèles d'atmosphères ATLAS9²(Castelli & Kurucz 2004; Kurucz 2005) afin de calculer des courbes de photométrie synthétique à partir de la température effective et de la gravité de surface. L'effet de la métallicité sur les magnitudes est quant à lui très faible d'après Casagrande & VandenBerg (2014). Ces modèles sont espacés sur une grille d'un pas de 250K en température et de 0.5 en $\log g$ (représentée sur la figure 2.1).

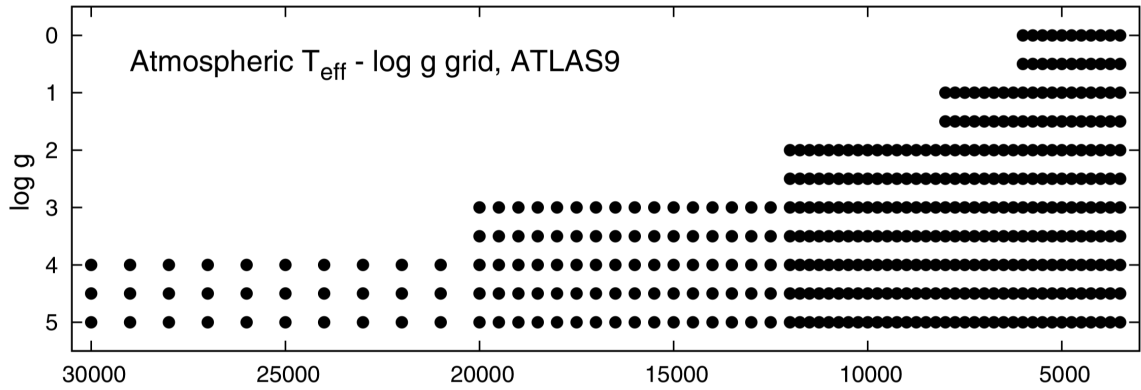


FIGURE 2.1 – Grille $T_{\text{eff}} - \log g$ des modèles d'atmosphère ATLAS9 (Bohlin et al. 2017).

Pour déterminer le modèle adéquat, la température effective (T_{eff}) est ajustée aux données photométriques via l'intégration des bandes passantes des filtres utilisés. La gravité de surface ($\log g$) est quant à elle déterminée grâce à la masse de l'étoile déduite des modèles de Bono et al. (2001a) et au rayon linéaire déterminé directement par l'ajustement des données. La photométrie est alors modélisée grâce à la relation de Freedman & Madore (2010); à la différence que la relation linéaire de brillance de surface est ici remplacée par une grille de modèle de photométrie synthétique $B_{\theta=1\text{mas}}(T_{\text{eff}}, \log g)$ calculée pour un diamètre angulaire de 1 mas :

$$B_{\theta} \approx -2.5 \times \log \left(\int_{\lambda} F(\lambda) T_B(\lambda) d\lambda \times S(\theta) \right) - B_0$$

2. Grilles de modèles ATLAS9 : <http://wwwuser.oats.inaf.it/castelli/grids.html>

Le paramètre $F(\lambda)$ correspond au spectre de l'étoile, $T_B(\lambda)$ à la transmission de l'instrument, $S(\theta)$ à l'angle solide de l'étoile ($\pi\theta^2$, avec θ en radian) et B_0 au point-zéro du filtre. En bande B par exemple, nous obtenons alors :

$$B = B_{\theta=1mas}(T_{\text{eff}}, \log g) - 5 \log \theta + A_B \times E(B - V)$$

Prise en compte de l'assombrissement centre-bord

Pour certaines étoiles de diamètre angulaire suffisant, les observations interférométriques permettent d'obtenir une courbe de visibilité qui, associée à un modèle de disque uniforme, renseigne sur la valeur du diamètre simplement par un ajustement d'une fonction de Bessel de premier ordre. Cependant, ces diamètres de disque uniforme (UD) ne prennent pas en compte l'effet d'assombrissement centre-bord (LD, de l'anglais *limb darkening*) de l'étoile. Différentes tables de conversion permettent de passer du diamètre de disque uniforme au diamètre avec assombrissement. Celles-ci ne prennent cependant pas en compte la base et la longueur d'onde auxquelles les observations ont été réalisées. L'alternative du code SPIPS consiste alors à convertir les diamètres UD en diamètre de Rosseland. Ces derniers correspondent à la photosphère de l'étoile et répondent à la relation du flux bolométrique $L_{\text{bol}} \propto R_{\text{Ross}}^2 T_{\text{eff}}^4$.

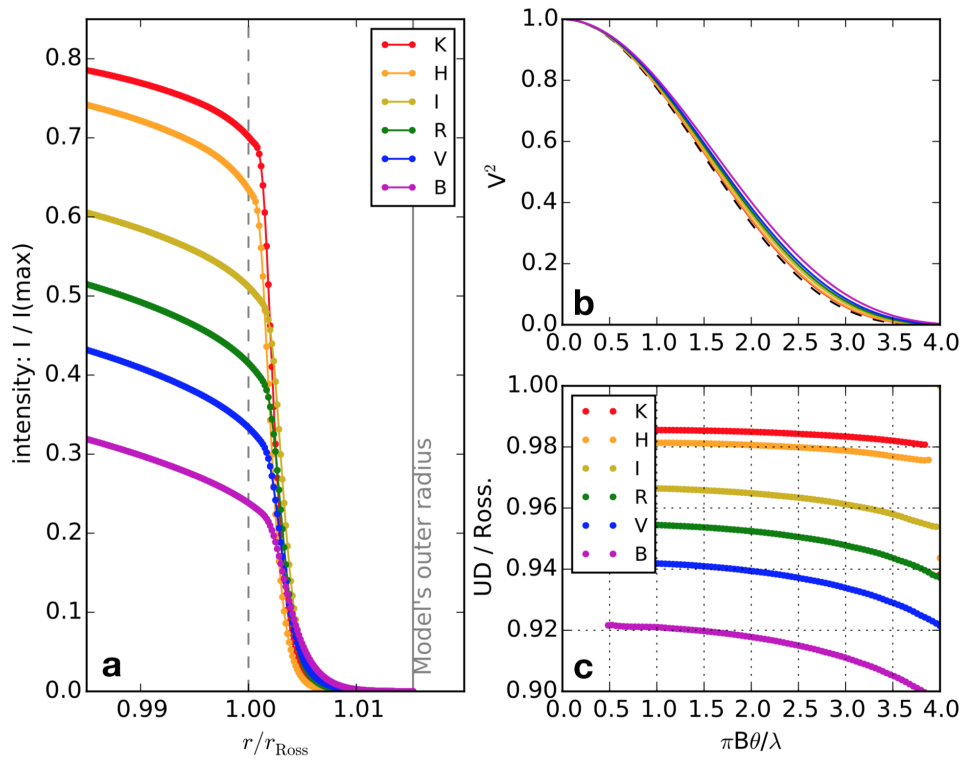


FIGURE 2.2 – Détermination des facteurs de conversion $\theta_{\text{UD}}/\theta_{\text{Ross}}$ (courbe ©) obtenus grâce aux profils d'intensité calculés à partir d'un modèle SATLAS ($T_{\text{eff}} = 6000K$, $\log g = 1.5$ et $M = 10M_{\odot}$, courbe ①) convertis en courbes de visibilité pour chaque fréquence spatiale (courbe ②) (Mérand et al. 2015).

Pour calculer des profils d'intensité dépendants de la longueur d'onde, SPIPS utilise des modèles sphériques SATLAS disponibles dans la base de données Vizier³ (Lester & Neilson 2008). Ces versions sphériques des modèles plan-parallèle ATLAS9 sont en effet mieux adaptés aux calculs de profils d'intensité du fait d'une meilleure paramétrisation des bords de l'étoile. Ici, le profil d'intensité

3. Grilles de modèles SATLAS : <http://cdsarc.u-strasbg.fr/viz-bin/qcat?J/A+A/554/A98>

$I(r)$ (courbe ① de la figure 2.2) est converti en un profil de visibilité en utilisant une transformation de Hankel⁴ pour chaque fréquence spatiale $x = \pi B\theta/\lambda$ (courbe ② de la figure 2.2), où θ est le diamètre angulaire en radian et B et λ sont respectivement la base et la longueur d'onde des observations. Enfin, pour chaque fréquence spatiale, le facteur de correction $\theta_{UD}/\theta_{Ross}$ est déterminé en normalisant la fréquence spatiale du profil de visibilité du disque uniforme au profil synthétique déduit de l'ajustement (courbe ③ de la figure 2.2). On notera que les modèles d'atmosphère utilisés sont des modèles hydrostatiques, aucune grille de modèle hydrodynamique n'ayant été publié jusqu'alors. Les modèles de Marengo et al. (2003), prenant en compte des effets non-hydrostatiques, montrent cependant que la correction $\theta_{UD}/\theta_{Ross}$ à apporter est en moyenne comparable aux valeurs hydrostatiques et introduit un faible biais sur le paramètre d/p (au plus de seulement 0.3% dans le cadre de nos ajustements SPIPS).

Détermination de l'excès de couleur

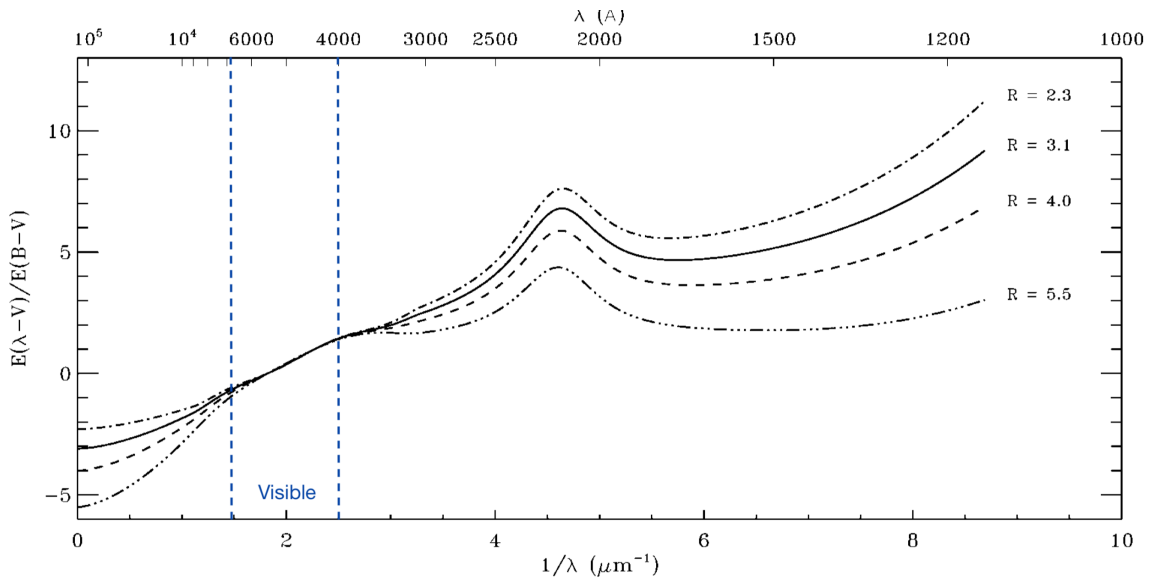


FIGURE 2.3 – Courbes d'extinction pour quatre valeurs du paramètre R_V (Fitzpatrick 1999).

Le rougissement interstellaire est paramétrisé dans SPIPS par l'excès de couleur $E(B - V)$ (correspondant à la différence entre l'indice de couleur $B - V$ de l'étoile en l'absence d'extinction et celle $B_0 - V_0$ réellement observée), et la loi de rougissement de Fitzpatrick (1999) en considérant $R_V = 3.1$ (valeur globalement constante adaptée au milieu interstellaire diffus de la Voie Lactée). La courbe d'extinction étant presque linéaire dans le domaine visible (figure 2.3), le choix de R_V (ici représenté de 2.3 à 5.5) a peu d'influence sur la valeur de $E(\lambda - V)/E(B - V)$. Toutes les corrections du rougissement sont alors directement calculées par SPIPS en utilisant un modèle de spectre de la température effective pour chacune des phases de la photométrie. Différentes valeurs du paramètre A_λ pour différentes bandes photométriques, telles que déterminées par SPIPS, sont indiquées dans la table 2.1 pour les températures $T_{\text{eff}} = 4500\text{K}$, 5500K et 6500K . Cette méthode diffère grandement de celle utilisée dans les implémentations classiques de la parallaxe de pulsation, les facteurs de correction du rougissement étant alors déterminés pour l'étoile Végas, une étoile bien plus chaude qu'une variable Céphéide ou RR Lyrae (10000 K contre 5000-6000 K en moyenne).

4. Cette transformation peut être assimilée à une transformée de Fourier en 2 dimensions d'une fonction à symétrie radiale

Bande	Filtre	λ (μm)	A_λ		
			4500K	5500K	6500K
B_T	Tycho	0.422	4.083	4.143	4.180
B	GCPD Johnson	0.436	3.845	3.925	3.984
G_{BP}	Gaia DR2	0.505	2.991	3.130	3.250
H_P	Hipparcos	0.517	2.838	2.994	3.128
V_T	Tycho	0.526	3.127	3.171	3.204
V	GCPD Johnson	0.545	2.992	3.022	3.044
G	Gaia DR2	0.623	2.232	2.389	2.548
G_{RP}	Gaia DR2	0.773	1.801	1.827	1.843
J	2MASS	1.235	0.811	0.815	0.818
J	CTIO Andicam	1.240	0.803	0.805	0.806
H	CTIO Andicam	1.615	0.527	0.528	0.529
K	CTIO Andicam	2.130	0.353	0.353	0.353
K_S	2MASS	2.159	0.351	0.351	0.351
I_1	Spitzer IRAC	3.508	0.187	0.187	0.187
I_2	Spitzer IRAC	4.437	0.142	0.141	0.141

TABLE 2.1 – Valeurs du paramètre A_λ déterminés pour différentes bandes par le code SPIPS aux températures $T_{\text{eff}} = 4500\text{K}$, 5500K et 6500K .

Modélisation de l'enveloppe circumstellaire

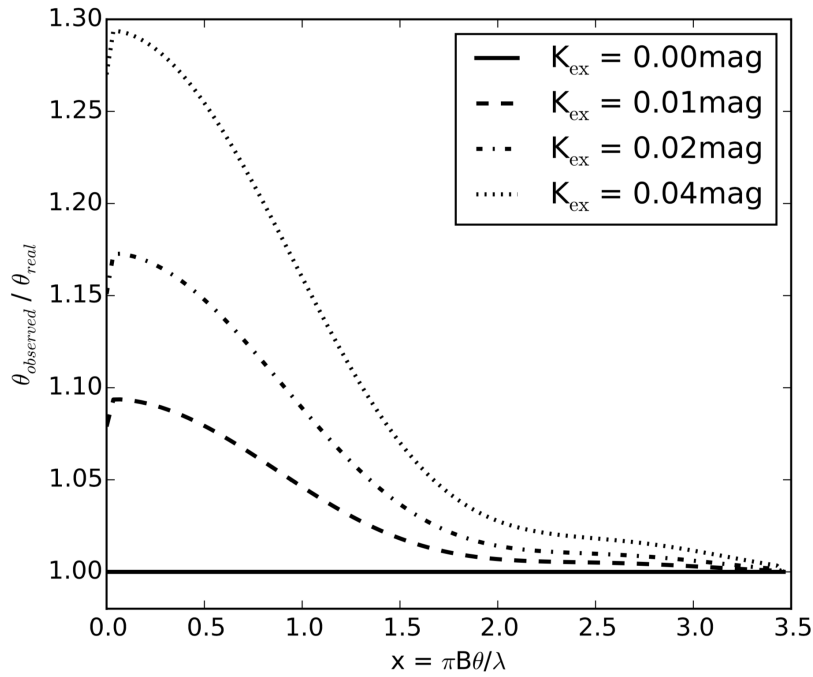


FIGURE 2.4 – Effet de l'enveloppe circumstellaire d'une étoile (paramétrisée par différents excès infrarouge K_{ex}) sur la détermination de son diamètre angulaire en bande K (Mérand et al. 2015).

La présence d'une enveloppe circumstellaire autour des étoiles variables est un phénomène fréquemment rencontré chez les étoiles pulsantes massives, et en particulier chez les Céphéides. Son effet se fait ressentir sur les mesures interférométriques du diamètre angulaire de l'étoile (figure 2.4) et sur la photométrie infrarouge, possiblement du fait d'une émission de poussière dans l'enveloppe (Mérand et al. 2005, 2006, 2007, 2015; Gallenne et al. 2013a; Kervella et al. 2006, 2017; Breitter et al. 2016). Cette dernière se caractérise observationnellement, par la présence d'un excès de

magnitude et peut être paramétrisée dans le code SPIPS en ajustant une loi de puissance de l'excès infrarouge, en supposant qu'il n'y a pas d'excès dans les longueurs d'onde visibles. Cette loi est définie dans SPIPS par $IR_{ex} = \alpha(\lambda - 1.2)^{0.4}$, où α est la pente de la relation et λ la longueur d'onde de la bande photométrique en μm . Récemment, Hocdé et al. (2019) a suggéré que l'origine de cet excès serait un rayonnement *free-free* provenant d'une coquille de gaz ionisé.

2.2 Création d'une base de données de Céphéides

Le code SPIPS peut prendre en compte quatre types d'observables : des vitesses radiales, de la photométrie multi-bandes et multi-filtres, des mesures interférométriques de diamètres angulaires ainsi que des températures effectives spectroscopiques. En vue de la seconde publication des données *Gaia*, j'ai effectué tout au long de ma thèse un long travail de récupération automatique des données de la littérature pour un large échantillon de Céphéides du groupe local (Voie Lactée, SMC et LMC). Plusieurs outils et collections d'archives coexistent déjà actuellement, mais le croisement de ces différentes sources de données hétérogènes rend leur utilisation fastidieuse. En effet, les observations d'une étoile pouvant s'étaler sur plus de 50 ans, la nature des filtres utilisés, leur étalonnage, ou la méthode d'extraction de la vitesse radiale (comme nous avons pu le voir dans la section sur le facteur de projection) peut faire apparaître des décalages entre les jeux de données et le modèle introduisant de fait un biais plus ou moins important sur les résultats finaux. L'homogénéisation de ces données est alors un point essentiel afin d'obtenir des résultats cohérents.

2.2.1 Les sources en ligne



FIGURE 2.5 – Les diverses sources en lignes utilisées pour la création de ma base de données des Céphéides du Groupe Local. De gauche à droite : Simbad, VizieR, Astropy, ADS, AAVSO et McMaster

Les principales sources de données en lignes que j'ai utilisées durant cette thèse sont :

- Le Centre de Données astronomiques de Strasbourg (CDS) ⁵. Ce centre de données comprend plusieurs services. Simbad, tout d'abord, constitue la base de données de référence pour l'identification et la bibliographie des objets astronomiques. Il présente en quelque sorte la fiche d'identité d'un objet (nom, coordonnées, flux, distance, etc...). VizieR collecte quant à lui les données astrophysiques de ces objets publiées dans diverses revues scientifiques et les rend facilement accessibles. Il comprend actuellement près de 18 300 catalogues et constitue la principale source de ma base de données. Celles-ci ont pu être collectées grâce au module Python Astropy ⁶ ; qui permet quant à lui de récupérer les données d'un catalogue VizieR ou de Simbad pour un objet précis ou pour tous ceux présents dans une région donnée.
- L'American Association of Variable Stars Observers (AAVSO) ⁷. Cette association américaine d'astronomes amateurs a été co-fondée en 1911 par Edward Charles Pickering (celui-là même qui embaucha Henrietta Leavitt). Depuis, elle collecte et publie les observations de tous types d'étoiles variables (Céphéides, RR Lyrae, binaires à éclipse, etc...). Avec plus de 20 millions

5. Site du CDS : <http://cdsweb.u-strasbg.fr/index-fr.gml>

6. Site du module Astropy : <https://www.astropy.org>

7. Site de l'AAVSO : <https://www.aavso.org>

d’observations de photométrie visible et infrarouge disponibles, ces données généralement de bonne qualité ont aussi une très bonne couverture en phase pour un grand nombre d’objets, permettant l’étude de phénomènes sur de longues périodes. Cette association est ainsi d’une aide précieuse pour les chercheurs professionnels.

- La base de l’Université McMaster⁸. Ce site de la Société Royale d’Astronomie du Canada n’a pas été mis à jour depuis 1998 (et souffre d’ailleurs de fréquentes périodes d’indisponibilité) mais constitue une source de données précieuse de photométrie et de vitesses radiales anciennes de Céphéides. Bien que de moins bonne qualité que celles des catalogues du CDS, plus récentes, ces données ont l’avantage d’être nombreuses et mises à disposition en ligne sous forme de fichier texte pour chacune des étoiles référencées. Les propriétés principales de ces étoiles, telles que la position et l’excès de couleur, sont également disponibles sur le site complémentaire du David Dunlap Observatory (DDO).
- L’Astrophysics Data System (ADS)⁹. Gérée par la NASA, cette immense base de données de plus de 8 millions d’articles parus dans diverses revues d’astronomie est un outil essentiel pour les astrophysiciens. Toutes les références de cette thèse proviennent de ce site. J’ai pu y collecter les données d’articles (pour la majorité anciens), de thèses ou de proceedings de conférences qui n’ont pas été rendus accessibles dans les bases de données du CDS et McMaster. Cependant, le but étant d’automatiser au maximum la construction de ma base de données, ces dernières sources d’informations ne pouvaient pas constituer une part aussi importante du travail que je l’aurais souhaité. Le site arXiv¹⁰ est un site équivalent à ADS à la différence qu’il constitue une archive de pré-publications d’articles scientifiques. Par ailleurs, leur utilisation quasi-universelle par les astrophysiciens permet de recueillir diverses informations intéressantes sur l’état actuel de la recherche en astrophysique (Kurtz et al. 2005; Kurtz & ADS Team 2018).

Les paragraphes ci-dessous présentent des informations sur les méthodes mises en oeuvre afin de récupérer les données des différentes sources en ligne.

Tout d’abord, une étoile peut avoir plusieurs identifications selon le catalogue dans lequel elle a été référencée. Ainsi, la Céphéide prototype connue sous le nom de δ Cep (ou dans sa version courte du GCVS¹¹ : del Cep), est référencée dans le catalogue *Hipparcos* comme HIP 110991 ou dans celui de la GDR2 en tant que Gaia DR2 2200153454723522432. De ce fait, la recherche se fait principalement dans Vizier en utilisant les coordonnées (ascension droite et déclinaison) de l’étoile récupérées au préalable sur Simbad. La position de l’objet pouvant présenter des différences selon le catalogue dans lequel il est référencé, j’effectue la recherche dans un cercle de 1 à 2 secondes d’arc de rayon centré sur les coordonnées de Simbad. Certains sous-catalogues de Vizier ne permettent cependant pas une recherche directe via la position de l’étoile (comme par exemple le sous-catalogue de la GDR2 dédié aux Céphéides). Il a donc été nécessaire que je récupère dans un premier temps son identifiant présent dans le catalogue principal afin de pouvoir l’utiliser comme nom de source dans le sous-catalogue. Le processus d’accès à toutes ces données a été grandement facilité par la bibliothèque Python Astropy dont les fonctions *astroquery.Vizier* et *astroquery.Simbad* permettent de contraindre aisément les recherches, d’une façon presque aussi fluide que l’interface web, et de les mettre aisément en forme dans un format adéquat.

Concernant les bases de données de l’AAVSO et de McMaster, la tâche fut plus compliquée. Celles-ci proposent seulement de télécharger directement des fichiers texte pour un objet donné, soit via un formulaire en ligne pour l’AAVSO ou directement pour chacun des objets et chacune des références pour McMaster. Ces processus et la quantité de données à télécharger n’étaient pas adaptés

8. Site de McMaster : <https://crocus.physics.mcmaster.ca/Cepheid/>

9. Site de l’ADS : <https://ui.adsabs.harvard.edu>

10. Site de arXiv : <https://arxiv.org>

11. General Catalogue of Variable Stars



https://www.aavso.org/apps/webobs/results/?star=A&num_results=B&obs_types=C&page=D

Ainsi, pour un objet donné, j'ai converti chacune des pages html en tableaux, dans lesquels j'ai pu rechercher des structures redondantes. Le "parsage" des données a été grandement facilité par la bibliothèque Python BeautifulSoup¹². Ceci me permet de récupérer et de mettre au bon format l'époque d'observation, la bande photométrique ainsi que la valeur de l'erreur associée.

<https://crocus.physics.mcmaster.ca/Cepheid/URL/A/B.html>

12. Site du module Python BeautifulSoup : <https://www.crummy.com/software/BeautifulSoup/bs4/doc/>

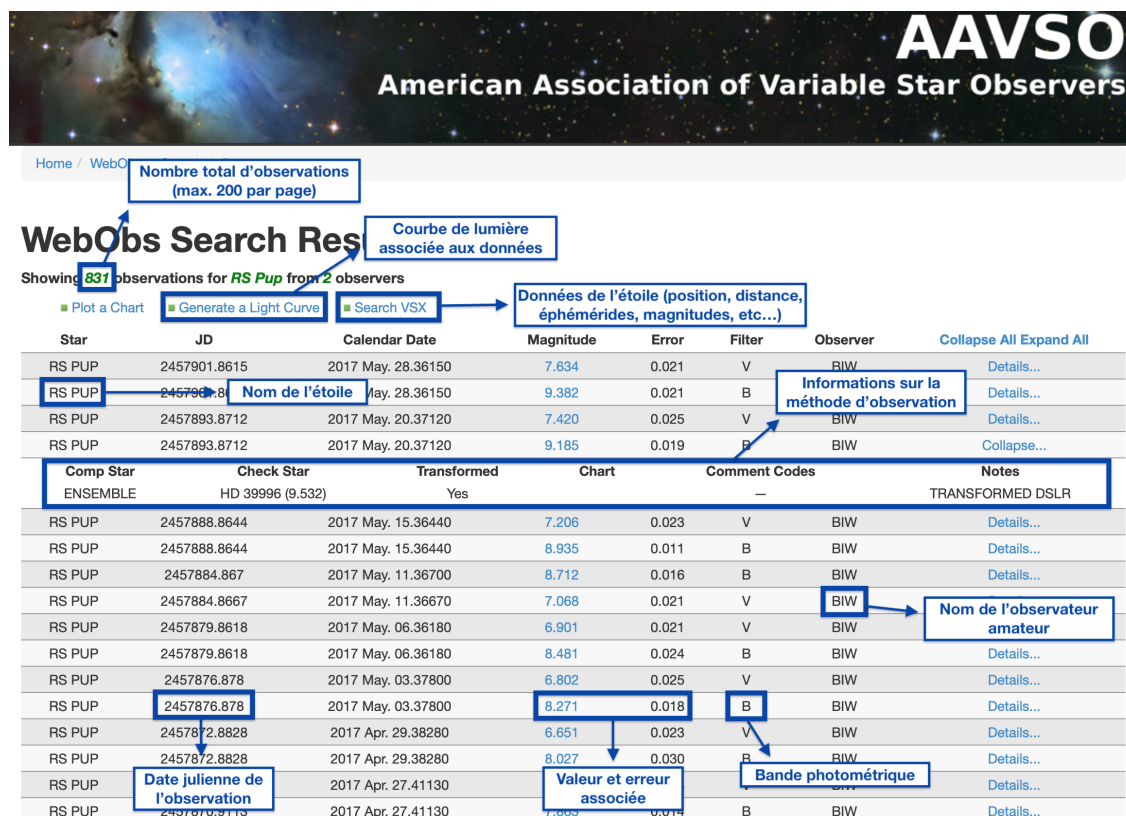


FIGURE 2.7 – Interface Web des données de la Céphéide RS Pup sur la base de données de l'AAVSO.

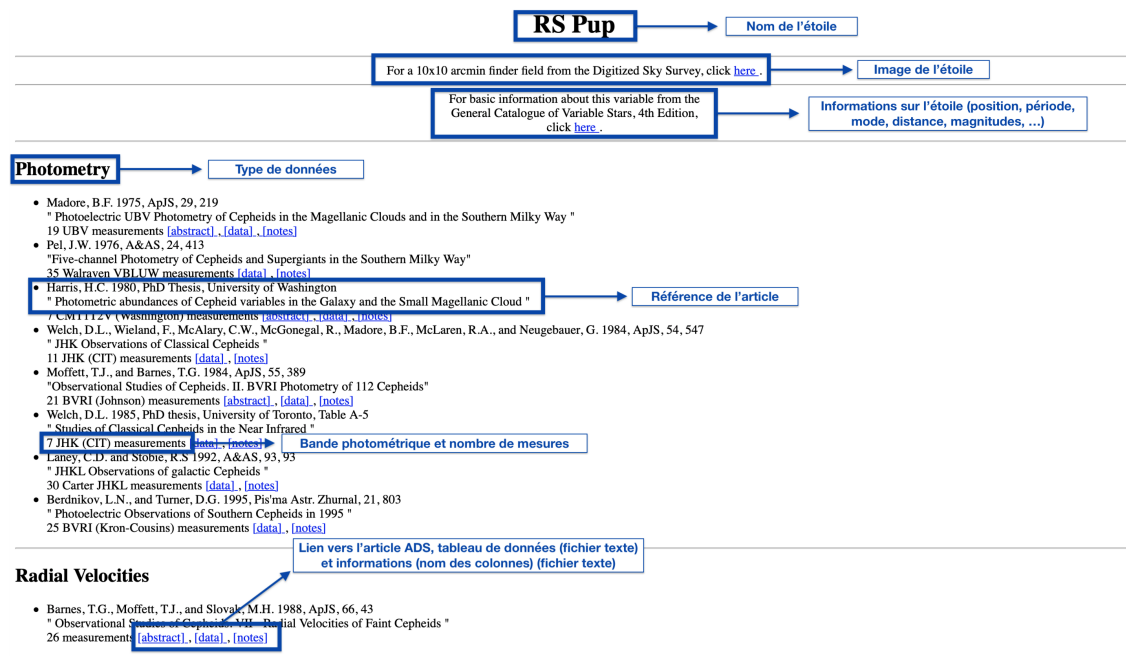


FIGURE 2.8 – Interface Web des données de la Céphéide RS Pup sur la base de donnée McMaster.

Les différents types d'observations utilisables dans SPIPS et leur mise en forme sont décrits dans les paragraphes suivants. Les principales références récupérées dans ma base de données sont pour leur part listées dans le tableau 2.2 de la page suivante.

Vitesses radiales	Photométries visibles	Photométries infrarouges	Températures effectives	Diamètres angulaires
Kiss & Szatmary (1998)	AAVSO		Luck & Andrievsky (2004)	Kervella (2001); Kervella et al. (2004b, 2006, 2017)
Coulson & Caldwell (1985)		2MASS (Cutri et al. 2003)	Kovtyukh et al. (2005)	Breitfelder (2015); Breitfelder et al. (2016)
Szabados (1977, 1980, 1981, 1989, 1991); Szabados et al. (2015)		Welch et al. (1984)	Andrievsky et al. (2005)	Gallenne (2011); Gallenne et al. (2013b,a, 2014, 2019)
Gieren (1981a,b, 1982); Gieren & Fouque (1993); Gieren et al. (1993)		Madore (1975)	Luck (2018)	Mérand et al. (2007, 2015)
Evans (2000)	Berdnikov et al. (2000); Berdnikov (2008); Berdnikov et al. (2011)	Laney & Stobie (1992)		Mourard et al. (1997)
Nardetto et al. (2009)	<i>Hipparcos/Tycho</i> (ESA 1997)	Monson & Pierce (2011)		Jacob (2008)
Gorunya et al. (1996a, 1998)	<i>Gaia</i> DR2 (Gaia Collaboration et al. 2018b)	Welch et al. (1984, 1987)		Davis et al. (2009)
Groenewegen (2008)	Pel (1976)	Moffett & Barnes (1984)		
Storm et al. (2004b, 2011a,b)	Engle et al. (2014)	Schechter et al. (1992)		
Bersier et al. (1994)	Walraven et al. (1964)	Monson et al. (2012)		
Barnes et al. (1997, 2005)	Kervella et al. (2017)	Feast et al. (2008)		
Wilson et al. (1989)	Soszyński et al. (2011b)	<i>WISE</i> (Cutri & et al. 2014)		
Pont et al. (1994a, 1996)	Sebo & Wood (1995)	Storm et al. (2004a)		
Peterson et al. (2005)	Martin & Warren (1979)	Scowcroft et al. (2011)		
Anderson et al. (2016a)	Barnes et al. (1999)	Laney & Stobie (1986)		
Metzger et al. (1991, 1992)	Moffett et al. (1998)	Lloyd Evans (1980a)		
Lloyd Evans (1980b)	Eggen (1977)			
Groenewegen (2013)	van Genderen (1983)			
Anderson (2014)				
Welch et al. (1991)				
Imbert et al. (1989)				
Borgniet et al. (2019)				

TABLE 2.2 – Liste (non exhaustive) des principales références incluses dans ma base de données.

2.2.2 Observables et paramètres récupérés

Vitesses radiales

Toutes les données de vitesses radiales utilisées ont été extraites, en très grande majorité, par les différents auteurs en ajustant une fonction gaussienne à un profil de corrélation-croisée du spectre. Cette homogénéisation permet d'éviter des potentiels biais sur la valeur du facteur de projection déduit de l'ajustement SPIPS. Les données ont aussi, dans certains cas, été corrigées du point-zéro de l'instrument. Cette correction, souvent donnée par l'auteur de la référence, peut être obtenue en déterminant le décalage des données à celles obtenues par un autre instrument.

Certains jeux de données, tels que Wilson et al. (1989); Barnes et al. (1987, 1988) ou bien Gorynya et al. (1998) pour ne citer que les plus importants, présentent constamment une forte dispersion et/ou de grandes barres d'erreurs. Leur précision rend leur utilisation délicate, car pouvant converger sur une mauvaise évaluation de l'amplitude de la courbe de vitesse radiale et donc du facteur de projection, directement lié. Dans le cadre de cette thèse, j'ai décidé de les exclure de mes applications de la méthode SPIPS, ou bien de ne les utiliser qu'en complément d'autres jeux de données plus précis, et seulement si elles permettent d'affiner le modèle en garantissant une meilleure couverture en phase. Dans ce cas, j'ai multiplié leurs barres d'erreurs par un facteur adéquat permettant de prendre en compte la dispersion des données. Certaines références donnent au contraire des jeux de données trop précises, les incertitudes ne prenant pas en compte diverses erreurs systématiques. (Anderson (2014) donne par exemple une erreur de seulement quelques m/s sur ses vitesses radiales). J'ai décidé d'ajouter une valeur de 0.5 km/s à toutes ces incertitudes ; cette valeur bien qu'arbitraire est cohérente avec les incertitudes trouvées généralement dans la littérature.

Par ailleurs, comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent (section 1.4.1), une grande partie des Céphéides évoluent dans un système multiple (Kervella et al. 2019b). Ainsi, la dispersion apparente des données de vitesses radiales peut dissimuler des informations sur la présence d'un compagnon proche. Celle-ci correspond alors à une combinaison de la vitesse de pulsation de l'étoile et de son mouvement orbital dû au compagnon. Cet effet, visible sur la courbe de gauche de la figure 2.9, a été corrigé en ajustant un modèle d'orbite Keplerienne suivant la méthode décrite par Gieren et al. (2015). Les paramètres orbitaux (le temps de référence MJD_0 , l'excentricité e , l'argument du périastre ω , la demi-amplitude de la courbe de vitesse radiale K , la vitesse systémique γ et la période orbitale P_{orb}), ainsi que les 4 coefficients de Fourier représentant la courbe de vitesse radiale pulsante, ont été ajustés par la méthode des moindres carrés en utilisant comme valeur de départ les paramètres orbitaux disponibles sur le site de l'observatoire Konkoly¹³, ou donnés dans la littérature (Evans et al. 2015; Gallenne et al. 2015, par exemple). Le mouvement orbital a ensuite été soustrait des vitesses mesurées afin d'obtenir la courbe de vitesse radiale pulsante utilisée dans les ajustements SPIPS.

Photométrie

Le code SPIPS prend en entrée un grand nombre de bandes photométriques et de filtres dont les profils sont téléchargeables sur la base de l'Observatoire Virtuel Espagnol (SVO)¹⁴. En particulier, j'ai récupéré les courbes de lumière en bandes visibles B , V et infrarouges J , H , K de la littérature ainsi que celles des grands relevés *Hipparcos* (HP), *Tycho* (B_T et V_T), *2MASS* (J , H , K_S), *WISE* (W_1 , W_2 , W_3 et W_4), *Spitzer* (I_1 et I_2) et bien entendu *Gaia* (G , G_{BP} et G_{RP}). J'ai décidé de ne pas utiliser les données photométriques en bandes R et I , celles-ci souffrant de la faible sensibilité des détecteurs CCDs à ces longueurs d'onde. Leur mauvaise évaluation a donc tendance à introduire des biais avec le modèle. De plus, la majorité des informations de l'étoile sont présentes dans les bandes visibles B et V (température et excès de couleur) et infrarouge J , H et K (présence d'une enveloppe circumstellaire).

13. Site de l'observatoire Konkoly : <https://konkoly.hu/CEP/orbit.html>

14. Site du SVO : <http://svo2.cab.inta-csic.es/svo/theory/fps3/>

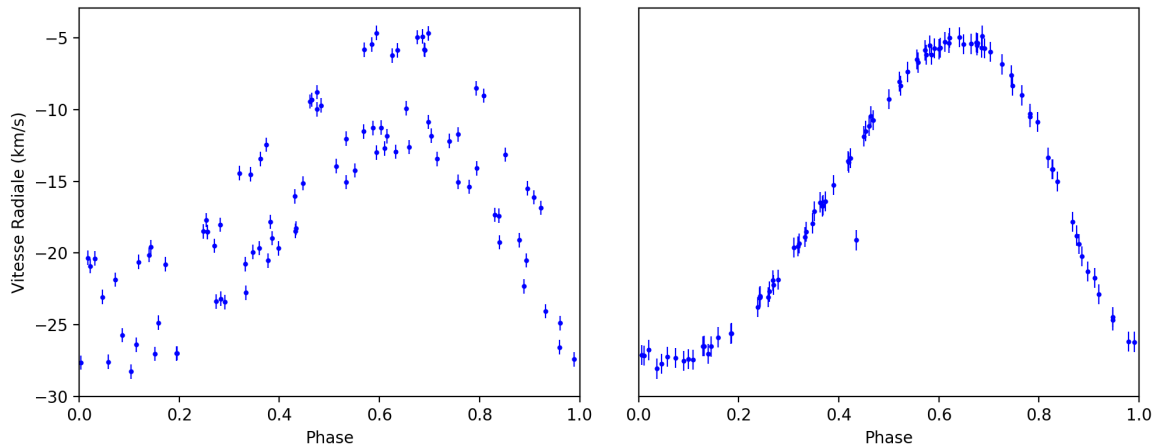


FIGURE 2.9 – Effet d'un compagnon sur les données de vitesse radiale de la Céphéide galactique FF Aql. **A gauche** : Sans correction du mouvement orbital. **A droite** : Données corrigées du mouvement orbital.

Comme je l'ai énoncé au début de ce chapitre, les données de la littérature souffrent d'une certaine inhomogénéité (nature, étalonnage et point-zéro du filtre utilisé pour les observations), pouvant introduire un décalage entre les différents jeux de données. Pour ma part, j'ai utilisé en majorité les systèmes de filtres GCPD (étalonnés par Mann & von Braun 2015) pour le visible et CTIO pour l'infrarouge, ces derniers étant plus efficaces pour les ajustements que les traditionnels systèmes Johnson-Cousins et SAAO. Concernant les observations provenant des grands relevés spatiaux, j'ai utilisé les systèmes correspondants indiqués dans le SVO et étalonnés pour une partie d'entre eux par Mann & von Braun (2015). La conversion des données dans les nouveaux systèmes a été effectuée grâce aux relations de transformation données par exemple par Carter (1990) et Carpenter (2001) pour les systèmes SAAO et 2MASS vers le système CTIO. Afin de prendre en compte ces divers biais photométriques, j'ai estimé l'erreur systématique des magnitudes à 0.02 mag.

Enfin, tout comme pour les vitesses radiales, les données photométriques peuvent être affectées par un compagnon proche, généralement plus chaud, et paraître plus brillantes (en particulier aux courtes longueurs d'onde). De même, l'effet de la présence d'une enveloppe circumstellaire autour de l'étoile la fait paraître également plus brillante dans l'infrarouge. Comme nous l'avons vu dans la section précédente, une particularité de la méthode SPIPS est de pouvoir prendre en compte son effet en la paramétrisant par un excès infrarouge suivant une loi de puissance de la longueur d'onde. L'ajout des données *Spitzer* ou *WISE* en infrarouge thermique permet ainsi de confirmer de manière plus claire la présence de ces enveloppes.

Températures effectives

Afin de mieux contraindre la courbe de température effective, utilisée pour ajuster la photométrie via les grilles de distribution spectrale d'énergie introduites dans la section précédente, j'ai décidé d'utiliser des mesures de température effectives disponibles dans la littérature. Celles-ci proviennent majoritairement des articles de Luck & Andrievsky (2004); Andrievsky et al. (2005); Kovtyukh et al. (2005); Luck et al. (2008) et Luck (2018) qui déterminent le rapport de profondeur d'une cinquantaine de raies (en moyenne par spectre) afin d'obtenir une mesure de la température de l'étoile. Chacune des raies d'un spectre a une sensibilité différente à la température. Les raies utilisées dans ces études sont décrites dans l'article de Kovtyukh & Andrievsky (1999). J'ai utilisé dans cette thèse une erreur systématique typique de 50 K, déterminée par Breifelder et al. (2015) par la méthode du jack-knife sur la Céphéide δ Cep.

Diamètres angulaires

La grande originalité de SPIPS est de pouvoir introduire des mesures interférométriques de diamètres angulaires afin de prendre directement en compte sa variation. Quelques-unes de ces valeurs ont été récupérées dans la littérature, obtenues grâce aux grands interféromètres SUSI, VINCI, NPOI ou PTI. Ces données étant cependant pour la plupart de qualité moyenne, l'équipe à laquelle j'appartiens mène depuis plusieurs années une campagne d'observations (aux grands interféromètres VLTi et CHARA) d'une trentaine de Céphéides résolues, afin d'obtenir une courbe bien définie de la variation de leur taille angulaire. J'ai moi-même pu mener des observations avec les instruments VLTi-PIONIER et CHARA-CLASSIC, décrites dans la section suivante. L'erreur systématique de ces diamètres correspond à environ 2% de la valeur (Kervella et al. 2004b).

2.2.3 Récupération des principaux paramètres d'une étoile

Afin d'optimiser l'ajustement des données et de réduire le temps de fonctionnement du code SPIPS, une stratégie consiste à utiliser un modèle de départ assez proche du modèle final. Pour cela, j'ai aussi intégré dans ma base de données différents catalogues contenant des informations sur les paramètres principaux de chaque étoile :

Epoque de référence et période

Les données présentées dans les paragraphes précédents sont représentées dans SPIPS sur un cycle de pulsation (la phase). Cette dernière se calcule à partir de la date Julienne modifiée ($MJD = JD - 2400000.5$) de l'observation, de l'époque de référence MJD_0 de l'étoile et de sa période :

$$\phi_i = \frac{\text{mod}(MJD_i - MJD_0, P)}{P}$$

Le MJD_0 correspond (traditionnellement) au maximum de lumière en bande V . Celui-ci (ainsi que la période) a été récupéré sur le catalogue VSX de l'AAVSO (disponible sur Vizier) ou le cas échéant a été directement calculé à partir des observations disponibles.

Une valeur précise de la période est cruciale pour permettre une bonne mise en phase des données. Bien que stable sur quelques années, elles peuvent toutefois présenter des variations plus ou moins importantes, mais généralement linéaires (Szabados 1989; Neilson et al. 2016). Cette variation de période est inversement proportionnelle à la densité de l'étoile et témoigne donc de son évolution dans la bande d'instabilité. Elle est déterminée en calculant la différence entre les observations et le modèle pour plusieurs éphémérides et est ajustée par un polynôme de degré p de la forme

$$P(x + MJD_0) = P_0 + P_1 x + \dots + P_p x^p$$

Coordonnées

Comme je l'ai indiqué précédemment, les coordonnées de l'étoile (ascension droite et déclinaison) ont été récupérées afin de l'identifier sûrement dans les différents catalogues de données. Cela m'a aussi permis par la suite d'identifier leur position dans notre galaxie (bras spiraux, bulbe, halo).

Distances, magnitudes et excès de couleur

Une valeur de départ précise de la distance est nécessaire pour déterminer la valeur du facteur de projection, ces deux paramètres étant directement reliés. J'ai collecté les parallaxes du satellite *Gaia*, converties en distance via une simple inversion. Cette approche que nous avons privilégiée donne une bonne estimation de la distance dans le cas où la parallaxe est suffisamment précise. Elle

est cependant vivement déconseillée dans le cas contraire par de nombreux auteurs tels que Luri et al. (2018); Bailer-Jones et al. (2018) et Schönrich et al. (2019) qui proposent une estimation de la distance basée sur une approche Bayésienne. Concernant les Nuages de Magellan, et en considérant que leur taille est négligeable par rapport à leur distance, j'ai utilisé pour chaque étoile du LMC la distance, précise à 1% de Pietrzyński et al. (2019) et pour le SMC celle de Graczyk et al. (2014).

J'ai aussi comparé les distances *Gaia* avec celles déterminées via des relations Période-Luminosité en bande *V* et *K*. J'ai pour cela récupéré des valeurs de magnitudes apparentes moyennes et d'excès de couleur *E(B-V)* de plusieurs sources (Fouqué et al. 2007; Kovtyukh et al. 2008; Groenewegen 2018a). Si les magnitudes apparentes sont cohérentes entre les différentes sources, ce n'est pas le cas de l'excès de couleur qui dépend grandement de la loi de rougissement et de la méthode utilisées pour sa détermination. Ainsi, nous avons vu dans la section 2.1.2 que le code SPIPS calcule les coefficients d'extinction A_λ différemment des autres sources bibliographiques, ce qui peut mener à des valeurs de l'excès de couleur différentes. Une moyenne des *E(B-V)* valeurs a donc été effectuée et comparée à différentes cartes 3D de l'extinction dans notre galaxie (telle que Stilism¹⁵, Lallement et al. 2018) afin d'en obtenir une valeur cohérente. Enfin, ces données m'ont permis d'estimer les valeurs des magnitudes absolues corrigées de l'extinction.

Moyennes et amplitudes des observables

J'ai calculé la valeur moyenne et l'amplitude du modèle de départ de la vitesse radiale directement depuis les observations. La température effective moyenne a quant à elle été récupérée dans les catalogues de Luck et al. (2011) et Andrievsky et al. (2013) ou fixée à une valeur typique de 5500 K. L'amplitude de départ a été fixée à une valeur cohérente de 500 K. Concernant le rayon moyen de l'étoile, celui-ci a été estimé via la relation période-rayon de Groenewegen (2007).

2.2.4 Observations effectuées

Outre toutes les données de la littérature que j'ai mentionnées dans les paragraphes précédents, j'ai régulièrement participé, en collaboration avec le groupe Araucaria, à des observations (photométriques, spectroscopiques et interférométriques) tout au long de ma thèse afin de compléter les données déjà collectées.

PIONIER - Observatoire du Cerro Paranal

Le Very Large Telescope (VLT) est un observatoire situé au sommet du Cerro Paranal au Chili et géré par l'Observatoire Européen de l'hémisphère Sud (ESO). Il est constitué de 4 grands télescopes principaux de 8.2 m chacun (les UTs), de quatre télescopes auxiliaires plus petits de 1.8 m (les ATs) et de deux autres télescopes secondaires de 4.1 m et de 2.65 m dédiés à l'imagerie (VISTA et VST). Les ATs ont la particularité de pouvoir se déplacer sur la plateforme du VLT afin de proposer différentes bases d'observations dédiées à l'interférométrie (figure 2.11).

PIONIER¹⁶ (Precision Integrated-Optics Near-infrared Imaging ExpeRiment) est un instrument de recombinaison du Very Large Telescope Interferometer (VLTI), le mode interférométrique du VLT. Cet instrument de basse résolution spectrale (40 à 45), fonctionne principalement en bande *H* et permet de disperser la lumière sur plusieurs canaux afin d'obtenir une information spectrale de la source observée. De nombreux programmes d'observations ont déjà été réalisés par mon équipe ces dernières années et j'ai eu la chance de participer à quatre d'entre eux, (dont deux en tant que PI dont les

15. Site des cartes 3D d'extinction Stilism : <https://stilism.obspm.fr>

16. Page d'information de l'instrument PIONIER : <https://www.eso.org/sci/facilities/paranal/instruments/pionier.html>



FIGURE 2.10 – Photo prise lors de mon séjour à l’Observatoire du Cerro Paranal, où se situe le Very Large Telescope Interferometer. On peut y voir trois des quatre télescopes unitaires en arrière plan et un des télescopes auxiliaires en premier plan.

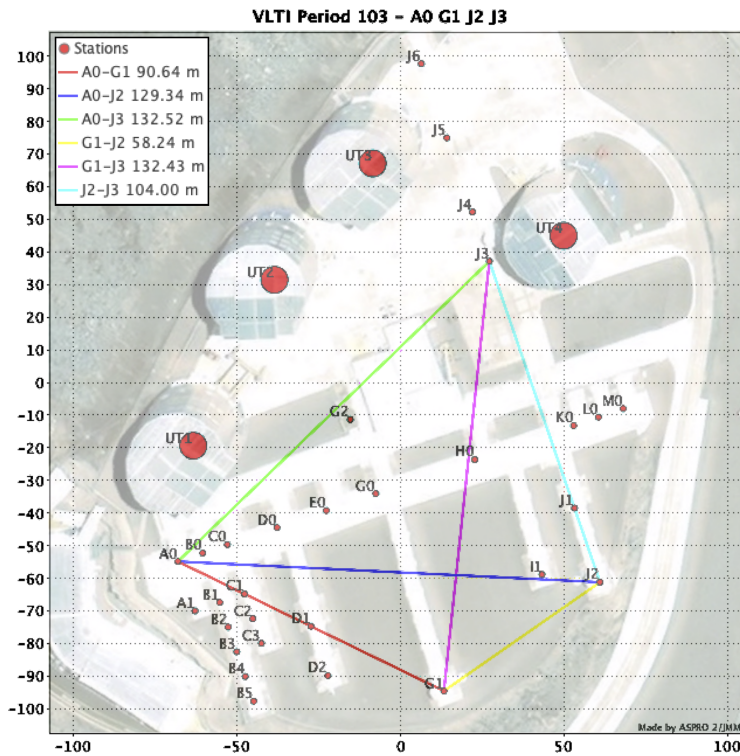


FIGURE 2.11 – Configuration A0-G1-J2-J3 des ATs du VLTI choisie dans mes demandes de temps de l’instrument PIONIER. (Crédits : ASPRO2 et Apple Plans)

demandes de temps sont ajoutées en Annexe), le dernier en date étant actuellement en cours d’observation. L’objectif de ces observations est d’obtenir une dizaine de mesures de diamètre angulaire pour chacune des 30 étoiles résolubles, suffisamment espacées dans le temps afin de pouvoir couvrir la pulsation (en prenant soin de couvrir les extrema afin d’estimer l’amplitude de la variation de diamètre angulaire). Dans le cadre des observations que j’ai réalisées, j’ai utilisé pour chaque étoile "science" (SCI) deux étoiles d’étalonnage (CAL1 et CAL2). Une étoile d’étalonnage (ou "calibrateur") est une étoile dont le rayon est connu et sert ainsi à étalonner les visibilités et les clôtures de phase. L’utili-

sation de deux d'entre elles permet d'identifier un potentiel biais lié à des propriétés non identifiées d'une de ces étoiles. Il est préférable que celles-ci soient plus petites et moins brillantes que l'étoile science, tout en restant dans un rayon de 5 degrés environ afin de ne pas introduire de biais liés au pointage des télescopes. Chacun des calibrateurs a été choisi en respectant ces contraintes, grâce au logiciel SearchCal¹⁷ du JMMC (Chelli et al. 2016) et au catalogue de Mérand et al. (2005). L'observation d'une source a ainsi été réalisée selon le schéma CAL1-SCI-CAL2-SCI-CAL1, réalisable en 45 minutes environ. Concernant la position des ATs, la configuration A0-G1-J2-J3 a été privilégiée, correspondant à des lignes de base allant de 58 à 132 m (les plus grandes disponibles, figure 2.11), afin de résoudre au mieux les Céphéides.

Durant les observations, le flux lumineux est mesuré pour chaque paire de télescopes (courbe de gauche de la figure 2.12) et la fonction de transfert est déterminée (courbe de droite de la figure 2.12 pour les visibilités). Cette dernière est nécessaire pour étalonner des observations. En effet, la visualisation des données et les différences entre les observations d'étalonnage et de science (plus importante pour les plus grandes bandes) nous renseigne sur la précision des mesures, la résolution de l'étoile observée et même sur certaines propriétés de l'objet observé (sa binarité par exemple).

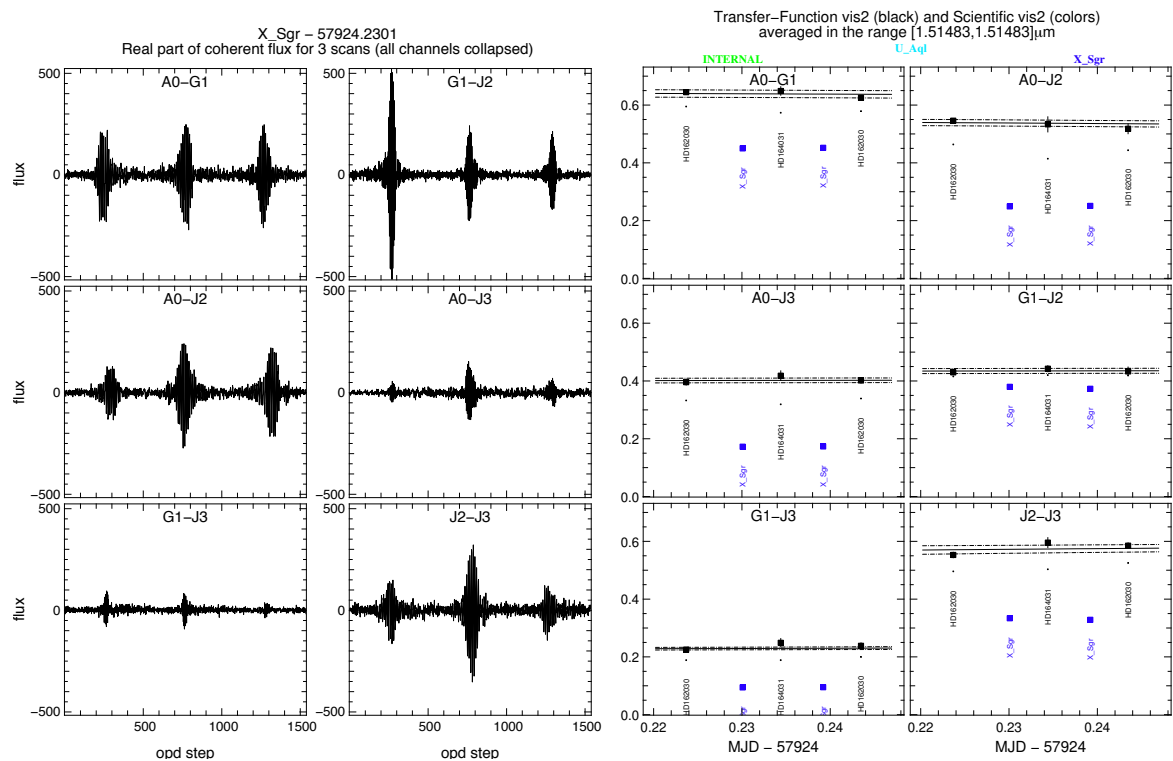


FIGURE 2.12 – Observations PIONIER de la Céphéide X Sgr de la nuit du 20/06/2017. **A gauche :** Franges d'interférence de la première observation science pour chaque paire de télescopes (dans la configuration A0-G1-J2-J3) et pour trois interférogrammes. **A droite :** Fonction de transfert de la visibilité obtenue pour le schéma CAL1-SCI-CAL2-SCI-CAL1. Les carrés noirs représentent les étoiles d'étalonnage et les carrés bleus l'étoile science.

Une fois ces observations réalisées, j'ai réduit les données brutes grâce au logiciel de réduction de données PIONIER *pndrs* du JMMC (Le Bouquin et al. 2011). Une des fonctions de ce logiciel est la possibilité de supprimer des mesures affectées par un problème instrumental ou de mauvaises conditions atmosphériques. Ainsi une sélection des mauvais points observés sur la fonction de transfert

17. Site de SearchCal : https://www.jmmc.fr/searchcal_page.htm

permet de ne pas les utiliser lors de la réduction. A moins que cela ne s'avère réellement nécessaire, j'ai cependant préféré suivre la démarche de Breithfelder et al. (2015) et de conserver le plus de mesures possibles afin de ne pas perdre en précision statistique. Les courbes de visibilité ont ensuite été ajustées par un modèle de disque uniforme afin de déterminer le diamètre angulaire correspondant. L'erreur systématique sur ce diamètre a été fixée à la moyenne de l'erreur sur les diamètres des étoiles d'étalonnage. Cependant, un effet systématique de surestimation de la visibilité carrée aux courtes bases (typiquement en-dessous de 90 mètres) a été observé (courbe de gauche de la figure 2.13). La source du problème (apparemment présent depuis l'installation d'un nouveau détecteur, d'après une conversation avec les responsables de l'instrument), n'est toujours pas parfaitement comprise mais pourrait être liée à un problème d'étalonnage. La solution adoptée a été d'ignorer les courtes bases (inférieures à 90 m) lors de l'ajustement afin d'obtenir une valeur de diamètre angulaire non biaisée (courbe de droite de la figure 2.13).

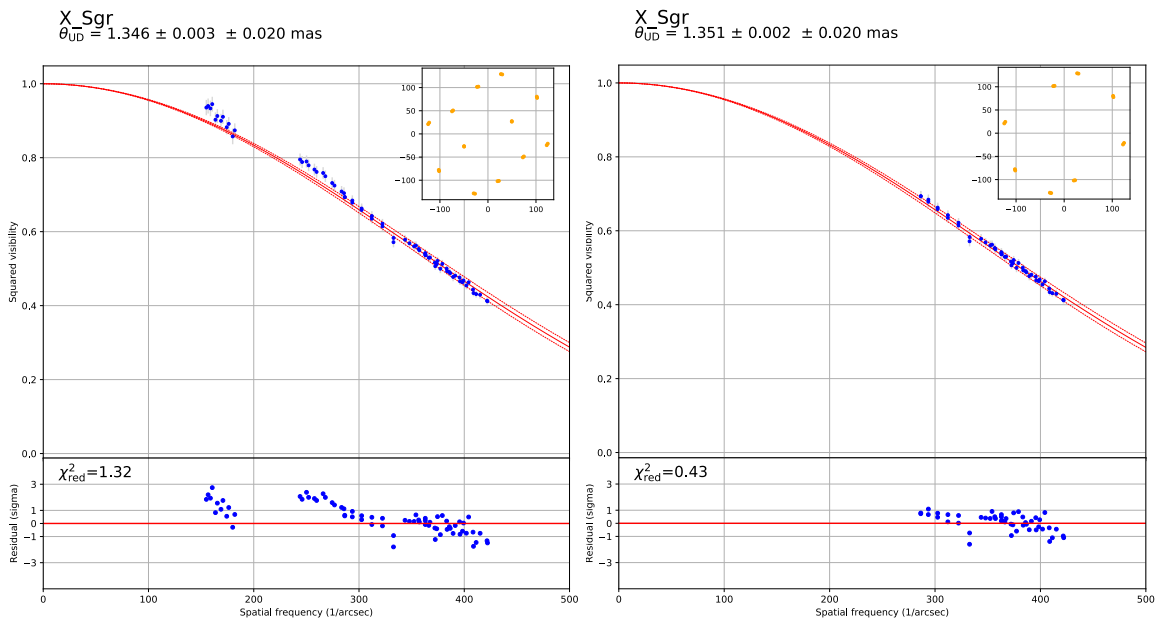


FIGURE 2.13 – Ajustement des données de visibilité carrée de X Sgr prise dans la nuit du 20/06/2017. **A gauche :** Ajustement du jeu de données complet. **A droite :** Ajustement des données prises sur des bases supérieures à 90 m. On remarque que la valeur de diamètre angulaire est très proche dans les deux cas pour cette étoile.

SOPHIE - Observatoire de Haute Provence

SOPHIE¹⁸ (Spectrographe pour l'Observation des Phénomènes des Intérieurs stellaires et des Exoplanètes) est un spectrographe échelle installé au télescope de 1.93 m de l'Observatoire de Haute-Provence (France). Son mode de haute résolution (HR) spectrale permet d'atteindre une résolution de 75 000 et un rapport signal sur bruit d'environ 100 en 5 minutes de pose seulement pour une étoile de magnitude 7 en visible. C'est celui-ci qui a été utilisé pendant mes 9 nuits sur place afin d'obtenir des spectres pour une trentaine de Céphéides de l'hémisphère nord. Des observations en mode service avaient initialement été demandées afin de garantir des observations suffisamment espacées dans le temps, ce qui est nécessaire afin d'obtenir une couverture en phase suffisante pour distinguer la variation de sa vitesse radiale (en particulier pour les longues périodes). La figure 2.15 (à gauche) re-

18. Page d'information de l'instrument SOPHIE : <http://www.obs-hp.fr/guide/sophie/sophie-eng.shtml>



FIGURE 2.14 – Photo prise lors de mon séjour à l’Observatoire de Haute Provence. On peut y voir les différentes coupoles présentes sur le site, dont celle abritant le télescope de 1.93 m en arrière plan à droite.

présente le spectre (SNR=80) obtenu dans la nuit du 14/09/2016 pour la Céphéide AW Per ($V = 7.5$) avec un temps d’observation de 10 minutes (sous un ciel très nuageux).

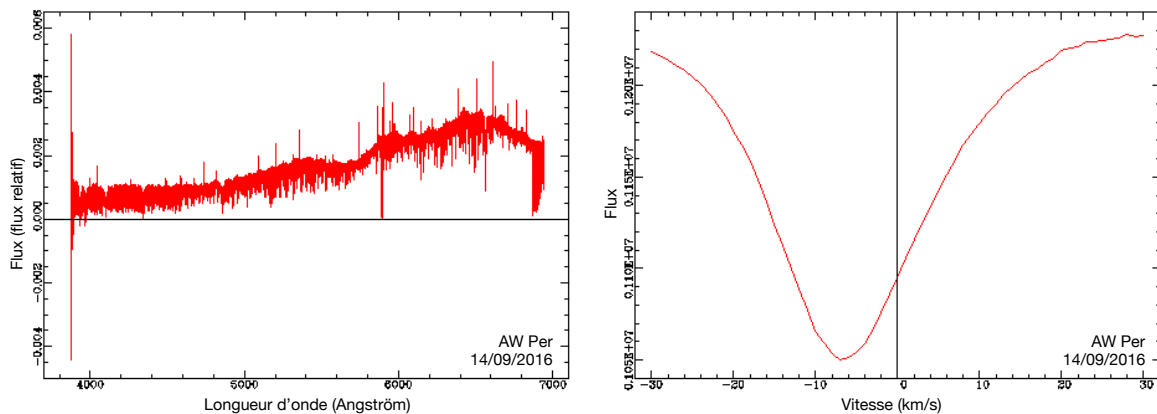


FIGURE 2.15 – **A gauche** : Spectre de la Céphéide AW Per obtenu avec l’instrument SOPHIE de l’Observatoire de Haute Provence lors de la nuit du 14/09/2016. **A droite** : Fonction de corrélation croisée ajustée.

Les vitesses radiales ont par la suite été obtenues en ajustant une fonction gaussienne à un profil de corrélation-croisée du spectre (courbe de droite de la figure 2.15).

CORALIE - Observatoire de La Silla

J’ai effectué 7 nuits d’observations en novembre 2017 avec le spectrographe échelle CORALIE installé sur le télescope suisse de 1.2 m à l’observatoire de La Silla (Chili). Ces observations ont été réalisées dans le but d’obtenir des spectres de Céphéides galactiques classiques et de binaires à éclipses observables dans l’hémisphère sud. Des Céphéides galactiques de type II ont également été observées lors de certaines nuits lorsque du temps était disponible.

Les vitesses radiales ont ensuite été obtenues de la même façon que pour les observations SOPHIE afin d’obtenir un échantillon homogène de données.



FIGURE 2.16 – Photo prise lors de mon séjour à l’Observatoire de La Silla. On peut y voir plusieurs des télescopes présents sur le site, dont le télescope suisse de 1.2 m.

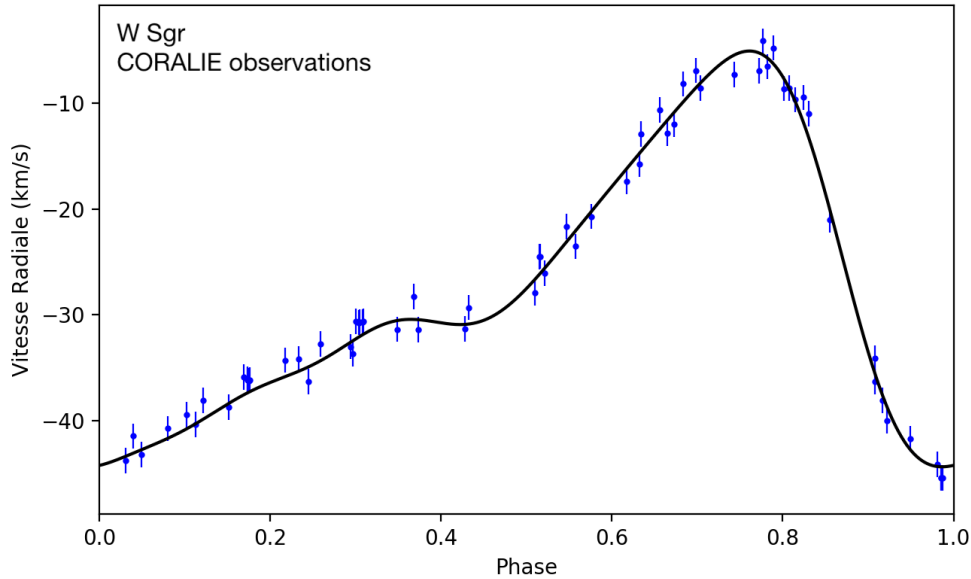


FIGURE 2.17 – Echantillon total des vitesses radiales de la Céphéide classique W Sgr obtenues avec le spectrographe CORALIE de l’observatoire de La Silla. L’ajustement des données (courbe noire) a été réalisé avec l’algorithme SPIPS.

VYSOS 16, VYSOS 6, BEST II - Observatoire du Cerro Armazones

Au cours de ma thèse, j’ai aussi eu la chance de pouvoir aller observer durant 3 semaines à l’observatoire du Cerro Armazones (OCA, Ramolla et al. 2016). Cet observatoire du groupe Araucaria est situé sur le Cerro Murphy, au pied du site de construction du futur Extremely Large Telescope (Cerro Armazones), et à seulement quelques kilomètres de l’observatoire du Cerro Paranal. Il est actuellement le seul observatoire au monde à être alimenté uniquement par l’énergie éolienne et solaire. Ces 23 jours exclusivement en binôme dans le désert d’Atacama furent pour moi une expérience très enrichissante. Le contrôle des observations échappe ici à la raideur de celles des grands observatoires que j’ai pu approcher à l’ESO. Tout ici est sous notre contrôle, du pointage du télescope jusqu’à l’obtention des données, tout en prenant soin de vérifier régulièrement les réserves d’énergie. Ceci permet



FIGURE 2.18 – Photo prise lors de mon séjour à l’Observatoire OCA sur le Cerro Murphy (en premier plan) avec en arrière plan le Cerro Armazones, lieu de construction du futur Extremely Large Telescope.

d’avoir une maîtrise totale des différents instruments et d’avoir réellement la sensation de toucher ses propres données et d’apporter sa contribution à l’astronomie observationnelle.

L’OCA est constitué de 5 télescopes principaux :

- **IRIS** : L’InfraRed Imaging System (IRIS) est un télescope de 80 cm de diamètre. Il est équipé de la caméra infrarouge IRIS permettant d’observer dans les bandes J , H et K .
- **BESTII** : Ce télescope de 25 cm d’ouverture est dédié aux mesures photométriques en bandes B , V , R et I . Il observe les variations de la luminosité des étoiles dans l’hémisphère sud, particulièrement dans les champs qui présentent une forte densité d’étoiles. Il a entre autres permis l’identification de 426 nouvelles étoiles variables.
- **VYSOS6** : Aussi appelé le "Robotic Bochum Twin Telescope", ce double réfracteur est composé de deux télescopes de 15 cm de diamètre chacun. Il est principalement utilisé pour faire un relevé du disque galactique. Les deux télescopes placés sur la même monture permettent d’utiliser simultanément deux filtres différents (U_j , V_j , R_j , g_s et i_s pour VYSOS6a et B_j , I_j , u_s , r_s et z_s pour VYSOS6b).
- **VYSOS16** : Avec son miroir de 40 cm et ses filtres B et V , ce télescope est principalement utilisé pour observer la raie H_α dans les noyaux actifs de galaxies, ainsi que les étoiles variables brillantes qui satureraient avec des télescopes plus larges.
- **L’Hexapod telescope** : Ce télescope tient son nom de sa structure particulière, constituée de 6 pieds qui soutiennent sa plateforme. Son miroir mesure 1.5 m de diamètre. Il est actuellement hors-service.

Durant mes observations, je n’ai utilisé que les télescopes BESTII, VYSOS6 et VYSOS16 (les autres étant hors-service) afin d’obtenir les courbes de lumière les plus complètes possibles de Céphéides de type II et de variables RR Lyrae. Bien que ces données photométriques n’aient pas été utilisées dans le cadre de ma thèse, elles le seront ultérieurement en collaboration avec d’autres chercheurs du groupe Araucaria et de l’Université de la Ruhr à Bochum. Des résultats basés sur ces données sont publiés régulièrement (Berdnikov et al. 2011, 2012; Fruth et al. 2012; Klagyivik et al. 2018).

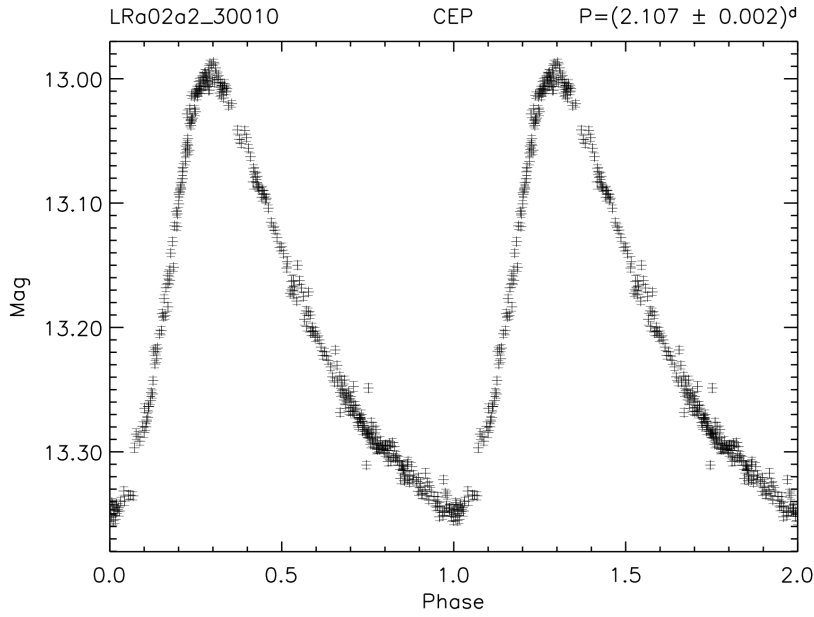


FIGURE 2.19 – Courbe de lumière de la Céphéide classique LRa02a2_30010 obtenue avec le télescope BESTII de l’observatoire du Cerro Armazones (Fruth et al. 2012)

2.2.5 Structure de la base de donnée

J’ai choisi de construire ma base de données actuelle sur les 350 Céphéides galactiques (et une trentaine de Céphéides des Nuages de Magellan) les plus connues et donc susceptibles de disposer de nombreuses données observationnelles. Du fait de sa structure, cette base de données peut être très facilement élargie à n’importe quelle Céphéide. La base de données consiste en réalité en deux bases distinctes. La première est constituée de toutes les données d’origine telles qu’elles sont présentées dans la littérature. La seconde comprend les mêmes données mises en forme afin de disposer d’une base entièrement homogène.

Les données sont disponibles sous plusieurs formes afin de s’adapter à l’usage de l’utilisateur :

- en format .fits (le plus communément utilisé en astronomie), sous forme de tableaux structurés dans un fichier unique, réunissant les données et informations collectées pour toutes les étoiles, ou dans des fichiers individuels.
- en fichier texte (.txt) afin d’avoir un aperçu direct des données. J’ai séparé dans chaque fichier texte (un par étoile) les différents types de données pour une meilleure lisibilité. Les informations de l’étoile sont commentées en tête des fichiers.
- dans un dictionnaire Python enregistré avec la librairie *pickle*. Ce dictionnaire dispose d’une entrée pour chaque étoile. Pour chaque étoile, j’ai séparé d’une part les informations de l’étoile (période, distance, etc...) et d’autre part les données observationnelles, qui sont quant à elles aussi distinguées selon leur type (photométrie, interférométrie, etc...).

La mise en forme des données comprend deux aspects. Tout d’abord la correction des différents points zéro (i.e les valeurs de référence permettant d’étalonner un instrument dans un système standard), la transformation des données photométriques dans des systèmes mieux caractérisés (GCPD, CTIO) et la prise en compte de la dispersion et des biais systématiques dans les barres d’erreurs. D’autre part, un format unique des données, adapté à leur utilisation avec le code SPIPS, a été utilisé. Celui-ci prend la forme suivante selon le type de données :

(MJD _i , 'vrad ; référence', vrad _i , erreur _i)	Vitesses radiales
(MJD _i , 'mag/color ; référence', 'filtre', mag _i , erreur _i)	Photométrie
(MJD _i , 'teff ; référence', teff _i , erreur _i)	Températures effectives
(MJD _i , 'diam ; référence', (B, λ), diam _i , erreur _i)	Interférométrie

Pour les données interférométriques, les paramètres B et λ représentent la base et la longueur d'onde utilisées pour les observations. Nous avons vu au début de ce chapitre que ceux-ci sont nécessaires afin de déterminer les facteurs de correction $\theta_{UD}/\theta_{ROSS}$. Les MJD_i représentent la date julienne modifiée d'une observation. Nécessaire pour déterminer précisément la variation de période d'une étoile pulsante, elle peut cependant être remplacée au besoin par la phase ϕ_i . Pour les données photométriques, le paramètre "mag" permettant d'identifier le type de données de magnitudes peut être remplacé également par "color" dans le cas d'une mesure de couleur. Par ailleurs, l'utilisation de magnitudes moyennes est également possible en utilisant la forme suivante : (None, 'avgmag ; référence', 'filtre', mag_i, erreur_i).

2.3 Ajustement SPIPS et interface avec les données Gaia

Je présente dans cette section la méthode utilisée par SPIPS afin d'ajuster les données collectées, ainsi que ma stratégie afin d'automatiser son utilisation et les différents problèmes rencontrés lors de mes nombreux ajustements. Enfin, je ferai un point sur les déconvenues de la GDR2 et leurs retombées sur mon sujet de thèse.

2.3.1 Approche des ajustements

Fonctions d'interpolation

Les différentes courbes photométriques (via la température effective) et de vitesse radiale sont modélisées dans le code SPIPS par des fonctions périodiques de la phase de pulsation. La façon la plus simple et offrant une meilleure stabilité numérique consiste à interpoler les données par des séries de Fourier (courbe ⑥ de la figure 2.20), de la forme :

$$f(\phi) = A_0 + \sum_{k=0}^n A_k \cos(2\pi k\phi + \phi_k)$$

Les paramètres A_k et ϕ_k représentent respectivement l'amplitude et la phase de Fourier à l'ordre k qu'il faut ajuster et ϕ la phase de pulsation de l'étoile. Le paramètre n dépend quant à lui de la couverture en phase des données et de l'amplitude de la courbe ajustée. Celui-ci doit être choisi au préalable avec soin par l'utilisateur, un ordre trop élevé ou trop faible ayant tendance à introduire des oscillations non physiques (courbe ⑨ de la figure 2.20).

Le code SPIPS permet également de modéliser les données par une fonction spline cubique. Ce type de fonction continue par morceaux consiste à interpoler les données par des polynômes entre plusieurs points de la courbe. La position de chacun de ces noeuds doit être définie au préalable par l'utilisateur qui peut également définir un peigne dont les dents contraignent leur position en abscisse (de façon à garantir un espacement en phase régulier des noeuds et un ajustement cohérent des données). Après avoir renseigné la phase ϕ_0 du premier noeud, la position finale de chaque noeud k est alors définie par une loi de puissance d'ordre p de la forme :

$$x_k = \frac{x_{0,k}}{|x_{0,k}|} x_{0,k}^p + \phi_0$$

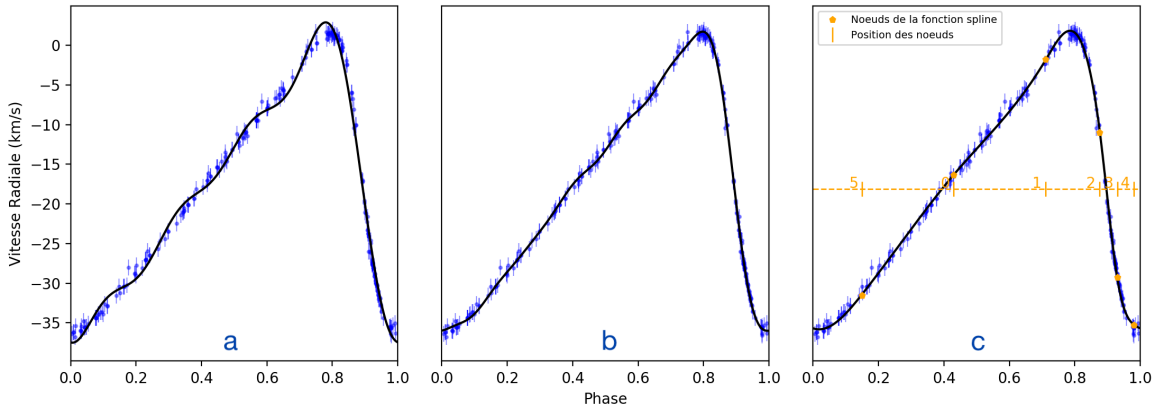


FIGURE 2.20 – Modélisation SPIPS de la courbe de vitesse radiale de la Céphéide δ Cep avec : ① Une série de Fourier d’ordre 4. ② Une série de Fourier d’ordre 7. ③ Une fonction spline à 6 noeuds.

Cette méthode permet un ajustement plus lisse des données qu’avec des séries de Fourier (courbe ③ de la figure 2.20). Cependant, en vue d’une meilleure optimisation et de l’automatisation de la méthode SPIPS, j’ai décidé d’utiliser par défaut une interpolation par série de Fourier d’ordre 5. J’ai ensuite évalué au cas par cas la qualité du modèle final. Même si la majorité des ajustements sont de bonne qualité, l’ajout d’ordres de Fourier supplémentaires est nécessaire pour une bonne modélisation de la courbe de lumière, en particulier lorsque la pente descendante est très raide ou que les extrema sont mal définis.

Modèle de départ et tentative de création de templates

Afin d’optimiser l’ajustement SPIPS, celui-ci part de modèles de départ dont les paramètres ont été présentés dans la section précédente. Ceux-ci consistent globalement en des séries de Fourier d’ordre 1 (des sinusoïdes) centrées sur les observations et de mêmes amplitudes (figure 2.21).

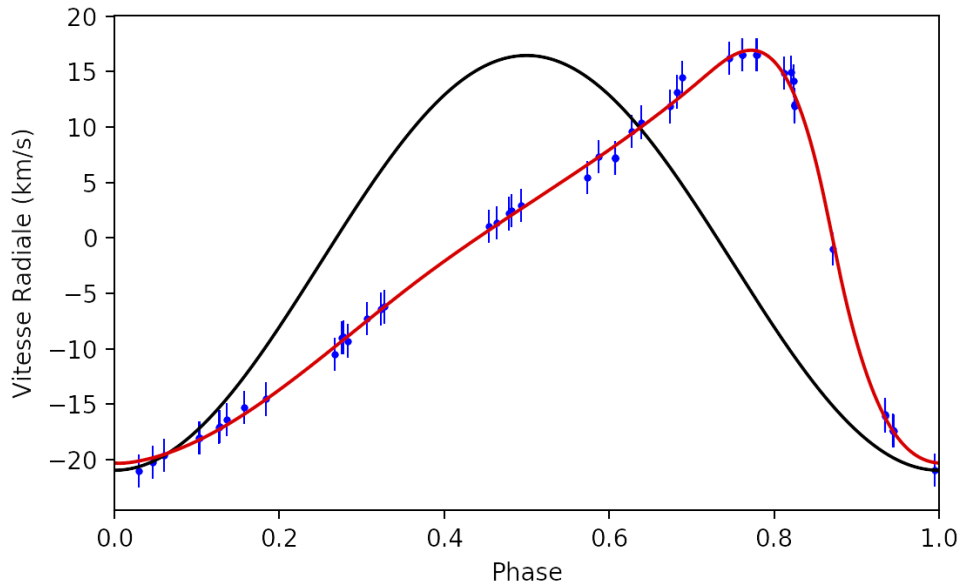


FIGURE 2.21 – Courbe des vitesses radiales de la Céphéide Y Sgr. En noir est tracé le modèle de départ. La courbe rouge correspond à l’ajustement SPIPS final.

L'ajout d'ordres supplémentaires permet de donner une inclinaison plus ou moins forte à ce modèle ; ainsi que de faire apparaître différentes structures telle qu'un bump. Plusieurs tentatives ont ainsi été amorcées au cours de ma thèse afin de prédire au mieux la forme d'une courbe de lumière d'étoile pulsante. Ces templates auraient aussi l'avantage de pouvoir être utilisés dans le cas où des étoiles ne disposent pas de suffisamment de données pour permettre un bon ajustement. En ce sens, j'ai tout d'abord récupéré un échantillon de Céphéides disposant de nombreuses données observationnelles de bonne qualité. La comparaison des différentes courbes de lumière m'a permis de constituer plusieurs catégories en fonction du type de pulsation de l'étoile, déterminé par une analyse traditionnelle des paramètres de Fourier (Deb & Singh 2009; Bhardwaj et al. 2015; Clementini et al. 2018). Pour chacune de ces catégories, j'ai étudié la corrélation entre les modèles et les principaux paramètres d'une étoile (période, excès de couleur, température, etc...) afin de pouvoir effectuer une interpolation des meilleurs modèles. Une approche de type machine-learning a également été menée, inspirée par la méthode UPSILOn de Kim & Bailer-Jones (2016) permettant de classifier une étoile pulsante (type d'étoile et mode de pulsation) par une comparaison de sa courbe de lumière avec un échantillon de modèles pré-existants. L'échantillon actuel de modèles "sûrs" (i.e de suffisamment bonne qualité) n'est cependant pas suffisant pour une interpolation robuste. Les résultats de ces tentatives sont présentés en Annexe.

Paramètres ajustés par minimisation du χ^2

Une des originalités de SPIPS consiste à procéder à un ajustement simultané des différentes observables. Celui-ci se fait en minimisant le χ^2 global tout en veillant à ce que chaque type de données y contribue autant :

$$\chi^2 \propto \sum_i \frac{1}{nO_i} \sum_{j \in i} \frac{(o_j - m_j)^2}{e_j^2}$$

nO_i correspond ici à la taille de l'observable i . o_j , e_j et m_j représentent respectivement une observation, son erreur et la valeur associée du modèle. Sans la pondération de chaque type d'observable, les données photométriques, généralement plus nombreuses et avec des erreurs assez faibles, auraient une place beaucoup plus importante dans l'ajustement que les autres données. Cela entraînerait une estimation biaisée des différents paramètres, et des incertitudes associées.

L'espace des paramètres à ajuster dans SPIPS est généralement conséquent, certains pouvant être aussi corrélés. Afin d'assurer une convergence sûre vers un vrai puit de χ^2 , un paramètre d'arrêt, correspondant à la variation du χ^2 entre chaque itérations, a été fixé à 10^{-6} et le pas d'itération, correspondant à la variation des paramètres, a été fixé à 10^{-9} .

L'espace des paramètres ajustés, et donc le nombre de degrés de liberté, est cependant modifiable grâce à la possibilité de fixer un paramètre à une valeur quelconque. Dans mes études présentées dans les chapitres suivants, seuls quelques paramètres ont été fixés afin de pouvoir comparer les paramètres résultant d'un ajustement SPIPS avec ceux de la littérature. Ceci permet à la fois de tester la robustesse de l'algorithme et des modèles atmosphériques, mais aussi de ne pas introduire de biais systématiques liés à une mauvaise détermination du paramètre fixé.

2.3.2 Problèmes rencontrés lors des ajustements

L'étude d'une centaine de variables pulsantes m'a permis de mettre en évidence plusieurs problèmes, liés aux différents modèles sous-jacents. Ainsi, le problème le plus fréquent s'est révélé être commun aux étoiles froides ($T_{\text{eff}} < 5000K$). A ces températures, l'ajustement de la photométrie synthétique sous-estime les magnitudes en bande B (ajustement de la couleur $B - V$ représenté sur la figure 2.22). Cet effet pourrait être dû à une mauvaise définition des lois d'opacité en ultraviolet (Casagrande & VandenBerg 2014) ou à des raies spectrales non prises en compte dans les modèles SPIPS

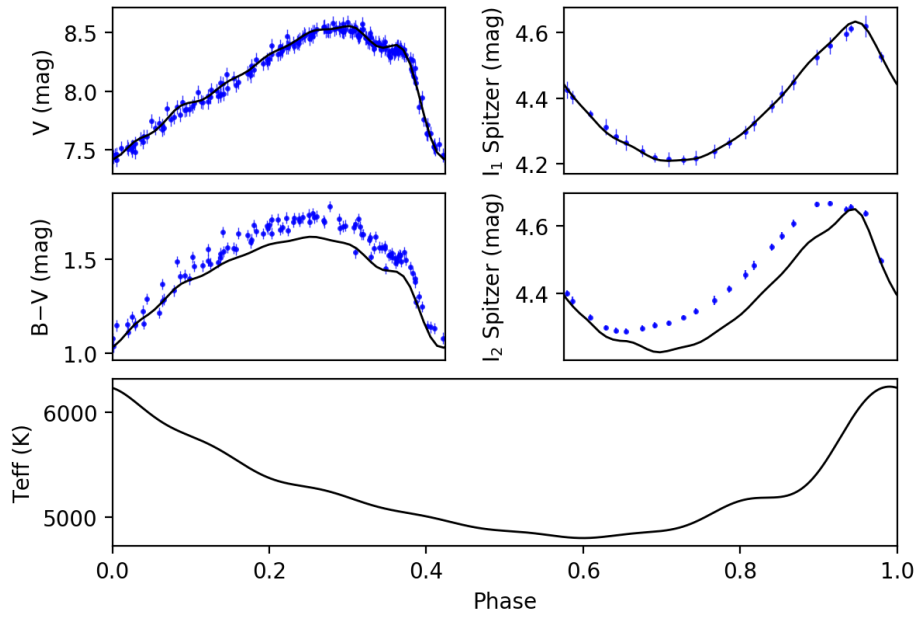


FIGURE 2.22 – Problèmes rencontrés lors de l’ajustement SPIPS de la Céphéide WZ Sgr. **En haut** : Modèles des bandes V et I_1 s’ajustant bien aux données. **Au milieu** : Modèles de la couleur $B - V$ et I_2 présentant un mauvais ajustement. **En bas** : Courbe de température effective. On remarque que les problèmes d’ajustement surviennent lorsque la température effective de l’étoile est inférieure à environ 5000K.

qui assombriraient le spectre de l’étoile. De même, en bande I_2 le modèle ne s’ajuste pas aux données, comme montré sur la figure 2.22. Cet effet indiquerait selon Scowcroft et al. (2011); Majaess et al. (2013) et Scowcroft et al. (2016) une formation de molécules de CO aux températures basses, phénomène non pris en compte dans l’algorithme SPIPS. Ces phénomènes ont les effets les plus prononcés fréquemment rencontrés dans les ajustements, et les données liées ont été ignorées.

2.3.3 Visualisation des ajustements

L’interface graphique des résultats SPIPS est présentée sur la figure 2.23. Cet exemple représente l’ajustement de la Céphéide Y Sgr ($P=5.7$ jours). L’interface SPIPS se décompose en 5 parties :

Paramètres	Valeurs	Paramètres	Valeurs
MJD₀ (jours)	48700.292	p-facteur	1.37
Période (jours)	$5.773_{\pm 4.10^{-6}}$	Distance (kpc)	$0.589_{\pm 0.013 \pm 0.059}$
Diamètre (mas)	$0.854_{\pm 0.002 \pm 0.017}$	Rayon (R_{\odot})	$54.06_{\pm 0.00 \pm 1.08}$
T_{eff} (K)	$5791_{\pm 7 \pm 50}$	v_{γ} (km/s)	$-3.1_{\pm 0.3 \pm 0.5}$
E(B-V)	$0.270_{\pm 0.003 \pm 0.016}$	$\text{IR}_{\text{ex}}^{\star}$ (mag)	$0.024_{\pm 0.004}$

* Valeur de la pente α de la loi d’excès de la forme $\text{IR}_{\text{ex}} = \alpha(\lambda - 1.2)^{0.4}$ introduite au début de ce chapitre.

TABLE 2.3 – Paramètre du modèle SPIPS de la Céphéide Y Sgr. Les paramètres en gras ne sont pas ajustés.

- Les principaux paramètres (p -facteur, période, distance, excès de couleur et excès infrarouge) sont listés en en-tête. Les paramètres fixés sont listés en gras dans la table 2.3, tous les autres paramètres sont ajustés et leurs valeurs estimées par l’ajustement sont également présentées dans la table 2.3.

- Le panel ① représente les données de vitesse radiales, ajustées par une fonction spline à 5 noeuds. La ligne en pointillés représente la vitesse γ , c'est-à-dire la vitesse globale de déplacement de l'étoile. La vitesse pulsante est déterminée via la relation $v_{\text{puls}} = v_{\gamma} + (v_{\text{rad}} - v_{\gamma})p$ où le paramètre p correspond au p -facteur.
- Le panel ② représente la courbe de diamètre angulaire déterminée ici (en l'absence de données interférométriques) grâce à l'ajustement des données photométriques via des relations de brillance de surface.
- Le panel ③ représente l'ajustement par une série de Fourier d'ordre 4 des données de température effective.
- Enfin, les panels de droite (④ à ⑩) représentent les courbes de photométrie synthétiques dans différentes bandes et filtres (indiqués en gras en bas de chaque panel) avec les mesures correspondantes.
- Les références des données utilisées et les χ^2 réduits de chaque ajustement sont indiqués en haut de chaque panel. Un aperçu de la taille des barres d'erreur est aussi représenté en-dessous de la valeur du χ^2 pour une meilleure lisibilité des données photométriques.

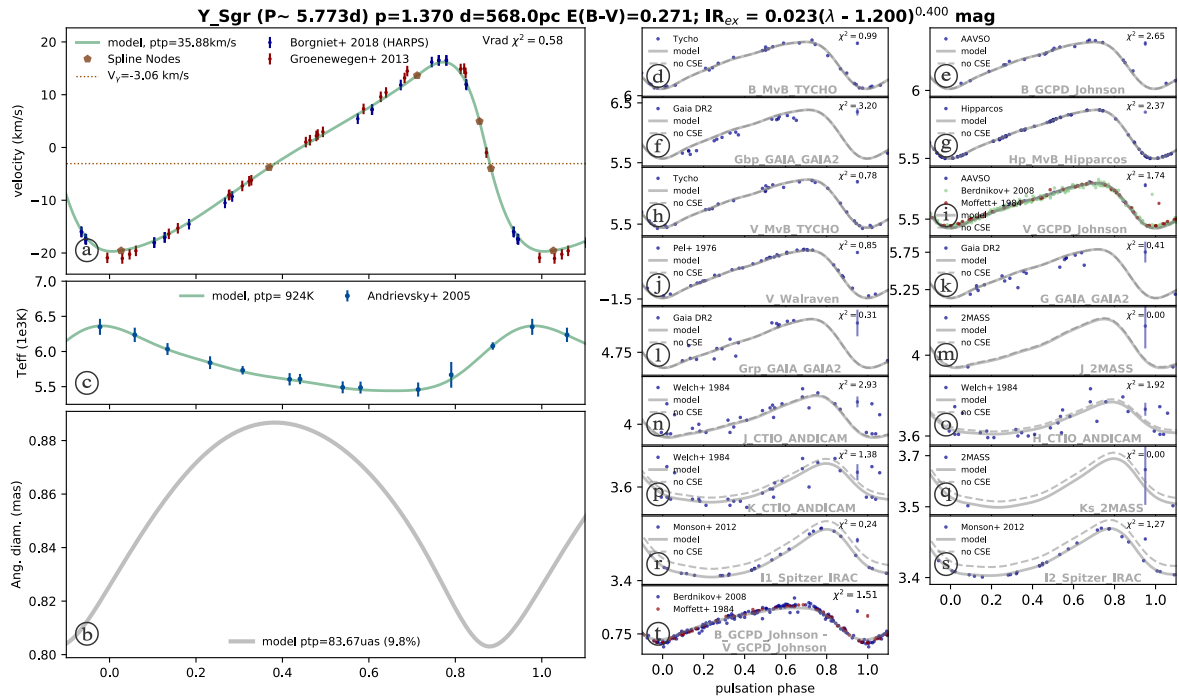


FIGURE 2.23 – Interface graphique de la modélisation SPIPS de la Céphéide Y Sgr.

2.3.4 Interface avec les données Gaia

Nous avons vu dans le premier chapitre que le satellite *Gaia* a pour objectif de fournir le relevé astrométrique de notre ciel le plus précis à ce jour, en particulier grâce à la publication de parallaxes d'une précision inégalée. Les données astrométriques de la première publication (GDR1 en septembre 2016) ont été réduites en incluant la position d'étoiles présentes dans les catalogues *Hipparcos* et *Tycho* afin de disposer d'une plus grande couverture temporelle (25 ans) (Gaia Collaboration 2016; Hobbs et al. 2017), nécessaire afin de réduire la corrélation entre la parallaxe et le mouvement propre. Ces données, bien que fournissant certains éléments temporels intéressants, avaient une précision bien trop faible pour un étalonnage précis de la Loi de Leavitt (Gaia Collaboration et al. 2017). Attendue

dans un premier temps pour la fin de l'année 2017 (pour la seconde année de ma thèse), la publication de la GDR2 s'est finalement faite attendre jusqu'au 25 avril 2018. Les données photométriques de la GDR2 sont de très bonne qualité notamment grâce à la publication de courbes de lumières par époque en bande G , G_{BP} et G_{RP} constitués d'une trentaine de points en moyenne. De plus, nous avons vu au début de cette thèse que la précision des parallaxes GDR2 pouvait atteindre 0.04 mas pour les étoiles les plus brillantes ($G < 15$), se présentant comme la meilleure alternative actuelle aux parallaxes *Hipparcos* et *Hubble*. Cette remarquable précision astrométrique cache cependant plusieurs déceptions.

La première remarque concerne les étoiles les plus brillantes ($G < 12$), dont la précision est plus faible qu'attendue et la distance est pour certaines près de deux fois supérieure à celle déduite via une relation période-luminosité. En particulier, les parallaxes n'ont pas été corrigées d'un potentiel biais lié à la multiplicité d'une étoile. La GDR2 indique par exemple une parallaxe de 0.96 ± 0.10 mas pour la Céphéide binaire U Aql ($G \sim 6$, limite de saturation du télescope) contre une parallaxe de l'ordre de 1.70 mas via la relation PL de Groenewegen (2013).

Une seconde remarque concerne une mauvaise estimation des erreurs systématiques, en particulier celle liée à une rotation du satellite sur lui-même, induisant une surestimation des distances. Ce point-zéro est cependant encore aujourd'hui mal déterminé. Lindegren et al. (2018) a évalué ce décalage à +0.029 mas, via l'étude d'un échantillon de quasars (objets de référence pour la définition de l'astrométrie *Gaia*) en fonction de la rotation du satellite (de l'ordre de 0.1 mas/an). D'autres études, listées dans la table 2.4 estiment ce point-zéro entre -0.03 et -0.08 mas. Négligeable pour les petites distances (i.e les grandes parallaxes), son effet est cependant important sur les étoiles lointaines et sa détermination précise est nécessaire.

ZP_{GDR2} (mas)	Références	Méthodes
-0.029	Lindegren et al. (2018)	Etude de la variation de la position d'un échantillon de Quasars.
$-0.031_{\pm 0.011}$	Graczyk et al. (2019)	Comparaison des parallaxes de la GDR2 avec des distances de binaires à éclipse déterminées via des relations de brillance de surface-couleur.
$-0.032_{\pm 0.001}^*$ $-0.056_{\pm 0.005}^{**}$	Arenou et al. (2018)	Analyse statistique d'un échantillon de Céphéides (*) et de RR Lyrae (**) et comparaison avec des sources externes.
$-0.035_{\pm 0.016}$	Sahlholdt & Silva Aguirre (2018)	Comparaison des rayons déduits des parallaxes <i>Gaia</i> avec ceux déterminés par astérosismologie d'un échantillon d'étoiles naines.
$-0.041_{\pm 0.010}$	Hall et al. (2019)	Comparaison de la distribution d'un échantillon de Géantes rouges sur le <i>Red Clump</i> du diagramme HR déterminée par astérosismologie et via les paramètres de la GDR2.
$-0.046_{\pm 0.013}$	Riess et al. (2018b)	Mise à l'échelle de la constante de Hubble H_0 déterminée par Riess et al. (2016) en utilisant des parallaxes de Céphéides de la GDR2.
$-0.049_{\pm 0.018}$	Groenewegen (2018a)	Comparaison des parallaxes de la littérature d'un échantillon de Céphéides (statistiquement en accord σ_w avec la GDR2) avec les parallaxes de la GDR2.
$-0.053_{\pm 0.003}$	Zinn et al. (2019)	Comparaison des parallaxes GDR2 avec les distances astérosismologiques d'un échantillon de Géantes rouges.
$-0.054_{\pm 0.006}$	Schönrich et al. (2019)	Comparaison des parallaxes GDR2 avec les distances dérivées par la méthode de Schönrich et al. (2012) utilisant les mouvements propres et les mesures de vitesses radiales de la GDR2.
$-0.057_{\pm 0.003}$	Muraveva et al. (2018a)	Etude de la haute dépendance en métallicité de la relation période-luminosité-métallicité d'un échantillon de RR Lyrae de la GDR2.
$-0.070_{\pm 0.010}$	Ripepi et al. (2019)	Mise à l'échelle des relations PL du LMC (dérivées de la photométrie et des parallaxes <i>Gaia</i>) avec module de distances du LMC de Pietrzyński et al. (2013).
$-0.082_{\pm 0.033}$	Stassun & Torres (2018)	Comparaison des parallaxes de binaires à éclipse de Stassun & Torres (2016) à celles de la GDR2.

TABLE 2.4 – Liste (non exhaustive) des différents point-zéros des parallaxes de la GDR2 estimés dans la littérature et description des méthodes utilisées.

Enfin, un effet délicat, lié à une réduction incomplète des données, concerne directement les étoiles variables. L'étalonnage actuel des données astrométriques comprend des termes de dépendance en couleur et magnitude. En particulier, les parallaxes sont déterminées en supposant une couleur et une magnitude constantes pour chaque source (Lindgren et al. 2018; Ripepi et al. 2018). Il semblerait cependant que cette correction ne soit pas suffisante pour certaines étoiles présentant de grandes amplitudes de variation de couleur durant un cycle de pulsation. C'est le cas des étoiles variables à longue période telles que les Mira (Mowlavi et al. 2018) et même une grande partie des Céphéides (Clementini et al. 2018). Des corrections chromatiques devraient être appliquées pour chaque époque d'observation afin d'estimer au mieux la position de l'étoile, sans aucune certitude cependant sur la présence de parallaxes non-biaisées dans la GDR3. Bien que précises, la question de la fiabilité de ces données se pose néanmoins, en particulier pour leur utilisation dans l'étalonnage de la relation période-luminosité.

Les étoiles variables de type RR Lyrae sont généralement moins lumineuses et ont des variations de couleur moins importantes que les Céphéides. Cette différence rend leur étude très intéressante grâce à l'arrivée de premières parallaxes précises pour un grand nombre de ces étoiles dans la GDR2. Ainsi, j'étudie dans le chapitre suivant le facteur de projection de ces étoiles en appliquant l'algorithme SPIPS. Les variables Céphéides n'ont cependant pas été mises de côté, et j'ai ainsi fait en sorte dans le chapitre 4 de tirer parti au maximum des données de la GDR2 grâce à une nouvelle approche permettant d'utiliser les parallaxes d'étoiles de la séquence principale gravitationnellement liées.

Pour ces études, une attention particulière a aussi été apportée afin de limiter l'utilisation de données astrométriques pouvant être contaminées par un mouvement orbital ou par un flux provenant d'étoiles proches. Plusieurs indicateurs de qualité sont ainsi disponibles dans la GDR2 (ESA 2018) dont les principaux sont :

- Pour la précision, le rapport signal sur bruit de la parallaxe est l'indicateur le plus utile. Le nombre de périodes de visibilité utilisées pour la réduction astrométrique est également à prendre en compte. Un nombre supérieur à 6 correspond à une solution complète. Le ratio du nombre de mauvaises observations sur le nombre total d'observations N permet d'avoir un aperçu du nombre de données rejetées.
- Le χ^2 et le "goodness-of-fit" de la solution astrométrique rendent compte de la qualité de l'ajustement du modèle aux données. Une valeur supérieure à 3 du goodness-of-fit correspond généralement à un mauvais ajustement.
- L'"excess noise" et sa signification renseignent quant à eux sur le bruit des mesures. Une valeur positive correspond à des résidus supérieurs au bruit observationnel mais pas nécessairement à une forte déviation du modèle, en particulier si sa signification est élevée. Le UWE (unit weight error) $u = \sqrt{\frac{\chi^2}{N-5}}$ est alors une meilleure source d'information; une valeur proche de 1 correspondant généralement à une solution fiable. Cependant, des valeurs élevées sont fréquentes même pour des solutions crédibles à première vue. C'est en particulier le cas pour des sources très brillantes ou avec des couleurs élevées.
- Arenou et al. (2018) propose certaines conditions sur le UWE et la photométrie permettant de filtrer les données affectées par des problèmes d'étalonnage et de perturbations. Ces conditions sont :

$$\begin{cases} u < 1.2 \max(1, e^{-0.2(G-19.5)}) \\ \text{et} \\ 1 + 0.015(G_{BP} - G_{RP})^2 < E < 1.3 + 0.06 (G_{BP} - G_{RP})^2 \end{cases}$$

Le paramètre E étant défini comme l'excès de flux $E = (I_{G_{BP}} + I_{G_{RP}})/I_G \sim 1$ avec $I_{G_{BP}}$, $I_{G_{RP}}$ et I_G les flux dans les bandes *Gaia* respectives. Sa valeur vaut environ 1 pour les étoiles dites

"normales".

- La normalisation du UWE (noté $RUWE = \frac{UWE}{u_0(G,G_{BP}-G_{RP})}$) par un facteur dépendant de la couleur et de la magnitude est alors le paramètre de qualité le plus recommandé pour les données astrométriques (Lindgren 2018a,b). Ce facteur u_0 permet en quelque sorte de comparer les propriétés d'une étoile à celles d'étoiles similaires (de propriétés connues) de la GDR2. Une grille de valeurs de références de u_0 est disponible sur le site dédié à *Gaia*¹⁹. Une valeur limite de $RUWE = 1.4$ semble être clairement définie comme la limite au-delà de laquelle la solution astrométrique n'est pas pertinente.

Les données remplissant à la fois les conditions de Arenou et al. (2018) et Lindgren (2018a,b) ont été conservées dans les études présentées dans les prochains chapitres.

19. Grille de calcul du coefficient u_0 : <https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/dr2-known-issues>

Chapitre 3

Modélisation de la pulsation des RR Lyrae

Sommaire

3.1	Apport de <i>Gaia</i> sur les RR Lyrae	65
3.1.1	Etudes actuelles des RR Lyrae	65
3.1.2	Etalonnage de la relation PL des RR Lyrae dans le contexte <i>Gaia</i>	66
3.1.3	Utilisation de SPIPS dans le contexte <i>Gaia</i>	67
3.2	Application de SPIPS à l'étoile prototype RR Lyr	68
3.2.1	Effet Blazhko	68
3.2.2	Données et paramètres du modèle de départ	69
3.2.3	Résultats	69
3.3	Application de SPIPS à un échantillon <i>Gaia</i>	71
3.3.1	Choix de l'échantillon <i>Gaia</i> et données utilisées	71
3.3.2	Résultats des modèles et facteurs de projection	72
3.3.3	Influence du point-zéro de la GDR2 sur le facteur de projection	75
3.3.4	Recoupement avec RR Lyr et autres résultats	75
3.3.5	Vers un étalonnage de l'échelle des distances des RR Lyrae ?	81

La méthode SPIPS introduite dans le chapitre précédent permet grâce aux parallaxes du satellite *Gaia* de déterminer plusieurs paramètres fondamentaux d'une étoile variable. Je présente dans ce chapitre une étude de la pulsation des étoiles variables RR Lyrae, et en particulier de leur facteur de projection.

3.1 Apport de *Gaia* sur les RR Lyrae

Les caractéristiques principales des étoiles RR Lyrae ont déjà été introduites dans l'introduction de cette thèse. Je présente dans cette section l'apport particulier des données du satellite *Gaia* dans l'étude de leur pulsation.

3.1.1 Etudes actuelles des RR Lyrae

Les RR Lyrae sont des étoiles relativement communes, représentant par exemple jusqu'à 90% des variables présentes dans les amas globulaires. Ainsi, du fait de leur variabilité et leur forte luminosité, elles ont été utilisées pendant plusieurs décennies comme étalons de distances grâce à leurs relations

période-luminosité. Elles permettent encore aujourd’hui d’améliorer nos connaissances sur les phénomènes sous-jacents à la pulsation des étoiles et de tester les théories et les modèles d’évolution des étoiles de faible masse. De plus, ces étoiles sont toujours largement utilisées dans le domaine de l’archéologie galactique, en tant que traceurs des propriétés chimiques et dynamiques de vieilles populations stellaires de notre galaxie et de ses voisines proches. Très récemment, Gallart et al. (2019) a ainsi mis en évidence qu’une population de RR Lyrae présents dans le bulbe galactique suivaient des orbites différentes des autres populations d’étoiles, laissant suggérer qu’elles étaient présentes dès les premiers instants de notre galaxie. Elles permettent notamment de construire des cartes précises des sous-structures, courants et satellites du halo galactique, permettant ainsi de reconstruire la formation de la Voie Lactée (Sesar et al. 2017). Au fil du temps, les grands relevés de RR Lyrae dans les nuages de Magellan, tels que *OGLE* et le *VMC* (VISTA Magellanic Survey), ont permis de révéler leur structure tridimensionnelle (Haschke et al. 2012a,b; Jacyszyn-Dobrzyniecka et al. 2017). Ces thèmes variés de recherches révèlent la place toujours importante des RR Lyrae dans la compréhension de notre Univers.

3.1.2 Etalonnage de la relation PL des RR Lyrae dans le contexte *Gaia*

Il est admis que la relation PL des RR Lyrae est fortement dépendante de leur métallicité. Ainsi, en bande *V* la magnitude absolue ne dépend pratiquement pas de la période et s’exprime sous la forme $M_V = a[\text{Fe}/\text{H}] + b$ (Chaboyer 1999; Gaia Collaboration et al. 2017). Proche de l’infrarouge en revanche, et en particulier en bande *K*, la dépendance en métallicité n’est pas universellement reconnue, parfois nulle et souvent faible (Gaia Collaboration et al. 2017; Muraveva et al. 2015; Sollima et al. 2006; Groenewegen 1999, 2018b) et la magnitude absolue redevient majoritairement dépendante de la période. L’étude de leurs relations PL s’est érodée au fil du temps au profit des Céphéides, en particulier du fait que leur étalonnage se révèle plus compliqué pour plusieurs raisons liées à leur observabilité et leurs caractéristiques intrinsèques.

En 2011, Benedict et al. (2011) a obtenu, grâce à l’instrument *Fine Guidance Sensor* du télescope *Hubble*, la parallaxe de 5 RR Lyrae galactiques précises à environ 10% pour la majorité d’entre elles. Parmi ces étoiles, une précision de 3% a pu être atteinte pour l’étoile prototype RR Lyr : $\varpi = 3.77 \pm 0.13$ mas. Cette valeur fut, jusqu’à la seconde publication des données astrométriques de *Gaia*, la mesure de distance d’une variable RR Lyrae la plus précise obtenue. Seul un très petit échantillon d’étoiles RR Lyrae galactiques disposaient alors de parallaxes suffisamment précises pour étalonner directement leur relation période-luminosité(-métallicité). Au moment où j’écris cette thèse, nous disposons grâce à la GDR2 de plus de 140.000 parallaxes de RR Lyrae avec pour certaines une précision allant jusqu’à 1%.

La figure 3.1 représente une comparaison des parallaxes de l’échantillon de RR Lyrae de Feast et al. (2008), mesurées par *Hipparcos* et le *HST*, avec celles de la GDR2. On peut y voir l’importance des parallaxes *Gaia*, la précision des anciennes estimations de parallaxes n’étant pas suffisante pour obtenir des relations période-luminosité fiables.

De même, jusqu’à présent, très peu d’études ont utilisé la méthode de la parallaxe de pulsation en vue d’étalonner la relation PL des RR Lyrae. Ces étoiles souffrent en effet d’un manque de données précises de vitesses radiales et de photométrie infrarouge, et sont bien trop petites pour être résolues par les interféromètres actuels. De plus, de nombreuses difficultés liées entre autres à l’effet Blazhko et à l’accélération rapide de l’atmosphère des variables RR Lyrae rendent l’application de la méthode Baade-Wesselink complexe (Liu & Janes 1990; Carney et al. 1992; Carrillo et al. 1995; Cacciari et al. 2000; Jurcsik et al. 2017; Jurcsik & Hajdu 2017). La majorité de ces études font l’hypothèse d’un facteur de projection constant (dont la valeur est comprise entre 1.32 et 1.39 d’après des études basées sur les Céphéides) afin de déterminer des distances. Récemment, Jurcsik et al. (2017) ont estimé la distance de l’amas globulaire M3 (10.5 kpc en supposant $p = 1.35$) en appliquant la méthode de BW à 26 RR Lyrae ne présentant pas l’effet Blazhko, avant de conclure dans Jurcsik & Hajdu (2017)

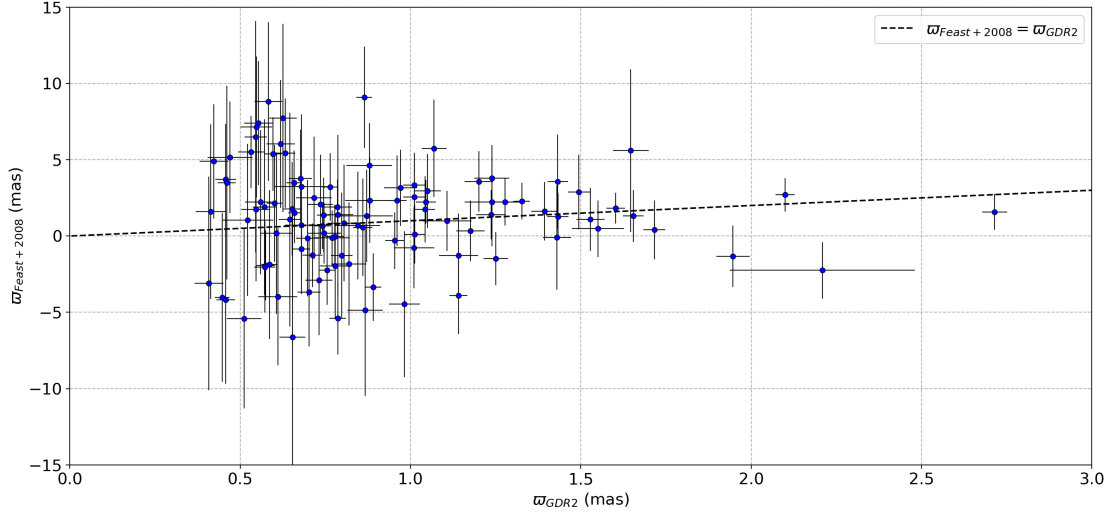


FIGURE 3.1 – Comparaison des parallaxes Hipparcos/HST de l'échantillon de RR Lyrae galactiques de Feast et al. (2008) avec celles de la GDR2.

que cette méthode ne pouvait pas être appliquée à ces étoiles sans obtenir des distances erronées. Appliquer la méthode BW aux RR Lyrae avec ou sans effet Blazhko pourrait cependant apporter des contraintes sur la dynamique atmosphérique de ces étoiles. Par ailleurs, les différentes applications de la méthode BW font presque à l'unanimité le choix de déterminer les paramètres de l'étoile sur des intervalles de phase restreints et non sur le cycle entier de la pulsation, afin d'éviter les phases présentant des perturbations liées aux chocs.

Aussi, je n'ai trouvé que très peu d'études sur la détermination du facteur de projection de variables RR Lyrae. L'étude généralement citée de Fernley (1994) consiste en une réévaluation de la relation $M_V = a[\text{Fe}/\text{H}] + b$ de Skillen et al. (1993a). Cette relation, établie sur la base de distances déterminées par la méthode BW en utilisant une valeur moyenne de $p = 1.32$, était jugée en désaccord avec les modules de distance du LMC déterminées à l'époque. La valeur de 1.38 du facteur de projection a alors été déterminée afin de correspondre au mieux aux dernières estimations et est généralement admise dans les études les plus récentes. Nous avons vu dans le chapitre précédent que les parallaxes des RR Lyrae souffrent beaucoup moins que les Céphéides du biais astrométrique lié à la non prise en compte de la variation de couleur dans la réduction de données. Ceci est dû au fait que les RR Lyrae ont en général une variation de luminosité moins importante, ce qui se traduit par une correction moindre à apporter aux valeurs de parallaxes. L'application de la méthode SPIPS aux parallaxes *Gaia* de RR Lyrae introduit donc une approche originale pour aboutir à un étalonnage de leur facteur de projection, très peu étudié jusqu'alors.

3.1.3 Utilisation de SPIPS dans le contexte *Gaia*

J'ai choisi dans cette étude d'appliquer la méthode SPIPS à un échantillon de variables RR Lyrae se conformant à plusieurs conditions :

- Les effets non-linéaires étant difficiles à modéliser, j'ai recherché des étoiles ne présentant pas d'effet Blazhko.
- Seules les étoiles dont les paramètres *Gaia* obéissent à un $\text{RUWE} < 1.4$ et remplissant les conditions de Arenou et al. (2018) (section 2.3.4 du chapitre précédent) ont été conservées afin d'utiliser des parallaxes *Gaia* dont la solution astrométrique est suffisamment fiable.
- Les étoiles de l'échantillon présentent de nombreuses courbes photométriques (en visible et

en infrarouge) et de vitesse radiale précises et bien définies afin de contraindre au mieux les paramètres du modèle.

Il s'est révélé que peu d'étoiles présentent ce type de données. L'échantillon étudié dans ce chapitre est ainsi constitué de 9 RR Lyrae non-Blazhko dont les parallaxes *Gaia* sont précises entre 2 et 6% près. Une étoile présentant un effet Blazhko a par ailleurs été étudiée; il s'agit du prototype RR Lyr. Du fait de sa proximité et de sa forte luminosité, de nombreuses recherches sur la pulsation des RR Lyrae sont basées sur cette étoile. Sa parallaxe n'est pas présente dans la GDR2, mais la valeur déduite par Benedict et al. (2011) avec le *HST*, précise à 3% est tout aussi intéressante. Jusqu'à présent, aucun biais astrométrique n'a en effet été mis en évidence sur les parallaxes HST.

3.2 Application de SPIPS à l'étoile prototype RR Lyr

3.2.1 Effet Blazhko

Les caractéristiques de l'effet Blazhko du prototype RR Lyr, présentées dans le premier chapitre, ont été largement étudiées ces dernières années (Smith 2006; Kolenberg et al. 2006; Szabó et al. 2010; Kolenberg et al. 2010; Buchler & Kolláth 2011; Kolenberg et al. 2011; Gillet 2013; Benkó & Szabó 2015; Smolec 2016; Kolláth 2018) sans que son origine ne soit encore aujourd'hui bien comprise. Kolenberg et al. (2011) a déterminé une variation périodique de l'effet Blazhko, d'une période de $P_B = 39.1 \pm 0.3$ jours en plus de sa période de pulsation intrinsèque $P_0 = 0.567$ (13h36) (courbe du haut de la figure 3.2). Cette variation de l'effet Blazhko semble par ailleurs plus courte que les précédentes estimations qui déterminaient une période d'environ 40.8 jours. Plusieurs autres variations viennent encore s'ajouter à l'effet Blazhko, rendant son étude aussi complexe qu'intéressante. Ainsi Detre & Szeidl (1973) détermina dès les années 1970 d'autres caractéristiques d'un cycle de 4 ans durant lequel l'effet Blazhko perd en intensité avant d'en regagner à nouveau. Enfin, on peut ajouter un phénomène particulier de doublement de période, qui se manifeste par une alternance de maxima et de minima des cycles de pulsation dans la courbe de lumière (courbe du bas de la figure 3.2).

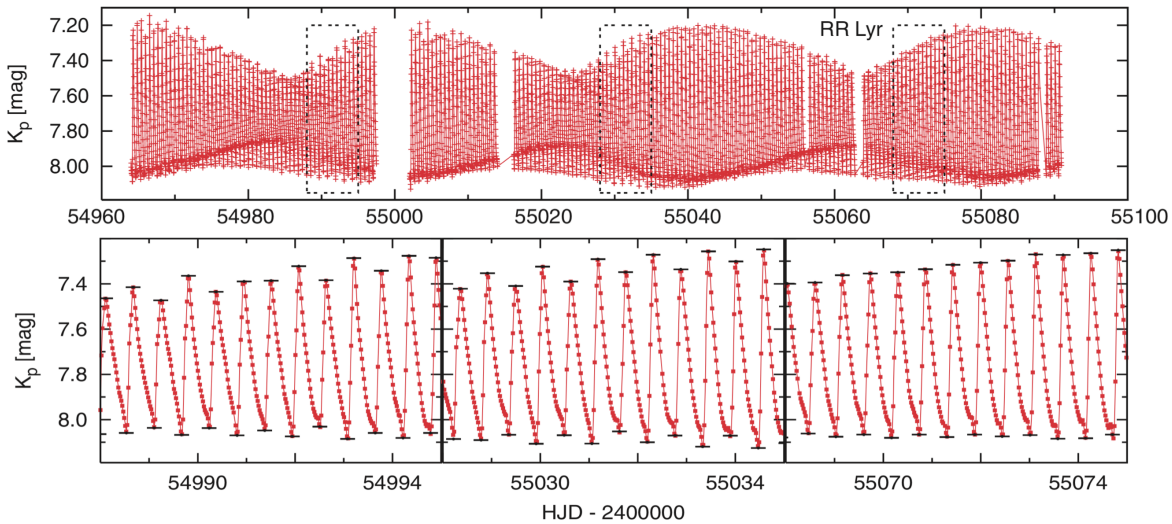


FIGURE 3.2 – Courbe de lumière en bande Kepler K_p de RR Lyr (Szabó et al. 2010). **En haut** : Visualisation de 3 cycles Blazhko ($P = 39.1$ jours). **En bas** : Zoom des régions en pointillés, correspondant à des segments de 7 jours pris à une même phase Blazhko. La présence de différents extrema est clairement visible, correspondant à un doublement de la période de pulsation.

3.2.2 Données et paramètres du modèle de départ

Je me suis rapidement rendu compte lors de ma recherche d'un échantillon de variables RR Lyrae applicables à SPIPS, que les données de vitesses radiales et de photométrie infrarouge sont rares. La plupart d'entre elles sont par ailleurs assez anciennes et de fait peu précises. Concernant RR Lyr, les meilleures données de vitesses radiales disponibles proviennent de Chadid & Chapellier (2006). Ces données obtenues avec le spectrographe AURELIE (l'ancêtre de SOPHIE) recouvrent un cycle Blazhko entier (41 jours entre Juin et Août 2000) et présentent ainsi une excellente couverture en phase. Les erreurs indiquées par les auteurs sont de l'ordre de 250 m/s. Cependant, aucune valeur phasée ou avec leurs époques correspondantes n'est disponible dans l'article ou dans une table en ligne. Les auteurs ayant indiqué ne plus disposer des données, j'ai utilisé l'outil Dexter¹ de l'ADS afin d'extraire les points phasés de la figure 9 de l'article. Cette méthode ne permet donc pas de différencier chaque cycle de pulsation et m'a conduit à appliquer la méthode SPIPS sur un cycle moyen. Une erreur de 5 km/s a alors été ajoutée afin de prendre en compte la dispersion des données liée à la variation d'amplitude due à l'effet Blazhko.

Concernant la photométrie, Monson et al. (2017) a publié d'excellentes courbes de lumière par époque en bandes visibles B , V (prises entre mars et juillet 2014) ainsi qu'en infrarouge thermique I_1 et I_2 (prises en janvier 2013). Sollima et al. (2008) a quant à lui publié les premières courbes de lumière complètes (2 mois d'observations entre mai et juillet 2007) dans les bandes infrarouges J , H et K_S du système 2MASS. Enfin, les données des relevés *Tycho* et *Hipparcos*, représentant plus de 4 ans d'observations entre 1989 et 1993, ont été ajoutées. On peut remarquer que quasiment toutes ces observations recouvrent au minimum un cycle Blazhko. Seules les données en infrarouge thermique de Monson et al. (2017) ont été acquises sur quelques jours seulement.

Des mesures de températures effectives ont également été obtenues par Kolenberg et al. (2010) et Fossati et al. (2014) sur la base de 64 spectres à haute résolution obtenus entre Juin et Août 2004 avec l'instrument TS de l'observatoire McDonald. Ces mesures de température effectives, déterminées en ajustant la raie H_γ des différents spectres, ont une excellente couverture en phase et une précision de 50 à 100 K leur est attribuée par les auteurs. Ces données permettent une contrainte supplémentaire sur la photométrie et les différents paramètres de sorties. Il est intéressant de noter que ces dates d'observations correspondent à la même phase du cycle de 4 ans cité précédemment de celles des données de vitesses radiales. L'intensité de l'effet Blazhko présentant un comportement chaotique sans réelle périodicité (Kolenberg et al. 2011; Le Borgne et al. 2014), on peut supposer qu'il en est de même concernant ce cycle de 4 ans. Cependant, l'utilisation de données prises à la même phase de ce cycle permet d'atténuer un changement d'intensité potentiellement important de l'effet Blazhko.

Aucune mesure de diamètre angulaire interférométrique n'a pu être ajoutée. La taille angulaire de RR Lyr n'étant que de seulement 0.2 mas (d'après le rayon déterminé par Kolenberg et al. 2010), les interféromètres actuels ne sont pas en capacité de la résoudre suffisamment.

Les paramètres fixés lors de l'ajustement SPIPS sont présentés dans la table 3.1. Il s'agit dans ce cas de l'époque de référence MJD_0 (correspondant à la phase du maximum de lumière en bande V des données de Monson et al. 2017), de la métallicité (utilisée dans le calcul des brillances de surface et déterminée par Feast et al. 2008), et de la distance déterminée par inversion de la parallaxe *HST* de Benedict et al. (2011) (indiquée dans le tableau seulement à titre d'information).

3.2.3 Résultats

Le résultat de l'ajustement SPIPS est représenté sur la figure 3.3. Les paramètres correspondant aux différents modèles sont quant à eux présents dans la table 3.1.

La convergence de l'ajustement SPIPS est globalement satisfaisante au vu du bon phasage des données et des faibles valeurs de χ^2 indiquées. Comme je l'ai indiqué précédemment, les données

1. Outil Dexter : <https://sourceforge.net/projects/dexter/>

Paramètres fixés			
MJD ₀ (jours)	56748.73	[Fe/H] (dex)	-1.39
ϖ_{HST} (mas)	$3.770_{\pm 0.130}$	d (kpc)	$0.265_{\pm 0.009}$
P (jours)	$0.567_{\pm 2.10^{-7}}$		

Paramètres ajustés			
$\langle \theta \rangle$ (mas)	$0.209_{\pm 1.10^{-4} \pm 0.004}$	$\langle R \rangle$ (R_{\odot})	$5.96_{\pm 4.10^{-3} \pm 0.12}$
$\langle T_{\text{eff}} \rangle$ (K)	$6255_{\pm 18 \pm 50}$	v_{γ} (km/s)	$-71.1_{\pm 0.3 \pm 0.5}$
E(B-V)	$0.011_{\pm 0.001 \pm 0.016}$	IR _{ex} [*] (mag)	$0.002_{\pm 0.008}$
p -facteur	$1.338_{\pm 0.016 \pm 0.045}$		

* Valeur de la pente α de la loi d'excès de la forme $\text{IR}_{\text{ex}} = \alpha(\lambda - 1.2)^{0.4}$.

TABLE 3.1 – Paramètres fixés et dérivés de la modélisation SPIPS de RR Lyr. Les barres d'erreur correspondent respectivement aux erreurs statistiques et systématiques.

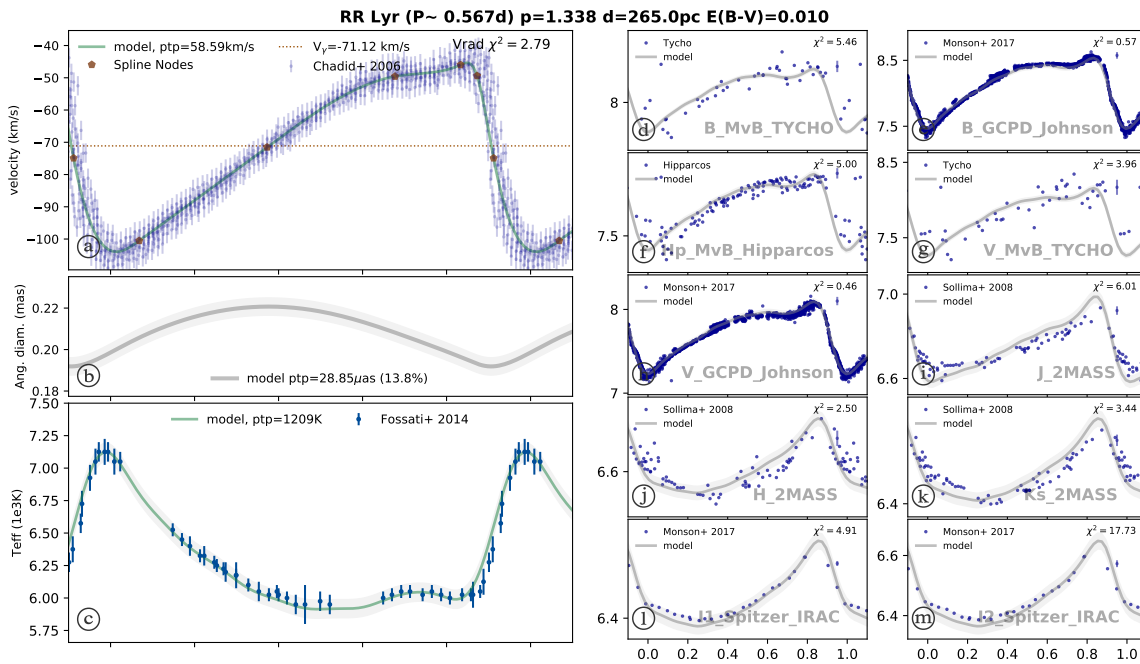


FIGURE 3.3 – Résultat de l'ajustement SPIPS de RR Lyr. Les zones grises correspondent aux erreurs statistiques des différentes courbes.

photométriques et de vitesse radiale recouvrent plusieurs cycles Blazhko, il est alors bon de noter que les paramètres dérivés des ajustements correspondent à des valeurs moyennées sur les différents cycles. Celles-ci sont toutefois en bon accord avec les estimations trouvées dans la littérature. Ainsi, la faible valeur de l'excès de couleur E(B-V) déterminée par SPIPS (0.01) correspond aux estimations de Sollima et al. (2008) (0.02 ± 0.03) et Feast et al. (2008) (0.03) et est compatible avec la faible distance de cette étoile. Le rayon est quant à lui un peu plus grand mais reste cohérent avec la valeur déterminée par Kolenberg et al. (2010) ($\sim 5.4 R_{\odot}$) ainsi qu'avec la relation période-rayon-métallicité de Marconi et al. (2005) ($5.2 \pm 0.5 R_{\odot}$). Il est d'autre part très intéressant de noter qu'un excès infra-rouge quasi nul est mis en évidence, suggérant l'absence d'une enveloppe circumstellaire significative autour de cette étoile. Ceci est en accord avec les conclusions de Gillet et al. (2019) qu'aucun indice de fortes pertes de masse n'a été repéré jusqu'à présent autour de RR Lyr. Nous verrons dans le chapitre suivant que les enveloppes circumstellaires sont en effet beaucoup plus fréquentes chez les étoiles de plus grande masse telles que les Céphéides.

Concernant le facteur de projection, j'obtiens avec cet ajustement une valeur de $1.338_{\pm 0.048}$ (3.6%) en prenant en compte l'erreur statistique, due à la modélisation SPIPS, et l'erreur systématique, essentiellement due à l'incertitude de 3.4% sur la parallaxe HST.

On peut remarquer que cette valeur est proche d'un p -facteur purement géométrique, directement relié à l'assombrissement centre-bord (1.32-1.39, Burki et al. 1982; Neilson et al. 2012b; Nardetto 2018) et de celles de la littérature généralement utilisées dans les applications de la méthode BW sur les RR Lyrae (entre 1.30 et 1.39). Elle semble donc tout à fait cohérente, ce qui pourrait suggérer que l'effet Blazhko a peu d'influence sur les valeurs moyennées des paramètres ajustés. Ceci contredit la conclusion de Jurcsik & Hajdu (2017) suggérant que la méthode Baade-Wesselink n'est pas applicable aux étoiles Blazhko. D'autre part, Skarka et al. (2018) suggère que le moyennage de courbes présentant l'effet Blazhko renvoie vers des paramètres non fiables. L'effet Blazhko de RR Lyr semble moins important que celui des différentes étoiles étudiées dans ces articles, celles-ci présentant des variations d'amplitude plus importantes en vitesse radiale et en particulier en photométrie. On peut remarquer en effet que les courbes de photométrie affichent une dispersion (liée à l'effet Blazhko) assez faible, ce qui permet d'obtenir une variation de diamètre angulaire moins dépendante de la phase du cycle Blazhko. Jurcsik et al. (2009) a évalué l'influence de cette phase à environ 1-2% sur les paramètres d'une étoile présentant de très grandes variations d'amplitude.

3.3 Application de SPIPS à un échantillon *Gaia*

3.3.1 Choix de l'échantillon *Gaia* et données utilisées

Nom	Nom (GDR2)	Type	ϖ_{GDR2}^1 (mas)	RUWE	GoF	EN ²	Flags ³
Etoiles disposant des meilleurs jeux de données							
BB Pup	5707380936404638336	RRab	$0.618_{\pm 0.038}$	1.22	7.48	0.0	✓
RV Oct	5769986338215537280	RRab	$1.045_{\pm 0.029}$	1.18	13.53	0.0	✓
SW Dra	1683444631037761024	RRab	$1.047_{\pm 0.030}$	1.22	10.35	0.0	✓
X Ari	15489408711727488	RRab	$1.869_{\pm 0.041}$	0.93	4.37	0.0	✓
WY Ant	5461994297841116160	RRab	$0.942_{\pm 0.057}$	1.27	9.69	0.0	✓
Etoiles mises de côté pour l'application de la parallaxe de pulsation							
UU Vir	3698725337375614464	RRab	$1.242_{\pm 0.081}$	1.19	8.98	0.0	✓
SW And	2857456207478683776	RRab	$1.813_{\pm 0.164}$	1.08	6.33	0.0	✓
RS Boo	1286188056265485952	RRab	$1.395_{\pm 0.040}$	1.23	13.89	0.0	✓
W Crt	3546458301374134528	RRab	$0.781_{\pm 0.045}$	1.39	20.17	0.1	✓

(1) : Parallaxes GDR2 corrigées du point-zéro en ajoutant 0.033 (Arenou et al. 2018). (2) : *Astrometric excess noise* (mas). Une valeur de 0 indique un bon comportement de la solution astrométrique de la source. (3) : ✓ = Solution remplissant les conditions de Arenou et al. (2018)

TABLE 3.2 – Paramètres astrométriques de la GDR2 des étoiles étudiées.

Un premier tri des meilleures étoiles RR Lyrae analysables par SPIPS a été effectué sur la base de la qualité des parallaxes *Gaia* disponibles. Pour cela, je n'ai conservé que les étoiles possédant à la fois un $RUWE < 1.4$ et remplissant les conditions de Arenou et al. (2018) énoncées à la fin du chapitre précédent (section 2.3.4). Si l'on considère que le biais astrométrique des parallaxes de la GDR2 est négligeable au vu de leur variation de couleur assez faible, cela permet de ne conserver que les étoiles ayant des parallaxes fiables. Les indicateurs de qualité principaux sont indiqués dans la table 3.2 pour l'échantillon final. Il est important de noter que mes valeurs des parallaxes indiquées dans le tableau ont été corrigées du point-zéro astrométrique en ajoutant systématiquement une valeur de 0.033 mas

tel qu'indiqué dans la table 1 de Arenou et al. (2018) dans son étude d'un échantillon de RR Lyrae du GCVS. Nous verrons plus en détails l'influence de ce paramètre sur le facteur de projection dans la section suivante.

Dans un second temps, je n'ai conservé que les étoiles identifiées comme ne présentant pas d'effet Blazhko (information vérifiable sur la base de données VSX) et disposant au minimum de données photométriques en infrarouge et de courbes de vitesse radiale bien définies. Cette dernière condition fut la plus difficile à remplir du fait d'un manque évident d'observations infrarouges des variables RR Lyrae (sentiment partagé par de nombreux auteurs, dont Sollima et al. 2008). De même, il faut ajouter à cela que les étoiles présentant ce type de données ne disposent pas toutes de données de vitesses radiales.

L'échantillon final est présenté dans la table 3.2. Les quatre dernières étoiles de ce tableau ont été mises de côté pour l'application de la parallaxe de pulsation du fait d'indicateurs de qualité légèrement biaisés (W Crt) ou de jeux de données moins pertinents. Les cinq autres étoiles constituent ainsi le meilleur échantillon, fiable et homogène. Je me suis cependant servi des ajustements SPIPS des autres étoiles afin de déterminer les relations PL présentées plus loin dans ce chapitre, les principaux résultats utilisés pour ces études ne dépendant pas de la modélisation SPIPS globale mais seulement de l'ajustement de la photométrie et de la parallaxe *Gaia*.

3.3.2 Résultats des modèles et facteurs de projection

L'ajustement de la RR Lyrae WY Ant est montré en exemple sur la figure 3.4. Les paramètres fixés et ceux ajustés lors des différentes modélisations sont quant à eux listés dans la table 3.3. Comme pour RR Lyr, les époques de référence ont été calculées directement via les données en bande V ou directement récupérées sur la base de données VSX. Les métallicités sont elles aussi tirées de Feast et al. (2008).

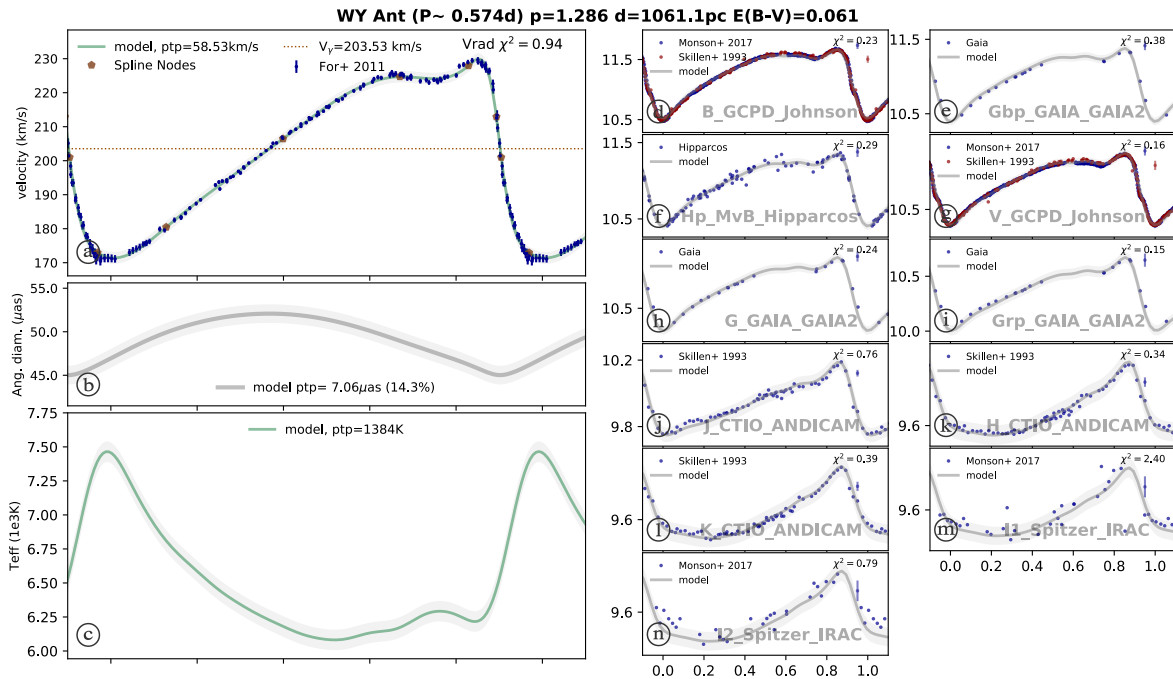


FIGURE 3.4 – Résultat de la modélisation SPIPS de la RR Lyrae WY Ant.

Les résultats des modèles sont cette fois-ci encore très satisfaisants, ceux-ci présentant tous la même qualité que celui de WY Ant représenté sur la figure 3.4. Ceci est dû en particulier au grand

Paramètres	BB Pup	RV Oct	SW Dra	WY Ant	X Ari
Paramètres fixés					
MJD ₀	56749.61	56750.06	46495.25	56749.88	46325.38
d (pc)	1618 _{±99}	957 _{±27}	955 _{±27}	1061 _{±64}	535 _{±12}
[Fe/H]	-0.6	-1.71	-1.12	-1.48	-2.43
Paramètres ajustés					
<i>P</i> (jours)	0.481 _{±1.10⁻⁷}	0.571 _{±6.10⁻⁸}	0.570 _{±2.10⁻⁷}	0.574 _{±5.10⁻⁸}	0.651 _{±3.10⁻⁷}
<i>p</i> -facteur	1.288 _{±0.029±0.079}	1.321 _{±0.018±0.037}	1.298 _{±0.038±0.037}	1.286 _{±0.018±0.078}	1.322 _{±0.030±0.029}
$\langle\theta\rangle$ (mas)	0.027 _{±3.10⁻⁵±5.10⁻⁴}	0.052 _{±4.10⁻⁵±0.001}	0.056 _{±5.10⁻⁵±0.001}	0.049 _{±4.10⁻⁵±0.001}	0.109 _{±1.10⁻⁴±0.002}
$\langle R \rangle$ (R _☉)	4.78 _{±5.10⁻³±0.10}	5.37 _{±4.10⁻³±0.11}	5.75 _{±5.10⁻³±0.12}	5.63 _{±5.10⁻³±0.11}	6.24 _{±6.10⁻³±0.12}
E(B-V)	0.041 _{±0.008±0.016}	0.076 _{±0.013±0.016}	0.023 _{±0.014±0.016}	0.061 _{±0.021±0.016}	0.210 _{±0.012±0.016}
$\langle T_{\text{eff}} \rangle$ (K)	6275 _{±33±50}	6340 _{±28±50}	6400 _{±35±50}	6473 _{±27±50}	6584 _{±49±50}
<i>V_γ</i> (km.s ⁻¹)	133.6 _{±1.1±0.5}	141.2 _{±0.2±0.5}	-29.2 _{±0.6±0.5}	203.5 _{±0.1±0.5}	-36.8 _{±0.2±0.5}
IR _{ex} [*] (mag)	0.002 _{±0.012}	0.011 _{±0.008}	0.000 _{±0.011}	0.001 _{±0.021}	0.000 _{±0.014}

* Valeur de la pente α de la loi d'excès de la forme $\text{IR}_{\text{ex}} = \alpha(\lambda - 1.2)^{0.4}$.

TABLE 3.3 – Paramètres des ajustements SPIPS pour chacune des RR Lyrae de l'échantillon

nombre de bandes photométriques ajustées, dont les données sont elles-mêmes très précises, et aux excellentes courbes de vitesse radiale.

Les différents facteurs de projection résultant des modélisations sont également résumés ci-dessous.

$$\left\{ \begin{array}{ll} \text{BB Pup :} & p = 1.288_{\pm 0.084} \quad (6.5\%) \\ \text{RV Oct :} & p = 1.321_{\pm 0.041} \quad (3.1\%) \\ \text{SW Dra :} & p = 1.298_{\pm 0.053} \quad (4.0\%) \\ \text{WY Ant :} & p = 1.286_{\pm 0.080} \quad (6.2\%) \\ \text{X Ari :} & p = 1.322_{\pm 0.041} \quad (3.1\%) \end{array} \right.$$

Ces *p*-facteurs ont d'excellentes précisions (entre 3.2 et 6.5%) dont la majeure partie du budget d'erreur provient de l'incertitude sur la parallaxe *Gaia*. J'ai représenté sur la figure 3.5 les différentes valeurs de ces *p*-facteurs en fonction de la période de pulsation de l'étoile. La Blazhko RR Lyr y est représentée par une étoile afin de la distinguer des autres étoiles non-Blazhko. En particulier, on peut remarquer que la valeur du *p*-facteur de RR Lyr (représentée par une étoile) est très cohérente avec celles trouvées pour les étoiles ne présentant pas ces modulations d'amplitude. Ceci me permet donc de suggérer que l'effet Blazhko n'a pas (ou peu) d'influence sur ce paramètre.

Par ailleurs, un ajustement linéaire de ces données ne révèle pas une dépendance significative du facteur de projection avec la période. Celui-ci correspond en effet à l'équation :

$$p = 1.314_{\pm 0.019} + 0.205_{\pm 0.572}(\log P + 0.23)$$

Le choix de la valeur de paramétrisation -0.23 correspond à une moyenne pondérée des $\log P_i$ de l'échantillon telle que $\log P_0 = \langle \log P_i / e_i^2 \rangle / \langle 1 / e_i^2 \rangle$ où les e_i correspondent aux incertitudes sur les *p*-facteurs. Cette valeur de référence $\log P_0 = -0.23$ dépend ainsi du jeu de données utilisé et est importante à prendre en compte pour annuler la corrélation entre la pente et le point-zéro de la relation et minimiser leurs incertitudes respectives. Sur le court intervalle de périodes dont je dispose (entre 0.48 et 0.65 jour), le choix d'un *p*-facteur constant à $1.314_{\pm 0.019}$ est ainsi convenable. Il est probable cependant que l'étude d'un plus grand échantillon de RR Lyrae laisse entrevoir une dépendance linéaire du facteur de projection avec la période, comme cela est régulièrement supposé pour les variables Céphéides. Les applications de la méthode SPIPS à ces variables n'avaient pas montré une telle dépendance du facteur de projection, arguant plutôt pour une valeur constante de $p = 1.324_{\pm 0.024}$ (Breitfelder 2015; Breitfelder et al. 2016). Il est intéressant de noter que cette valeur est très semblable à celle obtenue pour les RR Lyrae (figure 3.6). Cela laisse sous-entendre que l'effet fondamental du

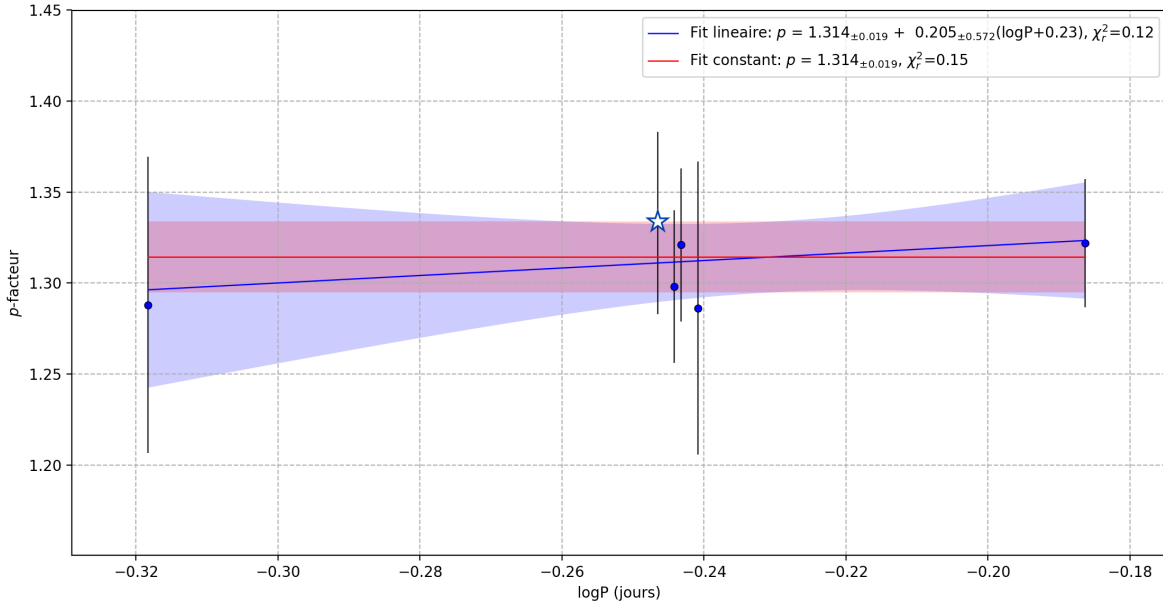


FIGURE 3.5 – Relation période- p -facteur de l'échantillon SPIPS de RR Lyrae. L'étoile représente RR Lyr, dont la parallaxe provient du Hubble Space Telescope.

p -facteur est géométrique (i.e essentiellement dû à l'assombrissement centre-bord). Ainsi, bien que ces variables se trouvent à des stades d'évolution différents et ne possèdent pas les mêmes compositions et masses, les effets dus à leur différentes dynamiques atmosphériques interviennent au second ordre seulement.

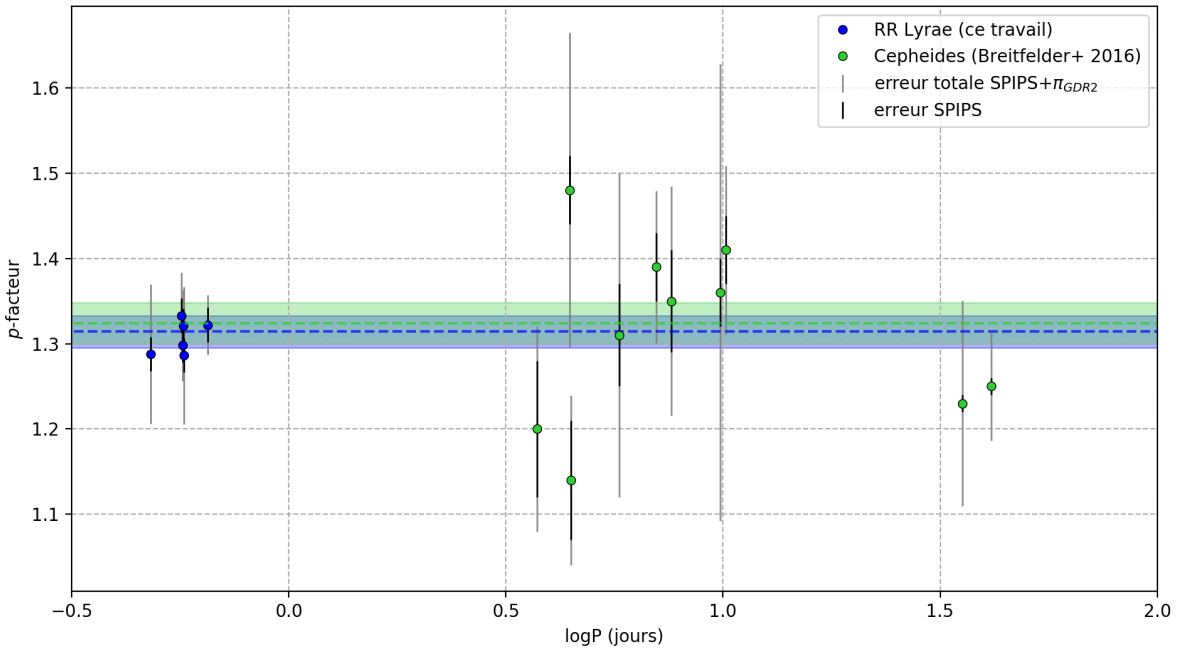


FIGURE 3.6 – Comparaison des facteurs de projection de RR Lyrae avec ceux de Breifelder et al. (2016).

3.3.3 Influence du point-zéro de la GDR2 sur le facteur de projection

Les RR Lyrae de l'échantillon étudié sont suffisamment lointaines (~ 1 kpc) pour qu'une variation du point-zéro astrométrique de la GDR2 (ZP_{GDR2}) ait une influence significative sur la valeur de leur facteur de projection.

La figure 3.7 ci-dessous représente l'ajustement des p -facteurs déterminés pour quatre valeurs du ZP_{GDR2} : 0 mas (pas d'offset), -0.029 mas (Lindegren et al. 2018), -0.056 mas (Arenou et al. 2018, RR Lyrae de la GDR2) et -0.080 mas (Stassun & Torres 2018, valeur extrême de la littérature).

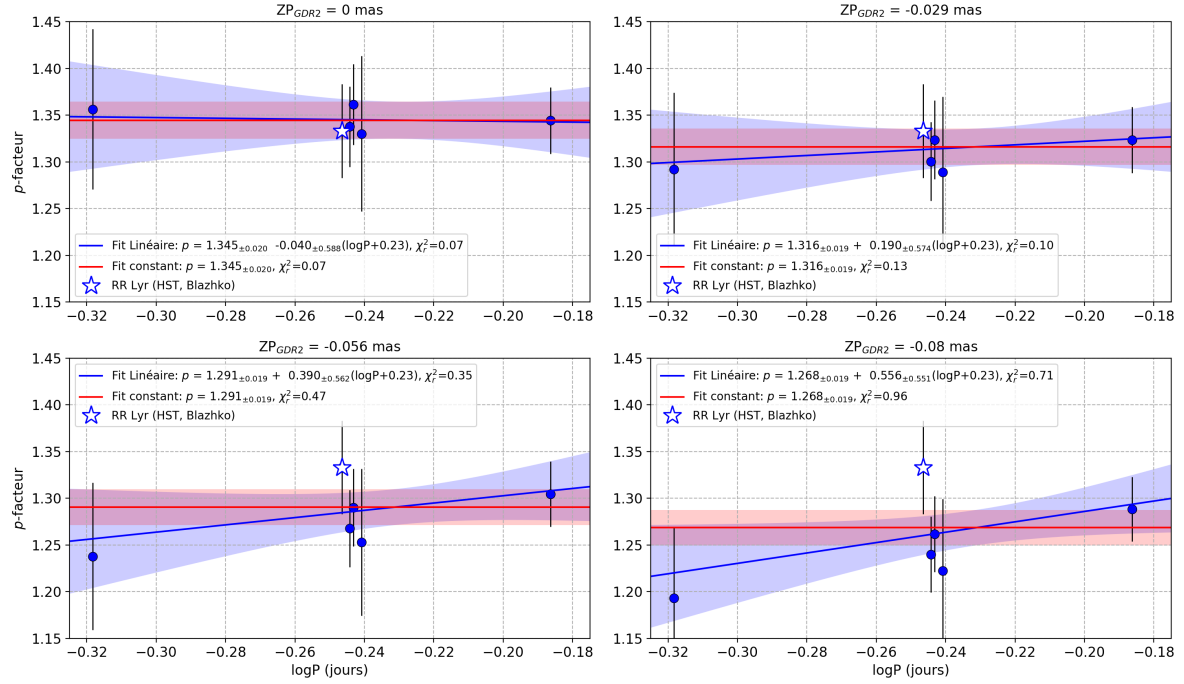


FIGURE 3.7 – Mêmes ajustements que la figure 3.5, pour différentes valeurs du ZP_{GDR2} .

On peut tout d'abord remarquer que des relations linéaires avec la période apparaissent clairement pour des valeurs élevées du point-zéro. Des relations croissantes sont ainsi assez clairement observées pour des ZP_{GDR2} proches de -0.056 mas. Cependant, pour des décalages extrêmes, RR Lyr (dont la parallaxe *HST* n'est pas soumise à ce biais) se détache du reste de l'échantillon *Gaia*. Si l'on considère que l'effet Blazhko de RR Lyr a peu d'influence sur la valeur de son p -facteur, et que celui dérivé dans la section suivante est fiable, une bonne cohérence de l'échantillon suggère un ZP_{GDR2} proche des valeurs déterminées par Lindegren et al. (2018) et Arenou et al. (2018) (-0.029 à -0.056 mas). De plus, un ajustement moyen constant du p -facteur aux environ de $p = 1.31$ semble être fiable pour des décalages ZP_{GDR2} raisonnables.

Dans la suite, la valeur du p -facteur adoptée est celle déduite des ajustements SPIPS pour un point-zéro *Gaia* de -0.033 mas. Toutes les relations déduites avec l'échantillon *Gaia* dérivent alors des paramètres présents dans la table 3.3. De plus, je considère l'effet Blazhko de RR Lyr négligeable sur la valeur moyenne des paramètres étudiés et j'inclus cette étoile dans les différentes analyses groupées des paragraphes suivants.

3.3.4 Recoupement avec RR Lyr et autres résultats

Relation période-rayon

La figure 3.8 ci-dessous représente la dépendance du rayon avec la période de pulsation de l'étoile (métallicité non prise en compte).

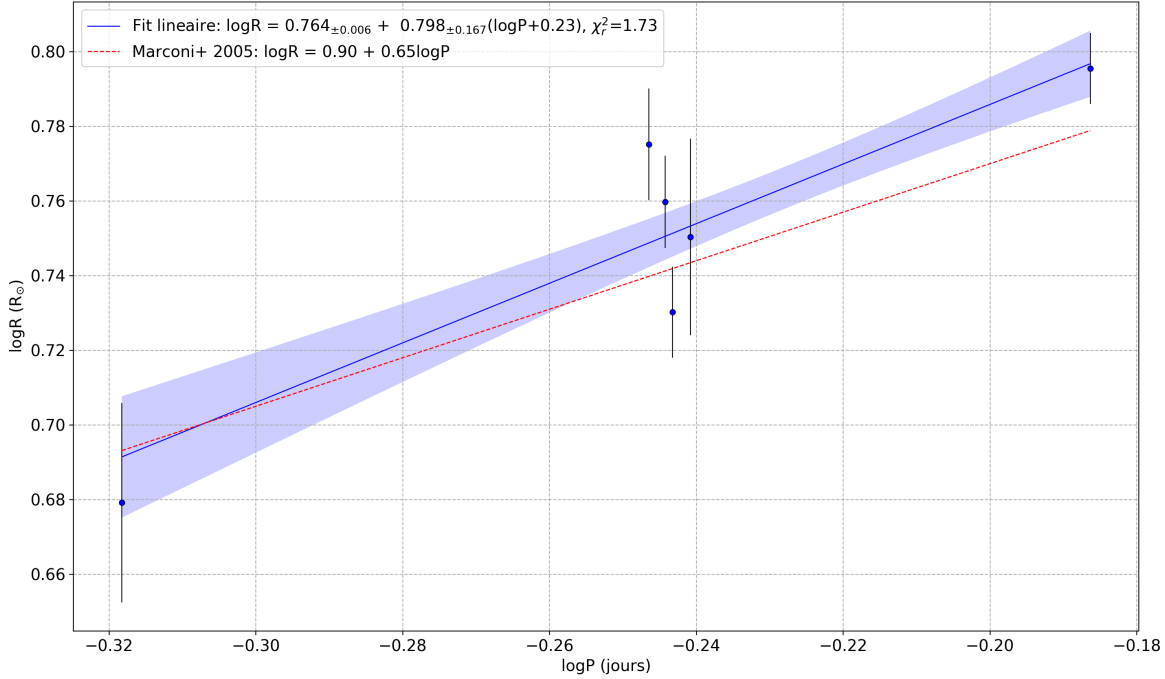


FIGURE 3.8 – Relation période-rayon (PR) dérivée de l'ajustement SPIPS des données de l'échantillon de RR Lyrae de type RRab (métallicité non prise en compte).

Le rayon suit une relation avec la période plutôt en accord avec Marconi et al. (2005) pour les courtes périodes, mais le décalage est plus important pour les périodes plus longues. Un ajustement des données (sans prendre en compte la métallicité) renvoie alors la relation suivante :

$$\log R = 0.764_{\pm 0.006} + 0.798_{\pm 0.167}(\log P + 0.23)$$

Cette relation est représentée sur la figure 3.8 ci-dessus et prend en compte le rayon de RR Lyr déterminé dans la section précédente. Par ailleurs, la relation PR des RR Lyrae et sa dépendance en métallicité a été peu étudiée ces dernières années. Marconi et al. (2005) a déterminé théoriquement une relation PRZ (métallicité prise en compte) de la forme $\log R = 0.774 + 0.580 \log P - 0.035 \log Z$ (pour des RRab). Cependant, du fait du petit échantillon étudié et de la grande incertitude des valeurs de métallicité de la littérature (de l'ordre de 0.3 dex), la prise en compte de cet effet dans notre ajustement n'est pas judicieux, car induisant une importante dispersion.

Position dans le diagramme de Hertzsprung-Russell

Les estimations par SPIPS de la température et de la luminosité permettent d'afficher la position de chacune des RR Lyrae de mon échantillon sur le diagramme de Hertzsprung-Russell. Celui-ci est représenté sur la figure 3.9. Les positions moyennes des étoiles de l'échantillon y sont représentées par un point coloré tandis que les courbes correspondent aux positions à chacune des phases du cycle de pulsation. La droite rouge représente le bord rouge de la bande d'instabilité, tel que déterminé par Bono et al. (1995).

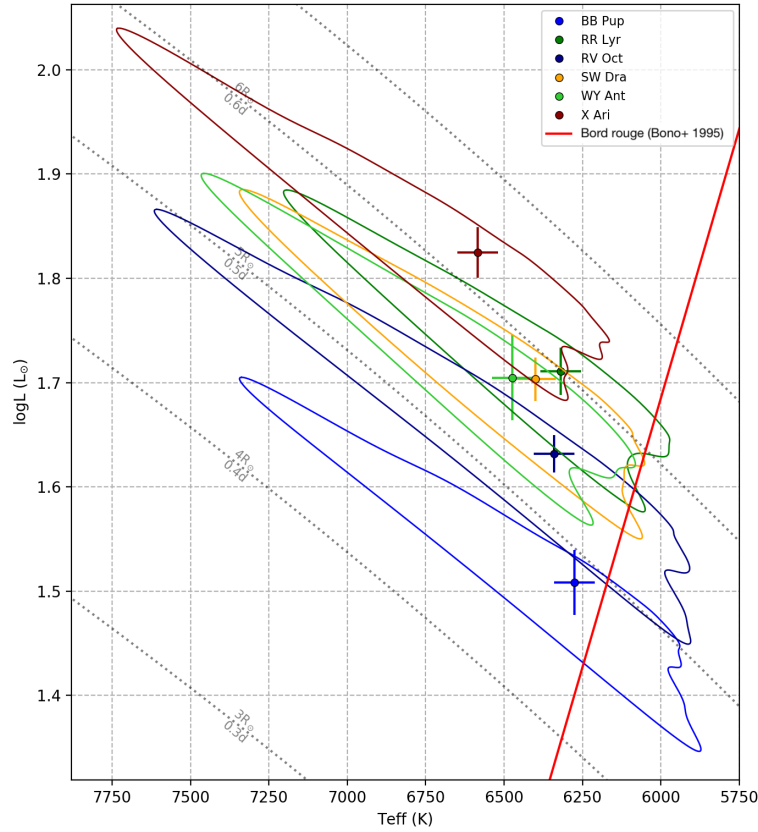


FIGURE 3.9 – Position de l'échantillon de RR Lyrae sur le diagramme de Hertzsprung-Russell. Chaque point représente la position moyenne d'une étoile. Les tracés représentent l'évolution de leur position tout au long d'un cycle de pulsation. La droite rouge correspond au bord rouge de la bande d'instabilité (Bono et al. 1995)

On peut voir que durant un cycle de pulsation les RR Lyrae de mon échantillon sont en moyenne bien confinées dans la bande d'instabilité et se situent toutes à proximité du bord rouge, tel que suggéré par Bono et al. (1995). La relation période-luminosité est elle aussi clairement visible, les étoiles de plus longue période ayant une plus forte luminosité. On peut donc y voir une bonne évaluation des valeurs moyennes déterminées par SPIPS. De plus, on peut remarquer que les étoiles évoluent de manière importante dans ce diagramme tout au long de leur cycle de pulsation, sortant parfois en dehors des limites théoriques de la bande d'instabilité définies pour des valeurs moyennes de la température et de la luminosité. Cela atteste que celle-ci est une zone toujours imprécise du fait des propriétés dynamiques (variations importantes de luminosité et de couleur) des étoiles pulsantes. Enfin, on remarque que la variation photométrique des RR Lyrae est principalement due à la variation de leur température effective plutôt qu'à la variation de leur rayon, comme en atteste la dispersion relativement faible autour des lignes d'isorayon représentées par des lignes pointillées.

Excès de couleur et excès infrarouge

Les valeurs des différents excès de couleur déterminées à l'aide de SPIPS sont en bon accord avec ceux disponibles dans les cartes 3D des mesures d'absorption telles que Stilism² (Lallement et al. 2018). En revanche j'observe des décalages pour certaines étoiles avec les valeurs généralement adoptées dans la littérature, qui correspondent pour la plupart à des estimations assez anciennes (an-

2. Site des cartes 3D d'extinction Stilism : <https://stilism.obspm.fr>

nées 1980). Pour BB Pup par exemple, la valeur de $E(B - V) = 0.105$ adoptée par Burstein & Heiles (1978); Lub (1977); Skillen et al. (1993a,b) et Feast et al. (2008) est plus élevée que celle déterminée par SPIPS (0.041) mais est compatible avec la valeur de 0.065 de Stilism. Pour d'autres étoiles, telle que X Ari, la valeur de SPIPS n'est pas pour autant très éloignée de celles de la littérature et correspond souvent à une moyenne des différentes références et de la carte Stilism. Ainsi, l'excès de couleur de X Ari (0.210 d'après SPIPS) a une valeur généralement comprise entre 0.15 et 0.18 dans la littérature (Burstein & Heiles 1978; Jones et al. 1987a,b; Lub 1977; Muraveva et al. 2015) contre 0.25 pour Stilism. La valeur de ce paramètre est ainsi souvent sujette à des systématiques du fait des différentes méthodes de calculs et des modèles utilisés pour le déterminer.

Concernant l'excès infrarouge, les très faibles valeurs indiquées dans la table 3.3 sont encore une fois en accord avec l'absence d'une importante enveloppe circumstellaire autour des RR Lyrae. Bien qu'impossible pour le moment, l'ajout de données interférométriques dans les modélisations SPIPS permettrait d'obtenir une meilleure sensibilité à d'éventuelles enveloppes de RRLs.

Relations (période-)luminosité-métallicité

La table 3.4 ci-dessous recense les principales valeurs de magnitudes apparentes moyennes déterminées par SPIPS par ajustement des courbes de lumière dans les différentes bandes photométriques. J'y ai aussi ajouté les magnitudes absolues en bandes V et K_s (2MASS) calculées en utilisant les parallaxes *Gaia* et les excès de couleur correspondants via la relation

$$M_\lambda = m_\lambda - A_\lambda + 5 \log \varpi_{GDR2} - 10$$

Où la parallaxe *Gaia* est ici exprimée en millisecondes d'arc et $A_\lambda = R_\lambda E(B - V)$ correspond au coefficient d'extinction, nécessaire afin de corriger les magnitudes apparentes m_λ de l'excès de couleur $E(B-V)$. J'ai adopté la valeur $R_V = 3.1$ et le ratio $A_K/A_V = 0.114$ déterminé par Fouqué et al. (2007). Les quatre dernières lignes du tableau correspondent aux étoiles de la table 3.2 qui n'ont pas été utilisées dans l'étude du facteur de projection mais pour lesquelles j'ai déterminé les magnitudes moyennes et l'excès de couleur associé. Concernant les erreurs associées aux différents paramètres, je considère des incertitudes de 0.01 mag sur les magnitudes apparentes, 0.02 mag sur les excès de couleur et 0.3 dex sur les métallicités.

Nom	m_B	m_V	m_G	m_{Gbp}	m_{Grp}	m_J	m_H	m_{Ks}	M_V	M_{Ks}	$E(B-V)$	[Fe/H]
BB Pup	12.66	12.19	12.08	12.36	11.67	11.19	10.94	10.90	1.03	-0.16	0.041	-0.60
RR Lyr	8.15	7.75	-	-	-	6.75	6.61	6.50	0.55	-0.62	0.011	-1.39
RV Oct	11.46	11.02	10.86	11.16	10.43	9.87	9.59	9.49	0.79	-0.45	0.076	-1.71
SW Dra	-	10.53	10.4	10.67	10.05	9.60	9.37	9.33	0.55	-0.57	0.025	-1.12
WY Ant	11.27	10.88	10.76	11.02	10.38	9.94	9.66	9.60	0.57	-0.55	0.061	-1.48
X Ari	-	9.59	9.40	9.74	8.937	8.30	8.02	7.95	0.316	-0.76	0.210	-2.43
RS Boo	10.80	10.43	10.35	10.57	10.02	-	-	9.46	0.95	0.16	0.066	-0.37
W Crt	11.97	11.60	11.51	11.74	11.17	10.82	10.58	10.54	0.951	-0.01	0.034	-0.54
SW And	10.18	9.71	9.61	9.88	9.22	-	-	8.54	0.8	-0.19	0.067	-0.38
UU Vir	10.99	10.61	10.52	10.75	10.16	-	-	9.53	0.99	-0.01	0.024	-0.64

TABLE 3.4 – Principales valeurs de magnitudes apparentes moyennes déterminées par SPIPS par ajustement des courbes de lumière. Les magnitudes absolues ont été calculées avec les parallaxes *Gaia* et les excès de couleur respectifs.

Une particularité des variables RR Lyrae repose sur la forte dépendance en métallicité de leur luminosité en visible. J'ai tracé sur la figure 3.10 cette relation pour l'échantillon de la table 3.4. Sur la courbe de gauche est représenté l'ajustement linéaire de la relation. Plusieurs études font cependant état d'une relation $M_V - [Fe/H]$ non-linéaire (Catelan et al. 2004; Bono et al. 2003), la pente étant plus

élevée pour les RR Lyr de métallicité $[Fe/H] > 1.6$ que pour celle de plus faible métallicité. J'ai exploré cette possibilité en ajustant un polynôme d'ordre 2, représenté sur la courbe de droite.

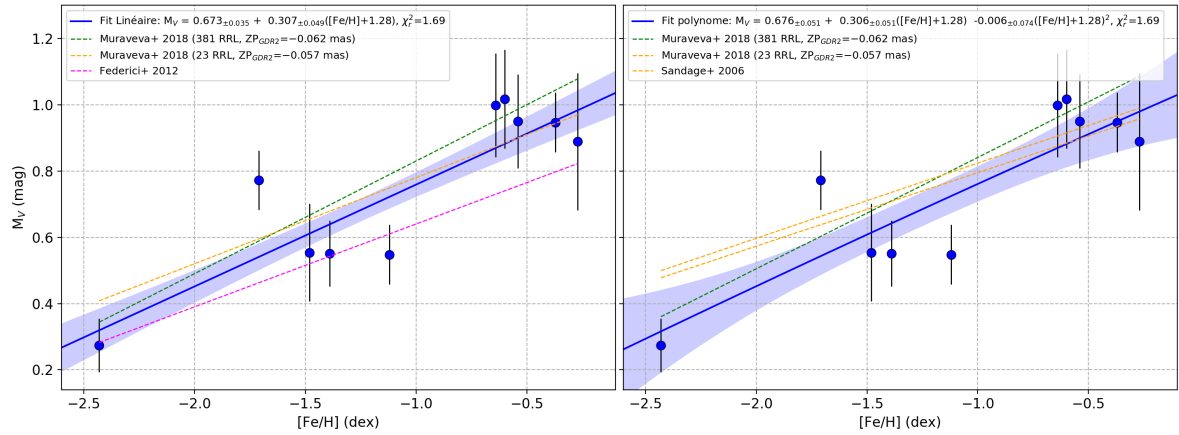


FIGURE 3.10 – Relation M_V – $[Fe/H]$ de l'échantillon de RR Lyrae étudié. **A gauche** : Ajustement linéaire. **A droite** : Ajustement par un polynôme d'ordre 2.

On peut noter tout d'abord que la relation en bande V souffre d'une dispersion assez conséquente, due en grande partie à sa forte sensibilité à l'absorption interstellaire. De plus, des valeurs incertaines de métallicité, dépendant de la méthode adoptée pour la déterminer (photométrie, spectroscopie, etc...), peuvent constituer une source de biais supplémentaire. Pour ma part, j'ai utilisé un échantillon de métallicités homogènes provenant principalement de Feast et al. (2008), Fernley et al. (1998) ou Dambis et al. (2013), cohérentes entre elles. Les relations obtenues sont les suivantes :

$$\text{Linéaire:} \quad M_V = 0.673_{\pm 0.035} + 0.307_{\pm 0.049}([Fe/H] + 1.28)$$

$$\text{Quadratique:} \quad M_V = 0.676_{\pm 0.051} + 0.306_{\pm 0.051}([Fe/H] + 1.28) - 0.006_{\pm 0.074}([Fe/H] + 1.28)^2$$

Je ne remarque pas une évidente relation non-linéaire entre la métallicité et la magnitude absolue en bande V dans la gamme de métallicité étudiée. De plus, la pente de l'ajustement linéaire se révèle bien plus élevée que celle estimée dans l'étude de Federici et al. (2012) des amas globulaires de M31. En revanche, les différents ajustements sont en moyenne en accord avec les approches Bayésiennes de Muraveva et al. (2018a) dans son étude d'un échantillon de 381 RR Lyrae galactiques disposant de parallaxes *Gaia*.

Afin de réduire les effets de dispersion liés à l'absorption par le milieu interstellaire, l'approche la plus couramment utilisée pour la détermination de distances précises de RR Lyrae (et d'étoiles pulsantes en général) consiste à utiliser les relations période-luminosité en infrarouge. De nombreuses tentatives d'étalonnage de ces relations ont été effectuées ces dernières années, en particulier en bande K_S (Del Principe et al. 2006; Sollima et al. 2006, 2008; Muraveva et al. 2015, 2018b; Gaia Collaboration et al. 2017). Contrairement à la relation en visible, les études observationnelles suggèrent une dépendance quasi-négligeable de la magnitude absolue avec la métallicité. Cette dépendance est cependant bien plus importante dans les relations théoriques, avec un coefficient pouvant aller jusqu'à 0.23 mag/dex pour Bono et al. (2003).

La figure 3.11 représente l'ajustement de la relation P - M_{K_S} - $[Fe/H]$ des magnitudes absolues de mon échantillon de RR Lyrae. L'équation de la relation déduite est :

$$M_{K_S} = -0.433_{\pm 0.025} - 4.217_{\pm 0.744}(\log P + 0.27) - 0.034_{\pm 0.081}([Fe/H] + 1.41)$$

Mise à part dispersion plus réduite qu'en bande V , on notera la faible dépendance en métallicité de la relation, en accord avec la majeure partie des études observationnelles. En particulier, on peut remarquer une nouvelle fois le bon accord de l'ajustement avec les relations de Muraveva et al. (2018b)

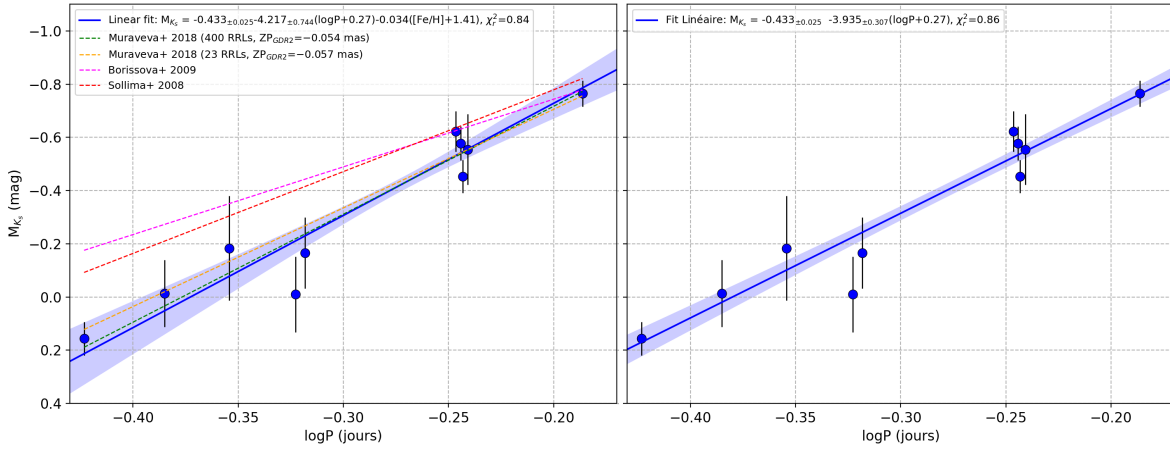


FIGURE 3.11 – Projection sur le plan $M_{K_S} - P$ de la relation période-luminosité(-métallicité) en bande K_S de l'échantillon SPIPS de RR Lyrae. **A gauche** : Ajustement de la relation avec prise en compte de la métallicité. **A droite** : Ajustement sans métallicité.

utilisant également les parallaxes de la GDR2. On observe toutefois un désaccord de près de 0.4 mag aux plus courtes périodes avec les relations de Borissova et al. (2009) et Sollima et al. (2008).

J'ai cherché en parallèle à constituer un échantillon plus important de RR Lyrae afin d'obtenir des relations $M_V - [Fe/H]$ et $P - M_{K_S} - [Fe/H]$ plus précises. Comme je l'ai énoncé avant, la principale difficulté consiste à trouver des valeurs de magnitudes moyennes. Certaines études utilisent directement les magnitudes K_S 2MASS (disponibles pour une époque unique) dans le calcul des magnitudes absolues moyennes en le justifiant par la faible amplitude en infrarouge des courbes de lumière de RR Lyrae (~ 0.1 mag en moyenne). L'utilisation de telles magnitudes peut cependant entraîner des dispersions supérieures à 0.2 mag pour certaines étoiles.

Une méthode avancée par Feast et al. (2008) consiste à interpoler les magnitudes K_S 2MASS par époque à des valeurs moyennes via l'utilisation de leurs éphémérides, leurs magnitudes moyennes en bande V (grâce aux courbes de lumière du satellite *Hipparcos* par exemple), et d'une courbe de lumière en bande K_S "template" phasée (en l'occurrence la RR Lyrae SW Dra). Bien que cette approche présente plusieurs biais liés en partie à l'utilisation d'une seule courbe template de RR Lyrae, elle offre cependant d'assez bonnes estimations des valeurs moyennes. J'ai ainsi exploité cette approche appliquée à l'échantillon de RR Lyrae de Feast et al. (2008) afin de déterminer les magnitudes absolues en utilisant les parallaxes de la GDR2. Le résultat est représenté en bas de la figure 3.11 (page ci-contre). J'ai également mis en comparaison les résultats de Feast et al. (2008), utilisant les parallaxes *Hipparcos*, afin de mettre en évidence la valeur ajoutée de la précision des parallaxes *Gaia*.

J'ai par ailleurs effectué un tri des parallaxes *Gaia* afin de ne garder qu'un échantillon homogène et fiable de RR Lyrae. Pour cela, j'ai de nouveau effectué une coupure aux $RUWE > 1.4$ et je n'ai conservé que les parallaxes précises à 5%. Enfin, seules les RR Lyrae pulsant sur le mode fondamental ont été utilisées (RRab). Bien que la fondamentalisation des RRC et RRd soit possible, j'ai préféré ne pas ajouter de sources de biais supplémentaires. Le résultat final est représenté sur la figure 3.13.

Les points rouges représentent cette fois-ci les étoiles de l'échantillon SPIPS ajoutées à cette étude. L'ajustement final de la relation $P - M_{K_S} - [Fe/H]$ est :

$$M_{K_S} = -0.351 \pm 0.010 - 3.319 \pm 0.220 (\log P + 0.28) + 0.076 \pm 0.025 ([Fe/H] + 1.09)$$

La dépendance en métallicité est toujours assez faible, bien que plus élevée que sur l'ajustement précédent de l'échantillon SPIPS. Les deux ajustements sont toutefois cohérents ; la principale

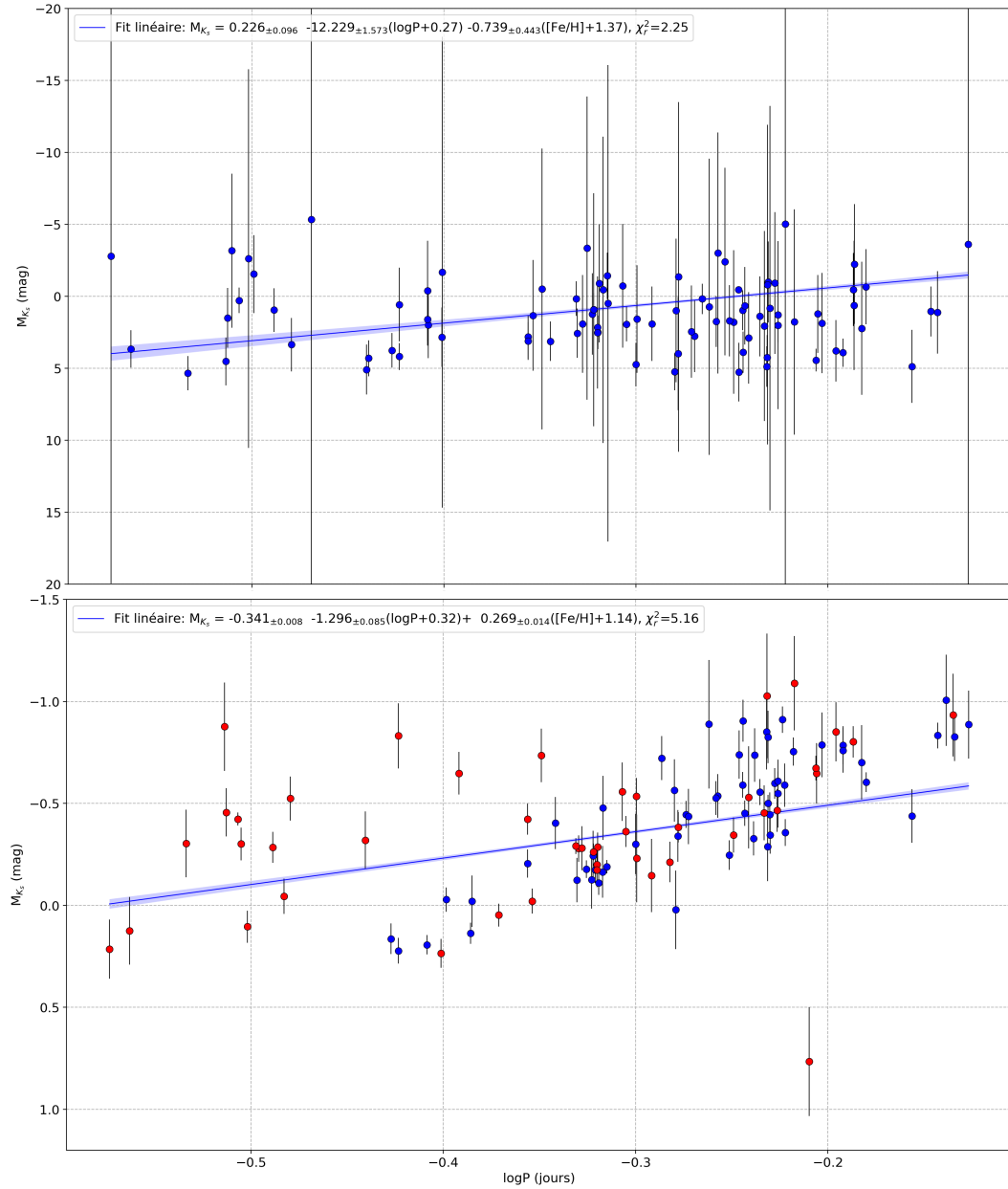


FIGURE 3.12 – Relation période-luminosité(-métallicité) en bande K_S de l'échantillon de RR Lyrae de Feast et al. (2008). **En haut** : Echantillon de parallaxes *Hipparcos*. **En bas** : Même échantillon avec utilisation des parallaxes de la GDR2. Les points rouges correspondent aux étoiles pulsant sur un harmonique ou présentant un $RUWE > 1.4$.

différence provient du nombre d'étoiles étudiées, la pente de l'ajustement SPIPS étant contrainte essentiellement par une seule étoile pour les "longues" périodes et deux pour les courtes périodes.

3.3.5 Vers un étalonnage de l'échelle des distances des RR Lyrae ?

Les différents résultats établis dans la section précédente témoignent de la robustesse de l'implémentation de la méthode de la parallaxe de pulsation (PoP) dans la méthode SPIPS. Les caractéristiques intrinsèques des RR Lyrae conduisant à des parallaxes GDR2 plus fiables que pour les autres

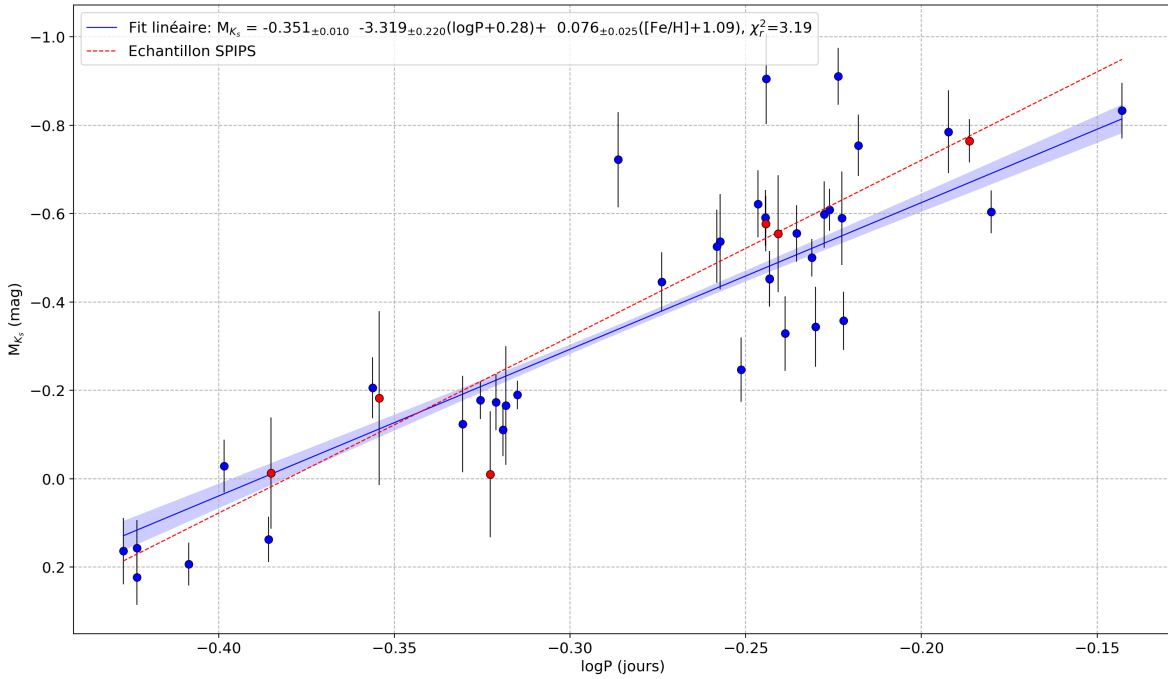


FIGURE 3.13 – Projection sur le plan $M_{K_S} - P$ de la relation période-luminosité(-métallicité) en bande K_S de l'échantillon de RR Lyrae de Feast et al. (2008) après le tri des parallaxes de la GDR2.

étoiles pulsantes plus massives, l'étude de leur échelle des distances regagne en intérêt, malgré une valeur du point-zéro astrométrique ZP_{GDR2} toujours incertaine. L'application avec succès de la méthode SPIPS à une RR Lyrae présentant l'effet Blazhko ouvre par ailleurs la voie à une étude élargie et plus approfondie du facteur de projection de ces étoiles. La valeur constante du p -facteur déterminée dans la section 3.3.2 renvoie ainsi vers des relations P - M_{K_S} - $[Fe/H]$ et M_V - $[Fe/H]$ cohérentes dans la gamme de périodes étudiée. L'observation à plus grande échelle de ces étoiles en spectroscopie et en photométrie infrarouge est cependant essentielle en vue d'une application fiable de la PoP à un échantillon conséquent.

Dans le chapitre suivant, je présenterai l'application de la méthode SPIPS aux variables Céphéides. Un grand nombre d'entre elles présentent d'excellents jeux de données nécessaires à l'utilisation de la méthode de la parallaxe de pulsation. Afin d'échapper aux biais astrométriques liés à leurs parallaxes GDR2, nous utiliserons une approche originale introduisant leur multiplicité et donnant lieu à un nouvel étalonnage du facteur de projection et de la relation période-luminosité de ces étoiles.

Chapitre 4

Modélisation de la pulsation des Céphéides

Sommaire

4.1	Généralités et apport des Céphéides dans le contexte <i>Gaia</i>	83
4.1.1	Principaux sujets d'étude	83
4.1.2	Apports dans le contexte <i>Gaia</i>	84
4.2	Etude d'un cas particulier : RS Puppis	84
4.2.1	Echos de lumière et mesure de distance	84
4.2.2	Données et modèle de départ	85
4.2.3	Résultats de la modélisation SPIPS	88
4.3	Application de SPIPS à 72 Céphéides	90
4.3.1	Choix d'un échantillon homogène	91
4.3.2	Résultats des modélisations SPIPS	92
4.4	Utilisation des parallaxes <i>Gaia</i> des compagnons	95
4.4.1	Echantillon de Céphéides présentant un compagnon spatialement résolu	96
4.4.2	Détermination du facteur de projection	96
4.4.3	Une nouvelle détermination des relations PR et PL	98

Du fait d'une base de données observationnelles bien plus imposante que pour les RR Lyrae, les Céphéides permettent une application plus étendue de la méthode de la parallaxe de pulsation. Ce chapitre présente la modélisation SPIPS dans le contexte *Gaia* de près d'une centaine de ces étoiles en vue de la détermination du facteur de projection associé à la méthode de la parallaxe de pulsation et de l'étalonnage des distances.

4.1 Généralités et apport des Céphéides dans le contexte *Gaia*

4.1.1 Principaux sujets d'étude

Plus de 100 ans après leur découverte, les étoiles pulsantes Céphéides sont encore aujourd'hui le sujet de nombreuses études. Tout comme les RR Lyrae, ces étoiles jouent un rôle important en archéologie galactique. Les variables pulsantes suivant une relation période-luminosité, il n'est pas surprenant d'apprendre qu'elles obéissent également à une relation période-âge. Ainsi, une grande période de pulsation implique une forte masse stellaire et donc un jeune âge d'après les modèles d'évolution. Les nombreuses propriétés singulières des Céphéides en font alors d'excellents traceurs

d'étoiles de population I dans le disque galactique et des régions de formation stellaire dans les systèmes extra-galactiques (Majaess et al. 2009; Matsunaga et al. 2016; Chen et al. 2015, 2019). Comme nous l'avons vu au premier chapitre, les principales recherches se concentrent toutefois sur l'étalonnage de l'échelle des distances locales avec pour objectif de déterminer la constante de Hubble. C'est dans ce contexte que l'équipe dont je fais partie a effectué ces dernières années plusieurs déterminations du facteur de projection des Céphéides en vue de remettre au premier plan la méthode de la parallaxe de pulsation dans l'étalonnage de leur relation période-luminosité (Mérand et al. 2005; Breitter et al. 2015, 2016; Nardetto et al. 2016, 2017; Gallenne et al. 2017; Kervella et al. 2017).

4.1.2 Apports dans le contexte *Gaia*

Du fait de sa précision inédite, la seconde publication de données du satellite *Gaia* a déjà permis plusieurs progrès dans la connaissance des Céphéides. Malgré différents biais affectant les parallaxes de la GDR2 (chromaticité, multiplicité, point-zéro, ...) plusieurs déterminations de relations période-luminosité ont ainsi déjà été publiées (Groenewegen 2018a,b; Shanks et al. 2018; Riess et al. 2018b, 2019) en vue d'obtenir une revalorisation de la constante de Hubble. Ces biais ne permettent cependant pas une fiabilité incontestable de l'échelle des distances locales. Nous avons vu en particulier que le biais associé à la non-prise en compte de la variation de couleur dans la réduction des données astrométriques est particulièrement important pour les Céphéides du fait de leur grande amplitude de variation. L'application de la méthode SPIPS aux distances *Gaia* des Céphéides n'apporterait donc pas une réelle plus-value par rapport aux anciennes estimations via les distances du *Hubble Space Telescope*.

Cependant, la récente détection par Kervella et al. (2019b,a) de nombreux compagnons spatialement résolus (non-variables) autour de Céphéides permet de contourner ce biais en supposant qu'ils partagent la même distance. C'est cette approche qui a été privilégiée et dont l'application à SPIPS est détaillée à la fin de ce chapitre. Avant cela, je présente dans la section suivante une première application de la méthode SPIPS à la Céphéide galactique RS Pup, dont les caractéristiques ont permis une détermination précise de sa distance, indépendamment des données *Gaia*. Je présenterai ensuite l'étude, à un p -facteur constant, d'un échantillon de 72 Céphéides galactiques en vue de déterminer leurs caractéristiques principales, dont les ratios distance/ p -facteur. Ces derniers, associés à la relation période- p -facteur, déduite de l'étude des parallaxes des compagnons d'un sous-ensemble de 8 Céphéides, permettent alors d'obtenir l'étalonnage de la relation période-luminosité présentée à la fin du chapitre.

4.2 Etude d'un cas particulier : RS Puppis

Une première application de SPIPS a été effectuée sur la Céphéide galactique RS Puppis. Cette étoile est particulière à la fois du fait de sa très longue période de pulsation (41.4 jours) et de sa localisation unique dans une large nébuleuse diffuse (figure 4.1). Nous verrons dans les paragraphes suivants que ces propriétés lui confèrent un poids important dans l'étalonnage de l'échelle des distances.

4.2.1 Echos de lumière et mesure de distance

RS Pup est actuellement la seule Céphéide galactique connue à être située dans une grande nébuleuse de poussière. L'effet le plus intéressant de cette enveloppe est qu'en s'y propageant, le rayonnement de l'étoile crée des échos de lumières visibles par un observateur. La géométrie de cette nébuleuse a pu être déterminée avec précision par Kervella et al. (2012) et plus récemment (Kervella et al. 2014) grâce à l'instrument d'imagerie polarimétrique ACS du HST. Diverses observations à

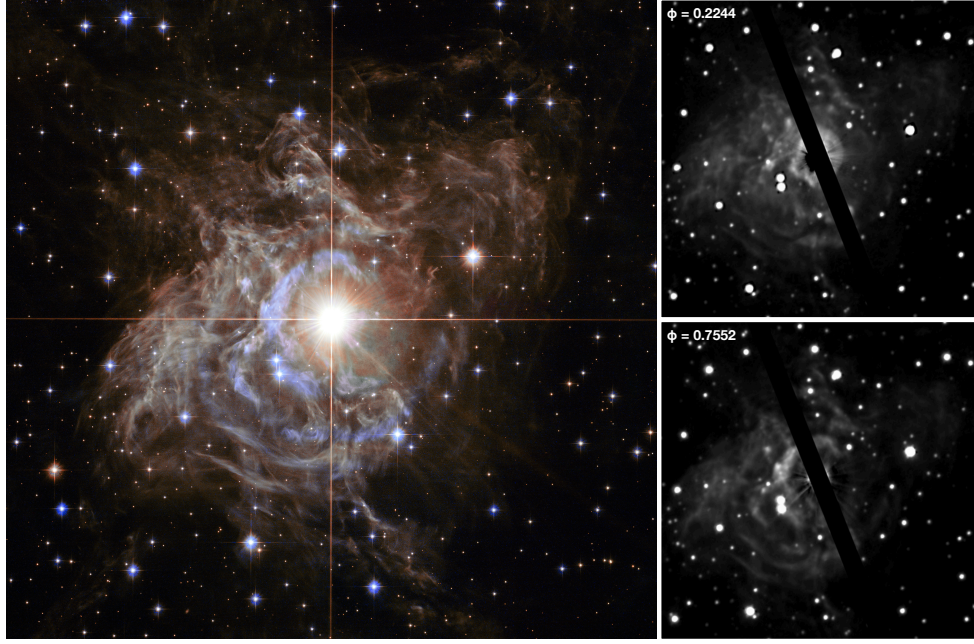


FIGURE 4.1 – **A gauche** : La Céphéide galactique RS Puppis vue par le Hubble Space Telescope (Kervella et al. 2014) (Crédit : NASA, ESA, Hubble Heritage Team (STScI/AURA)-Hubble/Europe Collaboration). **A droite** : Propagation des échos de lumière à deux phases du cycle de pulsation (Kervella et al. 2008).

plusieurs phases du cycle de pulsation de RS Pup permettent alors de calculer le retard de phase entre la luminosité observée de l'étoile et la propagation de sa lumière dans la nébuleuse, et ainsi de calculer avec précision sa taille linéaire. Une simple comparaison avec sa taille angulaire a permis de déterminer l'une des distances les plus précises d'une Céphéide mesurée jusqu'alors : $d = 1910 \pm 80$ pc (correspondant à une parallaxe de $\varpi = 0.524 \pm 0.022$ mas) soit une précision de seulement 4.2% (Kervella et al. 2014). Du fait de sa très longue période, cette précision confère à RS Pup un poids important pour l'étalonnage de l'échelle des distances des Céphéides. Dans le cadre de ma thèse, l'application de la méthode SPIPS à RS Pup en fixant la distance à celle déterminée grâce aux échos de lumière permet de contraindre avec précision son facteur de projection.

4.2.2 Données et modèle de départ

La base de données présentée au chapitre 2 (section 2.2) recense les meilleures données observationnelles de RS Pup disponibles dans la littérature, ainsi que celles collectées par mon équipe ces dernières années et non publiées à cette époque. L'étude présentée dans cette section est une mise à jour du travail que j'ai effectué pour l'article de Kervella et al. (2017) présent en annexe A.10 afin de tirer partie des meilleures données disponibles au moment où j'écris cette thèse. Les seuls changements notables consistent ainsi en l'ajout de nouvelles données de vitesses radiales et des données photométriques du satellite *Gaia* rendues disponibles un an après la publication de l'article. La loi d'excès infrarouge a également été ajoutée entretemps, en remplacement d'une simple estimation d'un excès en bandes *H* et *K*. Les résultats principaux de cette nouvelle étude sont similaires à ceux de l'article initial.

Photométrie

Les données photométriques des grands relevés *Gaia* (G , G_{RP}), *Hipparcos* (H_P), *Tycho* (V_T) et *2MASS* (J , K_S) ont été utilisées dans la modélisation SPIPS de RS Pup. J’ai également utilisé les données en bande V de Pel (1976), Berdnikov (2008), Madore (1975) et Moffett & Barnes (1984) et en infrarouge J , H et K de Laney & Stobie (1992) et Welch et al. (1984). Des mesures en bande V prises sur le télescope SMARTS de l’observatoire CTIO ont également été obtenues pendant près de trois ans et ont été publiées dans Kervella et al. (2017). Ces nombreuses données permettent une excellente couverture en phase de la photométrie visible et infrarouge nécessaire afin d’éviter de potentiels biais sur les paramètres dérivés de la modélisation. L’ajustement des données photométriques par une série de Fourier d’ordre 6 s’est révélé être suffisant. La température effective de RS Pup est inférieure à 5000 K pendant une grande partie de la pulsation. Ainsi, nous avons pu voir dans le chapitre 2 (section 2.3.2) qu’en dessous de ce seuil, l’ajustement de la photométrie synthétique sous-estime les magnitudes en bande B . Ainsi, les données en bandes B (incluant les magnitudes G_{BP} et B_T) ont été exclues de l’ajustement.

Vitesses radiales

Les mesures de vitesses radiales de Anderson (2014) couvrent plusieurs cycles de pulsation de RS Pup et sont d’excellente qualité. Bien qu’elles suffisent à elles seules à contraindre le modèle, j’ai également ajouté nos propres mesures acquises avec l’instrument HARPS installé sur le télescope de 3.6 m de l’observatoire de La Silla. Les données d’Anderson (2014) permettent de mettre en évidence une autre caractéristique particulière de RS Pup. Les auteurs de l’étude ont en effet remarqué que les courbes de vitesse radiale de quatre Céphéides, dont RS Pup, ne sont pas parfaitement reproduites d’un cycle à l’autre. Des modulations d’amplitude sont ainsi présentes (courbes ④ et ⑥ de la figure 4.2) et, bien que légères, pourraient avoir un impact sur les paramètres dérivés de la méthode de la parallaxe de pulsation si des données photométriques et interférométriques contemporaines aux observations ne sont pas utilisées (jusqu’à 5% sur les valeurs d’après Anderson 2016). Toutefois, le faible échantillon étudié ne permet pas d’obtenir plus de précisions sur la nature de ce phénomène et ses caractéristiques (périodicité, fréquence, ...). L’étude suivante considère principalement une courbe moyenne de vitesse radiale (courbe ③ de la figure 4.2) définie par une fonction spline à 9 noeuds. Contrairement à l’étude de l’effet Blazhko de RR Lyr, la présence de données par époques m’a permis de distinguer quatre cycles de pulsation et d’effectuer une modélisation SPIPS sur chacun d’eux. L’effet de la modulation en amplitude a alors été traduit par une erreur systématique sur le p -facteur.

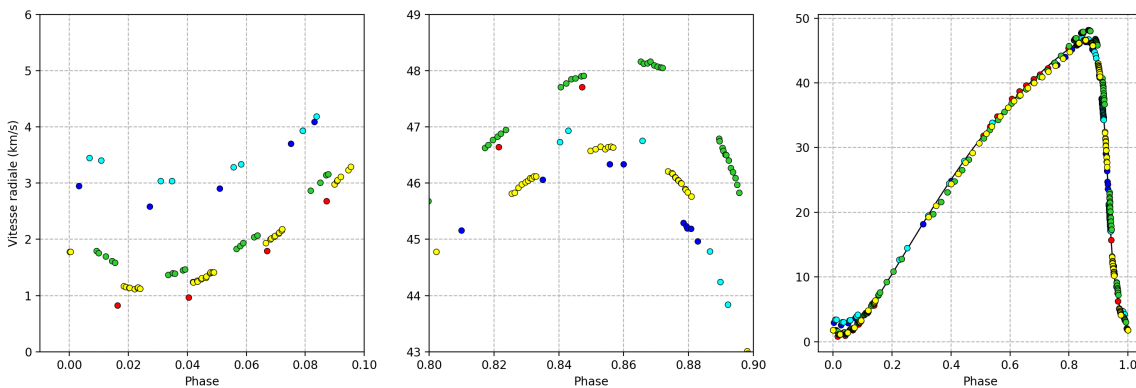


FIGURE 4.2 – Visualisation de 5 cycles de pulsation de la vitesse radiale de RS Pup (d’après les mesures de Anderson 2014). ④ Différents minima observés. ⑥ Différents maxima observés. ③ Courbe complète et ajustement moyen par la méthode SPIPS.

Interférométrie

RS Pup a fait partie de nos programmes d'observations avec l'instrument PIONIER du VLTI entre 2014 et 2017. Le diamètre angulaire de RS Pup étant d'environ 0.9 mas, les meilleures données utilisées dans cette étude (publiées dans Kervella et al. 2017), correspondent à des observations sur les configurations A1-G1-J3-K0 ou A0-G1-J2-J3 offrant jusqu'à 140 m de longueur de base, suffisante pour résoudre l'étoile. Ces observations permettent une mesure précise de la variation du diamètre angulaire, du fait en particulier d'un bon recouvrement des extrema de la courbe de pulsation. La courbe de visibilité obtenue après réduction des données de la nuit du 18 février 2015 est représentée à gauche sur la figure 4.3. La courbe de diamètre angulaire est quant à elle représentée à droite sur la figure 4.3

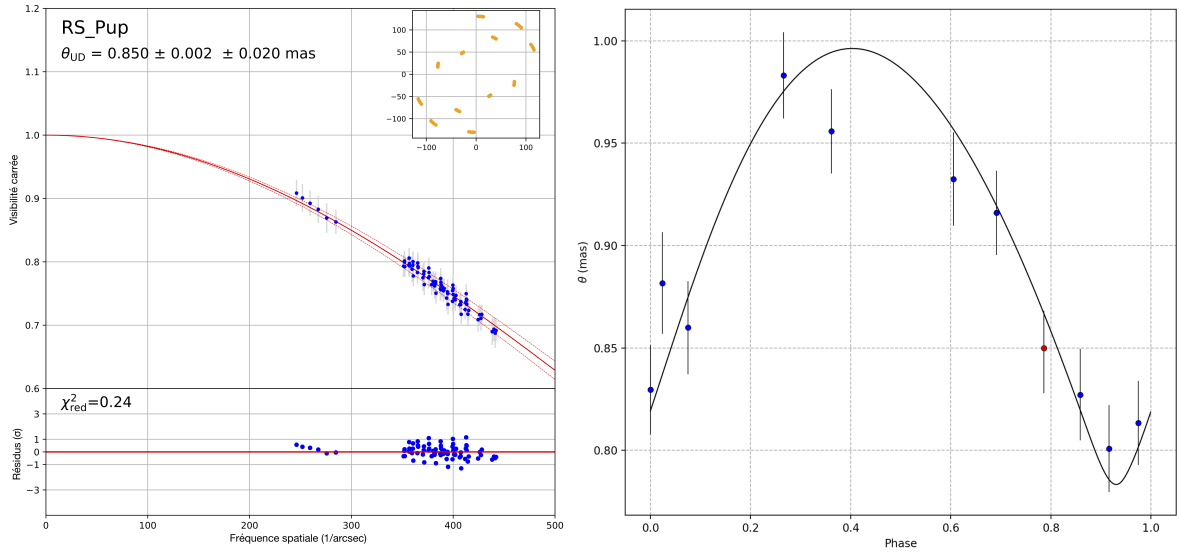


FIGURE 4.3 – **A gauche** : Courbe de visibilité carrée (ajustée par un modèle de disque uniforme) obtenue au cours de la nuit du 18 février 2015 lors d'une observation de RS Pup avec l'instrument PIONIER. **A droite** : Courbe de diamètre angulaire de RS Pup ($P=41.45$ jours). Le point rouge correspond à la valeur résultant de l'ajustement de la courbe de visibilité représentée à gauche.

Phasage des données

RS Pup, comme beaucoup de Céphéides de longue période, présente des changements relativement rapides de période. La mise en phase des données demande donc un effort plus important que pour les autres Céphéides galactiques. En première approche, une simple variation linéaire de la période a été déterminée en construisant un diagramme O-C (observé - calculé) (figure 4.4). Ce type de diagramme consiste à comparer l'époque d'un événement donné observé, à celle attendue si l'événement est considéré comme régulier. Dans le cas de RS Pup, j'ai comparé les époques de maximum de lumière en bande V disponibles dans la littérature, à l'époque déterminée pour un cycle de pulsation constant de période 41.49 jours. L'époque initiale $JD = 2\,455\,501.254$ jours (correspondant à un nombre d'époques $E=0$) a été choisie comme le maximum de lumière de la courbe SMARTS de photométrie.

Un ajustement au second ordre des données O-C (représenté en bleu sur la figure 4.4) aboutit à l'équation suivante :

$$O - C = 2455501.3428_{\pm 0.1756} + 41.491734_{\pm 0.001404} \times E + 9.515 \cdot 10^{-5}_{\pm 1.733 \cdot 10^{-5}} \times E^2$$

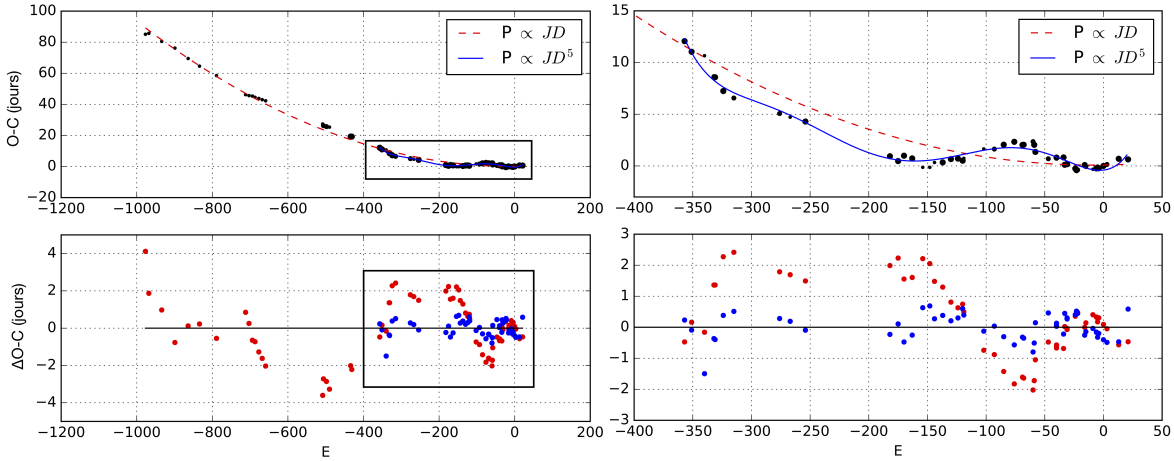


FIGURE 4.4 – Diagramme O-C des observations de RS Pup et ajustements par une variation linéaire de la période (en rouge) et par un polynôme d'ordre 5 (en bleu). Le paramètre E correspond au nombre de cycles de pulsation écoulés depuis l'époque de référence ($E = 0$).

Cette relation est en accord avec le changement de période déterminé par Berdnikov et al. (2009) ($7.824 \cdot 10^{-5} \pm 1.968 \cdot 10^{-5}$ fraction de période par cycle), exprimé en fraction de période par cycle) et correspond à une augmentation de la période de l'ordre de 144.7 s/an. D'après Anderson et al. (2016c), cette variation de période correspondrait à un troisième croisement de la bande d'instabilité pour une Céphéide de période équivalente à celle de RS Pup.

Les données utilisées dans la modélisation SPIPS et listées ci-dessus recouvrent plus de 40 ans d'observations. Bien que la période puisse être considérée comme étant constante sur plusieurs courts intervalles de temps, une variation linéaire de la période n'est pas suffisante pour phaser au mieux ces données. On peut ainsi constater sur le diagramme O-C de la figure 4.4 qu'un polynôme de degré 5 s'adapte mieux aux variations observées. Ainsi, j'ai ajusté la période dans SPIPS par un polynôme d'ordre 5 dont l'équation résultante sera décrite dans le paragraphe suivant.

4.2.3 Résultats de la modélisation SPIPS

Le résultat de la modélisation SPIPS de la pulsation de RS Pup est représenté sur la figure 4.5. La qualité de ces ajustements (aspect, phasage, χ^2) est excellente pour chacun des observables modélisés. Les paramètres correspondant à cette modélisation sont quant à eux listés dans la table 4.1.

Paramètres	Valeurs	Paramètres	Valeurs
MJD₀ (jours)	45838.0313	Distance (kpc)	1.91
Période (jours)	$41.457_{\pm 7.10^{-4}}$	p -facteur	$1.253_{\pm 0.02 \pm 0.058}$
Diamètre (mas)	$0.930_{\pm 0.002 \pm 0.009}$	Rayon (R_{\odot})	$191.1_{\pm 1.10^{-3} \pm 4.18}$
$T_{\text{eff}} (K)$	$5131_{\pm 20 \pm 50}$	v_{γ} (km/s)	$25.3_{\pm 0.7 \pm 0.5}$
E(B-V)	$0.537_{\pm 0.008 \pm 0.016}$	IR_{ex}^*	$0.040_{\pm 0.005}$

* Valeur de la pente α de la loi d'excès de la forme $IR_{\text{ex}} = \alpha(\lambda - 1.2)^{0.4}$ introduite au début de ce chapitre.

TABLE 4.1 – Paramètres moyens du modèle SPIPS de la Céphéide RS Pup. Les paramètres en gras ne sont pas ajustés.

La valeur de l'excès de couleur déterminé via la méthode SPIPS ($0.537_{\pm 0.018}$) est supérieure à celles de Fernie (1994) (0.446), Fouqué et al. (2007) ($0.457_{\pm 0.009}$) Kovtyukh et al. (2008) (0.515), mais reste cohérente en ordre de grandeur. On notera également une valeur modérément élevée de l'excès infrarouge ($0.040_{\pm 0.005}$ mag). La prise en compte d'une erreur systématique de 0.02 mag sur

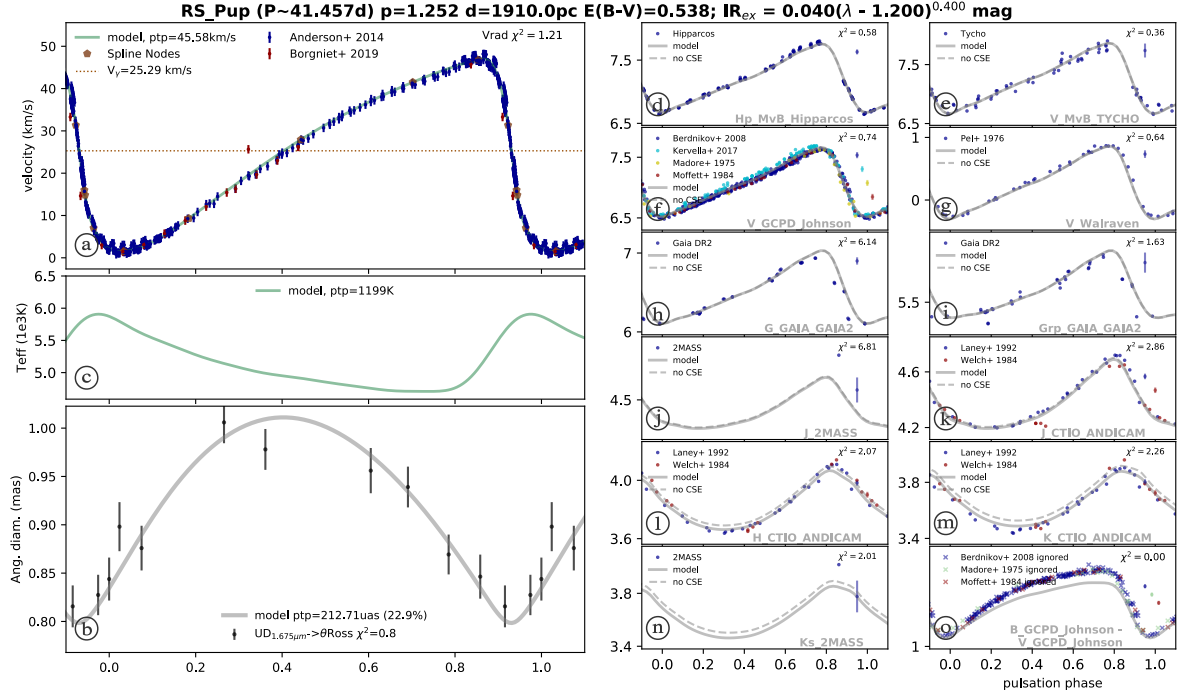


FIGURE 4.5 – Résultat de la modélisation SPIPS de RS Pup. La couleur $B - V$ est seulement représentée à titre indicatif, les données ayant été ignorées lors de l’ajustement. On peut remarquer le désaccord entre le modèle et les observations pour les phases 0.2 à 0.9, correspondant à des températures inférieures à 5000 K environ.

la photométrie renvoie cependant à une valeur incertaine à 50% de cet excès, compatible avec Kervella et al. (2009) qui ne détecta pas d’excès significatif en bande K .

Concernant le facteur de projection de RS Pup, une valeur de 1.253 ± 0.058 (4.6%) est déduite de l’ajustement. L’incertitude sur cette valeur prend en compte l’erreur statistique du fit (± 0.02) et les différentes erreurs systématiques (± 0.058). Ces dernières comprennent principalement l’erreur de 4.2% sur la distance déduite de l’étude des échos de lumière, traduite en une incertitude de ± 0.052 sur le p -facteur, et l’erreur due à la variation d’amplitude cycle-à-cycle de RS Pup. J’ai en effet effectué une application de SPIPS pour chacun des différents cycles de vitesse radiale distingués dans la section précédente. Une déviation de ± 0.014 du p -facteur a alors été mise en évidence, valeur qui a été ajoutée quadratiquement à l’incertitude sur la distance.

Cette valeur du facteur de projection de RS Pup est en accord (dans les barres d’erreur) avec la valeur constante $p = 1.324 \pm 0.024$ déterminée par l’étude SPIPS de Breitfelder et al. (2016) d’un échantillon de 9 Céphéides galactiques disposant de mesures de parallaxes HST. Elle est également en accord avec les relation Pp de Storm et al. (2011a) (1.249 ± 0.105) et de Gallenne et al. (2017) via l’étude SPIPS d’un échantillon de Céphéides du LMC et prédisant une valeur de 1.20 pour une Céphéide de même période que RS Pup. D’autres relations telles que celles déterminées par Groenewegen (2013) ou Neilson et al. (2012b) présentent cependant des valeurs légèrement plus faibles du facteur de projection, respectivement de 1.112 ± 0.030 et 1.140 ± 0.003 .

La précision du facteur de projection de RS Pup déterminé dans cette étude, associé à sa très longue période, confère à RS Pup un poids important dans l’étalonnage de la méthode de la parallaxe de pulsation et de l’échelle des distances. En particulier, cette valeur sera constamment ajoutée dans mon étude d’un échantillon de Céphéides dans le contexte *Gaia* présentée dans les sections suivantes.

Enfin, l’ajustement de la période par un polynôme d’ordre 5 permet de déduire la relation suivante

de la période P en fonction du nombre de jours Δt écoulés depuis l'époque de référence MJD_0 :

$$P(MJD) = 41.438138_{\pm 0.00070} - 3.42244 \times 10^{-7}(\Delta t) + 0.23085 \times 10^{-8}(\Delta t)^2 + 0.13219 \times 10^{-12}(\Delta t)^3 - 0.74919 \times 10^{-16}(\Delta t)^4 + 0.42849 \times 10^{-20}(\Delta t)^5$$

L'allure de la courbe correspondante est représentée sur la figure 4.6. Les époques utilisées dans l'analyse SPIPS y sont représentées par des cercles noirs. La tendance de cette courbe correspond à une augmentation de la période de 114 s/an ; cette valeur est proche de celle obtenue lors de l'étude d'un plus grand nombre d'époques via le diagramme O-C (+144s/an). De plus, la modélisation du changement de période de Céphéides galactiques par Fadeyev (2014) nous renseigne que RS Pup est proche du modèle de $10M_{\odot}$ au troisième passage du bord rouge de la bande d'instabilité (correspondant à $P=46.645$ jours et $dP/dt = 151.3$ s/an). Par ailleurs, la relation période-masse-rayon de Bono et al. (2001b) renvoie à une masse de RS Pup de $10.67 M_{\odot}$, compatible avec ce modèle.

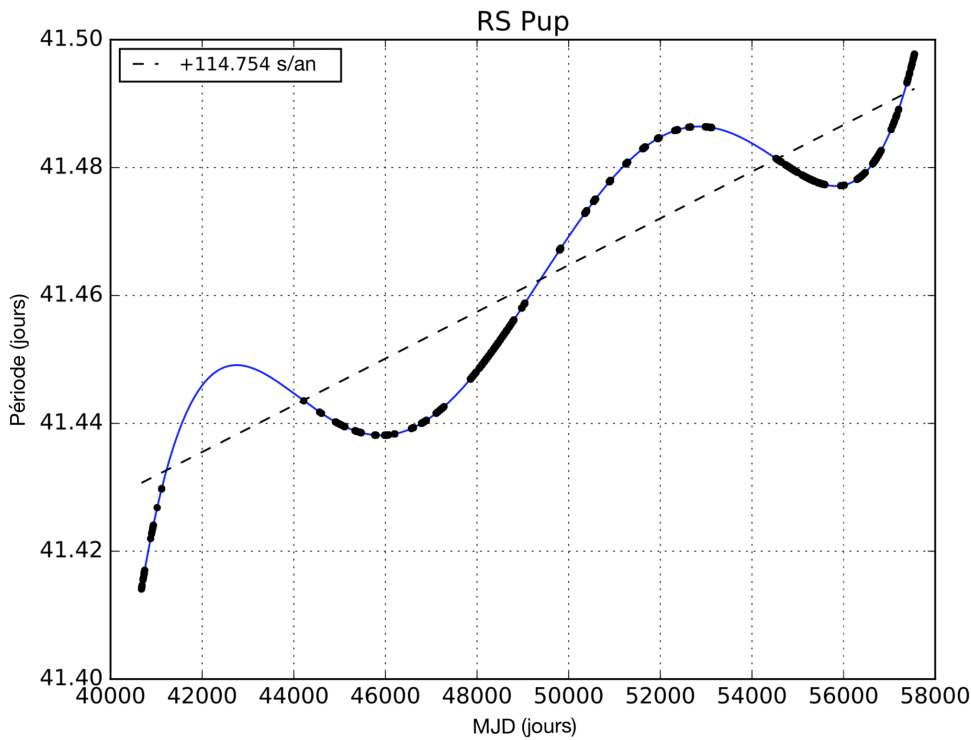


FIGURE 4.6 – Ajustement du changement de période de RS Pup par un polynôme d'ordre 5 (en bleu). Les points noirs correspondent aux époques utilisées dans la modélisation SPIPS. La droite en tirets représente la tendance générale du changement de période, correspondant à une augmentation de 114s/an.

Une étude plus approfondie des changements de période des Céphéides menée par Nancy Evans, et intégrant entre autres mes résultats de la modélisation SPIPS de l'échantillon de 72 Céphéides galactiques présenté dans la section suivante et en Annexe A.6, sera menée ultérieurement. Cette étude apportera une meilleure connaissance de la pulsation de ces étoiles et en particulier le lien entre la période et le stade évolutif ou la perte de masse.

4.3 Application de SPIPS à 72 Céphéides

Les parallaxes de la GDR2 étant potentiellement biaisées pour les Céphéides du fait de grandes amplitudes de la variation de couleur, leur utilisation pour un étalonnage de la méthode de la paral-

laxe de pulsation n'est pas judicieuse. Je présente tout d'abord dans cette section l'application de la méthode SPIPS à un échantillon de 72 Céphéides, en fixant systématiquement le facteur de projection à une valeur constante. Cette étude me permet de déduire les paramètres fondamentaux de ces étoiles. En particulier, la valeur du ratio distance/ p -facteur étant globalement constante pour une étoile donnée, une nouvelle détermination de l'un des deux paramètres permet d'en déduire la valeur du second via la relation :

$$\frac{d_1}{p_1} = \frac{d_2}{p_2}$$

4.3.1 Choix d'un échantillon homogène

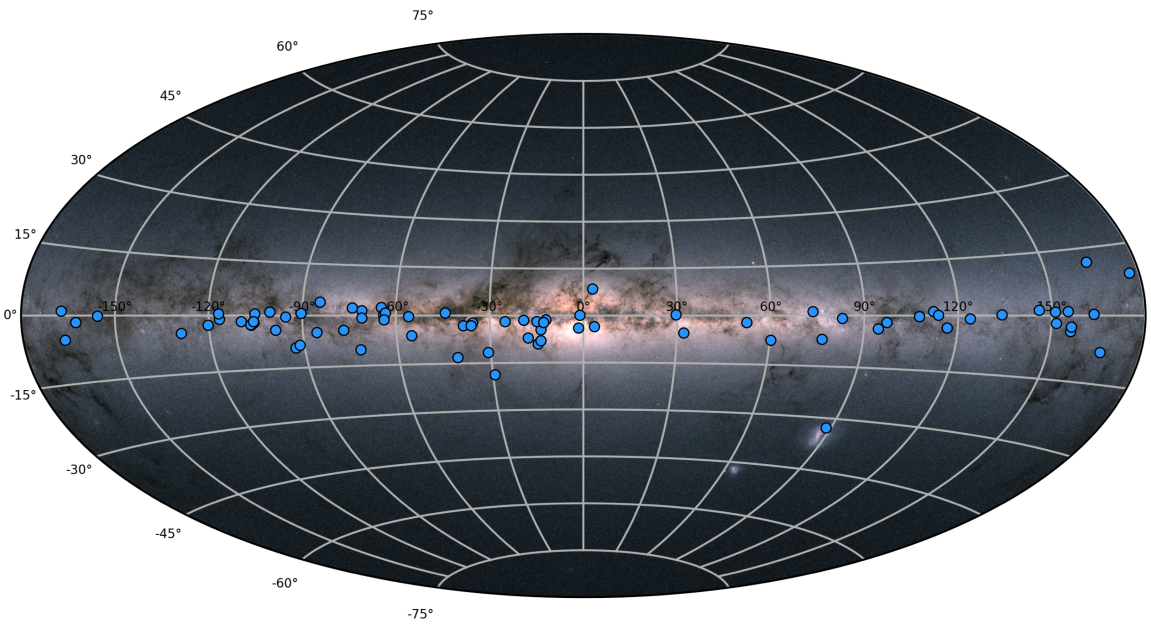


FIGURE 4.7 – Position des 72 Céphéides dans le ciel *Gaia*.

Les étoiles de cet échantillon ont été sélectionnées pour leurs jeux de données particulièrement complets. Elles disposent ainsi au minimum de courbes complètes et précises de vitesse radiale et de photométrie visible (B et V) et infrarouge (J , H et K). Chacune de ces courbes présente une dispersion minimale et une excellente couverture en phase des données. Les références conservées pour l'étude présentée dans cette section sont listées dans la table A.2, située dans l'Annexe A.2 pour une meilleure lisibilité de ce chapitre. Elles comprennent les observations recensées dans la littérature (dont les photométries des grands relevés des observatoires spatiaux *Hipparcos*, *Tycho*, *Gaia*, *2MASS* et *Spitzer*) ainsi que des données non publiées pour le moment et acquises au fil du temps. Ces données correspondent pour la plupart à des déterminations de vitesses radiales par la méthode de la corrélation croisée. Par ailleurs, les vitesses radiales disponibles (extraites par la même méthode) ont été corrigées si-nécessaire du mouvement Keplerien dû à un compagnon proche suivant la méthode introduite dans la section 2.2.2 du chapitre 2, afin de ne conserver que la composante liée à la pulsation. Les paramètres orbitaux correspondant sont listés en Annexe A.3 pour les étoiles en question. Pour une dizaine de ces étoiles, des données interférométriques sont disponibles (collectées par moi-même et l'équipe à laquelle j'appartiens) et permettent une détermination plus directe -non basée sur des relations de brillance de surface- de la variation du diamètre angulaire. D'autres étoiles disposent de températures effectives permettant une meilleure contrainte des photométries synthétiques. Ces différentes données, représentant plus de 50 années d'observations au total, ont été récupérées et ho-

mogénéisées par la méthode décrite dans le chapitre 2 (section 2.2), introduisant la création de la base de données de plus 300 Céphéides. Les bandes R et I ont systématiquement été écartées afin d'éviter les biais liés aux mauvaises définitions des filtres à ces longueurs d'ondes. De même, les bandes B et I_2 ont été mises de côté pour les étoiles les plus froides, dont la température descend en dessous de 5000 K au cours de la pulsation.

Les 72 étoiles ($P=1-45$ jours) étudiées dans cette section constituent ainsi l'un des échantillons de Céphéides galactiques le plus complet, précis, et homogène disponible à ce jour pour l'application de la méthode de la parallaxe de pulsation. Ces étoiles sont très majoritairement situées sur le plan galactique et leur position sur le ciel est représentée à titre indicatif sur la figure 4.7.

4.3.2 Résultats des modélisations SPIPS

Comme pour chacune des études précédentes, les phases des observations ont été calculées à partir de l'époque du maximum de lumière MJD_0 , déterminée à partir des courbes de lumière en bande V . Dans l'approche présentée ici, les paramètres fixés sont uniquement le MJD_0 et le facteur de projection p . J'ai adopté pour ce dernier une valeur de 1.37, correspondant à la valeur moyenne de celles traditionnellement utilisées dans les applications de la méthode de la parallaxe de pulsation et qui aboutit donc à des valeurs de distance généralement cohérentes avec celles de la littérature. Cette valeur n'a en réalité pas d'influence sur les principaux paramètres résultant de cette étude et ne dépendant pas de la distance. De plus, seuls les ratios d/p déduits de la méthode SPIPS seront utilisés dans la section suivante.

Les différents observables ont été ajustés en très grande majorité par des séries de Fourier. Originellement d'ordre 4, des ordres supplémentaires ont été ajoutés au cas par cas afin de mieux reproduire une forte pente ou un effet de "bump" et d'obtenir ainsi une meilleure représentation des variations observées de l'étoile. Pour certaines étoiles présentant des courbes de vitesses radiales de très bonne qualité, mais moins bien définies sur certains intervalles de phase, celles-ci ont été ajustées par des fonctions spline afin d'éviter l'apparition d'oscillations non physiques liées aux séries de Fourier.

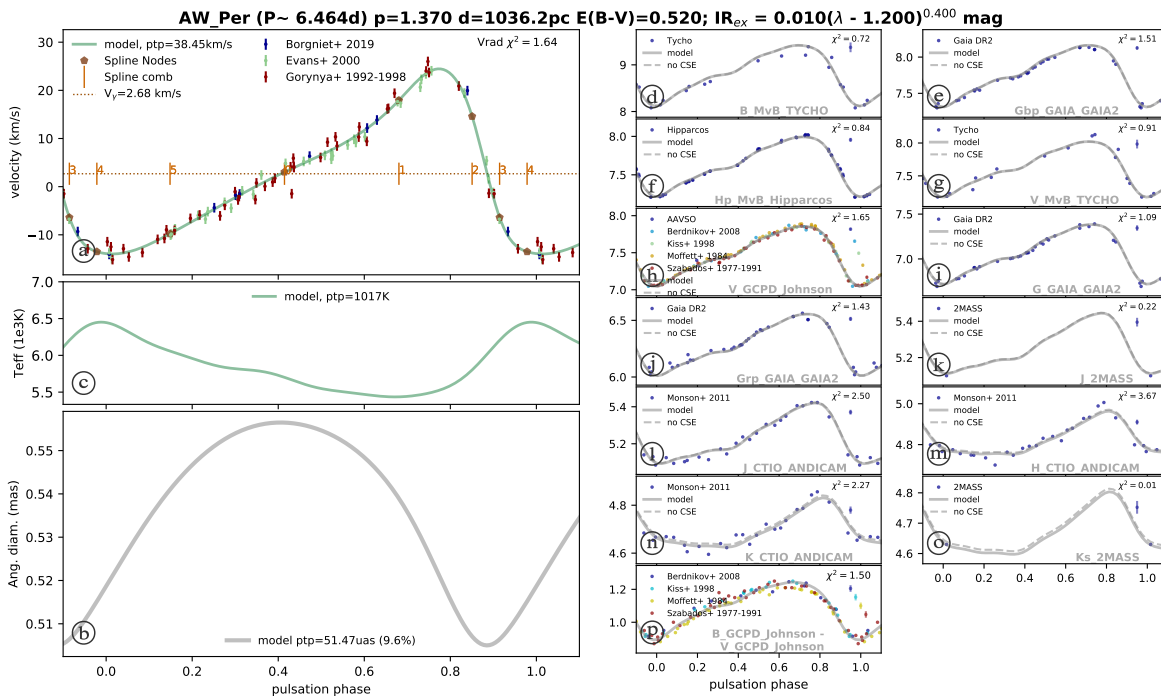


FIGURE 4.8 – Résultat de la modélisation SPIPS de AW Per.

Je présente dans la table en Annexe A.4 les valeurs des différents paramètres physiques dérivés des modélisations SPIPS. Un exemple d'ajustement est également représenté sur la figure 4.8, correspondant à la Céphéide AW Per. De même, six autres ajustements sont présents dans l'Annexe A.5 à titre indicatif et représentent la qualité globale des différents jeux de données récupérés et des ajustements réalisés.

Ces ajustements sont tous d'excellente qualité au vu de l'accord des ajustements avec les observations et des valeurs des χ^2 correspondants.

Concernant la Céphéide AW Per, le modèle représenté sur la figure 4.8 aboutit à une distance de 1.037 ± 0.043 kpc, correspondant à une précision statistique de seulement 4%. J'ai également ajouté dans la table A.4 en Annexe des erreurs systématiques liées à une précision du facteur de projection de 10% ($p = 1.37_{\pm 0.14}$). Cela permet de couvrir les différentes valeurs du p -facteur obtenues à ce jour et d'obtenir ainsi un aperçu de la distance moyenne associée. Cela renseigne aussi sur l'importance de l'étalonnage du facteur de projection afin d'obtenir une estimation précise des distances.

Positions dans le diagramme de Hertzsprung-Russell

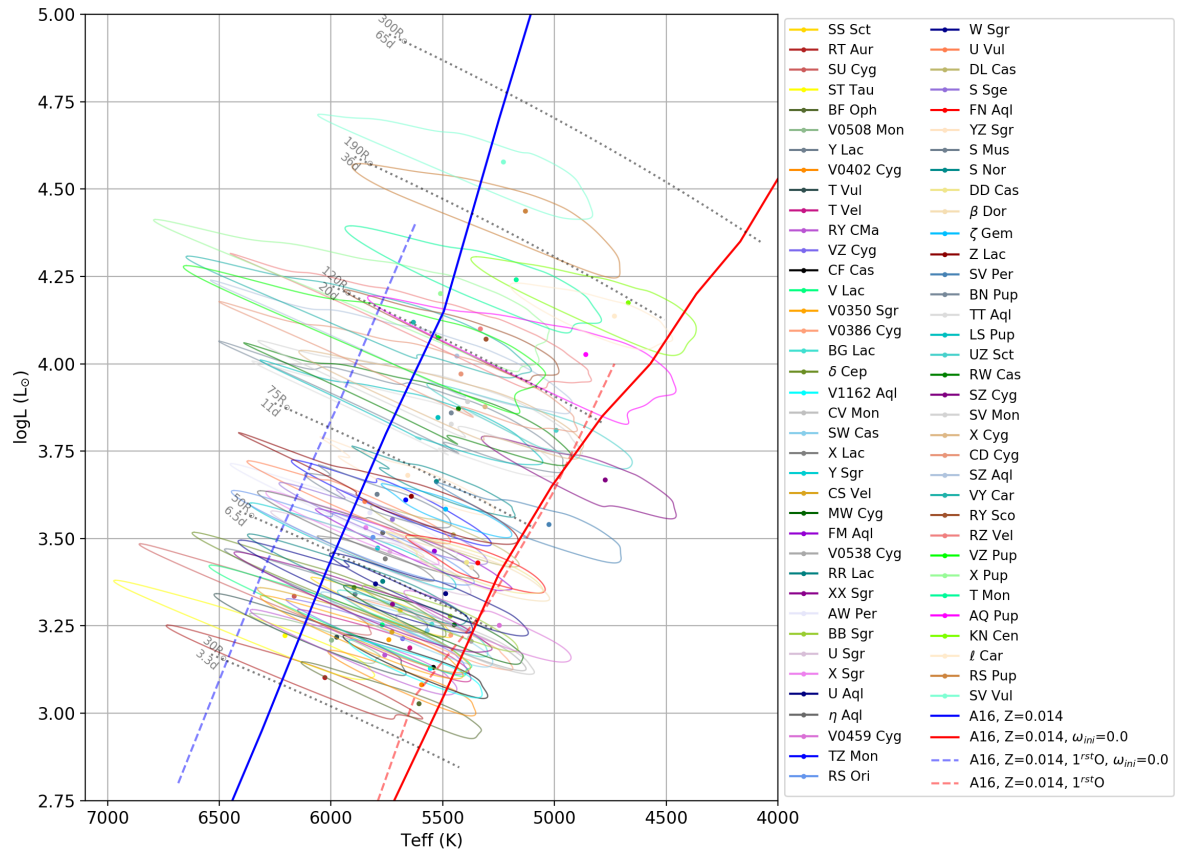


FIGURE 4.9 – Diagramme de Hertzsprung-Russell et position des Céphéides analysées dans la bande d'instabilité. Les positions des bords rouges et bleus de la bande d'instabilité ont été déterminés par Anderson et al. (2016c).

Concernant les températures des Céphéides, leur position sur le diagramme de Hertzsprung-Russell (figure 4.9) atteste d'estimations très cohérentes de SPIPS. Les étoiles sont en très grande majorité contenues (en moyenne sur un cycle de pulsation) dans la bande d'instabilité définie par les frontières bleues et rouges théoriques de Anderson et al. (2016c). L'effet de la pulsation est bien visible sur ce diagramme et il est inexact de dire que ces étoiles occupent une position fixe dans ce

diagramme du fait de l'évolution de leur température au cours d'un cycle de pulsation. Surtout, on remarque que la variation photométrique des Céphéides est elle aussi principalement due à la variation de leur température effective plutôt qu'à la variation de leur rayon, comme en atteste la dispersion relativement faible autour des lignes d'isorayon représentées par les lignes pointillées.

Excès de couleur et enveloppe circumstellaire

Les différentes déterminations de l'excès de couleur sont globalement en accord avec les valeurs de la littérature. Concernant l'exemple de AW Per, la valeur $E(B-V) = 0.520_{\pm 0.017}$ est ainsi en excellent accord avec les valeurs obtenues par Fernie (1990) ($0.522_{\pm 0.011}$), Fernie et al. (1995) ($0.534_{\pm 0.011}$), Fouqué et al. (2007) ($0.489_{\pm 0.012}$) et Kovtyukh et al. (2008) ($0.515_{\pm 0.015}$). Des différences plus ou moins fortes existent cependant pour certaines étoiles. Comme nous l'avons vu dans la section 2.1.2 du chapitre 2, la paramétrisation dans le code SPIPS du rougissement interstellaire est différente de celle utilisée dans d'autres sources bibliographiques, il n'est donc ainsi pas surprenant d'obtenir une telle différence, les résultats étant d'autre part cohérents en ordre de grandeur.

La faible pente de la loi d'excès infrarouge ($0.01_{\pm 0.02}(\lambda - 1.2)^{0.4}$ mag) suggère l'absence d'une enveloppe circumstellaire autour de cette étoile. Cependant, plusieurs étoiles à l'instar de δ Cep, W Sgr, Y Lac, VY Car et ST Tau entre autres, présentent un excès important (de l'ordre du dixième de magnitude). Les enveloppes semblent donc assez fréquentes autour de ces étoiles, contrairement aux variables RR Lyrae. Ceci est une propriété connue des Céphéides (Kervella et al. 2006; Mérand et al. 2006, 2007; Gallenne 2011; Gallenne et al. 2013b). Ces dernières études ont suggéré que les enveloppes seraient plus brillantes pour les Céphéides de plus longue période (et donc de plus forte masse), laissant ainsi suggérer que la perte de masse serait plus importante pour les étoiles les plus massives. Ceci s'expliquerait du fait de champs de vitesse et de chocs plus importants pour les étoiles de longue période. La figure 4.10, basée sur les résultats des modélisations SPIPS, ne montre cependant pas de dépendance claire de l'excès infrarouge en bande K_S en fonction de la période. Cet excès serait plus important aux longueurs d'onde de l'infrarouge thermique, pouvant impacter jusqu'à 30% la luminosité de l'étoile (Gallenne et al. 2013b).

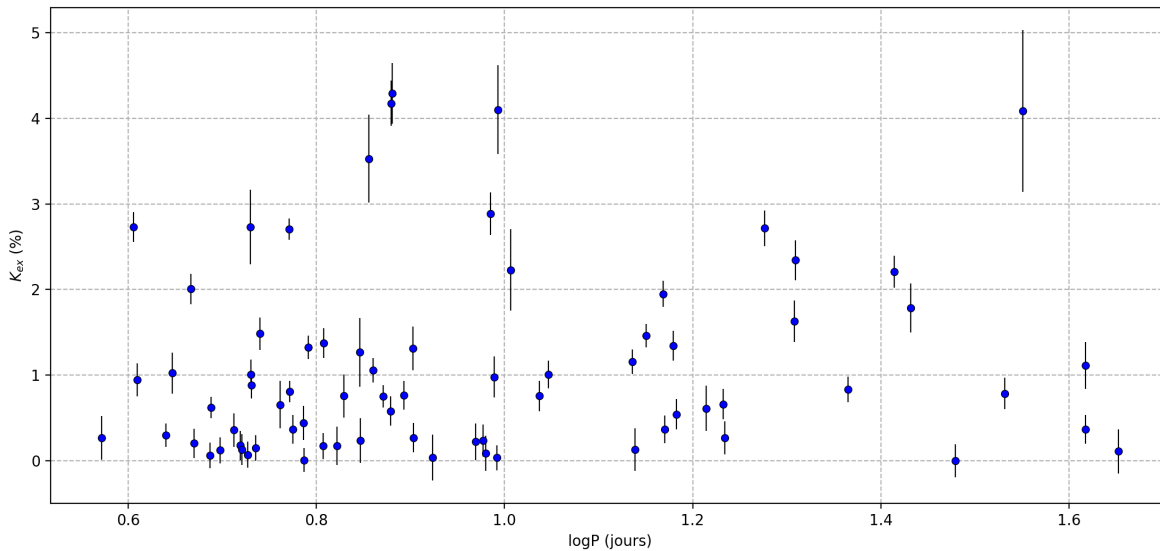


FIGURE 4.10 – Pourcentage de l'excès infrarouge en bande K_S détecté sur les 72 Céphéides de mon échantillon, en fonction de la période de pulsation.

p-facteur associé aux parallaxes *Gaia*

Une estimation des facteurs de projection associés aux parallaxes de la GDR2 peut être déduite directement des ratios d/p . J'ai représenté sur la figure 4.11 une comparaison des parallaxes *Gaia* avec les parallaxes déduites de la modélisation SPIPS à *p*-facteur constant $p = 1.37 \pm 0.137$. Ce dernier recouvrant une large gamme de *p*-facteurs possibles, les distances correspondantes, associées à leurs incertitudes, ne devraient pas être très lointaines des valeurs réelles au vu des bons résultats des ajustements SPIPS. On remarque cependant un désaccord évident des parallaxes de la GDR2 pour un certain nombre d'étoiles. Nous aborderons toutefois dans la section suivante une manière originale de tirer parti des données astrométriques de la GDR2 appliquée aux Céphéides.

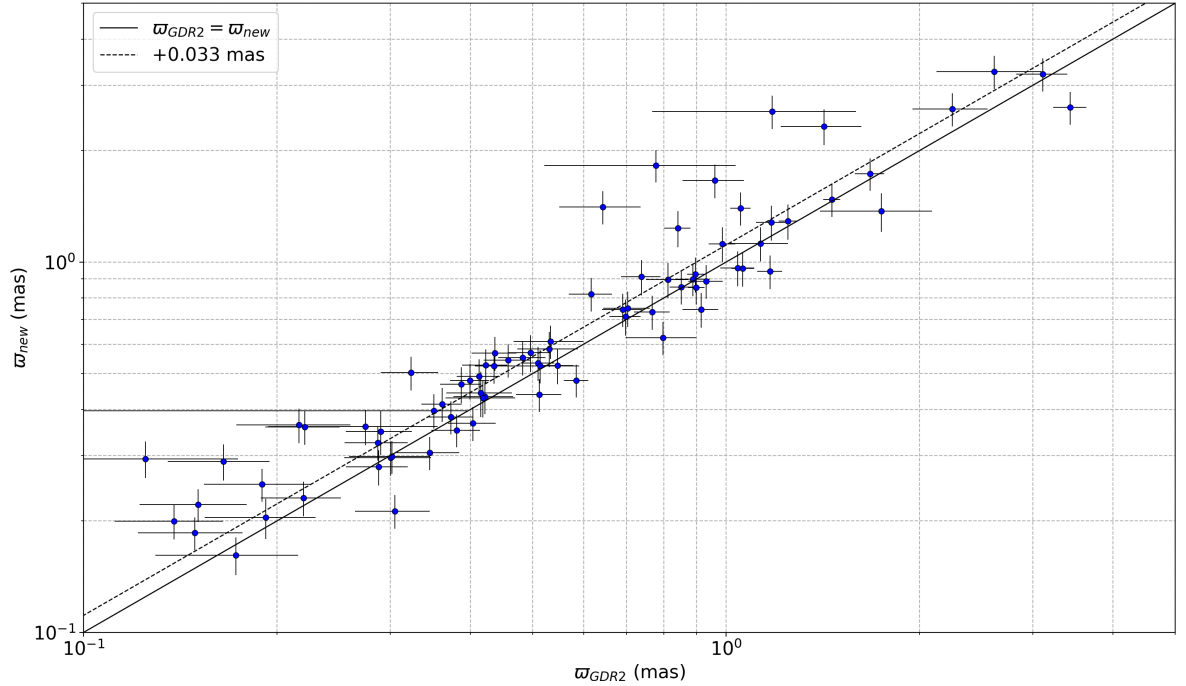


FIGURE 4.11 – Comparaison des parallaxes dérivées pour un *p*-facteur de 1.37 avec les parallaxes de la GDR2.

4.4 Utilisation des parallaxes *Gaia* des compagnons

Kervella et al. (2019a) a récemment détecté plusieurs compagnons spatialement résolus de variables Céphéides (figure 4.12) et de RR Lyrae via l'étude de leurs mouvements propres mesurés par *Gaia* et *Hipparcos* à 25 ans d'écart. Une étoile est alors dite compagnon si les principaux critères suivants (simplifiés) sont réunis :

- La parallaxe GDR2 de l'étoile est similaire à celle de la Céphéide déduite de la relation PL de Berdnikov et al. (2000).
- La vitesse tangentielle différentielle est inférieure à la vitesse de libération de la Céphéide.
- Le vecteur du mouvement propre de l'étoile est identique à $\pm 15^\circ$ à celui de la Céphéide.
- L'étoile est située à moins d'1 pc de la Céphéide et dans un champ de rayon angulaire minimum de 1 arcmin.

Du fait de la non-variabilité de ces étoiles, les parallaxes ne présentent pas les potentiels biais astrométriques associés aux grandes variations de couleur et de luminosité des Céphéides, et peuvent

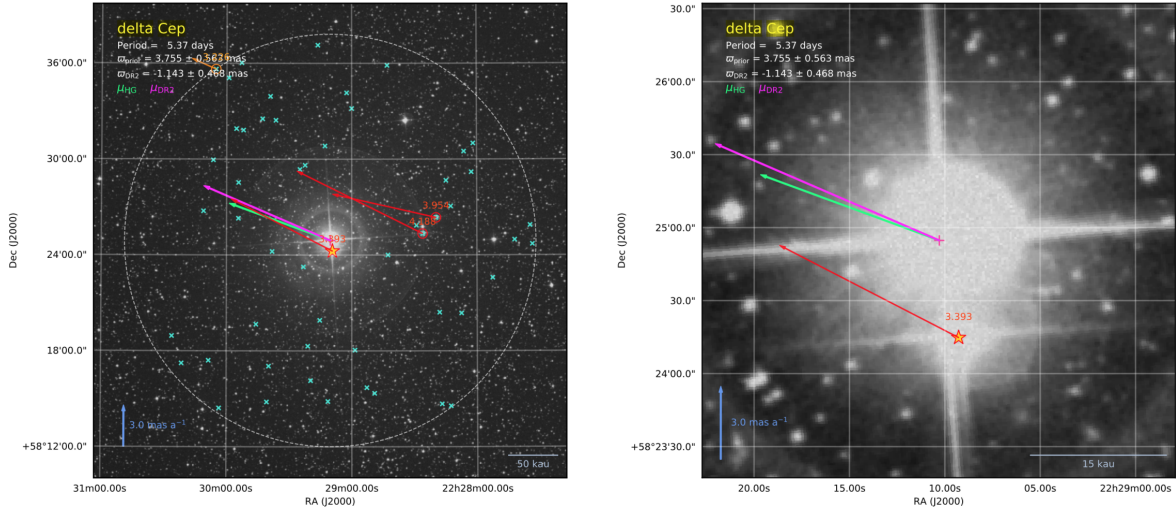


FIGURE 4.12 – Image issue de Kervella et al. (2019a) montrant les étoiles partageant le même mouvement propre que δ Cep dans un champ de 50 kua (à gauche) et 15 kua (à droite). Le compagnon est clairement visible, représenté par une étoile jaune.

donc être considérées comme étant fiables. Les différents critères listés ci-dessus permettent ainsi de suggérer que la Céphéide partage la même parallaxe que son compagnon si l'on considère que leur éloignement est négligeable par rapport à leur distance à l'observateur (i.e *Gaia*). L'application de la méthode SPIPS aux Céphéides présentes dans l'échantillon de Kervella et al. (2019a) constitue ainsi une façon originale de déterminer leur facteur de projection en tirant parti de la précision des parallaxes de la GDR2.

4.4.1 Echantillon de Céphéides présentant un compagnon spatialement résolu

Dans la liste de Céphéides de Kervella et al. (2019a), peu d'entre elles présentent suffisamment de données de qualité raisonnable pour appliquer la méthode de la parallaxe de pulsation. Par ailleurs, les compagnons sont généralement des étoiles de luminosité très faible en bande *G* et ne disposent donc pas de parallaxes très précises (plus de 10% d'incertitude). L'échantillon final que j'ai étudié est donc constitué de seulement 8 Céphéides, dont les parallaxes des compagnons sont précises à au moins 20% afin de conserver suffisamment d'étoiles tout en assurant une précision acceptable, auquel j'ai ajouté RS Pup et sa distance déterminée par l'étude de ses échos de lumière. Ces étoiles sont présentes dans l'échantillon analysé dans la section précédente et la parallaxe du compagnon est présent dans la table de l'Annexe A.7 sous le nom ϖ_{K19} .

4.4.2 Détermination du facteur de projection

Nous avons pu voir à plusieurs reprises dans les chapitres précédents que les parallaxes de la GDR2 doivent être systématiquement corrigées d'un point-zéro. De nombreuses études, dont Lindgren (2018a); Arenou et al. (2018) et Riess et al. (2018a) parmi d'autres, ont déterminé une valeur de ce décalage, oscillant entre +0.029 mas et 0.082 mas. Le choix de cette valeur est cependant crucial pour l'étude des objets lointains.

Les résultats des modélisations SPIPS précédentes me permettent de déterminer la valeur des facteurs de projection des étoiles disposant d'un compagnon par la simple relation $\frac{d_1}{p_1} = \frac{d_2}{p_2}$. J'ai représenté sur la figure 4.13 les différentes valeurs de ces *p*-facteurs en fonction de la période, pour plusieurs valeurs du décalage des parallaxes *Gaia* (en bleu clair pour un décalage nul et en bleu foncé

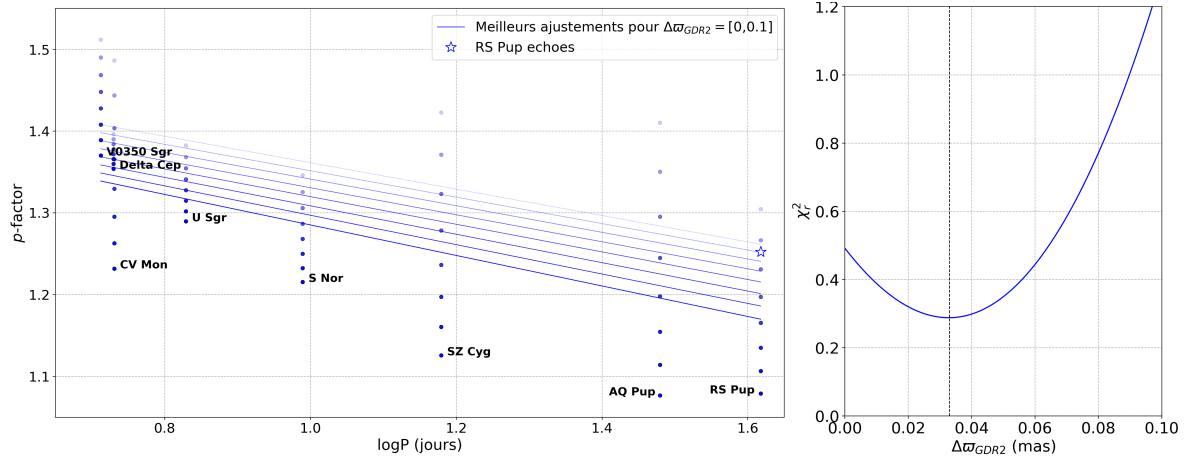


FIGURE 4.13 – **A gauche** : Effet du point-zéro astrométrique de la GDR2 sur la détermination du facteur de projection des Céphéides. La ligne bleue la plus claire représente l’ajustement d’une relation Pp pour un décalage de 0 mas. Les autres lignes correspondent au même ajustement pour un décalage de plus en plus élevé (par pas de +0.015), jusqu’à +0.1 mas (bleu foncé). **A droite** : Evolution du χ^2 réduit en fonction de la valeur du point-zéro des parallaxes de la GDR2. Le χ^2 réduit minimum est obtenu pour une valeur du point-zéro de -0.033 ± 0.001 mas.

pour les décalages plus élevés, jusqu’à +0.1 mas). Nous pouvons constater que pour une étoile proche telle que δ Cep ($\varpi_{K19} = 3.364_{\pm 0.049}$ mas, le choix de ce décalage a un effet assez faible sur le p -facteur comparé à une étoile lointaine telle que AQ Pup ($\varpi_{K19} = 0.339_{\pm 0.06}$ mas). La parallaxe de RS Pup déterminée par l’étude des échos de lumière n’étant pas soumise à un quelconque point-zéro de la GDR2, celle-ci permet d’ajouter une contrainte sur la valeur du p -facteur aux longues périodes. De même, la précision de 1.4% sur la parallaxe élevée de δ Cep permet une meilleure contrainte de ce paramètre aux courtes périodes. Aussi, si l’on considère les différentes études du facteur de projection réalisées jusqu’à présent, une dépendance nulle ou linéairement décroissante avec la période sont les plus probables. De plus, des valeurs supérieures à 1.50 telle que celle déterminée pour V0350 Sgr pour un décalage nul sont peu probables. En tenant compte de ces différentes contraintes, j’ai décidé d’ajuster une relation Pp pour chacun des décalages de l’intervalle [0, 0.1] mas (avec un pas de 0.001 mas). Une analyse du χ^2 réduit des différentes relations permet alors d’avoir un aperçu de la valeur du décalage introduisant le moins de dispersion dans les données (courbe de droite de la figure 4.13). Un χ^2 minimum est ainsi obtenu pour une valeur de -0.033 ± 0.001 mas du point-zéro des parallaxes *Gaia*. Celle-ci est très proche de celles obtenues par Lindegren et al. (2018) (-0.029 mas), Arenou et al. (2018) ($-0.0319_{\pm 0.0008}$ mas) et Riess et al. (2018a) ($0.046_{\pm 0.013}$ mas) et généralement utilisées dans les études de Céphéides dans le contexte de la GDR2. J’ai donc choisi de conserver cette valeur et d’ajouter 0.033 mas aux parallaxes de compagnons de mon échantillon.

Le meilleur ajustement par la méthode des moindres carrés de la relation Pp correspondante est représenté sur la figure 4.14 et correspond à la relation suivante :

$$p = 1.339_{\pm 0.017} - 0.163_{\pm 0.056}(\log P - 1)$$

Les incertitudes associées à cette relation sont de l’ordre de 3% pour les périodes les plus faibles et jusqu’à 5% pour les périodes les plus élevées.

La grande dispersion des relations Pp disponibles dans la littérature rend la comparaison difficile. On peut cependant remarquer que ma relation est généralement compatible avec celle déduite par Storm et al. (2011a), du moins pour les moyennes à grandes périodes. Il est toutefois intéressant de noter que les relations établies via l’utilisation de parallaxes *HST* telles que Kervella et al.

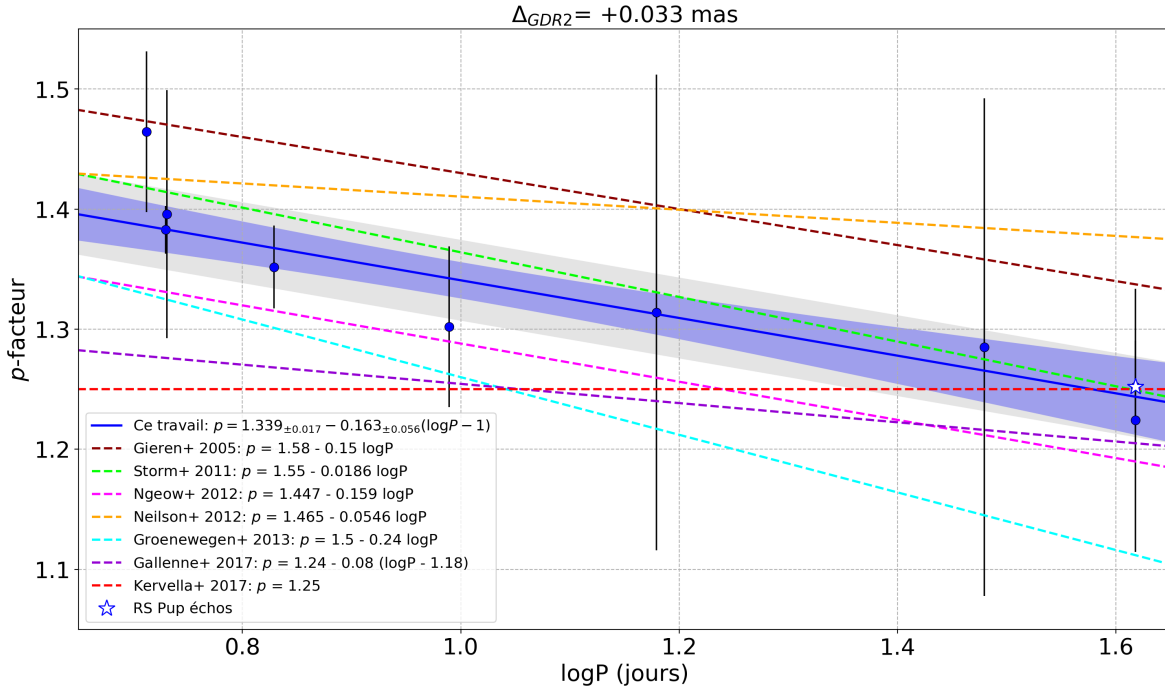


FIGURE 4.14 – Relation période- p -facteur déduite des parallaxes *Gaia* des compagnons associées à un décalage de $+0.033 \pm 0.001$ mas. La zone grisée représente la déviation standard

(2017) (SPIPS+*HST*+RS Pup (échos)) et Groenewegen (2013) (Baade-Wesselink+*Hipparcos*+*HST*) donnent des valeurs plus faibles du p -facteur pour les courtes périodes que celles déduites dans cette étude via les parallaxes de la GDR2. Ceci est dû en particulier à la parallaxe GDR2 du compagnon de δ Cep ($\varpi_{GDR2} = 3.364_{\pm 0.049}$ mas sans décalage) significativement plus faible que celle déterminée par Benedict et al. (2002) avec l'instrument FGS du *HST* ($\varpi_{GDR2} = 3.66_{\pm 0.15}$ mas). Ma relation devient compatible pour les très courtes périodes avec celles de Groenewegen (2013) et Neilson et al. (2012b). Le désaccord entre ces différentes estimations du facteur de projection peut s'expliquer par les différentes mesures de distances utilisées mais aussi par la méthode appliquée. La plupart des applications de la méthode Baade-Wesselink s'appuient sur deux bandes photométriques seulement (V et K) et utilisent des jeux de données généralement peu précis et dispersés. Il est par ailleurs courant dans certaines études telles que celle de Storm et al. (2011a) de ne pas tenir compte des phases de l'intervalle $[0.8-1]$, du fait d'un désaccord entre les diamètres angulaires photométrique et spectroscopique à ces phases. Les paramètres résultants sont ainsi soumis à de nombreux biais et rendent les estimations du p -facteur peu fiables.

4.4.3 Une nouvelle détermination des relations PR et PL

Je présente ici une analyse de l'influence de la relation Pp sur l'étalonnage des relations période-rayon et période-luminosité. Pour cela, j'ai utilisé la relation Pp déterminée dans la section précédente afin de remettre à l'échelle les distances déduites de la modélisation SPIPS à p -facteur constant de l'échantillon de 72 Céphéides. Les nouvelles parallaxes sont présentées dans la table de l'Annexe A.8 sous le nom ϖ_{new} et sont mises en comparaison avec d'autres estimations dans la figure 4.15 sur laquelle la dispersion des parallaxes de la GDR2 est encore une fois clairement visible. Ainsi, nous observons qu'une majorité des parallaxes de la GDR2 sont incompatibles avec celles déterminées par Riess et al. (2018a), Benedict et al. (2007), Storm et al. (2011a) ainsi que celles de ce travail, mais que certaines d'entre elles sont toutefois cohérentes.

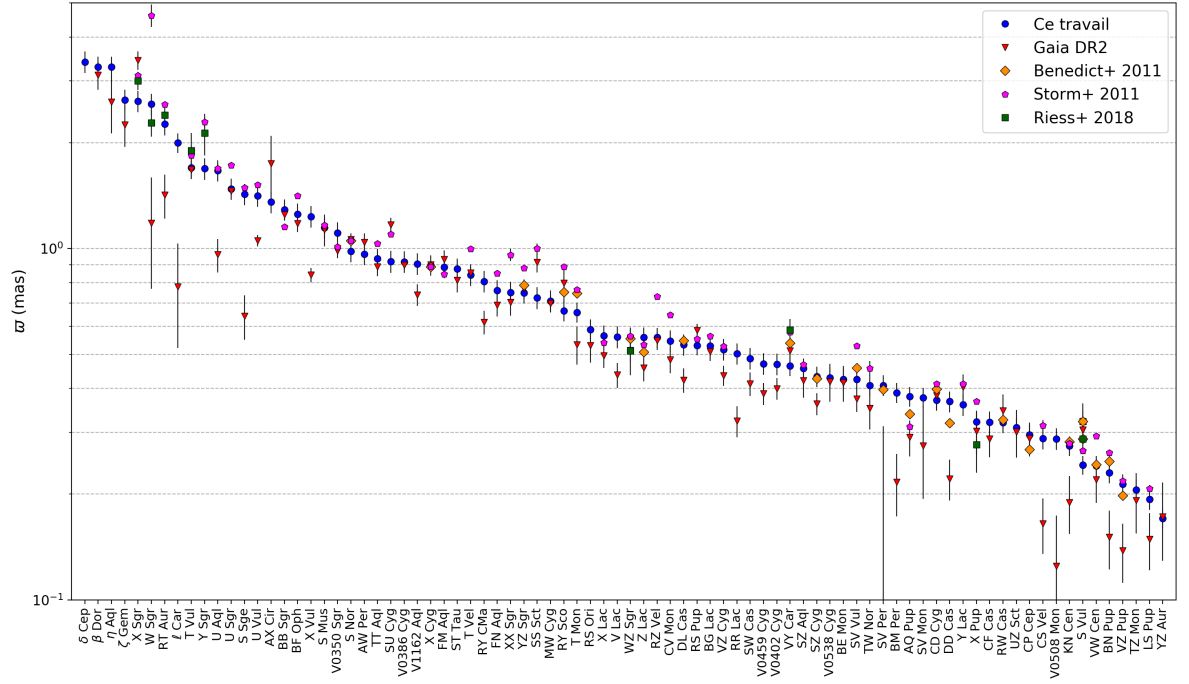


FIGURE 4.15 – Comparaison des parallaxes déduites de la relation Pp avec les parallaxes déterminées par la GDR2, Riess et al. (2018a), Benedict et al. (2007) et Storm et al. (2011a).

Relation période-rayon

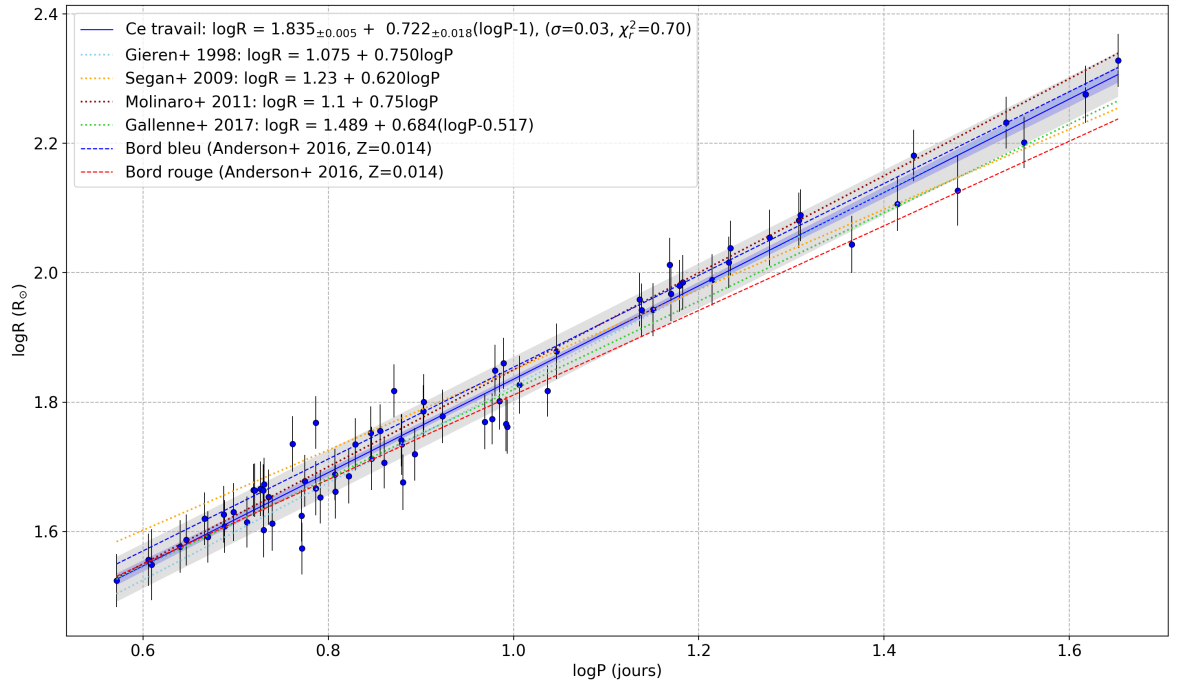


FIGURE 4.16 – Relation période-rayon déduite de l'application de la méthode SPIPS avec la relation Pp déterminée dans la section précédente. La zone grisée représente la déviation standard.

Une mise à l'échelle des rayons déterminés dans la table de l'Annexe A.4 avec les nouvelles

distances me permet de déduire une nouvelle relation période-rayon des Céphéides galactiques.

Le meilleur ajustement de ces données correspond à l'équation suivante :

$$\log R = 1.835_{\pm 0.005} + 0.722_{\pm 0.018}(\log P - 1), (\sigma = 0.03)$$

Le résultat est très satisfaisant du fait d'une faible dispersion des données. De même, la relation déduite est en très bon accord avec les relations théoriques aux bords bleu et rouge de la bande d'instabilité définies par Anderson et al. (2016c). La pente est globalement plus élevée que celles des relations de Segán & Glisovic (2009), Molinaro et al. (2011) et Gallenne et al. (2017) (Céphéides du LMC) mais reste compatible avec ces dernières pour les courtes et moyennes périodes.

Relation période-luminosité

Les valeurs moyennes des magnitudes apparentes en bandes visibles B , G_{BP} , V , G , G_{RP} et infra-rouges J , H et K_S sont listées dans la table de l'Annexe A.8. Les magnitudes absolues en bandes V et K_S ont été déterminées grâce à la relation $M_\lambda = m_\lambda + 5 + 5 \log \varpi_{new} - R_\lambda E(B - V)$ où R_λ vaut 3.1 en bande V et 0.38 en bande K_S (Fouqué et al. 2007). Les Céphéides pulsant sur le premier harmonique ("first overtones") ont été identifiées grâce à l'étude de leurs courbes de lumières par le module UPSILON de Kim & Bailer-Jones (2016) et comparées aux estimations de Ripepi et al. (2019), Luck (2018), Bono et al. (2001a) et Zabolotskikh et al. (2004). Six Céphéides sont considérées comme "first overtones" dans cette étude : il s'agit de SS Sct, SU Cyg, Y Lac, X Lac, AW Per et AX Cir. Ces étoiles sont plus brillantes que les Céphéides de mêmes périodes pulsant sur le mode fondamental et suivent donc une relation PL différente. Cependant, il est possible de fondamentaliser leur période afin de pouvoir les inclure dans une relation PL de Céphéides fondamentales. Dans cette étude, j'ai effectué leur fondamentalisation via la relation de Feast & Catchpole (1997) :

$$P_{FO}/P_F = 0.716 - 0.027 \log P_{FO}$$

Le meilleur ajustement de la relation PL en bande V est représenté sur la figure 4.17 et correspond à l'équation :

$$M_V = -4.168_{\pm 0.017} - 2.787_{\pm 0.059}(\log P - 1), (\sigma = 0.27)$$

La dispersion de cette relation est majoritairement due à une forte sensibilité du milieu interstellaire à cette longueur d'onde. La relation en bande K_S présentée dans la figure 4.18 permet d'être moins sensible à ce milieu et demeure la plus couramment utilisée pour l'étalonnage de l'échelle des distances.

L'équation correspondant au meilleur ajustement des données par la méthode des moindres carrés est la suivante :

$$M_{K_S} = -5.838_{\pm 0.017} - 3.422_{\pm 0.059}(\log P - 1), (\sigma = 0.18)$$

Cette relation est en très bon accord avec la relation déduite par Breuval et al. (2019) (article soumis à A&A) via l'utilisation des parallaxes des compagnons de Kervella et al. (2019a) (avec un décalage de +0.029 mas). La faible pente de la relation de Groenewegen (2018a), déduite d'un échantillon de Céphéides disposant de parallaxes de la GDR2 ($GOF < 8$, décalage de +0.029 mas), pourrait être due à une mauvaise estimation des parallaxes du fait du biais astrométrique lié à l'effet de chromaticité. Une remarque intéressante concerne les deux relations de Fouqué et al. (2007) et Benedict et al. (2007) déduites des parallaxes FGS/*HST*. Celles-ci présentent des pentes quasiment identiques à celle de cette étude mais révèlent un décalage systématique du point-zéro de près de 0.2 mas. Ce décalage a déjà été mis en évidence par Breuval et al. (2019) (soumis à A&A) et serait dû soit à une sous-évaluation du ZP_{GDR2} soit à un biais non identifié sur les parallaxes FGS/*HST*, voire les deux. Groenewegen (2018a) et Ripepi et al. (2019) entre autres ont déjà souligné un possible ZP_{GDR2} élevé de l'ordre de -0.1 à -0.15 mas. Cela ne suffirait cependant pas à corriger cette discordance de l'ordre de -0.22 mas et il est intéressant de tenir compte des différentes études qui convergent toutes sur des valeurs du ZP_{GDR2} inférieures.

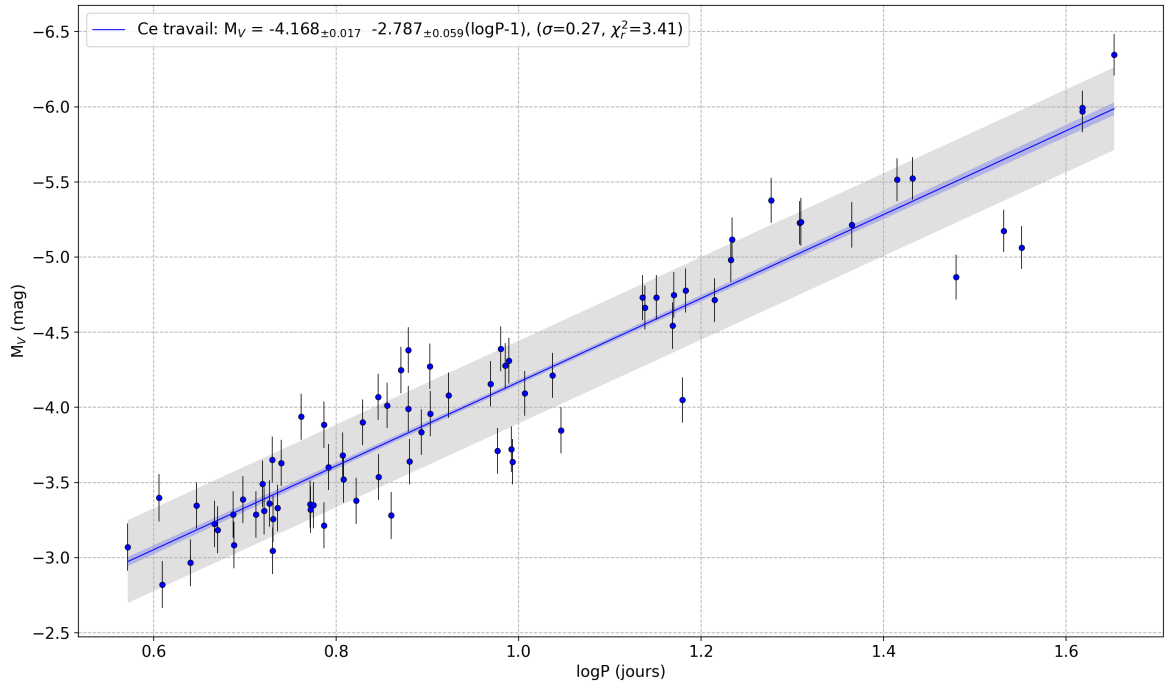


FIGURE 4.17 – Relation période-luminosité en bande V déduite des distances déterminées par l'application de la méthode SPIPS avec la relation Pp de la section précédente. La zone grisée représente la déviation standard.

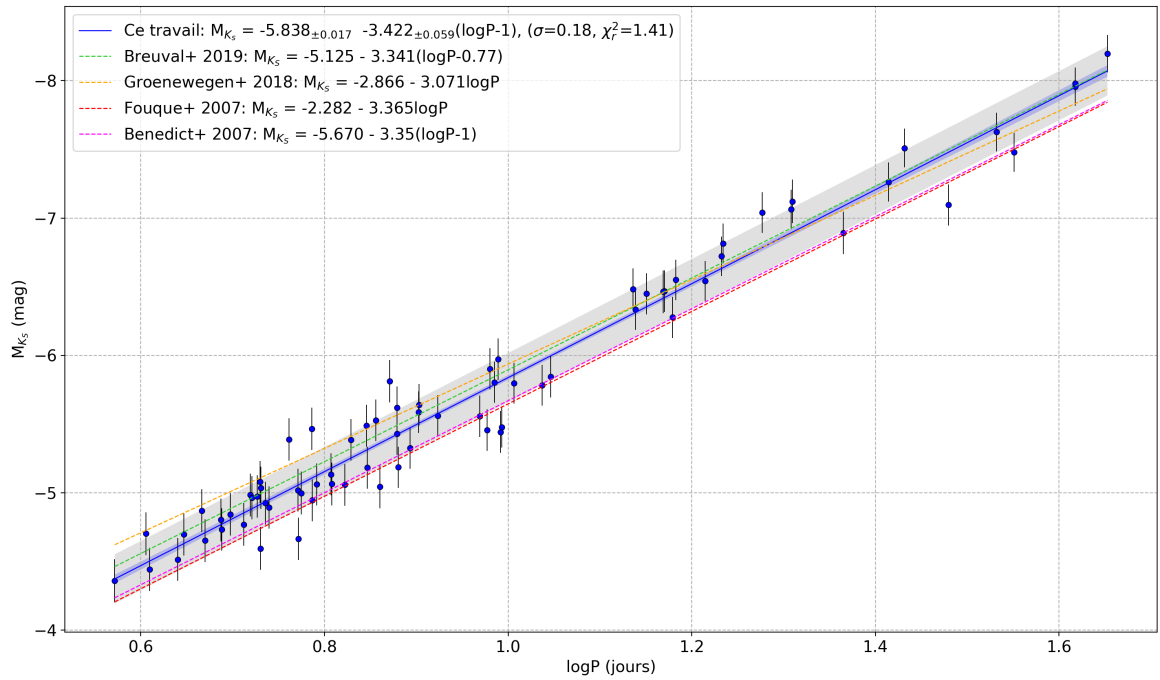


FIGURE 4.18 – Relation période-luminosité en bande K_S déduite des distances déterminées par l'application de la méthode SPIPS avec la relation Pp de la section précédente. La zone grisée représente la déviation standard.

Détermination du module de distance du LMC

Pietrzyński et al. (2019) a récemment déterminé une valeur de la distance du Grand Nuage de Magellan (LMC) via l'étalonnage de la relation de brillance de surface-couleur grâce à l'étude de binaires à éclipse. Il est parvenu à la valeur la plus précise obtenue à ce jour : $d_{LMC} = 49.59_{\pm 0.55}$ (1.1%) kpc, correspondant à un module de distance $\mu_{LMC} = 18.477_{\pm 0.026}$ mag.

Une méthode simple, bien décrite par Bhardwaj et al. (2016), permet d'estimer la distance du LMC à partir d'une relation période-luminosité de Céphéides galactiques. Il suffit pour cela de disposer de magnitudes apparentes moyennes de Céphéides du LMC et des magnitudes moyennes absolues déduites de la relation PL galactique.

Pour appliquer cette méthode à la relation PL déduite de mon étude du facteur de projection de la section précédente, j'ai récupéré les données photométriques de près de 2000 Céphéides du LMC pulsant sur le mode fondamental et recensées par Inno et al. (2016). Grâce à la détermination de magnitudes moyennes en proche infrarouge estimées sur la base de nouveaux templates associés aux mesures 2MASS, cet échantillon est actuellement le plus précis et homogène de Céphéides du LMC. L'histogramme des différentes valeurs du module de distance déduites de l'échantillon de Inno et al. (2016) est représenté sur la figure 4.19.

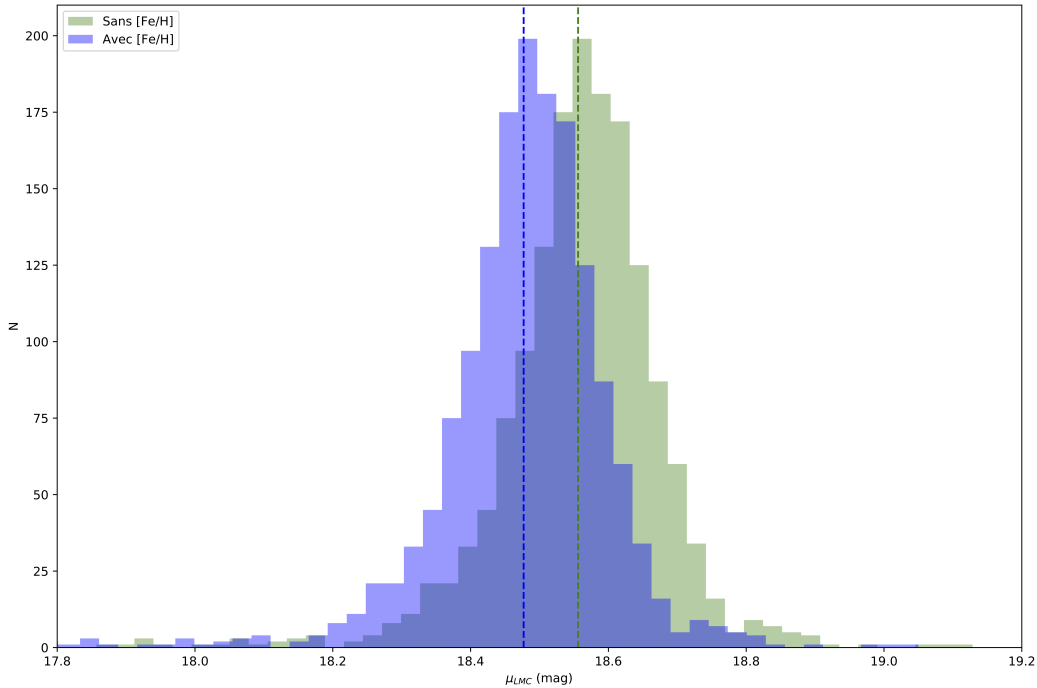


FIGURE 4.19 – Détermination du module de distance du LMC avec (en bleu) et sans (en vert) prise en compte de la métallicité.

Un premier calcul utilisant la relation PL en bande K_S telle que déterminée dans la section précédente renvoie vers la valeur suivante :

$$\mu_{LMC} = 18.556_{\pm 0.063}$$

Cette valeur est légèrement supérieure à celle déterminée par Pietrzyński et al. (2019). Or, les Céphéides du Grand Nuage de Magellan sont plus pauvres en métaux que celles de la Voie Lactée. Elles nous paraissent ainsi moins brillantes et semblent donc plus lointaines. Pour tenir compte de cet effet, j'ai utilisé le terme $\gamma = -0.232_{\pm 0.064}$ de dépendance en métallicité déduite par Gieren et al.

(2018) en bande *K*. Associé à la valeur moyenne $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.33$ dex déduite par Romaniello et al. (2008), j'en déduis le module de distance du LMC :

$$\mu_{LMC} = 18.477_{\pm 0.063}$$

Cette valeur est en excellent accord avec celle déduite par Pietrzyński et al. (2019). Cela suggère que la relation période-*p*-facteur déduite de l'échantillon *Gaia* renvoie vers une relation période-luminosité cohérente. Surtout, cela confirme que la précision des distances obtenues par la méthode SPIPS permet d'obtenir un étalonnage fiable et précis de la relation période-luminosité et ainsi de l'échelle des distances locales.

Chapitre 5

Perspectives : vers un étalonnage de l'échelle des distances ?

Au fil de ma thèse, j'ai appliqué la méthode de la parallaxe de pulsation aux variables pulsantes RR Lyrae et Céphéides. Similaires au premier regard, ces différentes études m'ont permis d'étudier en détail leurs différentes caractéristiques. Parmi celles-ci, l'irrégularité de la pulsation, la détection d'enveloppes circumstellaires et bien entendu le facteur de projection sont toujours mal compris et témoignent de la singularité de ces étoiles.

Les nombreux résultats de l'application du code SPIPS présentés ici attestent de la robustesse de la méthode et des modèles implémentés, ainsi que de l'intérêt qui doit être porté à la parallaxe de pulsation pour parvenir à un étalonnage précis de l'échelle des distances. Concernant la relation période-luminosité, de nombreux biais restent à étudier dans le but de réduire sa dispersion. Actuellement, les recherches principales se tournent vers la détection d'enveloppes circumstellaires et d'étoiles variables binaires. Ainsi, des thèses aux sujets prometteurs sont actuellement en cours au sein de l'équipe à laquelle j'appartiens. L'une d'elles, préparée par Vincent Hocdé, consiste à étudier la composition chimique et les processus de formation des enveloppes circumstellaires. Cette étude permettra à terme de pouvoir corriger directement l'effet d'une enveloppe circumstellaire sur les paramètres d'une étoile variable. Le second sujet, porté par Louise Breuval, me touche plus personnellement, en partie car il est en quelque sorte la continuité de mes trois années de travail. Ses premiers résultats, auxquels j'ai pu contribuer, portent sur la détermination de la relation période-luminosité des Céphéides galactiques via l'utilisation directe des parallaxes de compagnons, et constituent une nouvelle approche originale de l'étalonnage de l'échelle des distances.

Le facteur de projection déduit des différentes modélisations SPIPS (d'une précision de l'ordre de 4%) tient en grande partie son budget d'erreurs des incertitudes des parallaxes du satellite *Gaia*. Contre toute attente, ces mesures souffrent actuellement de trop nombreux biais pour que leur usage permette un étalonnage compétitif de la relation période-luminosité. Pour cela, les futures données astrométriques de *Gaia* devront avoir fait l'objet au préalable d'une réduction rigoureuse tenant compte des différentes caractéristiques des objets étudiés, telles que les variations de luminosité et de couleur des étoiles variables. Bien que ces dernières ne soient pas à l'ordre du jour de la GDR3, je ne doute pas que la publication des données brutes à la fin de la mission nous permettra d'obtenir des solutions astrométriques fiables. Ce n'est cependant pas la seule condition à remplir afin de répondre aux questions liées à l'étalonnage de l'échelle des distances ; de nombreux efforts de collecte de données observationnelles, aussi bien photométriques que spectroscopiques et interférométriques, devront être fournis pour atteindre cet objectif.

Un premier pas sera fait lors des futures publications des données *Gaia*, qui fournira des courbes

de vitesses radiales précises pour plusieurs milliers de Céphéides. De même, les grands projets du télescope spatial *James Webb Space Telescope* et terrestre *Extremely Large Telescope* permettront d'obtenir des courbes de lumière et de vitesse dans le Groupe Local et au-delà. Le nouvel instrument interférométrique MATISSE du VLTi permettra lui aussi, grâce à sa haute résolution angulaire, d'apporter une contribution à la caractérisation d'enveloppes circumstellaires. Toutefois, les contributions individuelles sont tout aussi importantes. J'ai eu la chance durant cette thèse de pouvoir y participer personnellement grâce à de nombreuses observations dans quelques-uns des meilleurs observatoires du monde. Ces diverses observations m'ont permis d'enrichir la base de données observationnelles tout au long de ces trois années. Les différents spectres collectés serviront par ailleurs dans un futur proche à synthétiser directement dans SPIPS des spectres à haute résolution. Cela permettra à terme de mesurer la vitesse de pulsation indépendamment du facteur de pulsation.

Toutes ces conditions permettront d'ici quelques années, j'en suis convaincu, d'atteindre une précision de l'ordre du pourcent de la relation période-luminosité des Céphéides, et de les remettre au premier plan de l'étalonnage de l'échelle des distances extra-galactiques par leur intermédiaire.

Annexes

Sommaire

A.1	Principales caractéristiques de l'échantillon de RR Lyrae de Feast et al. (2008).	107
A.2	Références des meilleures données utilisées pour la modélisation SPIPS de l'échantillon de 72 Céphéides	110
A.3	Paramètres orbitaux utilisés pour la correction du mouvement Keplerien . . .	112
A.4	Paramètres dérivés de la modélisation SPIPS à $p=1.37$ de l'échantillon de 72 Céphéides.	113
A.5	Représentations graphiques de 6 modélisations SPIPS de Céphéides galactiques.	115
A.6	Changements de périodes déduits des ajustements SPIPS de l'échantillon de 72 Céphéides	118
A.7	Principales parallaxes de l'échantillon <i>Gaia</i> de 72 Céphéides.	120
A.8	Magnitudes moyennes apparentes et absolues (dérivées de la relation Pp) de l'échantillon de 72 Céphéides.	122
A.9	Etude des paramètres de Fourier de l'échantillon de 72 Céphéides.	124
A.10	Article Kervella et al. (2017) sur la modélisation SPIPS de RS Pup.	129
A.11	Article (soumis à <i>MNRAS</i>) Trahin et al. (2019) sur la modélisation SPIPS d'un échantillon de RR Lyrae.	147
A.12	Liste des publications supplémentaires référées en co-auteur	161
A.13	Participation à des conférences et écoles thématiques	164

A.1 Principales caractéristiques de l'échantillon de RR Lyrae de Feast et al. (2008).

Nom	Période (jours)	ϖ_{GDR2} (mas)	V (mag)	J (mag)	H (mag)	K_S (mag)	E(B-V)	[Fe/H] (dex)	Type*	RUWE
RU Scl	0.493	$1.107_{\pm 0.072}$	10.22	9.47	9.29	9.23	0.018	-1.27	RRab/BL	1.34
UU Cet	0.606	$0.413_{\pm 0.044}$	12.08	11.14	10.86	10.84	0.021	-1.28	RRab/BL	1.11
SW And	0.442	-	9.71	8.81	8.58	8.51	0.038	-0.24	RRab/BL	-
RX Cet	0.574	$0.679_{\pm 0.078}$	11.44	10.61	10.38	10.32	0.025	-1.28	RRab/BL	1.05
W Tuc	0.642	$0.597_{\pm 0.026}$	11.41	10.59	10.37	10.34	0.021	-1.57	RRab	1.00
RU Cet	0.586	$0.548_{\pm 0.047}$	11.68	10.60	10.49	10.46	0.023	-1.66	RRab	1.17
RU Psc	0.390	-	10.19	9.35	9.16	9.12	0.043	-1.75	RRc	-
XX And	0.723	-	10.68	9.73	9.49	9.41	0.039	-1.94	RRab/BL	-
VW Scl	0.511	$0.881_{\pm 0.073}$	11.03	10.42	10.19	10.14	0.016	-0.84	RRab	1.58
AM Tuc	0.406	$0.575_{\pm 0.027}$	11.67	10.87	10.62	10.56	0.023	-1.49	RRc/BL	1.38
RR Cet	0.553	$1.550_{\pm 0.076}$	9.73	8.83	8.62	8.52	0.022	-1.45	RRab	1.12
VX Scl	0.637	$0.457_{\pm 0.031}$	12.02	11.09	10.89	10.85	0.014	-2.25	RRab/BL	1.33
SV Scl	0.377	$0.532_{\pm 0.039}$	11.38	10.72	10.60	10.54	0.014	-1.77	RRc	1.24
CI And	0.485	-	12.28	11.18	11.02	11.19	0.062	-0.69	RRab	-
SS For	0.495	$1.201_{\pm 0.041}$	10.19	9.55	9.30	9.25	0.014	-0.94	RRab/BL	1.30
RV Cet	0.623	-	10.92	9.90	9.58	9.52	0.024	-1.60	RRab/BL	-
RZ Cet	0.511	-	11.85	11.03	10.79	10.74	0.029	-1.36	RRab	-
CS Eri	0.311	$2.099_{\pm 0.028}$	9.00	8.14	8.01	7.97	0.018	-1.41	RRc	1.30
X Ari	0.651	-	9.57	8.37	8.04	7.94	0.180	-2.43	RRab	-
SV Eri	0.714	-	9.96	8.96	8.71	8.64	0.085	-1.70	RRab	-
SX For	0.605	$0.786_{\pm 0.025}$	11.12	10.04	9.85	9.77	0.012	-1.66	RRab	1.07
AR Per	0.426	$1.947_{\pm 0.049}$	10.51	9.01	8.71	8.64	0.108	-0.30	RRab/BL	0.94
RX Eri	0.587	$1.654_{\pm 0.031}$	9.69	8.74	8.48	8.43	0.058	-1.33	RRab	1.12
U Pic	0.440	$0.764_{\pm 0.024}$	11.38	10.69	10.46	10.38	0.009	-0.72	RRab	1.11
BB Eri	0.570	$0.632_{\pm 0.030}$	11.52	10.32	10.15	10.11	0.048	-1.32	RRab	1.28
U Lep	0.581	$0.961_{\pm 0.028}$	10.57	9.81	9.56	9.54	0.027	-1.78	RRab	1.23
RY Col	0.479	$1.012_{\pm 0.033}$	10.90	10.25	9.73	9.70	0.026	-0.91	RRab/BL	1.23
RX Col	0.594	$0.447_{\pm 0.022}$	12.72	11.63	11.39	11.31	0.082	-1.70	RRab/BL	1.16
TZ Aur	0.392	-	11.91	10.97	10.77	10.73	0.037	-0.79	RRab	-
AA CMi	0.476	$0.787_{\pm 0.045}$	11.57	10.57	10.38	10.28	0.011	-0.15	RRab	1.00
HH Pup	0.391	-	11.29	10.25	10.04	9.97	0.158	-0.50	RRab	-
RR Gem	0.397	-	11.38	10.57	10.31	10.28	0.054	-0.29	RRab/BL	-
HK Pup	0.734	$0.731_{\pm 0.040}$	11.37	10.24	10.01	9.91	0.160	-1.11	RRab	0.89
TW Lyn	0.482	$0.654_{\pm 0.038}$	12.00	11.07	10.85	10.78	0.051	-0.66	RRab	1.17
SZ Gem	0.501	$0.618_{\pm 0.042}$	11.75	11.07	10.80	10.75	0.013	-1.46	RRab	1.35
UY Cam	0.267	$0.746_{\pm 0.050}$	11.53	11.00	10.87	10.86	0.022	-1.33	RRc	-
XX Pup	0.517	$0.698_{\pm 0.034}$	11.25	10.32	10.12	10.08	0.068	-1.33	RRab	1.25
DD Hya	0.502	$0.512_{\pm 0.051}$	12.22	11.46	11.24	11.23	0.013	-0.97	RRab/BL	1.08
TT Cnc	0.563	-	11.35	10.33	10.05	9.97	0.043	-1.57	RRab/BL	-
TT Lyn	0.597	$1.250_{\pm 0.036}$	9.86	8.91	8.65	8.61	0.017	-1.56	RRab	1.15
RW Cnc	0.547	$0.522_{\pm 0.076}$	11.85	10.68	10.56	10.53	0.020	-1.67	RRab	1.14
T Sex	0.325	$1.278_{\pm 0.044}$	10.04	9.44	9.27	9.20	0.044	-1.34	RRc	1.16
RR Leo	0.452	-	10.73	10.02	9.78	9.73	0.037	-1.60	RRab	-
WZ Hya	0.538	-	10.90	9.95	9.67	9.61	0.075	-1.39	RRab	-
WF Ant	0.574	-	10.87	9.97	9.74	9.67	0.059	-1.48	RRab	-
AY Vel	0.527	$0.860_{\pm 0.029}$	11.44	10.35	10.08	10.04	0.250	-1.49	RRab/BL	1.05
W Crt	0.412	$0.779_{\pm 0.045}$	11.54	10.77	10.59	10.54	0.040	-0.54	RRab	1.39
TU UMa	0.558	-	9.82	8.92	8.74	8.66	0.022	-1.51	RRab	-
AX Leo	0.727	$0.408_{\pm 0.042}$	12.26	11.30	11.05	10.95	0.033	-1.72	RRab	1.18
SS Leo	0.626	$0.717_{\pm 0.052}$	11.03	10.26	10.01	9.94	0.018	-1.79	RRab	1.25
SU Dra	0.660	$1.433_{\pm 0.031}$	9.78	8.90	8.68	8.62	0.010	-1.80	RRab	1.23
BX Leo	0.363	$0.625_{\pm 0.041}$	11.61	10.89	10.74	10.71	0.023	-1.28	RRc	1.14
ST Leo	0.478	-	11.49	10.69	10.48	10.45	0.038	-1.17	RRab	-
X Crt	0.733	$0.611_{\pm 0.057}$	11.48	10.48	10.21	10.15	0.027	-2.00	RRab/BL	1.42
IK Hya	0.650	$1.236_{\pm 0.043}$	10.11	9.14	8.86	8.76	0.061	-1.24	RRab/BL	1.21
UU Vir	0.476	$1.240_{\pm 0.081}$	10.56	9.60	9.44	9.41	0.018	-0.87	RRab	1.19

<i>Suite de la table</i>										
Nom	Période (jours)	ϖ_{GDR2} (mas)	V (mag)	J (mag)	H (mag)	K_S (mag)	$E(B-V)$	[Fe/H] (dex)	Type*	RUWE
AB UMa	0.600	$1.013_{\pm 0.030}$	10.94	9.93	9.68	9.62	0.022	-0.49	RRab	1.19
SW Dra	0.570	$1.045_{\pm 0.030}$	10.48	9.59	9.36	9.32	0.014	-1.12	RRab	1.22
UZ CVn	0.698	$0.546_{\pm 0.033}$	12.12	11.22	10.94	10.88	0.019	-1.89	RRab	1.27
SV Hya	0.479	$1.239_{\pm 0.052}$	10.53	9.67	9.46	9.37	0.080	-1.50	RRab/BL	1.29
S Com	0.587	$0.470_{\pm 0.066}$	11.63	10.82	10.68	10.62	0.019	-1.91	RRab	1.49
U Com	0.293	$0.553_{\pm 0.042}$	11.74	11.19	10.98	10.99	0.014	-1.25	RRc	1.31
AT Vir	0.526	$0.871_{\pm 0.077}$	11.34	10.55	10.36	10.33	0.030	-1.60	RRab	1.22
ST Com	0.599	$0.703_{\pm 0.034}$	11.46	10.46	10.26	10.19	0.024	-1.10	RRab	1.01
AV Vir	0.657	$0.561_{\pm 0.047}$	11.82	10.85	10.62	10.57	0.028	-1.25	RRab	1.06
AM Vir	0.615	-	11.52	10.51	10.25	10.20	0.067	-1.37	RRab/BL	-
AU Vir	0.340	-	11.59	11.09	10.92	10.85	0.028	-1.50	RRc	-
SX UMa	0.307	$0.786_{\pm 0.043}$	10.84	10.29	10.13	10.07	0.010	-1.81	RRc	1.50
RV UMa	0.468	$0.954_{\pm 0.028}$	10.77	10.06	9.85	9.83	0.018	-1.20	RRab/BL	1.21
RZ CVn	0.567	$0.572_{\pm 0.031}$	11.57	10.73	10.52	10.48	0.014	-1.84	RRab	1.22
RV Oct	0.571	$1.042_{\pm 0.029}$	10.98	9.88	9.61	9.53	0.180	-1.71	RRab	1.18
SS CVn	0.479	$0.601_{\pm 0.023}$	11.84	11.19	10.95	10.94	0.006	-1.37	RRab/BL	1.28
V0499 Cen	0.521	-	11.12	10.22	9.93	9.92	0.085	-1.43	RRab	-
ST CVn	0.329	$0.799_{\pm 0.032}$	11.37	10.63	10.46	10.45	0.012	-1.07	RRc	1.08
UY Boo	0.651	-	10.94	9.98	9.76	9.72	0.033	-2.56	RRab/BL	-
W CVn	0.552	$1.049_{\pm 0.040}$	10.55	9.67	9.45	9.37	0.005	-1.22	RRab	1.24
TV Boo	0.313	$0.778_{\pm 0.029}$	10.97	10.37	10.28	10.25	0.010	-2.44	RRc/BL	1.20
ST Vir	0.411	-	11.52	10.91	10.75	10.67	0.039	-0.67	RRab/BL	-
AF Vir	0.484	-	11.80	10.94	10.77	10.68	0.023	-1.33	RRab/BL	-
RS Boo	0.377	$1.393_{\pm 0.040}$	10.37	9.74	9.56	9.51	0.012	-0.36	RRab	1.23
TW Boo	0.532	$0.755_{\pm 0.023}$	11.29	10.41	10.19	10.17	0.013	-1.46	RRab	1.14
AE Boo	0.315	$1.176_{\pm 0.042}$	10.65	9.97	9.82	9.76	0.023	-1.39	RRc	1.26
TY Aps	0.502	$0.653_{\pm 0.027}$	11.85	10.82	10.53	10.46	0.169	-0.95	RRab/BL	1.12
BT Dra	0.589	$0.712_{\pm 0.029}$	11.64	10.73	10.48	10.40	0.010	-1.75	RRab	0.98
XZ Aps	0.587	$0.458_{\pm 0.027}$	12.38	11.28	11.01	10.92	0.135	-1.06	RRab	1.26
AP Ser	0.341	-	11.11	10.46	10.30	10.27	0.042	-1.58	RRc	-
TV CrB	0.585	$0.571_{\pm 0.035}$	11.87	11.04	10.81	10.77	0.033	-2.33	RRab	1.47
FW Lup	0.484	$2.715_{\pm 0.037}$	9.06	8.00	7.84	7.67	0.077	-0.20	RRab	1.14
ST Boo	0.622	$0.770_{\pm 0.052}$	11.01	10.19	9.98	9.93	0.021	-1.76	RRab/BL	1.14
VY Ser	0.714	-	10.13	9.21	8.94	8.83	0.040	-1.79	RRab	-
CG Lib	0.307	-	11.55	10.44	10.21	10.12	0.297	-1.19	RRc/BL	-
VY Lib	0.534	$0.819_{\pm 0.051}$	11.73	10.48	10.17	10.07	0.192	-1.34	RRab	1.30
AN Ser	0.522	$0.982_{\pm 0.045}$	10.94	10.10	9.90	9.84	0.040	-0.07	RRab/BL	1.18
AT Ser	0.747	$0.606_{\pm 0.046}$	11.48	10.53	10.25	10.21	0.037	-2.03	RRab	1.13
AR Her	0.470	$0.736_{\pm 0.036}$	11.24	10.61	10.41	10.39	0.013	-1.30	RRab/BL	1.44
RV CrB	0.332	$0.678_{\pm 0.034}$	11.41	10.55	10.42	10.34	0.039	-1.69	RRc/BL	1.36
V0445 Oph	0.397	$1.646_{\pm 0.053}$	11.05	9.65	9.40	9.26	0.287	-0.19	RRab/BL	-
VX Her	0.455	$1.011_{\pm 0.059}$	10.69	9.85	9.65	9.59	0.044	-1.58	RRab	1.31
UV Oct	0.543	-	9.50	8.59	8.36	8.30	0.091	-1.74	RRab/BL	-
RW Dra	0.443	$0.745_{\pm 0.021}$	11.71	10.78	10.60	10.62	0.011	-1.55	RRab/BL	1.33
RW TrA	0.374	$1.069_{\pm 0.037}$	11.40	10.38	10.11	10.06	0.105	-0.13	RRab	1.06
VZ Her	0.440	$0.658_{\pm 0.023}$	11.48	10.75	10.59	10.50	0.027	-1.02	RRab/BL	1.11
TW Her	0.400	$0.891_{\pm 0.024}$	11.28	10.53	10.32	10.24	0.042	-0.69	RRab	1.21
WY Pav	0.589	$0.646_{\pm 0.032}$	12.18	10.84	10.65	10.55	0.126	-0.98	RRab	-
S Ara	0.452	-	10.78	9.87	9.60	9.56	0.124	-0.71	RRab/BL	-
MS Ara	0.525	$0.583_{\pm 0.041}$	12.07	11.04	10.76	10.66	0.146	-1.48	RRab	1.30
V0675 Sgr	0.642	$1.141_{\pm 0.057}$	10.33	9.31	9.05	9.00	0.130	-2.28	RRab	-
BC Dra	0.720	$0.660_{\pm 0.019}$	11.60	10.44	10.17	10.10	0.068	-2.00	RRab	1.01
V0455 Oph	0.454	-	12.36	11.39	11.16	11.09	0.144	-1.07	RRab	-
IO Lyr	0.577	$0.680_{\pm 0.026}$	11.85	10.84	10.59	10.54	0.074	-1.14	RRab	1.19
CN Lyr	0.411	$1.141_{\pm 0.026}$	11.48	10.28	10.05	9.92	0.178	-0.58	RRab	1.03
V0413 CrA	0.589	-	10.60	9.50	9.25	9.15	0.075	-1.26	RRab/BL	-
MT Tel	0.317	-	8.98	8.32	8.18	8.08	0.038	-1.85	RRc	-
XZ Dra	0.476	$1.327_{\pm 0.024}$	10.25	9.40	9.22	9.15	0.062	-0.79	RRab/BL	1.15
BK Dra	0.592	$0.742_{\pm 0.025}$	11.19	10.34	10.12	10.07	0.052	-1.95	RRab	1.06
RR Lyr	0.567	-	7.76	6.76	6.55	6.49	0.030	-1.39	RRab/BL	-

<i>Suite de la table</i>										
Nom	Période (jours)	ϖ_{GDR2} (mas)	V (mag)	J (mag)	H (mag)	K_S (mag)	E(B-V)	[Fe/H] (dex)	Type*	RUWE
BN Vul	0.594	$1.432_{\pm 0.030}$	11.02	9.14	8.79	8.68	0.173	-1.61	RRab	-
V0440 Sgr	0.477	$1.430_{\pm 0.041}$	10.34	9.40	9.15	9.08	0.085	-1.40	RRab	1.03
XZ Cyg	0.467	$1.602_{\pm 0.027}$	9.68	8.99	8.79	8.72	0.096	-1.44	RRab/BL	1.14
BN Pav	0.567	-	12.60	11.59	11.34	11.28	0.073	-1.32	RRab	-
BP Pav	0.527	$0.461_{\pm 0.027}$	12.54	11.65	11.39	11.37	0.059	-1.48	RRab	1.26
V0341 Aql	0.578	$0.867_{\pm 0.052}$	10.85	9.89	9.69	9.61	0.086	-1.22	RRab	1.18
DX Del	0.473	$1.716_{\pm 0.032}$	9.94	9.05	8.75	8.69	0.092	-0.39	RRab	1.11
UY Cyg	0.561	$1.012_{\pm 0.033}$	11.11	10.06	9.80	9.78	0.129	-0.80	RRab	-
RV Cap	0.448	$0.804_{\pm 0.048}$	11.04	9.70	9.72	9.75	0.041	-1.61	RRab/BL	1.23
V Ind	0.480	$1.528_{\pm 0.041}$	9.96	9.27	9.03	8.98	0.043	-1.50	RRab	1.25
SW Aqr	0.459	-	11.18	10.41	10.14	10.06	0.076	-1.63	RRab	-
Z Mic	0.587	$0.846_{\pm 0.066}$	11.65	10.48	10.18	10.11	0.094	-1.10	RRab	1.02
YZ Cap	0.273	$0.879_{\pm 0.067}$	11.30	10.53	10.44	10.43	0.063	-1.06	RRc	1.46
SX Aqr	0.536	-	11.78	10.97	10.69	10.64	0.048	-1.87	RRab	-
RY Oct	0.563	$0.586_{\pm 0.023}$	12.06	11.12	10.92	10.86	0.113	-1.83	RRab/BL	1.22
CG Peg	0.467	$0.970_{\pm 0.049}$	11.18	10.22	10.01	9.97	0.074	-0.50	RRab	0.92
AV Peg	0.390	$1.494_{\pm 0.032}$	10.50	9.61	9.41	9.35	0.067	-0.08	RRab	1.23
SS Oct	0.622	$0.864_{\pm 0.023}$	11.91	10.04	9.84	9.75	0.285	-1.60	RRab/BL	-
BV Aqr	0.364	-	10.90	10.23	10.02	10.07	0.034	-1.42	RRc/BL	-
RZ Cep	0.309	-	9.47	8.17	7.96	7.88	0.078	-1.77	RRc/BL	-
BH Peg	0.641	-	10.46	9.38	9.11	9.07	0.077	-1.22	RRab/BL	-
DN Aqr	0.634	-	11.20	10.16	9.93	9.90	0.025	-1.66	RRab	-
RV Phe	0.594	$0.546_{\pm 0.042}$	11.94	11.11	10.83	10.77	0.007	-1.69	RRab	-
BR Aqr	0.482	$0.680_{\pm 0.049}$	11.42	10.65	10.42	10.37	0.027	-0.74	RRab	1.04
VZ Peg	0.306	$0.423_{\pm 0.042}$	11.90	11.22	11.06	11.01	0.045	-1.80	RRc	1.27
AT And	0.617	$2.209_{\pm 0.271}$	10.71	9.48	9.18	9.09	0.110	-1.18	RRab	9.59

* from the VSX catalogue.

A.2 Références des meilleures données utilisées pour la modélisation SPIPS de l'échantillon de 72 Céphéides

Nom	Photométrie	Vitesse radiale	T _{eff}	Interférométrie
AQ Pup	1, 2, 3, 4, 5, 6, 7	8, 9, 10	-	-
AW Per	1, 3, 4, 6, 7, 11, 12, 13, 14, 15	8, 16, 17	-	-
AX Cir	1, 4, 6, 7, 13	8, 18	-	-
BB Sgr	1, 3, 4, 6, 7, 11, 13, 19, 20, 21, 22	8, 10, 17	-	-
BF Oph	1, 3, 4, 6, 7, 11, 13, 19, 20, 22	8, 23	-	-
BG Lac	1, 3, 4, 6, 7, 12, 15, 24	25	-	-
BN Pup	1, 2, 4, 5, 6, 7, 19, 22, 26	10, 27	-	-
β Dor	1, 4, 6, 7, 13, 19, 22, 28	8, 18	-	29, 30
CD Cyg	1, 3, 4, 6, 7, 12, 15, 21, 28	8, 9, 17	31	-
CF Cas	1, 3, 4, 6, 7, 15, 21, 28	17, 27, 32, 33	-	-
CS Vel	1, 6, 7, 19	33, 34	-	-
CV Mon	1, 3, 6, 7, 12, 15, 19, 22, 28	17, 34, 35	-	-
DD Cas	1, 3, 4, 6, 7, 12, 15	9, 17, 33	-	-
DL Cas	1, 3, 4, 6, 7, 11, 12, 15, 28	8, 17, 32, 33	-	-
δ Cep	1, 3, 4, 6, 7, 12, 13, 14, 24, 28, 36, 37	8, 14, 17, 25, 33	38	39
η Aql	1, 3, 4, 7, 12, 13, 14, 21, 22, 24, 28	8, 14, 17, 25, 35	40	29, 30, 39, 41
FM Aql	1, 3, 4, 6, 7, 15, 21, 22, 24	8, 17, 25	-	-
FN Aql	1, 3, 4, 6, 7, 15, 21, 24	8, 17, 25	-	-
KN Cen	1, 4, 6, 7, 19, 22, 42	8, 9, 27	-	-
ℓ Car	1, 2, 4, 6, 7, 13, 19, 22, 28	23, 45	-	29, 30
LS Pup	1, 4, 6, 7, 19, 26	10, 43	-	-
MW Cyg	1, 3, 4, 6, 7, 12, 15	17	-	-
RR Lac	1, 3, 4, 6, 7, 12, 15	17, 33	-	-
RS Ori	1, 3, 4, 6, 7, 12, 13, 15, 22	8, 17	-	-
RS Pup	1, 2, 3, 4, 6, 7, 13, 19, 21, 22, 44	8, 45	-	29
RT Aur	1, 3, 4, 6, 7, 11, 12, 13, 14, 15, 24, 28	8, 14, 17	38	-
RW Cas	1, 3, 4, 6, 7, 12, 15	17	-	-
RY CMa	1, 3, 4, 6, 7, 11, 15, 22	17	-	-
RY Sco	1, 3, 6, 7, 19, 21	8, 9	-	-
RZ Vel	1, 4, 7, 11, 13, 19, 22	8, 46	-	-
SS Sct	3, 4, 6, 7, 11, 15, 20, 21, 22	34, 43	-	-
ST Tau	1, 3, 4, 6, 7, 11, 15, 24	8, 17, 33	-	-
SU Cyg	1, 3, 4, 6, 7, 12, 13, 14, 15, 21	8, 17	38	-
SV Mon	1, 3, 4, 6, 7, 12, 13, 15, 22	17	31	-
SV Per	1, 3, 4, 6, 7, 12, 15	17, 27	-	-
SV Vul	1, 3, 4, 6, 7, 11, 12, 14, 15, 19, 21, 24, 28	8, 17, 25, 35	31	-
SW Cas	1, 3, 4, 6, 7, 12, 15	17	-	-
SZ Aql	1, 3, 4, 6, 7, 12, 15, 19, 21, 22, 24, 28	8, 25	31	-
SZ Cyg	1, 3, 4, 6, 7, 12, 15	9	-	-
S Mus	1, 4, 6, 7, 11, 13, 19	18	-	-
S Nor	1, 4, 6, 7, 19, 28, 42	8, 33	-	-
S Sge	1, 3, 4, 6, 7, 12, 13, 21, 24, 28, 42	8, 17, 25	40	-
TT Aql	1, 3, 4, 6, 7, 12, 13, 14, 15, 21, 22, 24, 28	8, 10, 17, 25	31	-
TZ Mon	1, 4, 6, 7, 11, 15, 22	27	-	-
T Mon	1, 3, 4, 6, 7, 12, 13, 15, 19, 21, 22, 26, 28	17, 35	31	-
T Vel	1, 4, 6, 7, 11, 19, 20, 22	8, 23	-	-
T Vul	1, 3, 4, 6, 7, 11, 12, 13, 14, 21, 24, 28	8, 14, 25, 33	38	-
UZ Sct	1, 7, 15, 22	8, 27, 32, 34	-	-
U Aql	1, 3, 4, 6, 7, 13, 14, 15, 21, 22, 28	8	-	-
U Sgr	1, 3, 4, 6, 7, 13, 15, 19, 20, 21, 22, 28	8, 17, 33, 35	40	-

Suite de la table				
Nom	Photométrie	Vitesse radiale	T _{eff}	Interférométrie
U Vul	1, 3, 4, 6, 7, 12, 13, 14, 15, 24, 28	8, 17, 25, 33	40	-
V0350 Sgr	1, 3, 4, 6, 7, 20, 21	8, 17, 18, 43	-	-
V0386 Cyg	1, 3, 4, 6, 7, 12, 15	17	-	-
V0402 Cyg	1, 3, 4, 6, 7, 12, 15	17, 32	-	-
V0459 Cyg	1, 3, 4, 6, 7, 15	17, 27, 32	-	-
V0508 Mon	1, 4, 6, 7, 15	33	-	-
V0538 Cyg	1, 4, 6, 7, 12, 15	17	-	-
V1162 Aql	1, 4, 6, 7, 15	17, 43	-	-
VW Cen	1, 4, 6, 7, 19, 22, 26	26, 43	-	-
VY Car	1, 6, 7, 11, 19, 21, 22	9	-	-
VZ Cyg	1, 3, 4, 6, 7, 12, 15, 21, 24	8, 10, 25	-	-
VZ Pup	1, 4, 5, 6, 7, 11, 19, 22, 26	10	-	-
V Lac	1, 3, 4, 6, 7, 12, 15	17	-	-
W Sgr	1, 3, 4, 6, 7, 11, 13, 21, 28, 42	8, 18, 33	40	29, 30
XX Sgr	1, 3, 4, 6, 7, 21	8, 10, 43	-	-
X Cyg	1, 3, 4, 6, 7, 12, 13, 14, 21, 24, 28	8, 14, 17, 25, 33, 35	31	-
X Lac	1, 3, 4, 6, 7, 12, 15, 24	8, 17, 25, 33	-	-
X Pup	1, 3, 4, 6, 7, 19, 22	8, 9, 10	31	-
X Sgr	1, 3, 4, 6, 7, 11, 13, 22, 28, 37	10	-	-
YZ Sgr	1, 3, 4, 6, 7, 11, 13, 15, 21, 42	10	40	-
Y Lac	1, 3, 4, 6, 7, 15, 24	17, 25	38	-
Y Sgr	1, 3, 4, 6, 7, 11, 13, 21, 22, 28	8, 43	38	-
Z Lac	1, 3, 4, 6, 7, 12, 15, 24	17, 25	31	-
ζ Gem	1, 3, 4, 7, 13, 14, 28, 37	8, 10, 14, 17, 33	40	-

(1) Berdnikov (2008); (2) Madore (1975); (3) Moffett & Barnes (1984); (4) *Hipparcos* (ESA 1997); (5) Schechter et al. (1992); (6) *Gaia* DR2 Gaia Collaboration et al. (2018b); (7) *2MASS* (Skrutskie et al. 2006); (8) Borgniet et al. (2019); (9) Anderson et al. (2016a); (10) Storm et al. (2011a); (11) AAVSO; (12) Szabados (1977, 1980, 1981, 1989, 1991); (13) Tycho ESA (1997); (14) Kiss & Szatmary (1998); (15) Monson & Pierce (2011); (16) Evans (2000); (17) Gorynya et al. (1995, 1996a,b, 1998); (18) Petterson et al. (2005); (19) Laney & Stobie (1992); (20) Gieren (1981b,a, 1982); Gieren et al. (1993); (21) Welch et al. (1984); (22) Pel (1976); (23) Nardetto et al. (2009); (24) Barnes et al. (1997); (25) Barnes et al. (2005); (26) Coulson & Caldwell (1985); (27) Pont et al. (1994b,a, 1996); (28) Monson et al. (2012); (29) PIONIER (ce travail, Breifelder 2015; Breifelder et al. 2016; Kervella et al. 2017; Mérand et al. 2015); (30) VINCI (Kervella 2001; Kervella et al. 2004b, 2006; Gallenne 2011); (31) Kovtyukh et al. (2005); (32) Metzger et al. (1991, 1992); (33) Bersier et al. (1994); (34) Groenewegen (2008); (35) Storm et al. (2004b); (36) Engle et al. (2014); (37) Feast et al. (2008); (38) Andrievsky et al. (2005); (39) FLUOR (Mérand et al. 2006, 2007; Gallenne et al. 2012); (40) Luck & Andrievsky (2004); (41) PTI (Davis et al. 2009); (42) Walraven et al. (1964); (43) Groenewegen (2013); (44) Kervella et al. (2017); (45) Anderson (2014); (46) Szabados et al. (2015).

A.3 Paramètres orbitaux utilisés pour la correction du mouvement Keplerien

Nom	K (km/s)	P_{orb} (jours)	MJD_0 (jours)	e	ω (deg)
AW Per	$29.24_{\pm 0.76}$	$13239.4_{\pm 13.2}$	42708.660	$0.753_{\pm 0.13}$	$229.5_{\pm 31.8}$
DL Cas	$-15.11_{\pm 0.33}$	$684.1_{\pm 0.4}$	42779.763	$-0.253_{\pm 0.022}$	$67.8_{\pm 2.3}$
MW Cyg	$-6.16_{\pm 0.21}$	$441.6_{\pm 1.5}$	42923.453	$-0.124_{\pm 0.028}$	$99.4_{\pm 17.7}$
S Mus	$-14.60_{\pm 0.35}$	$502.1_{\pm 0.8}$	40299.880	$-0.083_{\pm 0.022}$	$191.0_{\pm 11.9}$
S Sge	$-14.31_{\pm 1.49}$	$674.6_{\pm 3.7}$	48311.080	$-0.197_{\pm 0.117}$	$185.8_{\pm 8.5}$
SU Cyg	$29.56_{\pm 0.27}$	$548.8_{\pm 0.2}$	44312.800	$0.364_{\pm 0.009}$	$219.5_{\pm 1.2}$
U Aql	$8.35_{\pm 0.39}$	$1871.4_{\pm 7.3}$	34922.035	$0.141_{\pm 0.053}$	$131.5_{\pm 15.2}$
U Vul	$51.59_{\pm 1.12}$	$2633.8_{\pm 26.1}$	48311.139	$0.997_{\pm 0.20}$	$31.0_{\pm 9.9}$
V0350 Sgr	$11.21_{\pm 0.59}$	$1505.4_{\pm 2.1}$	35316.329	$0.400_{\pm 0.043}$	$265.9_{\pm 4.3}$
VZ Cyg	$1.40_{\pm 0.40}$	$721.6_{\pm 5.2}$	41705.187	$0.053_{\pm 0.020}$	$288.1_{\pm 14.3}$
X Sgr	$14.13_{\pm 8.5}$	$572.2_{\pm 79.7}$	48707.831	$-0.996_{\pm 0.335}$	$7.3_{\pm 10.7}$
Z Lac	$10.87_{\pm 0.27}$	$381.6_{\pm 0.7}$	48313.066	$-0.067_{\pm 0.023}$	$168.7_{\pm 2.3}$

A.4 Paramètres dérivés de la modélisation SPIPS à $p=1.37$ de l'échantillon de 72 Céphéides.

Nom	P (jours)	d (kpc)	$\langle\theta\rangle$ (mas)	$\langle R\rangle$ (R_{\odot})	$E(B-V)$	$\langle T_{\text{eff}}\rangle$ (K)	V_{γ} (km.s^{-1})	IR_{ex} (mag)
AQ Pup	$30.166_{+3.10^{-4}}^{-3.10^{-4}}$	$2.866_{\pm 0.273 \pm 0.287}$	$0.472_{\pm 0.005 \pm 0.009}$	$145.49_{\pm 0.02 \pm 2.91}$	$0.486_{\pm 0.017 \pm 0.016}$	$4861_{+48 \pm 50}$	$60.9_{\pm 0.2 \pm 0.5}$	$0.00_{\pm 0.01 \pm 0.02}$
AW Per	$6.464_{+1.10^{-5}}^{-1.10^{-5}}$	$1.037_{\pm 0.043 \pm 0.104}$	$0.537_{\pm 0.001 \pm 0.011}$	$59.91_{\pm 0.00 \pm 1.20}$	$0.520_{\pm 0.006 \pm 0.016}$	$5827_{+19 \pm 50}$	$2.68_{\pm 0.5 \pm 0.5}$	$0.01_{\pm 0.01 \pm 0.02}$
AX Cir	$5.274_{+7.10^{-6}}^{-7.10^{-6}}$	$0.730_{\pm 0.048 \pm 0.073}$	$0.697_{\pm 0.001 \pm 0.014}$	$54.72_{\pm 0.00 \pm 1.09}$	$0.313_{\pm 0.006 \pm 0.016}$	$6307_{+21 \pm 50}$	$-15.4_{\pm 0.5 \pm 0.5}$	$0.16_{\pm 0.04 \pm 0.02}$
BB Sgr	$6.637_{+1.10^{-5}}^{-1.10^{-5}}$	$0.776_{\pm 0.034 \pm 0.078}$	$0.582_{\pm 0.002 \pm 0.012}$	$48.57_{\pm 0.00 \pm 0.97}$	$0.290_{\pm 0.006 \pm 0.016}$	$5467_{+16 \pm 50}$	$6.6_{\pm 0.1 \pm 0.5}$	$0.01_{\pm 0.01 \pm 0.02}$
BF Oph	$4.068_{+3.10^{-6}}^{-3.10^{-6}}$	$0.781_{\pm 0.033 \pm 0.078}$	$0.412_{\pm 0.001 \pm 0.008}$	$34.56_{\pm 0.00 \pm 0.69}$	$0.219_{\pm 0.006 \pm 0.016}$	$5607_{+17 \pm 50}$	$-29.4_{\pm 0.2 \pm 0.5}$	$0.05_{\pm 0.01 \pm 0.02}$
BG Lac	$5.332_{+6.10^{-6}}^{-6.10^{-6}}$	$1.872_{\pm 0.061 \pm 0.187}$	$0.228_{\pm 0.000 \pm 0.005}$	$45.88_{\pm 0.00 \pm 0.92}$	$0.282_{\pm 0.005 \pm 0.016}$	$5550_{+15 \pm 50}$	$-17.4_{\pm 0.1 \pm 0.5}$	$0.00_{\pm 0.01 \pm 0.02}$
BN Pup	$13.673_{+3.10^{-5}}^{-3.10^{-5}}$	$4.522_{\pm 0.079 \pm 0.452}$	$0.194_{\pm 0.001 \pm 0.004}$	$94.54_{\pm 0.01 \pm 1.89}$	$0.485_{\pm 0.012 \pm 0.016}$	$5462_{+46 \pm 50}$	$67.3_{\pm 0.1 \pm 0.5}$	$0.08_{\pm 0.01 \pm 0.02}$
β Dor	$9.843_{+2.10^{-5}}^{-2.10^{-5}}$	$0.311_{\pm 0.008 \pm 0.031}$	$1.768_{\pm 0.002 \pm 0.035}$	$59.13_{\pm 0.00 \pm 1.18}$	$-0.007_{\pm 0.006 \pm 0.016}$	$5371_{+17 \pm 50}$	$8.4_{\pm 0.1 \pm 0.5}$	$0.08_{\pm 0.00 \pm 0.02}$
CD Cyg	$17.074_{+4.10^{-5}}^{-4.10^{-5}}$	$2.846_{\pm 0.052 \pm 0.285}$	$0.357_{\pm 0.001 \pm 0.007}$	$109.28_{\pm 0.01 \pm 2.19}$	$0.593_{\pm 0.003 \pm 0.016}$	$5419_{+6 \pm 50}$	$-8.8_{\pm 0.2 \pm 0.5}$	$0.04_{\pm 0.01 \pm 0.02}$
CF Cas	$4.875_{+4.10^{-6}}^{-4.10^{-6}}$	$3.077_{\pm 0.088 \pm 0.308}$	$0.121_{\pm 0.000 \pm 0.002}$	$39.95_{\pm 0.00 \pm 0.80}$	$0.569_{\pm 0.006 \pm 0.016}$	$5542_{+16 \pm 50}$	$-77.9_{\pm 0.1 \pm 0.5}$	$0.05_{\pm 0.00 \pm 0.02}$
CS Vel	$5.905_{+2.10^{-5}}^{-2.10^{-5}}$	$3.456_{\pm 0.167 \pm 0.346}$	$0.113_{\pm 0.001 \pm 0.002}$	$41.93_{\pm 0.01 \pm 0.84}$	$0.757_{\pm 0.010 \pm 0.016}$	$5728_{+47 \pm 50}$	$27.0_{\pm 0.1 \pm 0.5}$	$0.22_{\pm 0.01 \pm 0.02}$
CV Mon	$5.379_{+9.10^{-6}}^{-9.10^{-6}}$	$1.814_{\pm 0.050 \pm 0.181}$	$0.239_{\pm 0.001 \pm 0.005}$	$46.68_{\pm 0.00 \pm 0.93}$	$0.726_{\pm 0.006 \pm 0.016}$	$5379_{+18 \pm 50}$	$19.5_{\pm 0.1 \pm 0.5}$	$0.06_{\pm 0.00 \pm 0.02}$
DD Cas	$9.811_{+3.10^{-5}}^{-3.10^{-5}}$	$2.786_{\pm 0.095 \pm 0.279}$	$0.199_{\pm 0.002 \pm 0.004}$	$59.68_{\pm 0.01 \pm 1.19}$	$0.466_{\pm 0.012 \pm 0.016}$	$5394_{+48 \pm 50}$	$-69.6_{\pm 0.1 \pm 0.5}$	$0.00_{\pm 0.01 \pm 0.02}$
DL Cas	$8.001_{+2.10^{-5}}^{-2.10^{-5}}$	$1.901_{\pm 0.056 \pm 0.190}$	$0.312_{\pm 0.000 \pm 0.006}$	$63.84_{\pm 0.00 \pm 1.28}$	$0.506_{\pm 0.004 \pm 0.016}$	$5454_{+10 \pm 50}$	$-36.67_{\pm 0.1 \pm 0.5}$	$0.02_{\pm 0.00 \pm 0.02}$
δ Cep	$5.366_{+3.10^{-6}}^{-3.10^{-6}}$	$0.292_{\pm 0.004 \pm 0.029}$	$1.455_{\pm 0.001 \pm 0.029}$	$45.63_{\pm 0.00 \pm 0.91}$	$0.088_{\pm 0.001 \pm 0.016}$	$5897_{+4 \pm 50}$	$-18.2_{\pm 0.1 \pm 0.5}$	$0.06_{\pm 0.00 \pm 0.02}$
η Aql	$7.177_{+9.10^{-6}}^{-9.10^{-6}}$	$0.306_{\pm 0.006 \pm 0.031}$	$1.741_{\pm 0.002 \pm 0.035}$	$57.28_{\pm 0.00 \pm 1.15}$	$0.167_{\pm 0.002 \pm 0.016}$	$5769_{+6 \pm 50}$	$-14.8_{\pm 0.1 \pm 0.5}$	$0.07_{\pm 0.00 \pm 0.02}$
FM Aql	$6.114_{+7.10^{-6}}^{-7.10^{-6}}$	$1.127_{\pm 0.033 \pm 0.113}$	$0.483_{\pm 0.003 \pm 0.010}$	$58.52_{\pm 0.01 \pm 1.17}$	$0.621_{\pm 0.008 \pm 0.016}$	$5537_{+37 \pm 50}$	$-5.3_{\pm 0.1 \pm 0.5}$	$-0.02_{\pm 0.01 \pm 0.02}$
FN Aql	$9.483_{+4.10^{-5}}^{-4.10^{-5}}$	$1.343_{\pm 0.033 \pm 0.134}$	$0.420_{\pm 0.002 \pm 0.008}$	$60.66_{\pm 0.01 \pm 1.21}$	$0.487_{\pm 0.009 \pm 0.016}$	$5344_{+34 \pm 50}$	$13.2_{\pm 0.1 \pm 0.5}$	$-0.01_{\pm 0.01 \pm 0.02}$
KN Cen	$34.019_{+2.10^{-4}}^{-2.10^{-4}}$	$3.984_{\pm 0.068 \pm 0.398}$	$0.436_{\pm 0.002 \pm 0.009}$	$186.69_{\pm 0.01 \pm 3.73}$	$0.737_{\pm 0.009 \pm 0.016}$	$4671_{+25 \pm 50}$	$-41.7_{\pm 0.8 \pm 0.5}$	$0.04_{\pm 0.01 \pm 0.02}$
ℓ Car	$35.570_{+9.10^{-4}}^{-9.10^{-4}}$	$0.549_{\pm 0.008 \pm 0.055}$	$2.957_{\pm 0.003 \pm 0.059}$	$174.45_{\pm 0.00 \pm 3.49}$	$0.111_{\pm 0.009 \pm 0.016}$	$4732_{+19 \pm 50}$	$3.7_{\pm 0.1 \pm 0.5}$	$0.04_{\pm 0.00 \pm 0.02}$
LS Pup	$14.148_{+4.10^{-5}}^{-4.10^{-5}}$	$5.392_{\pm 0.115 \pm 0.539}$	$0.158_{\pm 0.001 \pm 0.003}$	$91.40_{\pm 0.01 \pm 1.83}$	$0.534_{\pm 0.011 \pm 0.016}$	$5523_{+46 \pm 50}$	$79.9_{\pm 0.1 \pm 0.5}$	$0.11_{\pm 0.01 \pm 0.02}$
MW Cyg	$5.955_{+1.10^{-5}}^{-1.10^{-5}}$	$1.404_{\pm 0.074 \pm 0.140}$	$0.314_{\pm 0.002 \pm 0.006}$	$47.48_{\pm 0.01 \pm 0.95}$	$0.681_{\pm 0.010 \pm 0.016}$	$5449_{+41 \pm 50}$	$-13.5_{\pm 0.1 \pm 0.5}$	$-0.02_{\pm 0.01 \pm 0.02}$
RR Lac	$6.416_{+1.10^{-5}}^{-1.10^{-5}}$	$1.991_{\pm 0.064 \pm 0.199}$	$0.228_{\pm 0.000 \pm 0.005}$	$48.73_{\pm 0.00 \pm 0.97}$	$0.342_{\pm 0.005 \pm 0.016}$	$5770_{+13 \pm 50}$	$-38.1_{\pm 0.1 \pm 0.5}$	$0.01_{\pm 0.01 \pm 0.02}$
RS Ori	$7.567_{+2.10^{-5}}^{-2.10^{-5}}$	$1.715_{\pm 0.076 \pm 0.171}$	$0.301_{\pm 0.001 \pm 0.006}$	$55.52_{\pm 0.01 \pm 1.11}$	$0.413_{\pm 0.008 \pm 0.016}$	$5813_{+24 \pm 50}$	$43.3_{\pm 0.3 \pm 0.5}$	$0.03_{\pm 0.01 \pm 0.02}$
RS Pup	$41.457_{+7.10^{-4}}^{-7.10^{-4}}$	$2.088_{\pm 0.033 \pm 0.209}$	$0.930_{\pm 0.002 \pm 0.019}$	$208.90_{\pm 0.00 \pm 4.18}$	$0.537_{\pm 0.008 \pm 0.016}$	$5130_{+20 \pm 50}$	$25.3_{\pm 0.7 \pm 0.5}$	$0.04_{\pm 0.00 \pm 0.02}$
RT Aur	$3.728_{+6.10^{-6}}^{-6.10^{-6}}$	$0.430_{\pm 0.020 \pm 0.043}$	$0.703_{\pm 0.002 \pm 0.014}$	$32.49_{\pm 0.01 \pm 0.65}$	$0.101_{\pm 0.006 \pm 0.016}$	$6029_{+17 \pm 50}$	$19.8_{\pm 1.1 \pm 0.5}$	$0.01_{\pm 0.01 \pm 0.02}$
RW Cas	$14.794_{+4.10^{-5}}^{-4.10^{-5}}$	$3.269_{\pm 0.081 \pm 0.327}$	$0.276_{\pm 0.003 \pm 0.006}$	$97.00_{\pm 0.02 \pm 1.94}$	$0.502_{\pm 0.014 \pm 0.016}$	$5431_{+59 \pm 50}$	$-72.0_{\pm 0.2 \pm 0.5}$	$0.02_{\pm 0.01 \pm 0.02}$
RY CMa	$4.679_{+3.10^{-6}}^{-3.10^{-6}}$	$1.220_{\pm 0.034 \pm 0.122}$	$0.293_{\pm 0.000 \pm 0.006}$	$38.42_{\pm 0.00 \pm 0.77}$	$0.273_{\pm 0.005 \pm 0.016}$	$5761_{+13 \pm 50}$	$35.8_{\pm 0.4 \pm 0.5}$	$0.01_{\pm 0.01 \pm 0.02}$
RY Sco	$20.323_{+2.10^{-4}}^{-2.10^{-4}}$	$1.600_{\pm 0.038 \pm 0.160}$	$0.745_{\pm 0.002 \pm 0.015}$	$128.15_{\pm 0.01 \pm 2.56}$	$0.765_{\pm 0.005 \pm 0.016}$	$5307_{+15 \pm 50}$	$-18.8_{\pm 1.4 \pm 0.5}$	$0.07_{\pm 0.01 \pm 0.02}$
RZ Vel	$20.394_{+5.10^{-5}}^{-5.10^{-5}}$	$1.905_{\pm 0.077 \pm 0.191}$	$0.637_{\pm 0.008 \pm 0.013}$	$130.49_{\pm 0.03 \pm 2.61}$	$0.364_{\pm 0.022 \pm 0.016}$	$5333_{+84 \pm 50}$	$25.7_{\pm 0.1 \pm 0.5}$	$0.10_{\pm 0.02 \pm 0.02}$
SS Sct	$3.671_{+2.10^{-6}}^{-2.10^{-6}}$	$1.344_{\pm 0.056 \pm 0.134}$	$0.316_{\pm 0.001 \pm 0.006}$	$45.65_{\pm 0.00 \pm 0.91}$	$0.340_{\pm 0.005 \pm 0.016}$	$5690_{+15 \pm 50}$	$-7.3_{\pm 0.1 \pm 0.5}$	$-0.01_{\pm 0.01 \pm 0.02}$
ST Tau	$4.034_{+3.10^{-6}}^{-3.10^{-6}}$	$1.117_{\pm 0.050 \pm 0.112}$	$0.293_{\pm 0.001 \pm 0.006}$	$35.15_{\pm 0.00 \pm 0.70}$	$0.432_{\pm 0.007 \pm 0.016}$	$6207_{+21 \pm 50}$	$0.9_{\pm 0.2 \pm 0.5}$	$0.16_{\pm 0.01 \pm 0.02}$
SU Cyg	$3.846_{+3.10^{-6}}^{-3.10^{-6}}$	$1.060_{\pm 0.032 \pm 0.106}$	$0.357_{\pm 0.001 \pm 0.007}$	$40.64_{\pm 0.00 \pm 0.81}$	$0.118_{\pm 0.003 \pm 0.016}$	$6165_{+7 \pm 50}$	$-38.8_{\pm 1.1 \pm 0.5}$	$0.08_{\pm 0.00 \pm 0.02}$
SV Mon	$15.234_{+8.10^{-5}}^{-8.10^{-5}}$	$2.785_{\pm 0.125 \pm 0.278}$	$0.338_{\pm 0.003 \pm 0.007}$	$101.18_{\pm 0.02 \pm 2.02}$	$0.313_{\pm 0.007 \pm 0.016}$	$5390_{+8 \pm 50}$	$29.8_{\pm 2.8 \pm 0.5}$	$0.03_{\pm 0.03 \pm 0.02}$
SV Per	$11.129_{+5.10^{-5}}^{-5.10^{-5}}$	$2.525_{\pm 0.105 \pm 0.253}$	$0.286_{\pm 0.003 \pm 0.006}$	$77.79_{\pm 0.02 \pm 1.56}$	$0.289_{\pm 0.013 \pm 0.016}$	$5025_{+45 \pm 50}$	$-4.7_{\pm 0.2 \pm 0.5}$	$-0.01_{\pm 0.02 \pm 0.02}$
SV Vul	$44.939_{+1.10^{-3}}^{-1.10^{-3}}$	$2.622_{\pm 0.055 \pm 0.262}$	$0.839_{\pm 0.003 \pm 0.017}$	$236.64_{\pm 0.01 \pm 4.73}$	$0.564_{\pm 0.003 \pm 0.016}$	$5230_{+7 \pm 50}$	$-1.4_{\pm 0.1 \pm 0.5}$	$0.00_{\pm 0.01 \pm 0.02}$
SW Cas	$5.441_{+1.10^{-5}}^{-1.10^{-5}}$	$2.037_{\pm 0.100 \pm 0.204}$	$0.204_{\pm 0.001 \pm 0.004}$	$44.60_{\pm 0.00 \pm 0.89}$	$0.480_{\pm 0.007 \pm 0.016}$	$5570_{+21 \pm 50}$	$-41.7_{\pm 0.4 \pm 0.5}$	$0.01_{\pm 0.01 \pm 0.02}$
SZ Aql	$17.140_{+4.10^{-5}}^{-4.10^{-5}}$	$2.312_{\pm 0.034 \pm 0.231}$	$0.463_{\pm 0.001 \pm 0.009}$	$115.02_{\pm 0.00 \pm 2.30}$	$0.681_{\pm 0.004 \pm 0.016}$	$5437_{+12 \pm 50}$	$7.7_{\pm 0.2 \pm 0.5}$	$0.01_{\pm 0.00 \pm 0.02}$
SZ Cyg	$15.110_{+1.10^{-4}}^{-1.10^{-4}}$	$2.419_{\pm 0.079 \pm 0.242}$	$0.384_{\pm 0.003 \pm 0.008}$	$99.85_{\pm 0.02 \pm 2.00}$	$0.546_{\pm 0.011 \pm 0.016}$	$4774_{+34 \pm 50}$	$-10.0_{\pm 0.1 \pm 0.5}$	$-0.02_{\pm 0.01 \pm 0.02}$
S Mus	$9.661_{+3.10^{-5}}^{-3.10^{-5}}$	$0.891_{\pm 0.030 \pm 0.089}$	$0.674_{\pm 0.001 \pm 0.013}$	$64.64_{\pm 0.00 \pm 1.29}$	$0.231_{\pm 0.005 \pm 0.016}$	$5795_{+13 \pm 50}$	$-0.26_{\pm 0.2 \pm 0.5}$	$0.12_{\pm 0.01 \pm 0.02}$
S Nor	$9.754_{+3.10^{-5}}^{-3.10^{-5}}$	$1.042_{\pm 0.035 \pm 0.104}$	$0.661_{\pm 0.003 \pm 0.013}$	$74.04_{\pm 0.01 \pm 1.48}$	$0.230_{\pm 0.009 \pm 0.016}$	$5529_{+33 \pm 50}$	$5.3_{\pm 0.1 \pm 0.5}$	$0.04_{\pm 0.00 \pm 0.02}$
S Sge	$8.382_{+2.10^{-5}}^{-2.10^{-5}}$	$0.710_{\pm 0.015 \pm 0.071}$	$0.796_{\pm 0.002 \pm 0.016}$	$60.81_{\pm 0.00 \pm 1.22}$	$0.163_{\pm 0.002 \pm 0.016}$	$5725_{+4 \pm 50}$	$-9.57_{\pm 0.1 \pm 0.5}$	$0.00_{\pm 0.00 \pm 0.02}$
TT Aql	$13.755_{+3.10^{-5}}^{-3.10^{-5}}$	$1.113_{\pm 0.018 \pm 0.111}$	$0.762_{\pm 0.002 \pm 0.015}$	$91.14_{\pm 0.01 \pm 1.82}$	$0.550_{\pm 0.003 \pm 0.016}$	$5463_{+10 \pm 50}$	$3.9_{\pm 0.1 \pm 0.5}$	$0.01_{\pm 0.01 \pm 0.02}$
TZ Mon	$7.428_{+2.10^{-5}}^{-2.10^{-5}}$	$4.901_{\pm 0.369 \pm 0.490}$	$0.125_{\pm 0.001 \pm 0.003}$	$66.15_{\pm 0.01 \pm 1.32}$	$0.526_{\pm 0.011 \pm 0.016}$	$5666_{+42 \pm 50}$	$54.4_{\pm 0.2 \pm 0.5}$	$0.06_{\pm 0.01 \pm 0.02}$
T Mon	$27.025_{+4.10^{-4}}^{-4.10^{-4}}$	$1.640_{\pm 0.041 \pm 0.164}$	$0.929_{\pm 0.004 \pm 0.019}$	$163.91_{\pm 0.01 \pm 3.28}$	$0.259_{\pm 0.003 \pm 0.016}$	$5172_{+5 \pm 50}$	$20.6_{\pm 0.9 \pm 0.5}$	$0.06_{\pm 0.01 \pm 0.02}$
T Vel	$4.640_{+4.10^{-6}}^{-4.10^{-6}}$	$1.168_{\pm 0.030 \pm 0.117}$	$0.326_{\pm 0.000 \pm 0.007}$	$40.98_{\pm 0.00 \pm 0.82}$	$0.290_{\pm 0.003 \pm 0.016}$	$5648_{+10 \pm 50}$	$5.8_{\pm 0.2 \pm 0.5}$	$0.11_{\pm 0.00 \pm 0.02}$
T Vul	$4.436_{+1.10^{-6}}^{-1.10^{-6}}$	$0.577_{\pm 0.006 \pm 0.058}$	$0.610_{\pm 0.001 \pm 0.012}$	$37.90_{\pm 0.00 \pm 0.76}$	$0.084_{\pm 0.001 \pm 0.016}$	$5974_{+2 \pm 50}$	$-1.1_{\pm 0.0 \pm 0.5}$	$0.04_{\pm 0.00 \pm 0.02}$
UZ Sct	$14.749_{+2.10^{-4}}^{-2.10^{-4}}$	$3.374_{\pm 0.115 \pm 0.337}$	$0.296_{\pm 0.003 \pm 0.006}$	$107.40_{\pm 0.02 \pm 2.15}$	$1.067_{\pm 0.017 \pm 0.016}$	$4993_{+62 \pm 50}$	$38.4_{\pm 0.2 \pm 0.5}$	$-0.01_{\pm 0.02 \pm 0.02}$
U Aql	$7.024_{+2.10^{-5}}^{-2.10^{-5}}$	$0.602_{\pm 0.017 \pm 0.060}$	$0.801_{\pm 0.002 \pm 0.016}$	$51.87_{\pm 0.00 \pm 1.04}$	$0.360_{\pm 0.006 \pm 0.016}$	$5487_{+15 \pm 50}$	$-0.55_{\pm 0.1 \pm 0.5}$	$-0.01_{\pm 0.01 \pm 0.02}$
U Sgr	$6.746_{+7.10^{-6}}^{-7.10^{-6}}$	$0.678_{\pm 0.012 \pm 0.068}$	$0.746_{\pm 0.001 \pm 0.015}$	$54.44_{\pm 0.00 \pm 1.09}$	$0.473_{\pm 0.002 \pm 0.016}$	$5737_{+5 \pm 50}$	$2.7_{\$	

Suite de la table								
Nom	P (jours)	d (kpc)	$\langle\theta\rangle$ (mas)	$\langle R\rangle$ (R_{\odot})	$E(B - V)$	$\langle T_{\text{eff}}\rangle$ (K)	V_{γ} (km.s^{-1})	IR_{ex} (mag)
V0538 Cyg	6.119 $_{\pm 3,10^{-5}}$	2.327 $\pm 0.128 \pm 0.233$	0.185 $\pm 0.001 \pm 0.004$	46.31 $\pm 0.01 \pm 0.93$	0.595 $\pm 0.007 \pm 0.016$	5374 $\pm 22 \pm 50$	-17.5 $\pm 0.9 \pm 0.5$	0.00 $\pm 0.01 \pm 0.02$
V1162 Aql	5.376 $_{\pm 9,10^{-6}}$	1.096 $\pm 0.048 \pm 0.110$	0.336 $\pm 0.001 \pm 0.007$	39.64 $\pm 0.00 \pm 0.79$	0.207 $\pm 0.007 \pm 0.016$	5557 $\pm 17 \pm 50$	12.9 $\pm 0.1 \pm 0.5$	-0.04 $\pm 0.01 \pm 0.02$
VW Cen	15.037 $_{\pm 5,10^{-5}}$	4.341 $\pm 0.160 \pm 0.434$	0.224 $\pm 0.002 \pm 0.004$	104.44 $\pm 0.02 \pm 2.09$	0.422 $\pm 0.012 \pm 0.016$	4752 $\pm 34 \pm 50$	-30.4 $\pm 0.3 \pm 0.5$	0.01 $\pm 0.01 \pm 0.02$
VY Car	18.902 $_{\pm 6,10^{-5}}$	2.283 $\pm 0.047 \pm 0.228$	0.489 $\pm 0.003 \pm 0.010$	120.02 $\pm 0.01 \pm 2.40$	0.394 $\pm 0.012 \pm 0.016$	5633 $\pm 50 \pm 50$	1.7 $\pm 0.1 \pm 0.5$	0.13 $\pm 0.01 \pm 0.02$
VZ Cyg	4.864 $_{\pm 5,10^{-6}}$	1.910 $\pm 0.052 \pm 0.191$	0.203 $\pm 0.000 \pm 0.004$	41.70 $\pm 0.00 \pm 0.83$	0.266 $\pm 0.004 \pm 0.016$	5681 $\pm 13 \pm 50$	-19.0 $\pm 0.1 \pm 0.5$	0.00 $\pm 0.00 \pm 0.02$
VZ Pup	23.174 $_{\pm 2,10^{-4}}$	5.011 $\pm 0.187 \pm 0.501$	0.220 $\pm 0.002 \pm 0.004$	118.45 $\pm 0.02 \pm 2.37$	0.506 $\pm 0.019 \pm 0.016$	5522 $\pm 72 \pm 50$	63.5 $\pm 0.1 \pm 0.5$	0.06 $\pm 0.02 \pm 0.02$
V Lac	4.984 $_{\pm 3,10^{-6}}$	1.762 $\pm 0.054 \pm 0.176$	0.222 $\pm 0.000 \pm 0.004$	42.12 $\pm 0.00 \pm 0.84$	0.352 $\pm 0.006 \pm 0.016$	5772 $\pm 17 \pm 50$	-24.0 $\pm 0.6 \pm 0.5$	0.01 $\pm 0.01 \pm 0.02$
W Sgr	7.595 $_{\pm 1,10^{-5}}$	0.392 $\pm 0.010 \pm 0.039$	1.135 $\pm 0.002 \pm 0.023$	47.84 $\pm 0.00 \pm 0.96$	0.124 $\pm 0.002 \pm 0.016$	5801 $\pm 5 \pm 50$	-27.9 $\pm 0.1 \pm 0.5$	0.12 $\pm 0.00 \pm 0.02$
XX Sgr	6.424 $_{\pm 8,10^{-6}}$	1.333 $\pm 0.060 \pm 0.133$	0.320 $\pm 0.001 \pm 0.006$	45.84 $\pm 0.01 \pm 0.92$	0.575 $\pm 0.009 \pm 0.016$	5726 $\pm 27 \pm 50$	12.2 $\pm 0.1 \pm 0.5$	0.08 $\pm 0.01 \pm 0.02$
X Cyg	16.386 $_{\pm 3,10^{-5}}$	1.171 $\pm 0.018 \pm 0.117$	0.813 $\pm 0.002 \pm 0.016$	102.41 $\pm 0.00 \pm 2.05$	0.300 $\pm 0.002 \pm 0.016$	5311 $\pm 5 \pm 50$	7.7 $\pm 0.1 \pm 0.5$	0.02 $\pm 0.00 \pm 0.02$
X Lac	5.444 $_{\pm 1,10^{-5}}$	1.756 $\pm 0.099 \pm 0.176$	0.280 $\pm 0.001 \pm 0.006$	52.93 $\pm 0.00 \pm 1.06$	0.336 $\pm 0.006 \pm 0.016$	5757 $\pm 16 \pm 50$	-25.1 $\pm 0.1 \pm 0.5$	0.05 $\pm 0.01 \pm 0.02$
X Pup	25.971 $_{\pm 6,10^{-5}}$	3.353 $\pm 0.064 \pm 0.335$	0.382 $\pm 0.001 \pm 0.008$	137.68 $\pm 0.01 \pm 2.75$	0.530 $\pm 0.003 \pm 0.016$	5510 $\pm 6 \pm 50$	71.4 $\pm 0.1 \pm 0.5$	0.12 $\pm 0.01 \pm 0.02$
X Sgr	7.013 $_{\pm 1,10^{-5}}$	0.383 $\pm 0.006 \pm 0.038$	1.380 $\pm 0.002 \pm 0.028$	56.78 $\pm 0.00 \pm 1.14$	0.235 $\pm 0.005 \pm 0.016$	5844 $\pm 16 \pm 50$	-12.9 $\pm 0.0 \pm 0.5$	0.03 $\pm 0.00 \pm 0.02$
YZ Sgr	9.554 $_{\pm 2,10^{-5}}$	1.364 $\pm 0.040 \pm 0.136$	0.491 $\pm 0.001 \pm 0.010$	72.10 $\pm 0.00 \pm 1.44$	0.366 $\pm 0.002 \pm 0.016$	5656 $\pm 5 \pm 50$	23.2 $\pm 0.2 \pm 0.5$	0.00 $\pm 0.01 \pm 0.02$
Y Lac	4.324 $_{\pm 4,10^{-6}}$	2.724 $\pm 0.096 \pm 0.272$	0.153 $\pm 0.000 \pm 0.003$	44.83 $\pm 0.00 \pm 0.90$	0.195 $\pm 0.003 \pm 0.016$	5892 $\pm 7 \pm 50$	-23.3 $\pm 0.7 \pm 0.5$	0.10 $\pm 0.01 \pm 0.02$
Y Sgr	5.773 $_{\pm 4,10^{-6}}$	0.589 $\pm 0.013 \pm 0.059$	0.854 $\pm 0.002 \pm 0.017$	54.06 $\pm 0.00 \pm 1.08$	0.270 $\pm 0.003 \pm 0.016$	5791 $\pm 7 \pm 50$	-3.1 $\pm 0.3 \pm 0.5$	0.02 $\pm 0.00 \pm 0.02$
Z Lac	10.886 $_{\pm 3,10^{-5}}$	1.841 $\pm 0.046 \pm 0.184$	0.341 $\pm 0.001 \pm 0.007$	67.48 $\pm 0.01 \pm 1.35$	0.451 $\pm 0.002 \pm 0.016$	5642 $\pm 4 \pm 50$	-30.3 $\pm 0.1 \pm 0.5$	0.04 $\pm 0.01 \pm 0.02$
ζ Gem	10.150 $_{\pm 2,10^{-5}}$	0.387 $\pm 0.009 \pm 0.039$	1.652 $\pm 0.003 \pm 0.033$	68.70 $\pm 0.00 \pm 1.37$	0.036 $\pm 0.002 \pm 0.016$	5488 $\pm 3 \pm 50$	5.7 $\pm 0.1 \pm 0.5$	0.05 $\pm 0.00 \pm 0.02$

A.5 Représentations graphiques de 6 modélisations SPIPS de Céphéides galactiques.

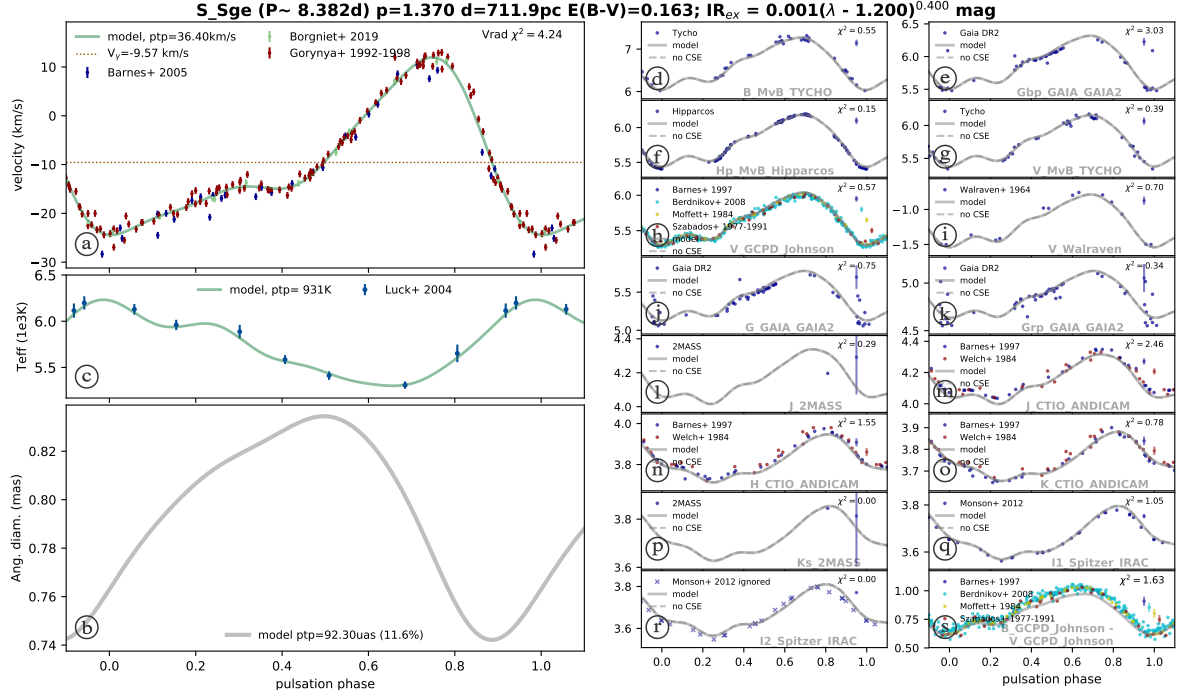


FIGURE Annexes.1 – Résultat de la modélisation SPIPS de S Sge.

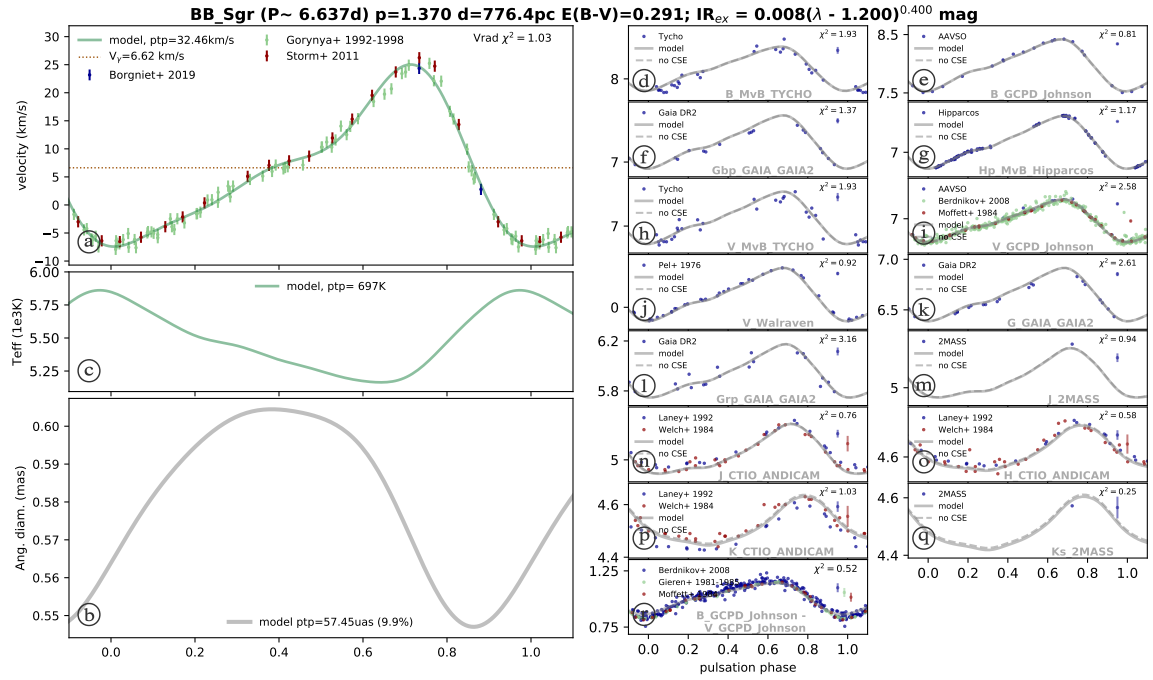


FIGURE Annexes.2 – Résultat de la modélisation SPIPS de BB Sgr.

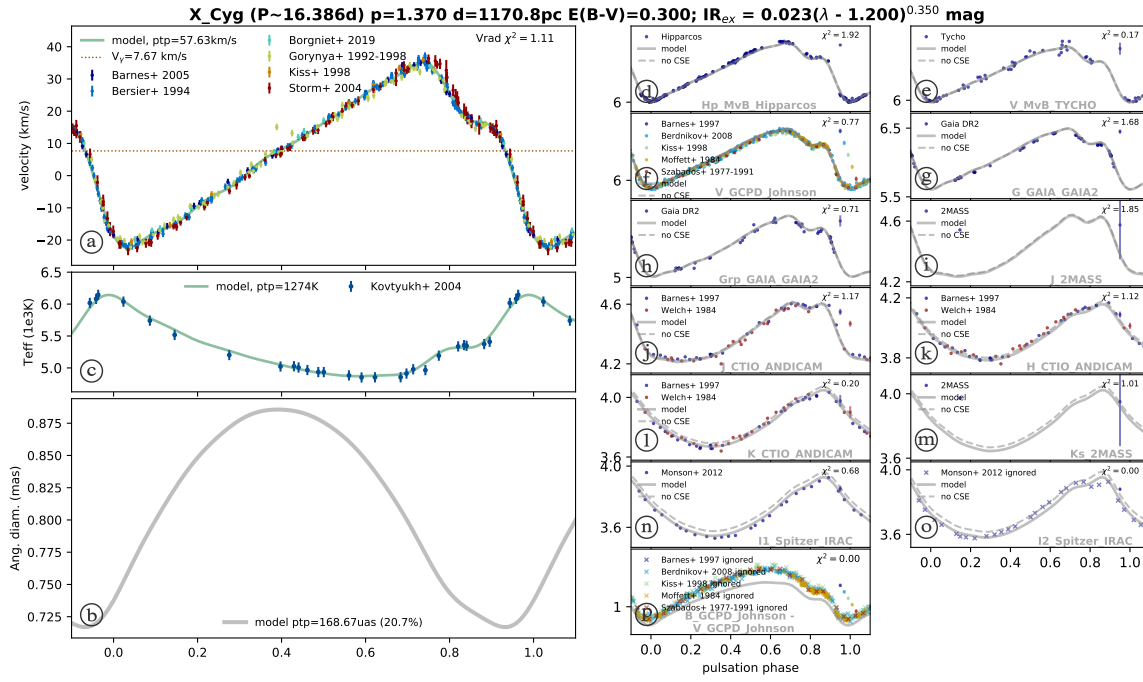


FIGURE Annexes.3 – Résultat de la modélisation SPIPS de X Cyg.

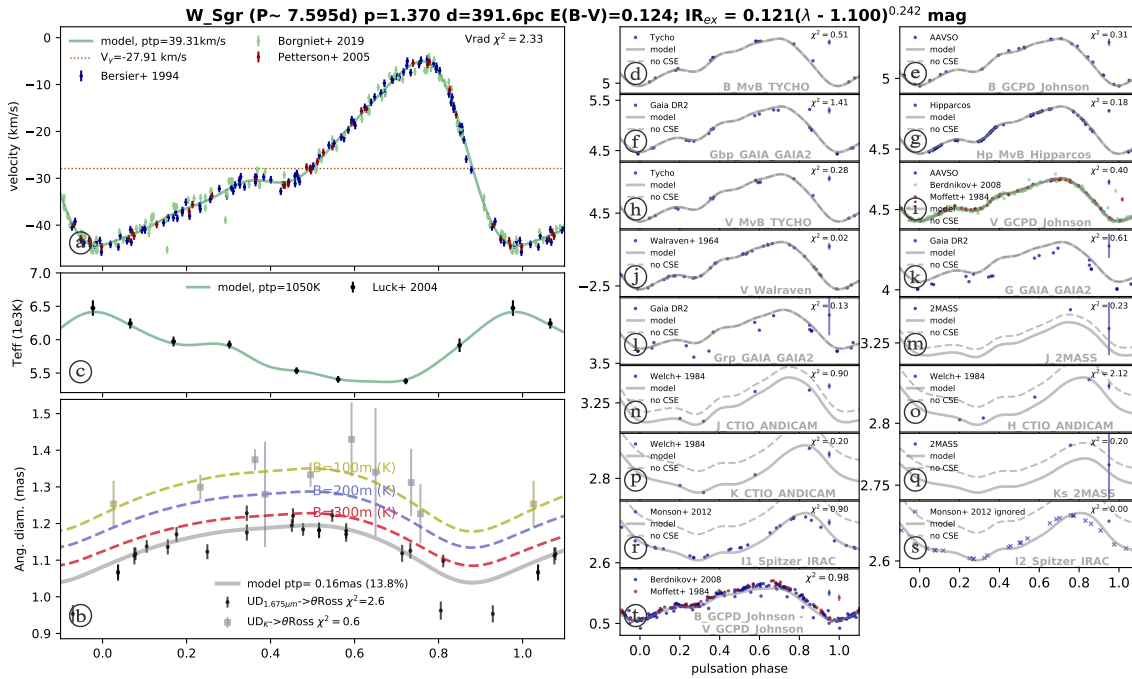


FIGURE Annexes.4 – Résultat de la modélisation SPIPS de W Sgr.

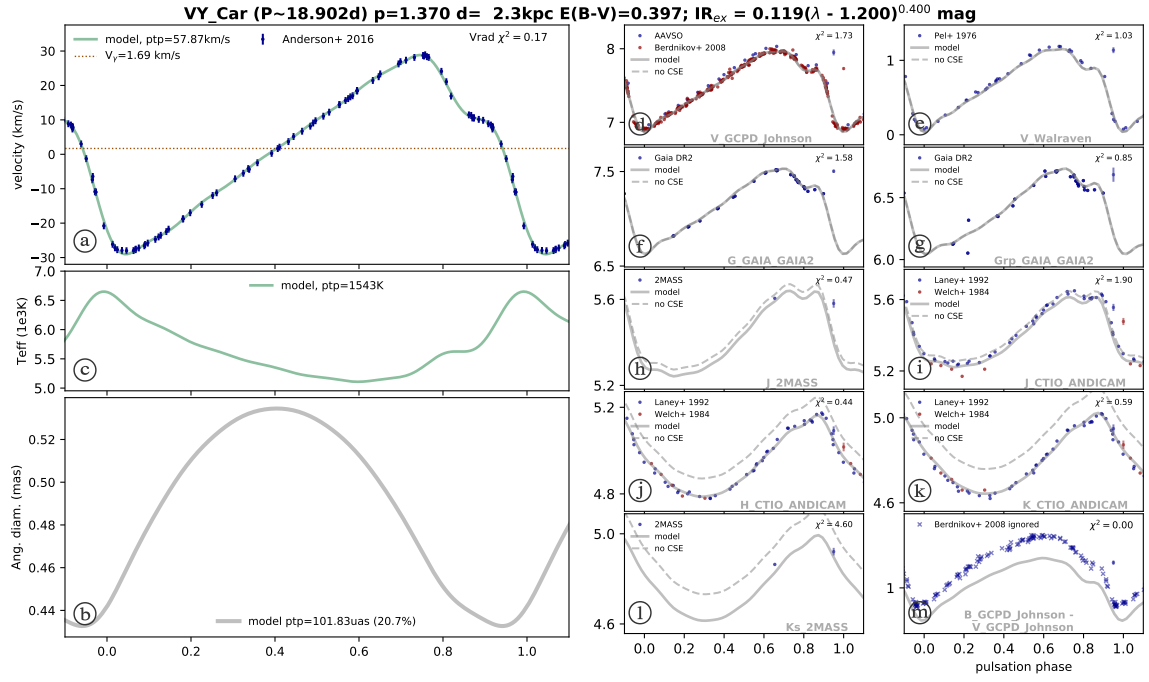


FIGURE Annexes.5 – Résultat de la modélisation SPIPS de VY Car.

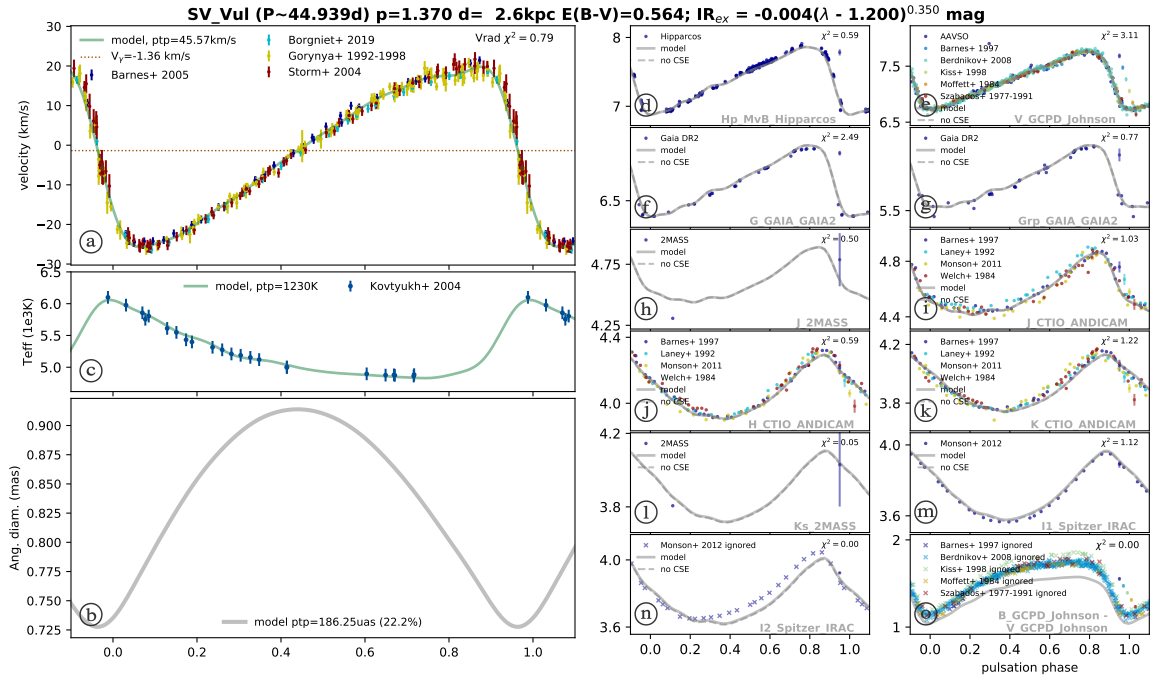


FIGURE Annexes.6 – Résultat de la modélisation SPIPS de SV Vul.

A.6 Changements de périodes déduits des ajustements SPIPS de l'échantillon de 72 Céphéides

La période (en jours) est donnée par l'expression polynomiale $P = P_0 + P_1x + P_2x^2 + P_3x^3 + P_4x^4 + P_5x^5 + P_6x^6$ avec $x = MJD - MJD_0$.

Nom	MJD ₀	P	P_1	P_2	P_3	P_4	P_5	P_6
AQ Pup	54587.066	$30.166_{\pm 3.10^{-4}}$	$4.10^{-6}_{\pm 8.10^{-8}}$	$3.10^{-11}_{\pm 7.10^{-12}}$	-	-	-	-
AW Per	42708.660	$6.464_{\pm 1.10^{-5}}$	$4.10^{-9}_{\pm 7.10^{-10}}$	-	-	-	-	-
AX Cir	38198.439	$5.274_{\pm 7.10^{-6}}$	$-1.10^{-8}_{\pm 2.10^{-10}}$	-	-	-	-	-
BB Sgr	36052.871	$6.637_{\pm 1.10^{-5}}$	$-3.10^{-9}_{\pm 4.10^{-10}}$	-	-	-	-	-
BF Oph	44434.654	$4.068_{\pm 3.10^{-6}}$	$-6.10^{-9}_{\pm 3.10^{-10}}$	-	-	-	-	-
BG Lac	35314.409	$5.332_{\pm 6.10^{-6}}$	$-7.10^{-9}_{\pm 2.10^{-10}}$	-	-	-	-	-
BN Pup	55135.222	$13.673_{\pm 3.10^{-5}}$	$1.10^{-8}_{\pm 3.10^{-9}}$	-	-	-	-	-
β Dor	50274.949	$9.843_{\pm 2.10^{-5}}$	$5.10^{-9}_{\pm 4.10^{-9}}$	-	-	-	-	-
CD Cyg	48321.583	$17.074_{\pm 4.10^{-5}}$	$5.10^{-8}_{\pm 3.10^{-9}}$	-	-	-	-	-
CF Cas	37021.475	$4.875_{\pm 4.10^{-6}}$	$-7.10^{-9}_{\pm 1.10^{-10}}$	-	-	-	-	-
CS Vel	44020.649	$5.905_{\pm 2.10^{-5}}$	$-8.10^{-9}_{\pm 1.10^{-9}}$	-	-	-	-	-
CV Mon	42772.628	$5.379_{\pm 9.10^{-6}}$	$4.10^{-9}_{\pm 6.10^{-10}}$	-	-	-	-	-
DD Cas	42780.120	$9.811_{\pm 3.10^{-5}}$	$3.10^{-8}_{\pm 2.10^{-9}}$	-	-	-	-	-
DL Cas	42779.761	$8.001_{\pm 2.10^{-5}}$	$-8.10^{-10}_{\pm 1.10^{-9}}$	-	-	-	-	-
δ Cep	36074.927	$5.366_{\pm 3.10^{-6}}$	$-3.10^{-9}_{\pm 8.10^{-11}}$	-	-	-	-	-
η Aql	48069.441	$7.177_{\pm 9.10^{-6}}$	$-2.10^{-9}_{\pm 1.10^{-9}}$	-	-	-	-	-
FM Aql	35151.060	$6.114_{\pm 7.10^{-6}}$	$-3.10^{-9}_{\pm 2.10^{-10}}$	-	-	-	-	-
FN Aql	36803.382	$9.483_{\pm 4.10^{-5}}$	$-5.10^{-8}_{\pm 1.10^{-9}}$	-	-	-	-	-
KN Cen	54345.245	$34.019_{\pm 2.10^{-4}}$	$-1.10^{-6}_{\pm 2.10^{-8}}$	-	-	-	-	-
ℓ Car	47773.929	$35.570_{\pm 9.10^{-4}}$	$-1.10^{-6}_{\pm 1.10^{-7}}$	$-4.10^{-10}_{\pm 2.10^{-11}}$	$5.10^{-14}_{\pm 3.10^{-15}}$	-	-	-
LS Pup	38375.297	$14.148_{\pm 4.10^{-5}}$	$-2.10^{-8}_{\pm 2.10^{-9}}$	-	-	-	-	-
MW Cyg	42923.453	$5.955_{\pm 1.10^{-5}}$	$8.10^{-10}_{\pm 7.10^{-10}}$	-	-	-	-	-
RR Lac	42776.222	$6.416_{\pm 1.10^{-5}}$	$-2.10^{-9}_{\pm 5.10^{-10}}$	-	-	-	-	-
RS Ori	42820.387	$7.567_{\pm 2.10^{-5}}$	$-3.10^{-9}_{\pm 2.10^{-9}}$	-	-	-	-	-
RS Pup	54215.980	$41.457_{\pm 7.10^{-4}}$	$-7.10^{-6}_{\pm 2.10^{-7}}$	$4.10^{-9}_{\pm 7.10^{-11}}$	$1.10^{-12}_{\pm 9.10^{-15}}$	$1.10^{-16}_{\pm 8.10^{-19}}$	$4.10^{-21}_{\pm 4.10^{-23}}$	-
RT Aur	47956.905	$3.728_{\pm 6.10^{-6}}$	$4.10^{-10}_{\pm 7.10^{-10}}$	-	-	-	-	-
RW Cas	35575.895	$14.794_{\pm 4.10^{-5}}$	$-1.10^{-7}_{\pm 1.10^{-9}}$	-	-	-	-	-
RY CMa	36416.197	$4.679_{\pm 3.10^{-6}}$	$-8.10^{-9}_{\pm 1.10^{-10}}$	-	-	-	-	-
RY Sco	54670.108	$20.323_{\pm 2.10^{-4}}$	$1.10^{-6}_{\pm 8.10^{-8}}$	$8.10^{-11}_{\pm 7.10^{-12}}$	-	-	-	-
RZ Vel	34846.311	$20.394_{\pm 5.10^{-5}}$	$2.10^{-7}_{\pm 2.10^{-9}}$	-	-	-	-	-
SS Sct	35315.036	$3.671_{\pm 2.10^{-6}}$	$1.10^{-10}_{\pm 7.10^{-11}}$	-	-	-	-	-
ST Tau	41761.570	$4.034_{\pm 3.10^{-6}}$	$3.10^{-9}_{\pm 2.10^{-10}}$	-	-	-	-	-
SU Cyg	43301.344	$3.846_{\pm 3.10^{-6}}$	$-2.10^{-10}_{\pm 2.10^{-10}}$	-	-	-	-	-
SV Mon	43794.030	$15.234_{\pm 8.10^{-5}}$	$6.10^{-8}_{\pm 8.10^{-9}}$	-	-	-	-	-
SV Per	43838.926	$11.129_{\pm 5.10^{-5}}$	$1.10^{-8}_{\pm 3.10^{-9}}$	-	-	-	-	-
SV Vul	48307.773	$44.939_{\pm 1.10^{-3}}$	$-2.10^{-5}_{\pm 6.10^{-7}}$	$4.10^{-9}_{\pm 1.10^{-10}}$	$5.10^{-13}_{\pm 2.10^{-14}}$	$-1.10^{-16}_{\pm 4.10^{-18}}$	$4.10^{-21}_{\pm 2.10^{-22}}$	$1.10^{-25}_{\pm 6.10^{-27}}$
SW Cas	42989.069	$5.441_{\pm 1.10^{-5}}$	$-1.10^{-8}_{\pm 6.10^{-10}}$	-	-	-	-	-
SZ Aql	48314.708	$17.140_{\pm 4.10^{-5}}$	$1.10^{-7}_{\pm 7.10^{-9}}$	-	-	-	-	-
SZ Cyg	43306.905	$15.110_{\pm 1.10^{-4}}$	$1.10^{-8}_{\pm 7.10^{-9}}$	-	-	-	-	-
S Mus	40299.880	$9.661_{\pm 3.10^{-5}}$	$-7.10^{-8}_{\pm 1.10^{-9}}$	-	-	-	-	-
S Nor	44018.427	$9.754_{\pm 3.10^{-5}}$	$2.10^{-8}_{\pm 2.10^{-9}}$	-	-	-	-	-
S Sge	48311.080	$8.382_{\pm 2.10^{-5}}$	$4.10^{-9}_{\pm 3.10^{-9}}$	-	-	-	-	-
TT Aql	48308.594	$13.755_{\pm 3.10^{-5}}$	$-2.10^{-8}_{\pm 5.10^{-9}}$	-	-	-	-	-
TZ Mon	37633.414	$7.428_{\pm 2.10^{-5}}$	$7.10^{-9}_{\pm 1.10^{-9}}$	-	-	-	-	-

Suite de la table								
Nom	MJD ₀	P	P_1	P_2	P_3	P_4	P_5	P_6
T Mon	43783.935	$27.025_{\pm 4.10^{-4}}$	$6.10^{-7}_{\pm 4.10^{-8}}$	-	-	-	-	-
T Vel	40712.773	$4.640_{\pm 4.10^{-6}}$	$-8.10^{-10}_{\pm 2.10^{-10}}$	-	-	-	-	-
T Vul	41704.719	$4.436_{\pm 1.10^{-6}}$	$-2.10^{-8}_{\pm 9.10^{-10}}$	$1.10^{-12}_{\pm 1.10^{-13}}$	$-3.10^{-17}_{\pm 6.10^{-18}}$	-	-	-
UZ Sct	41100.985	$14.749_{\pm 2.10^{-4}}$	$-5.10^{-8}_{\pm 1.10^{-8}}$	-	-	-	-	-
U Aql	34922.035	$7.024_{\pm 2.10^{-5}}$	$4.10^{-9}_{\pm 6.10^{-10}}$	-	-	-	-	-
U Sgr	30116.986	$6.746_{\pm 7.10^{-6}}$	$-8.10^{-9}_{\pm 2.10^{-10}}$	-	-	-	-	-
U Vul	48311.139	$7.991_{\pm 2.10^{-5}}$	$-6.10^{-9}_{\pm 2.10^{-9}}$	-	-	-	-	-
V0350 Sgr	35316.329	$5.154_{\pm 7.10^{-6}}$	$-6.10^{-9}_{\pm 2.10^{-10}}$	-	-	-	-	-
V0386 Cyg	42776.585	$5.258_{\pm 2.10^{-5}}$	$-1.10^{-8}_{\pm 8.10^{-10}}$	-	-	-	-	-
V0402 Cyg	41698.114	$4.365_{\pm 7.10^{-6}}$	$-6.10^{-9}_{\pm 3.10^{-10}}$	-	-	-	-	-
V0459 Cyg	36807.923	$7.252_{\pm 2.10^{-5}}$	$-7.10^{-9}_{\pm 8.10^{-10}}$	-	-	-	-	-
V0508 Mon	41731.538	$4.134_{\pm 9.10^{-6}}$	$-3.10^{-9}_{\pm 4.10^{-10}}$	-	-	-	-	-
V0538 Cyg	42772.477	$6.119_{\pm 3.10^{-5}}$	$-2.10^{-9}_{\pm 2.10^{-9}}$	-	-	-	-	-
V1162 Aql	25803.087	$5.376_{\pm 9.10^{-6}}$	$5.10^{-9}_{\pm 2.10^{-10}}$	-	-	-	-	-
VW Cen	52986.330	$15.037_{\pm 5.10^{-5}}$	$-1.10^{-8}_{\pm 6.10^{-9}}$	-	-	-	-	-
VY Car	48339.253	$18.902_{\pm 6.10^{-5}}$	$-1.10^{-6}_{\pm 8.10^{-9}}$	-	-	-	-	-
VZ Cyg	41705.187	$4.864_{\pm 5.10^{-6}}$	$-7.10^{-9}_{\pm 3.10^{-10}}$	-	-	-	-	-
VZ Pup	41121.252	$23.174_{\pm 2.10^{-4}}$	$1.10^{-7}_{\pm 9.10^{-9}}$	-	-	-	-	-
V Lac	28900.679	$4.984_{\pm 3.10^{-6}}$	$-1.10^{-8}_{\pm 1.10^{-10}}$	-	-	-	-	-
W Sgr	48690.702	$7.595_{\pm 1.10^{-5}}$	$4.10^{-9}_{\pm 1.10^{-9}}$	$-2.10^{-13}_{\pm 2.10^{-13}}$	-	-	-	-
XX Sgr	52839.715	$6.424_{\pm 8.10^{-6}}$	$-3.10^{-9}_{\pm 2.10^{-9}}$	-	-	-	-	-
X Cyg	48319.527	$16.386_{\pm 3.10^{-5}}$	$5.10^{-8}_{\pm 4.10^{-9}}$	-	-	-	-	-
X Lac	42737.617	$5.444_{\pm 1.10^{-5}}$	$1.10^{-8}_{\pm 8.10^{-10}}$	-	-	-	-	-
X Pup	54143.513	$25.971_{\pm 6.10^{-5}}$	$3.10^{-7}_{\pm 3.10^{-8}}$	$-2.10^{-12}_{\pm 2.10^{-12}}$	-	-	-	-
X Sgr	48707.831	$7.013_{\pm 1.10^{-5}}$	$6.10^{-9}_{\pm 2.10^{-9}}$	-	-	-	-	-
YZ Sgr	35513.813	$9.554_{\pm 2.10^{-5}}$	$4.10^{-9}_{\pm 9.10^{-10}}$	-	-	-	-	-
Y Lac	41746.409	$4.324_{\pm 4.10^{-6}}$	$7.10^{-9}_{\pm 2.10^{-10}}$	-	-	-	-	-
Y Sgr	48700.293	$5.773_{\pm 4.10^{-6}}$	$1.10^{-10}_{\pm 7.10^{-10}}$	-	-	-	-	-
Z Lac	48313.066	$10.886_{\pm 3.10^{-5}}$	$1.10^{-9}_{\pm 3.10^{-9}}$	-	-	-	-	-
ζ Gem	48707.910	$10.150_{\pm 2.10^{-5}}$	$-5.10^{-8}_{\pm 6.10^{-9}}$	-	-	-	-	-

A.7 Principales parallaxes de l'échantillon *Gaia* de 72 Céphéides.

Nom	Nom (GDR2)	ϖ_{GDR2} (mas)	SNR	RUWE	ϖ_{R18} (mas)	ϖ_{B07} (mas)	ϖ_{S11} (mas)	ϖ_{K19} (mas)
AQ Pup	5597379741549105280	0.290 \pm 0.034	8	1.0	0.338 \pm 0.007	-	0.312 \pm 0.005	0.339 \pm 0.060
AW Per	174489098011145216	1.042 \pm 0.064	16	1.0	-	-	-	1.046 \pm 0.249
AX Cir	587398402353350400	1.745 \pm 0.345	5	8.0	-	-	-	1.725 \pm 0.374
BB Sgr	4085919765884068736	1.248 \pm 0.041	30	1.1	-	-	1.152 \pm 0.017	-
BF Oph	4111834567779557376	1.176 \pm 0.063	18	0.9	-	-	1.412 \pm 0.020	-
BG Lac	1960981328902089088	0.509 \pm 0.031	16	1.1	-	-	0.563 \pm 0.008	-
BN Pup	5596601154188852352	0.151 \pm 0.029	5	0.9	0.248 \pm 0.005	-	0.262 \pm 0.006	-
β Dor	4757601523650165120	3.112 \pm 0.284	10	6.9	-	3.140 \pm 0.160	3.058 \pm 0.047	-
CD Cyg	2058374144759464064	0.381 \pm 0.033	11	0.9	0.398 \pm 0.008	-	0.412 \pm 0.008	-
CF Cas	2011892703004353792	0.287 \pm 0.032	8	0.9	-	-	-	-
CS Vel	5308893149150949248	0.165 \pm 0.030	5	1.0	-	-	0.314 \pm 0.011	0.222 \pm 0.048
CV Mon	3127142323596470144	0.482 \pm 0.041	11	1.1	-	-	0.646 \pm 0.010	0.508 \pm 0.040
DD Cas	2013029941628292352	0.221 \pm 0.029	7	0.9	0.319 \pm 0.006	-	-	-
DL Cas	428620663657823232	0.422 \pm 0.034	12	1.0	0.547 \pm 0.011	-	-	-
δ Cep	2200153454723522432	-1.172 \pm 0.468	-2	20.9	-	3.660 \pm 0.150	3.745 \pm 0.070	3.364 \pm 0.049
η Aql	4240272953376907648	2.612 \pm 0.485	5	8.1	-	-	3.922 \pm 0.062	-
FM Aql	4312361436842603520	0.930 \pm 0.057	16	1.1	-	-	0.846 \pm 0.020	-
FN Aql	4269036830424588800	0.690 \pm 0.050	13	0.8	-	-	0.851 \pm 0.014	-
KN Cen	5864135319959353600	0.190 \pm 0.036	5	1.0	0.282 \pm 0.005	-	0.279 \pm 0.006	-
ℓ Car	5250032958815432832	0.777 \pm 0.257	3	10.7	-	2.010 \pm 0.200	1.931 \pm 0.019	-
LS Pup	5597327141100381568	0.149 \pm 0.028	5	1.0	-	-	0.208 \pm 0.005	-
MW Cyg	2055014277739104896	0.697 \pm 0.039	17	1.0	-	-	-	-
RR Lac	2006989121667184384	0.323 \pm 0.033	9	0.9	-	-	-	-
RS Ori	3368698813404804352	0.530 \pm 0.058	9	0.7	-	-	-	-
RS Pup	5546476927338700416	0.584 \pm 0.026	22	0.9	-	-	0.552 \pm 0.009	0.503 \pm 0.048
RT Aur	3435571660360952704	1.419 \pm 0.203	6	4.2	-	2.400 \pm 0.190	2.571 \pm 0.026	-
RW Cas	508915489570374272	0.345 \pm 0.038	8	0.8	0.326 \pm 0.007	-	-	-
RY CMa	3046774762417915136	0.616 \pm 0.048	12	0.8	-	-	-	-
RY Sco	4041690364529590144	0.797 \pm 0.100	7	0.9	0.751 \pm 0.014	-	0.887 \pm 0.013	-
RZ Vel	5523162573544337408	0.547 \pm 0.032	17	0.9	-	-	0.730 \pm 0.007	-
SS Sct	4251917636212432384	0.914 \pm 0.059	15	0.7	-	-	1.000 \pm 0.033	-
ST Tau	3346584610911570176	0.811 \pm 0.062	13	1.0	-	-	-	-
SU Cyg	2031776202613700480	1.169 \pm 0.052	22	1.8	-	-	1.100 \pm 0.025	1.212 \pm 0.239
SV Mon	3324153371114695680	0.275 \pm 0.081	3	1.0	-	-	-	-
SV Per	203496585576324224	0.034 \pm 0.278	0	5.3	0.397 \pm 0.009	-	-	-
SV Vul	2027951173435143680	0.373 \pm 0.030	12	0.9	0.457 \pm 0.011	-	0.528 \pm 0.004	-
SW Cas	2010285491880986112	0.412 \pm 0.032	12	0.8	-	-	-	-
SZ Aql	4267549637851481344	0.421 \pm 0.045	9	0.8	-	-	0.468 \pm 0.006	-
SZ Cyg	2071433765909167232	0.362 \pm 0.026	13	0.9	0.427 \pm 0.008	-	-	0.398 \pm 0.065
S Mus	5855852527008107008	1.131 \pm 0.117	9	2.3	-	-	1.166 \pm 0.023	-
S Nor	5835124087174043136	1.062 \pm 0.042	25	0.8	1.053 \pm 0.021	-	1.053 \pm 0.012	0.977 \pm 0.052
S Sge	1820309639468685824	0.643 \pm 0.093	6	1.3	-	-	1.490 \pm 0.036	-
TT Aql	4267397694768545920	0.888 \pm 0.054	16	0.8	-	-	1.033 \pm 0.016	-
TZ Mon	3112475495616980992	0.192 \pm 0.038	5	0.9	-	-	-	-
T Mon	3324535073449061504	0.533 \pm 0.066	8	1.2	0.746 \pm 0.016	-	0.764 \pm 0.011	-
T Vel	5521459979795304320	0.852 \pm 0.035	24	0.8	-	-	0.998 \pm 0.011	-
T Vul	1857884212378132096	1.674 \pm 0.089	18	0.9	-	1.900 \pm 0.230	1.842 \pm 0.017	-
UZ Sct	4104869264724284544	0.301 \pm 0.046	6	1.0	-	-	-	-
U Aql	4207681367143932800	0.960 \pm 0.105	9	1.5	-	-	1.689 \pm 0.054	-
U Sgr	4092905375639902464	1.460 \pm 0.045	32	0.9	-	-	1.727 \pm 0.018	1.461 \pm 0.038
U Vul	1825621002188696448	1.053 \pm 0.039	27	0.8	-	-	1.520 \pm 0.028	-
V0350 Sgr	4080122796947250176	0.986 \pm 0.047	20	0.8	-	-	1.010 \pm 0.023	1.015 \pm 0.048
V0386 Cyg	1968971582984827136	0.896 \pm 0.027	32	0.9	-	-	-	-
V0402 Cyg	2060021625508894592	0.399 \pm 0.028	14	0.8	-	-	-	-
V0459 Cyg	2165771172070496512	0.387 \pm 0.028	13	0.9	-	-	-	-
V0508 Mon	3127458403130026112	0.125 \pm 0.049	2	1.2	-	-	-	-
V0538 Cyg	2171569966346331008	0.418 \pm 0.052	8	0.8	-	-	-	-
V1162 Aql	4190143160245024256	0.738 \pm 0.052	14	0.9	-	-	-	-

<i>Suite de la table</i>								
Nom	Nom (GDR2)	ϖ_{GDR2} (mas)	SNR	RUWE	ϖ_{R18} (mas)	ϖ_{B07} (mas)	ϖ_{S11} (mas)	ϖ_{K19} (mas)
VW Cen	5864955727424819200	0.220 \pm 0.031	7	1.0	0.243 \pm 0.005	-	0.293 \pm 0.006	0.243 \pm 0.057
VY Car	5351161399785606016	0.512 \pm 0.041	12	0.8	0.538 \pm 0.010	0.586 \pm 0.044	0.579 \pm 0.007	-
VZ Cyg	1960750328384177408	0.435 \pm 0.029	15	0.9	-	-	0.527 \pm 0.010	-
VZ Pup	5600052040150252800	0.138 \pm 0.026	5	0.8	0.198 \pm 0.004	-	0.218 \pm 0.002	-
V Lac	2003938801532007808	0.437 \pm 0.035	12	0.8	-	-	-	-
W Sgr	4050309195613114624	1.180 \pm 0.412	2	6.8	-	2.280 \pm 0.200	4.608 \pm 0.340	-
XX Sgr	4096979650282842112	0.702 \pm 0.059	11	0.9	-	-	0.960 \pm 0.039	-
X Cyg	1870258975238302208	0.898 \pm 0.027	33	1.0	0.887 \pm 0.023	-	0.887 \pm 0.006	-
X Lac	2004036486267748352	0.496 \pm 0.038	12	0.8	-	-	0.540 \pm 0.011	-
X Pup	5620098679741674496	0.302 \pm 0.043	7	0.8	-	0.277 \pm 0.047	0.368 \pm 0.003	-
X Sgr	4057701830728920064	3.431 \pm 0.202	16	0.8	-	3.000 \pm 0.180	3.106 \pm 0.048	-
YZ Sgr	4099189015819292800	0.767 \pm 0.050	15	0.8	0.786 \pm 0.017	-	0.880 \pm 0.010	-
Y Lac	1977074811892425600	0.403 \pm 0.034	11	1.1	-	-	0.412 \pm 0.006	-
Y Sgr	4096107909387492992	-0.470 \pm 0.280	-1	5.7	-	2.130 \pm 0.290	2.288 \pm 0.079	1.891 \pm 0.370
Z Lac	2007201567928631296	0.458 \pm 0.038	11	1.0	0.507 \pm 0.011	-	0.532 \pm 0.012	-
ζ Gem	3366754155291077632	2.250 \pm 0.301	7	1.1	-	2.780 \pm 0.180	2.591 \pm 0.060	-

R18 : Riess et al. (2018b); B07 : Benedict et al. (2007); S11 : Storm et al. (2011a); K19 : Kervella et al. (2019b)

A.8 Magnitudes moyennes apparentes et absolues (dérivées de la relation Pp) de l'échantillon de 72 Céphéides.

Nom	B (mag)	G_{BP} (mag)	V (mag)	G (mag)	G_{RP} (mag)	J (mag)	H (mag)	K_S (mag)	M_V (mag)	M_{K_S} (mag)	E(B-V)	[Fe/H] (dex)	ϖ_{new} (mas)
AQ Pup	-	-	8.75	8.17	7.29	6.00	5.38	5.20	-4.87 \pm 0.15	-7.10 \pm 0.15	0.486	-0.09	0.379 \pm 0.024
AW Per	-	7.78	7.49	7.07	6.29	5.25	4.82	4.68	-4.16 \pm 0.15	-5.56 \pm 0.15	0.520	0.01	0.983 \pm 0.067
AX Cir	-	6.11	5.88	5.64	5.06	4.31	-	3.80	-4.38 \pm 0.15	-5.62 \pm 0.15	0.313	-0.06	1.382 \pm 0.096
BB Sgr	7.98	7.24	6.97	6.64	5.94	5.04	4.61	4.50	-3.38 \pm 0.15	-5.06 \pm 0.15	0.290	0.08	1.290 \pm 0.090
BF Oph	8.26	7.63	7.37	7.10	6.47	5.67	5.26	5.15	-2.82 \pm 0.16	-4.44 \pm 0.16	0.219	0.03	1.251 \pm 0.090
BG Lac	-	9.17	8.90	8.58	7.90	7.04	6.62	6.52	-3.36 \pm 0.15	-4.97 \pm 0.15	0.282	-0.01	0.529 \pm 0.037
BN Pup	-	-	9.96	9.51	8.70	7.59	7.06	6.89	-4.73 \pm 0.15	-6.48 \pm 0.15	0.485	0.02	0.230 \pm 0.015
β Dor	-	-	3.75	-	3.05	2.41	2.02	1.93	-3.64 \pm 0.15	-5.48 \pm 0.15	-0.007	-0.01	3.288 \pm 0.225
CD Cyg	-	-	9.02	8.48	7.61	6.39	5.84	5.66	-4.98 \pm 0.14	-6.72 \pm 0.14	0.593	0.11	0.370 \pm 0.025
CF Cas	-	11.4	11.15	10.6	9.81	8.65	8.12	7.96	-3.08 \pm 0.16	-4.73 \pm 0.16	0.569	-0.01	0.320 \pm 0.023
CS Vel	-	12.0	11.70	11.1	10.1	8.84	8.21	7.97	-3.36 \pm 0.16	-5.02 \pm 0.16	0.757	0.08	0.288 \pm 0.020
CV Mon	-	-	10.31	9.68	8.73	7.37	6.76	6.55	-3.26 \pm 0.15	-5.04 \pm 0.15	0.726	-0.06	0.546 \pm 0.039
DD Cas	-	-	9.90	9.45	8.64	7.55	7.06	6.91	-3.72 \pm 0.15	-5.44 \pm 0.15	0.466	0.10	0.367 \pm 0.025
DL Cas	-	9.28	8.98	8.51	7.69	6.58	6.07	5.92	-3.96 \pm 0.15	-5.64 \pm 0.15	0.506	-0.01	0.532 \pm 0.037
δ Cep	-	4.19	3.97	3.81	3.30	2.69	2.38	2.30	-3.65 \pm 0.15	-5.08 \pm 0.15	0.088	0.09	3.396 \pm 0.240
η Aql	-	-	3.92	-	-	2.40	2.05	1.95	-4.01 \pm 0.15	-5.53 \pm 0.15	0.167	0.08	3.286 \pm 0.229
FM Aql	-	8.61	8.30	7.78	6.90	5.70	5.19	5.03	-3.88 \pm 0.15	-5.47 \pm 0.15	0.621	0.08	0.885 \pm 0.062
FN Aql	-	-	8.39	7.92	7.10	5.98	5.47	5.33	-3.71 \pm 0.15	-5.46 \pm 0.15	0.487	-0.02	0.760 \pm 0.052
KN Cen	-	-	9.92	9.12	8.09	6.49	5.72	5.46	-5.17 \pm 0.14	-7.63 \pm 0.14	0.737	0.35	0.275 \pm 0.018
ℓ Car	-	-	3.77	3.45	2.72	1.75	1.20	1.06	-5.06 \pm 0.14	-7.48 \pm 0.14	0.111	0.02	1.999 \pm 0.128
LS Pup	-	-	10.49	10.0	9.19	8.04	7.50	7.32	-4.73 \pm 0.15	-6.45 \pm 0.15	0.534	-0.12	0.193 \pm 0.013
MW Cyg	-	-	9.51	8.93	8.01	6.72	6.18	6.01	-3.35 \pm 0.16	-5.00 \pm 0.16	0.681	0.09	0.709 \pm 0.050
RR Lac	-	9.14	8.87	8.55	7.87	6.99	6.60	6.49	-3.68 \pm 0.15	-5.13 \pm 0.15	0.342	0.00	0.502 \pm 0.035
RS Ori	-	8.71	8.44	8.08	7.37	6.43	6.01	5.88	-3.99 \pm 0.15	-5.43 \pm 0.15	0.413	-0.06	0.588 \pm 0.041
RS Pup	-	-	7.08	6.52	5.64	4.39	3.82	3.63	-5.97 \pm 0.14	-7.96 \pm 0.14	0.537	0.17	0.530 \pm 0.034
RS Pup*	-	-	7.08	6.52	5.64	4.39	3.82	3.63	-5.99 \pm 0.09	-7.98 \pm 0.09	0.537	0.17	0.524 \pm 0.022
RT Aur	6.11	5.68	5.47	5.31	4.82	4.24	3.97	3.91	-3.07 \pm 0.16	-4.36 \pm 0.16	0.101	0.06	2.262 \pm 0.163
RW Cas	-	-	9.29	8.81	7.99	6.87	6.36	6.20	-4.75 \pm 0.15	-6.47 \pm 0.15	0.502	0.06	0.320 \pm 0.021
RY CMa	9.01	8.38	8.13	7.85	7.20	6.39	6.02	5.92	-3.19 \pm 0.16	-4.65 \pm 0.16	0.273	0.00	0.806 \pm 0.057
RY Sco	-	8.37	8.03	7.37	6.39	4.97	4.34	4.12	-5.23 \pm 0.14	-7.06 \pm 0.14	0.765	0.09	0.664 \pm 0.044
RZ Vel	-	-	7.16	-	-	4.97	4.45	4.28	-5.23 \pm 0.16	-7.12 \pm 0.16	0.364	0.04	0.558 \pm 0.037
SS Sct	9.19	8.49	8.23	7.9	7.20	6.32	5.92	5.81	-3.49 \pm 0.15	-4.98 \pm 0.15	0.340	0.06	0.736 \pm 0.052
ST Tau	9.11	8.48	8.23	7.91	7.23	6.33	5.91	5.75	-3.40 \pm 0.16	-4.70 \pm 0.16	0.432	-0.05	0.874 \pm 0.063
SU Cyg	-	7.08	6.88	6.73	6.25	5.67	5.38	5.30	-3.63 \pm 0.15	-4.89 \pm 0.15	0.118	-0.03	0.936 \pm 0.066
SV Mon	-	-	8.32	7.96	7.24	6.29	5.82	5.69	-4.78 \pm 0.15	-6.55 \pm 0.15	0.313	-0.02	0.376 \pm 0.025
SV Per	-	-	9.00	8.60	7.84	6.83	6.33	6.21	-3.85 \pm 0.15	-5.85 \pm 0.15	0.289	0.01	0.407 \pm 0.028
SV Vul	-	-	7.27	6.72	5.84	4.60	4.06	3.88	-6.35 \pm 0.14	-8.20 \pm 0.14	0.564	0.05	0.424 \pm 0.027
SW Cas	-	10.0	9.72	9.29	8.5	7.44	6.96	6.82	-3.33 \pm 0.16	-4.92 \pm 0.16	0.480	0.02	0.487 \pm 0.034
SZ Aql	-	-	8.70	8.11	7.2	5.90	5.34	5.15	-5.12 \pm 0.14	-6.82 \pm 0.14	0.681	0.17	0.455 \pm 0.030
SZ Cyg	-	-	9.47	8.83	7.91	6.56	5.93	5.75	-4.05 \pm 0.15	-6.28 \pm 0.15	0.546	0.09	0.432 \pm 0.029
S Mus	6.98	6.39	6.14	5.89	5.28	4.50	4.11	3.99	-4.28 \pm 0.15	-5.80 \pm 0.15	0.231	-0.02	1.146 \pm 0.079
S Nor	-	-	6.44	6.16	5.51	4.68	4.27	4.16	-4.31 \pm 0.15	-5.97 \pm 0.15	0.230	0.06	0.981 \pm 0.067
S Sge	-	5.89	5.65	5.43	4.85	4.15	3.81	3.73	-4.08 \pm 0.15	-5.56 \pm 0.15	0.163	0.08	1.427 \pm 0.099
TT Aql	-	-	7.19	6.69	5.85	4.69	4.18	4.02	-4.66 \pm 0.15	-6.33 \pm 0.15	0.550	0.10	0.935 \pm 0.063
TZ Mon	11.9	11.1	10.82	10.3	9.57	8.47	7.98	7.82	-4.25 \pm 0.16	-5.81 \pm 0.16	0.526	-0.04	0.206 \pm 0.014
T Mon	-	-	6.19	5.83	5.10	4.13	3.64	3.50	-5.52 \pm 0.14	-7.51 \pm 0.14	0.259	0.13	0.658 \pm 0.043
T Vel	8.99	8.31	8.05	7.74	7.07	6.20	5.75	5.61	-3.22 \pm 0.15	-4.87 \pm 0.15	0.290	-0.02	0.842 \pm 0.060
T Vul	6.41	5.98	5.76	5.61	5.12	4.54	4.25	4.18	-3.35 \pm 0.16	-4.70 \pm 0.16	0.084	0.01	1.699 \pm 0.121
UZ Sct	-	-	11.31	-	-	7.44	6.73	6.49	-4.54 \pm 0.16	-6.46 \pm 0.16	1.067	0.33	0.310 \pm 0.021
U Aql	-	6.75	6.47	6.10	5.36	4.41	3.96	3.84	-3.54 \pm 0.15	-5.18 \pm 0.15	0.360	0.01	1.668 \pm 0.116
U Sgr	-	7.00	6.72	6.31	5.55	4.53	4.09	3.95	-3.90 \pm 0.15	-5.39 \pm 0.15	0.473	0.08	1.477 \pm 0.103
U Vul	-	7.44	7.13	6.62	5.73	4.54	4.08	3.93	-4.27 \pm 0.15	-5.59 \pm 0.15	0.696	0.09	1.412 \pm 0.098
V0350 Sgr	-	7.76	7.50	7.19	6.51	5.64	5.25	5.13	-3.29 \pm 0.16	-4.77 \pm 0.16	0.326	0.18	1.107 \pm 0.078
V0386 Cyg	-	-	9.62	8.91	7.88	6.40	5.78	5.56	-3.31 \pm 0.16	-4.96 \pm 0.16	0.886	0.11	0.917 \pm 0.065
V0402 Cyg	-	10.1	9.88	9.50	8.77	7.82	7.39	7.28	-2.97 \pm 0.16	-4.51 \pm 0.16	0.387	0.02	0.469 \pm 0.033
V0459 Cyg	-	-	10.62	9.96	9.00	7.63	7.05	6.87	-3.28 \pm 0.16	-5.04 \pm 0.16	0.729	0.09	0.470 \pm 0.033

Suite de la table													
Nom	B (mag)	G_{BP} (mag)	V (mag)	G (mag)	G_{RP} (mag)	J (mag)	H (mag)	K_S (mag)	M_V (mag)	M_{K_S} (mag)	E(B-V)	[Fe/H] (dex)	ϖ_{new} (mas)
V0508 Mon	-	10.7	10.51	10.2	9.53	8.66	8.27	8.15	-3.32 \pm 0.15	-4.66 \pm 0.15	0.376	-0.21	0.293 \pm 0.021
V0538 Cyg	-	10.7	10.47	9.93	9.05	7.83	7.29	7.12	-3.21 \pm 0.15	-4.94 \pm 0.15	0.595	0.05	0.429 \pm 0.030
V1162 Aql	-	8.08	7.82	7.55	6.91	6.14	5.78	5.70	-3.05 \pm 0.16	-4.59 \pm 0.16	0.207	0.01	0.904 \pm 0.064
VY Car	-	-	7.51	7.14	6.41	5.42	4.94	4.78	-5.38 \pm 0.15	-7.04 \pm 0.15	0.394	0.12	0.464 \pm 0.031
VZ Cyg	-	9.23	8.97	8.69	8.04	7.22	6.83	6.74	-3.29 \pm 0.15	-4.80 \pm 0.15	0.266	0.05	0.516 \pm 0.037
VZ Pup	-	-	9.71	9.25	8.44	7.32	6.82	6.65	-5.21 \pm 0.15	-6.89 \pm 0.15	0.506	-0.12	0.214 \pm 0.014
V Lac	-	9.23	8.96	8.63	7.95	7.06	6.66	6.55	-3.39 \pm 0.16	-4.84 \pm 0.16	0.352	0.00	0.560 \pm 0.040
W Sgr	5.44	4.93	4.69	4.51	3.96	3.24	2.90	2.81	-3.64 \pm 0.15	-5.19 \pm 0.15	0.124	0.02	2.574 \pm 0.179
XX Sgr	-	9.18	8.89	8.42	7.59	6.46	5.95	5.78	-3.52 \pm 0.15	-5.06 \pm 0.15	0.575	0.10	0.750 \pm 0.053
X Cyg	-	-	6.45	6.09	5.36	4.40	3.93	3.81	-4.71 \pm 0.14	-6.54 \pm 0.14	0.300	0.10	0.897 \pm 0.060
X Lac	-	8.67	8.41	8.09	7.41	6.53	6.12	6.00	-3.84 \pm 0.15	-5.33 \pm 0.15	0.336	-0.02	0.575 \pm 0.040
X Pup	-	-	8.59	8.12	7.29	6.13	5.59	5.40	-5.51 \pm 0.14	-7.26 \pm 0.14	0.530	-0.03	0.321 \pm 0.021
X Sgr	5.38	4.81	4.56	4.31	3.71	2.95	2.60	2.51	-4.07 \pm 0.15	-5.49 \pm 0.15	0.235	-0.01	2.625 \pm 0.183
YZ Sgr	8.38	7.65	7.37	7.02	6.31	5.39	4.98	4.87	-4.39 \pm 0.15	-5.90 \pm 0.15	0.366	0.06	0.748 \pm 0.051
Y Lac	-	9.41	9.18	8.96	8.39	7.67	7.30	7.19	-3.60 \pm 0.15	-5.06 \pm 0.15	0.195	-0.04	0.366 \pm 0.026
Y Sgr	6.65	6.02	5.76	5.49	4.85	4.05	3.68	3.58	-3.94 \pm 0.15	-5.39 \pm 0.15	0.270	0.05	1.688 \pm 0.119
Z Lac	-	-	8.45	8.04	7.28	6.26	5.80	5.65	-4.21 \pm 0.15	-5.78 \pm 0.15	0.451	0.01	0.558 \pm 0.038
ζ Gem	-	-	3.90	-	-	2.54	2.18	2.10	-4.09 \pm 0.15	-5.80 \pm 0.15	0.036	0.00	2.649 \pm 0.181

* Parallaxe et magnitudes absolues calculées via la mesure de la distance dérivée de l'étude des échos de lumière

A.9 Etude des paramètres de Fourier de l'échantillon de 72 Céphéides.

La décomposition en séries de Fourier est une méthode robuste pour étudier les courbes de lumière des étoiles variables. L'article de Simon & Lee (1981) présente la manière dont les premiers coefficients de Fourier permettent de décrire entièrement la structure d'une courbe de lumière. De nos jours, les coefficients et les paramètres de Fourier sont couramment utilisés afin de modéliser une courbe de lumière (Morgan et al. 2007; Deb & Singh 2009; Bhardwaj et al. 2015). Les paramètres de Fourier associés aux amplitudes A_i et aux phases Φ_i d'une série de Fourier sont calculés de la façon suivante :

$$R_{i1} = \frac{A_i}{A_1}$$

$$\Phi_{i1} = \phi_i - i\phi_1$$

Où $i > 1$ et $\Phi_{i1} \in [0, 2\pi]$.

Les différentes valeurs des coefficients et des paramètres de Fourier associés aux courbes de température effective de l'échantillon de 72 Céphéides par la méthode SPIPS sont listées dans la table ci-dessous. Les paramètres de Fourier sont représentés sur la figure Annexes.7 ci-dessous en fonction de la période de pulsation de l'étoile.

A.9.1 Coefficients et paramètres de Fourier associés aux ajustements SPIPS des températures effectives

Nom	A_1	A_2	A_3	ϕ_1	ϕ_2	ϕ_3	R_{21}	R_{31}	Φ_{21}	Φ_{31}
AQ Pup	502.00	200.46	128.68	5.93	6.04	6.12	0.40	0.26	0.47	0.91
AW Per	412.75	164.46	71.95	5.84	0.25	0.41	0.40	0.17	1.14	1.75
AX Cir	278.79	87.49	16.13	6.24	0.64	1.66	0.31	0.06	0.73	1.80
BB Sgr	300.11	102.93	19.72	6.07	0.73	1.27	0.34	0.07	1.16	1.91
BF Oph	353.58	127.00	52.21	6.06	0.15	0.66	0.36	0.15	0.59	1.32
BG Lac	302.79	104.22	35.82	6.11	0.41	1.07	0.34	0.12	0.75	1.58
BN Pup	566.07	172.84	84.39	5.85	6.16	5.84	0.31	0.15	0.75	0.87
β Dor	323.44	21.19	36.29	0.34	4.00	5.78	0.07	0.11	3.32	4.76
CD Cyg	596.65	190.17	102.80	5.84	6.07	5.89	0.32	0.17	0.67	0.92
CF Cas	291.83	98.05	34.34	6.19	0.48	1.31	0.34	0.12	0.66	1.58
CS Vel	405.24	156.80	52.27	6.01	0.27	0.70	0.39	0.13	0.80	1.51
CV Mon	321.81	121.81	43.98	5.91	0.13	0.72	0.38	0.14	0.88	1.85
DD Cas	325.24	21.43	31.50	0.28	4.16	5.55	0.07	0.10	3.61	4.73
DL Cas	292.31	82.08	30.92	6.02	0.86	1.17	0.28	0.11	1.40	1.97
δ Cep	481.02	188.43	79.74	5.95	0.18	0.77	0.39	0.17	0.84	1.76
η Aql	422.42	143.38	58.99	5.96	0.64	0.95	0.34	0.14	1.30	1.94
FM Aql	368.13	132.81	38.91	5.89	0.16	0.60	0.36	0.11	0.95	1.78
FN Aql	292.16	13.77	28.96	0.41	5.24	0.12	0.05	0.10	4.42	5.18
KN Cen	394.64	164.35	95.41	5.94	6.19	0.18	0.42	0.24	0.60	1.22
ℓ Car	310.39	95.96	46.51	6.17	0.25	0.67	0.31	0.15	0.48	1.02
LS Pup	480.03	92.50	71.59	6.08	0.10	5.62	0.19	0.15	0.51	6.24
MW Cyg	344.88	130.64	42.98	6.01	0.39	0.94	0.38	0.12	0.94	1.77
RR Lac	430.53	151.28	51.10	5.99	0.35	0.66	0.35	0.12	0.93	1.53
RS Ori	464.55	131.49	83.64	5.92	0.62	0.98	0.28	0.18	1.35	2.09
RS Pup	476.31	220.02	102.48	5.86	0.06	0.65	0.46	0.22	0.90	1.91
RT Aur	484.50	155.13	76.77	5.93	0.07	0.37	0.32	0.16	0.78	1.43
RW Cas	568.86	152.15	74.68	5.92	6.17	5.68	0.27	0.13	0.60	0.48
RY CMa	397.27	150.89	64.56	6.00	0.12	0.68	0.38	0.16	0.69	1.55
RY Sco	404.28	127.75	76.57	6.00	6.19	0.25	0.32	0.19	0.47	1.10
RZ Vel	593.14	220.60	139.61	5.70	5.76	5.73	0.37	0.24	0.65	1.20
SS Sct	285.37	84.09	32.48	6.08	0.15	0.78	0.29	0.11	0.55	1.39
ST Tau	502.51	184.96	79.03	5.96	6.27	0.44	0.37	0.16	0.64	1.42
SU Cyg	440.23	161.23	76.44	5.95	6.23	0.38	0.37	0.17	0.61	1.37
SV Mon	556.41	160.14	73.43	5.94	6.26	5.89	0.29	0.13	0.67	0.65
SV Per	343.14	36.24	47.28	6.24	0.18	5.53	0.11	0.14	0.27	5.66

Suite de la table										
Nom	A_1	A_2	A_3	Φ_1	Φ_2	Φ_3	R_{21}	R_{31}	Φ_{21}	Φ_{31}
SV Vul	489.54	218.57	108.95	5.76	5.94	0.01	0.45	0.22	0.71	1.58
SW Cas	337.73	118.67	39.48	6.02	0.32	0.99	0.35	0.12	0.84	1.77
SZ Aql	595.66	183.95	105.04	5.87	6.09	5.89	0.31	0.18	0.64	0.85
SZ Cyg	356.11	84.83	51.80	6.20	0.38	0.06	0.24	0.15	0.54	0.29
S Mus	317.21	47.91	37.50	0.81	3.85	5.78	0.15	0.12	2.23	3.35
S Nor	334.78	25.28	32.45	0.34	3.75	5.52	0.08	0.10	3.07	4.51
S Sge	406.87	99.43	64.49	5.78	0.71	1.21	0.24	0.16	1.71	2.72
TT Aql	534.79	137.59	79.23	5.99	6.28	5.77	0.26	0.15	0.59	0.38
TZ Mon	369.38	129.01	64.61	5.93	0.65	1.17	0.35	0.17	1.36	2.24
T Mon	454.85	169.20	96.27	6.02	0.12	0.42	0.37	0.21	0.64	1.20
T Vel	338.64	124.57	47.64	6.02	0.15	0.75	0.37	0.14	0.67	1.53
T Vul	383.66	132.65	57.26	6.13	0.36	0.94	0.35	0.15	0.67	1.41
UZ Sct	380.53	81.39	54.67	6.25	0.39	6.20	0.21	0.14	0.46	0.02
U Aql	378.83	133.44	57.27	5.98	0.63	0.90	0.35	0.15	1.24	1.81
U Sgr	379.07	136.94	46.09	5.94	0.47	0.71	0.36	0.12	1.15	1.73
U Vul	407.63	100.49	62.57	5.86	0.45	0.96	0.25	0.15	1.29	2.23
V0350 Sgr	391.99	141.83	53.89	6.04	0.24	0.86	0.36	0.14	0.73	1.59
V0386 Cyg	320.40	108.07	41.25	5.99	0.21	0.73	0.34	0.13	0.80	1.62
V0402 Cyg	302.22	98.72	33.71	6.20	0.46	1.13	0.33	0.11	0.63	1.39
V0459 Cyg	323.61	108.29	35.97	6.08	0.88	1.07	0.33	0.11	1.29	1.68
V0508 Mon	267.32	78.33	27.59	6.17	0.26	0.81	0.29	0.10	0.49	1.14
V0538 Cyg	257.85	87.40	16.30	6.20	0.77	1.64	0.34	0.06	0.93	1.89
V1162 Aql	277.00	84.68	22.15	6.26	0.68	1.69	0.31	0.08	0.72	1.77
VW Cen	390.50	98.13	51.35	6.08	0.13	6.06	0.25	0.13	0.53	0.37
VY Car	597.91	177.97	92.33	5.99	0.02	6.12	0.30	0.15	0.60	0.71
VZ Cyg	354.66	125.90	50.28	5.98	0.09	0.62	0.35	0.14	0.70	1.54
VZ Pup	611.64	253.03	170.41	5.93	6.13	0.10	0.41	0.28	0.55	1.16
V Lac	492.17	201.14	94.69	5.92	6.27	0.46	0.41	0.19	0.72	1.57
W Sgr	443.21	144.51	81.94	5.90	0.63	0.92	0.33	0.18	1.39	2.06
XX Sgr	479.55	173.44	66.53	5.91	0.25	0.46	0.36	0.14	0.98	1.57
X Cyg	513.83	142.72	70.23	6.04	0.10	6.16	0.28	0.14	0.58	0.59
X Lac	250.10	56.45	19.35	6.01	0.21	1.03	0.23	0.08	0.76	1.86
X Pup	632.82	285.39	189.72	5.76	5.87	6.05	0.45	0.30	0.63	1.34
X Sgr	356.38	104.58	30.71	6.13	0.74	1.10	0.29	0.09	1.05	1.56
YZ Sgr	369.28	30.67	40.64	0.48	3.41	5.71	0.08	0.11	2.46	4.28
Y Lac	402.33	144.70	55.32	6.03	0.19	0.79	0.36	0.14	0.69	1.55
Y Sgr	401.70	147.66	51.06	5.99	0.28	0.85	0.37	0.13	0.87	1.73
Z Lac	490.90	46.97	70.13	0.04	0.27	5.70	0.10	0.14	0.19	5.59
ζ Gem	282.88	19.40	17.67	0.35	4.15	5.81	0.07	0.06	3.45	4.77

A.9.2 Analyse des paramètres de Fourier

On peut remarquer très nettement sur les différentes courbes une discontinuité des paramètres de Fourier, atteignant un minimum aux alentours de $\log P = 1.0$. Ce phénomène correspond à la progression de Hertzsprung introduite dans le premier chapitre de cette thèse : un "bump" présent sur la branche descendante des Céphéides de courtes périodes ($P < 10$ jours) bouge sur la branche ascendante des Céphéides longues périodes ($P > 10$ jours). Simon & Lee (1981) a interprété cette coupure des paramètres de Fourier par une résonance entre le mode fondamental P_0 et le second harmonique P_2 de telle sorte que $P_2/P_0 = 0.5$ à $P_0 = 10$ jours. D'autres résonances ont par la suite été identifiées entre le mode fondamental et les harmoniques supérieures à de plus longues périodes.

Sur la figure Annexes.8, j'ai tracé la phase Φ_m correspondant au minimum de température en fonction de la période. Cette phase permet de déterminer le paramètre d'assymétrie $\Phi_M - \Phi_m$ avec Φ_M la phase au maximum de lumière. Malgré une forte dispersion, on peut entrevoir la résonance à $\log P = 1$. On remarque alors qu'aux alentours de cette période, la phase du minimum de lumière est d'environ 0.5, ce qui signifie que la courbe de lumière est quasiment sinusoïdale.

On peut également voir cet effet sur la figure Annexes.8 dans laquelle j'ai répertorié chacune des courbes de luminosité, température effective, vitesse radiale et diamètre angulaire de l'échantillon de 72 Céphéides modélisées par SPIPS. Ce travail a été réalisé afin de pouvoir construire une courbe

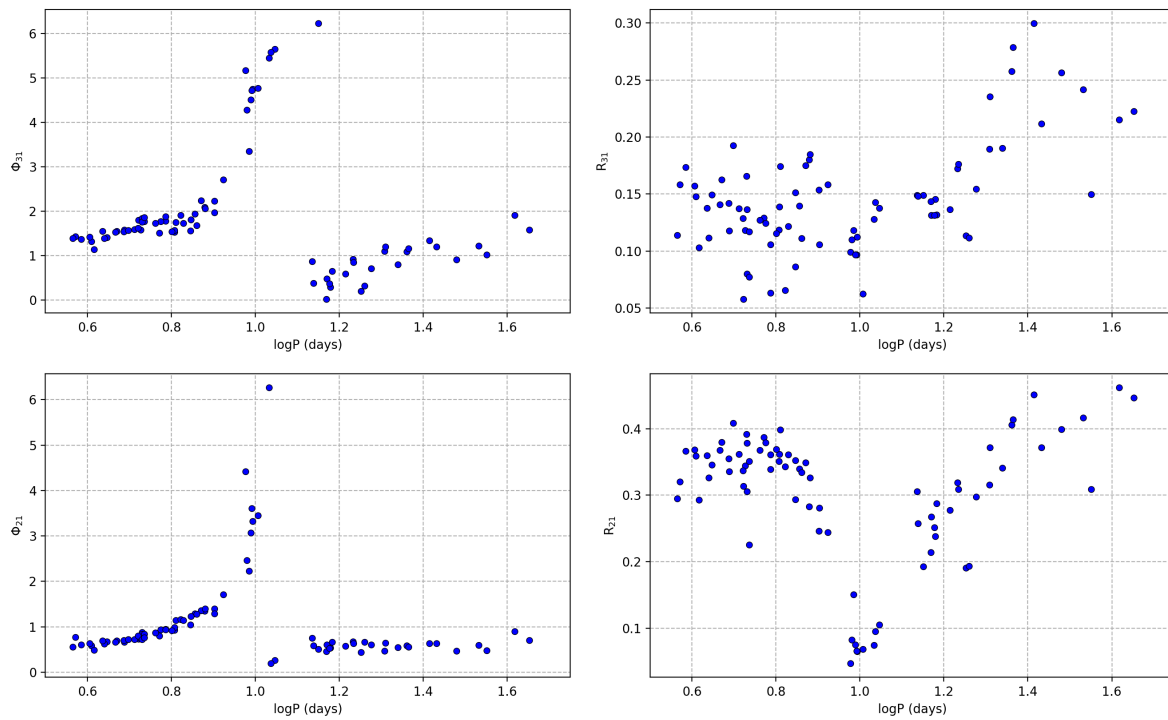


FIGURE Annexes.7 – Dépendance en période des différents paramètres de Fourier des modélisations SPIPS.

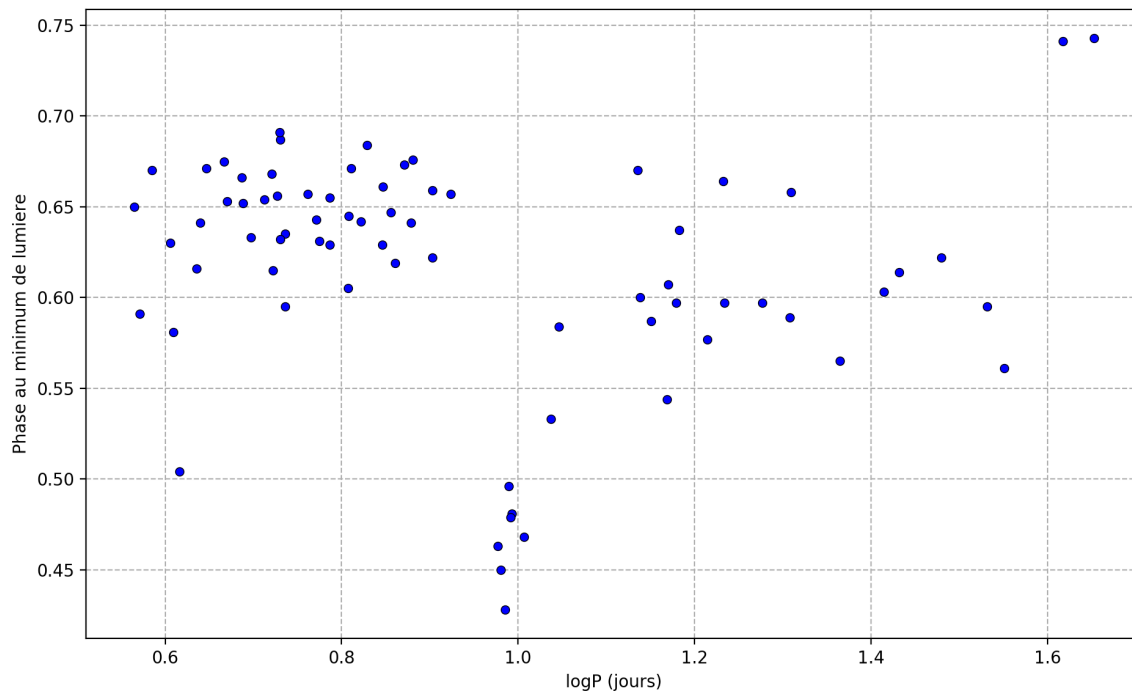


FIGURE Annexes.8 – Evolution de la phase associée au minimum de lumière en fonction de la période.

template de Céphéide en fonction des ces différents paramètres physiques. Celle-ci aurait alors permis d'utiliser la méthode SPIPS sur les Céphéides ne disposant pas de suffisamment de données observationnelles. Une première tentative d'interpolation des différentes courbes a été réalisée en prenant

en compte uniquement la phase et la période de pulsation de l'étoile (figure Annexes.9). Cependant, cet essai ne s'est pas révélé concluant du fait de la complexité de la structures des différentes courbes de lumière. Les caractéristiques dues à la présence de "bumps" ou au mode de pulsation de l'étoile sont en effet bien plus complexes qu'une simple dépendance avec la période. Entretemps, Kim & Bailer-Jones (2016) a réalisé un package python capable de classer une étoile variable en fonction des paramètres de Fourier associés à l'ajustement d'une courbe de lumière via une méthode de machine learning (le module Python *scikit*¹). Les estimations sont en très bon accord avec la littérature (pour les étoiles disposant de courbes bien définies) grâce à l'entraînement du programme sur plus de 5000 courbes de lumière d'étoiles variables du catalogue OGLE et plus de 5000 autres étoiles non-variables du catalogue EROS-2. Une approche similaire basée sur mon échantillon de 72 Céphéides a été engagée mais n'a pas abouti du fait d'un échantillon trop petit et de l'aspect chronophage du projet.

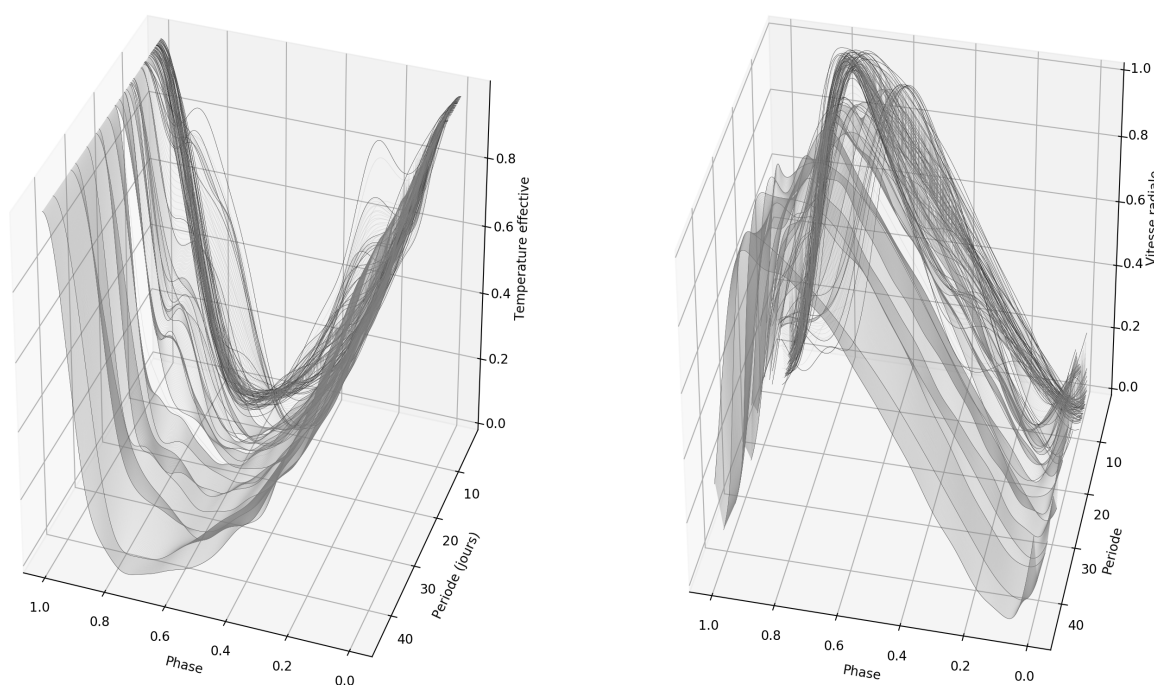


FIGURE Annexes.9 – Interpolation des courbes de vitesses radiales et de températures effectives (normalisées) en fonction de la phase et de la période de pulsation.

1. Page du module python Scikit : <https://scikit-learn.org/stable/>

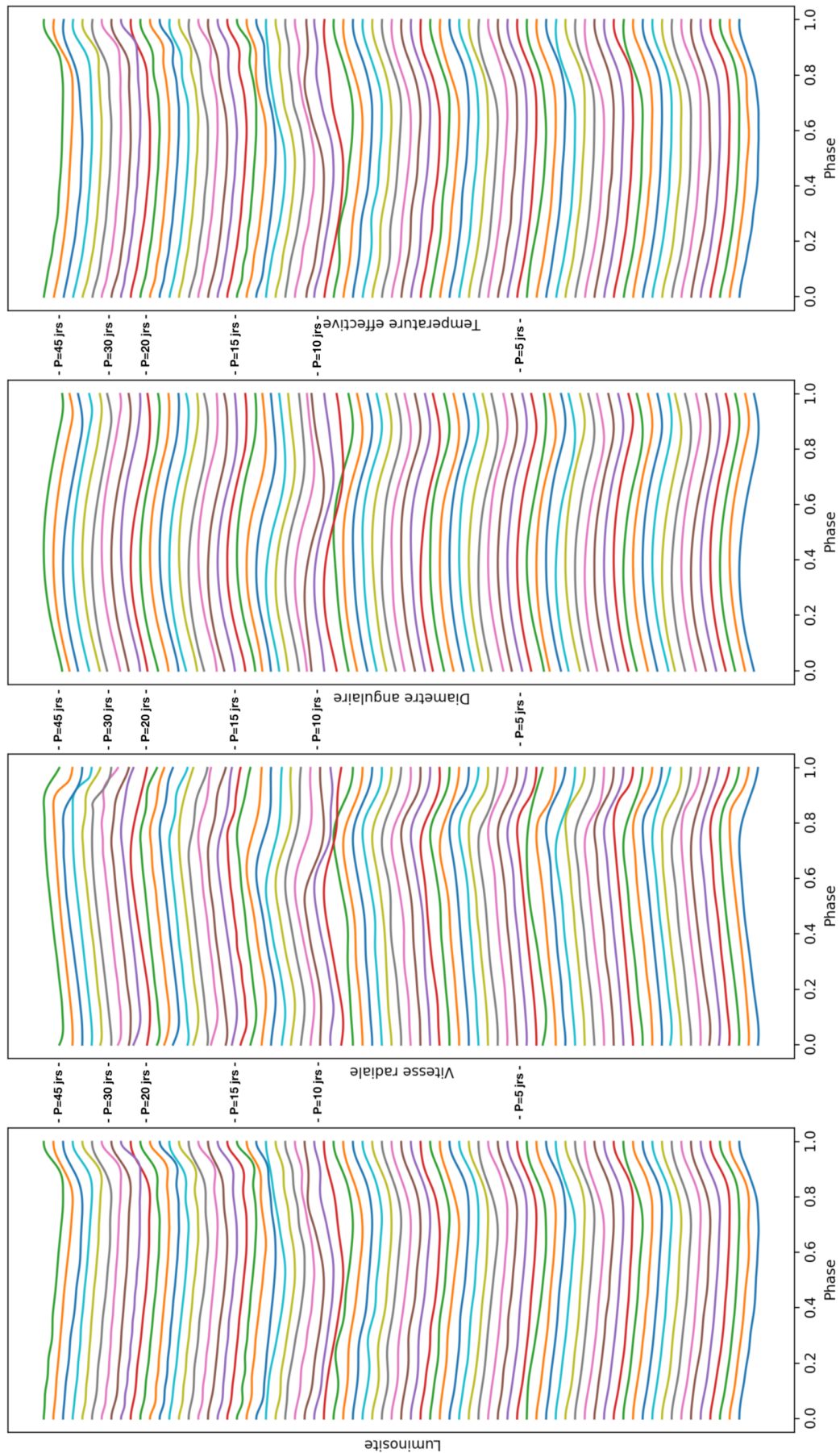


FIGURE Annexes.10 – Courbes de température, luminosité, diamètre angulaire et vitesse radiale déterminées pour chacune des 72 Céphéides modélisées par SPIPS.

A.10 Article Kervella et al. (2017) sur la modélisation SPIPS de RS Pup.

Observational calibration of the projection factor of Cepheids

III. The long-period Galactic Cepheid RS Puppis[★]

Pierre Kervella^{1,2}, Boris Trahin^{1,2}, Howard E. Bond³, Alexandre Gallenne⁴, Laszlo Szabados⁵, Antoine Mérand⁴,
Joanne Breitsfelder^{2,4}, Julien Dailloux^{1,6}, Richard I. Anderson^{7,8}, Pascal Fouqué^{9,10}, Wolfgang Gieren¹¹,
Nicolas Nardetto¹², and Grzegorz Pietrzyński¹³

¹ Unidad Mixta Internacional Franco-Chilena de Astronomía (CNRS UMI 3386), Departamento de Astronomía, Universidad de Chile, Camino El Observatorio 1515, Las Condes, Santiago, Chile
e-mail: pkervell@das.uchile.cl

² LESIA (UMR 8109), Observatoire de Paris, PSL Research University, CNRS, UPMC, Univ. Paris-Diderot, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon, France
e-mail: pierre.kervella@obspm.fr

³ Department of Astronomy & Astrophysics, 525 Davey Lab., Pennsylvania State University, University Park, PA 16802 USA

⁴ European Southern Observatory, 3107 Alonso de Córdova, Casilla 19001, Santiago 19, Chile

⁵ Konkoly Observatory, MTA CSFK, Konkoly Thege M. út 15–17, 1121 Budapest Hungary

⁶ Institut Supérieur de l'Aéronautique et de l'Espace, 10 avenue Édouard Belin, 31400 Toulouse, France

⁷ Physics and Astronomy Department, The Johns Hopkins University, 3400 N. Charles St., Baltimore, MD 21218, USA

⁸ Observatoire de Genève, Université de Genève, 51 Ch. des Maillettes, 1290 Sauverny, Switzerland

⁹ IRAP, UMR 5277, CNRS, Université de Toulouse, 14 avenue Édouard Belin, 31400 Toulouse, France

¹⁰ CFHT Corporation, 65-1238 Mamalahoa Hwy, Kamuela, Hawaii 96743, USA

¹¹ Universidad de Concepción, Departamento de Astronomía, Casilla 160-C, Concepción, Chile

¹² Laboratoire Lagrange, UMR7293, Université de Nice Sophia-Antipolis, CNRS, Observatoire de la Côte d'Azur, 06000 Nice, France

¹³ Nicolaus Copernicus Astronomical Center, Polish Academy of Sciences, ul. Bartycka 18, 00-716 Warszawa, Poland

Received 6 December 2016 / Accepted 11 January 2017

ABSTRACT

The projection factor (p -factor) is an essential component of the classical Baade-Wesselink (BW) technique, which is commonly used to determine the distances to pulsating stars. It is a multiplicative parameter used to convert radial velocities into pulsational velocities. As the BW distances are linearly proportional to the p -factor, its accurate calibration for Cepheids is of critical importance for the reliability of their distance scale. We focus on the observational determination of the p -factor of the long-period Cepheid RS Pup ($P = 41.5$ days). This star is particularly important as this is one of the brightest Cepheids in the Galaxy and an analog of the Cepheids used to determine extragalactic distances. An accurate distance of 1910 ± 80 pc ($\pm 4.2\%$) has recently been determined for RS Pup using the light echoes propagating in its circumstellar nebula. We combine this distance with new VLTI/PIONIER interferometric angular diameters, photometry, and radial velocities to derive the p -factor of RS Pup using the code Spectro-Photo-Interferometry of Pulsating Stars (SPIPS). We obtain $p = 1.250 \pm 0.064$ ($\pm 5.1\%$), defined for cross-correlation radial velocities. Together with measurements from the literature, the p -factor of RS Pup confirms the good agreement of a constant $\bar{p} = 1.293 \pm 0.039$ ($\pm 3.0\%$) model with the observations. We conclude that the p -factor of Cepheids is constant or mildly variable over a broad range of periods (3.7 to 41.5 days).

Key words. stars: individual: RS Pup – stars: variables: Cepheids – techniques: interferometric – techniques: photometric – stars: distances – distance scale

1. Introduction

The oscillation period of Cepheids is longer for more massive, less dense, and more luminous stars. This cyclic change in radius, and its associated effective temperature modulation,

is the physical basis of the empirical Leavitt law (the Period-Luminosity relation, [Leavitt 1908](#); [Leavitt & Pickering 1912](#)). The calibration of the zero-point of the Leavitt law requires the independent measurement of the distances of a sample of Cepheids. This is complicated by the rarity of these massive stars, and particularly the long-period oscillators, which results in large distances beyond the capabilities of trigonometric parallax measurements. The parallax-of-pulsation method, also known as the Baade-Wesselink (BW) technique, is a powerful technique to measure the distances to individual Galactic and LMC Cepheids. The variation of the angular diameter of the star

[★] Based on observations collected at the European Organisation for Astronomical Research in the Southern Hemisphere under ESO programs 093.D-0316(A), 094.D-0773(B), 096.D-0341(A) and 098.D-0067(A). Based in part on observations with the 1.3 m telescope operated by the SMARTS Consortium at Cerro Tololo Interamerican Observatory.

Table 1. Characteristics of the calibrators used for the PIONIER observations of RS Pup.

Number	Name	Sp. type	m_B	m_V	m_H	m_K	θ_{LD} (mas)	$\theta_{UD\ H}$ (mas)
1	HD 67977	G8III	7.10	6.21	4.29	4.06	0.738 ± 0.020	0.713 ± 0.020
2	HD 69002	K2III	7.54	6.37	3.99	3.84	0.867 ± 0.020	0.838 ± 0.020
3	HD 68978	G2V	7.33	6.71	5.37	5.27	0.374 ± 0.008	0.361 ± 0.008
4	HD 73947	K2III	8.48	7.09	3.95	3.88	0.863 ± 0.012	0.834 ± 0.012

Notes. For calibrators 1 to 3, we employed the surface brightness color relations calibrated by Kervella et al. (2004) to estimate their angular diameters. They were selected from the catalogs of Lafrasse et al. (2010a,b) (1 to 3) and Mérand et al. (2005a) (4).

(from surface brightness-color relations or optical interferometry) is compared to the variation of the linear diameter (from the integration of the radial velocity). The distance of the Cepheid is then obtained by simultaneously fitting the linear and angular amplitudes (see, e.g., Storm et al. 2011). The main weakness of the BW technique is that it uses a numerical factor to convert disk-integrated radial velocities into photospheric velocities, the projection factor, or p -factor (Nardetto et al. 2007; Barnes 2009; Nardetto et al. 2014b). This factor, whose expected value is typically around 1.3, simultaneously characterizes the spherical geometry of the pulsating star, the limb darkening, and the difference in velocity between the photosphere and the line-forming regions. Owing to this intrinsic complexity, the p -factor is currently uncertain to 5–10%, and accounts for almost all the systematic uncertainties of the nearby Cepheid BW distances. This is the main reason why Galactic Cepheids were excluded from the measurement of H_0 by Riess et al. (2011).

Recent observational efforts have produced accurate measurements of the p -factor of Cepheids (Mérand et al. 2005b; Pilecki et al. 2013; Breifelder et al. 2015, 2016; Gieren et al. 2015), with the objective to reduce this source of systematic uncertainty. However, these p -factor calibrations up to now were essentially obtained on low-luminosity, relatively short-period Cepheids ($P \lesssim 10$ days) that are the most common in the Galaxy. The most important Cepheids for extragalactic distance determinations are the long-period pulsators ($P \gtrsim 10$ days), however. A calibration of the p -factor of the intrinsically brightest Cepheids is therefore highly desirable. Theoretical studies (e.g., Neilson et al. 2012) indicate that the p -factor may vary with the period, but the dependence differs between authors (Nardetto et al. 2014a; Storm et al. 2011; Breifelder et al. 2016).

We focus the present study on the long-period Cepheid RS Pup (HD 68860, HIP 40233, SAO 198944). Its period of $P = 41.5$ days makes it one of the brightest Cepheids of our Galaxy and the second nearest long-period pulsator after ℓ Carinae (HD 84810, $P = 35.55$ days). Kervella et al. (2014) reported an accurate measurement of the distance of RS Pup, $d = 1910 \pm 80$ pc, corresponding to a parallax $\pi = 0.524 \pm 0.022$ mas. This distance was obtained from a combination of photometry and polarimetry of the light echoes that propagate in its circumstellar dust nebula. It is in agreement with the *Gaia*-TGAS parallax of $\pi = 0.63 \pm 0.26$ mas (Gaia Collaboration et al. 2016a), whose systematic uncertainty is estimated to ± 0.3 mas by Lindegren et al. (2016). In the present work, we employ the light echo distance of RS Pup, in conjunction with new interferometric angular diameter measurements, photometry, and archival data (Sect. 2) to apply the Spectro-Photo-Interferometry of Pulsating Stars (SPIPS) modeling (Sect. 3). Through this inverse

version of the parallax-of-pulsation technique, we derive its p -factor and compare it to the values obtained for ℓ Car and other Cepheids (Sect. 4).

2. Observations

2.1. Interferometry

We observed RS Pup between 2014 and 2016 using the Very Large Telescope Interferometer (Mérand et al. 2014) equipped with the PIONIER beam combiner (Berger et al. 2010; Le Bouquin et al. 2011). This instrument is operating in the infrared H band ($\lambda = 1.6 \mu\text{m}$) using a spectral resolution of $R = 40$. The four relocatable 1.8 m Auxiliary Telescopes (ATs) were positioned at stations A1-G1-J3-K0 or A0-G1-J2-J3¹. These quadruplets offer the longest available baselines (up to 140 m), which are necessary to resolve the apparent disk of RS Pup ($\theta \approx 0.9$ mas) sufficiently well. The pointings of RS Pup were interspersed with observations of calibrator stars to estimate the interferometric transfer function of the instrument (Table 1). These calibrators were selected close angularly to RS Pup in order to minimize any possible bias caused by polarimetric mismatch of the beams. The raw data have been reduced using the pndrs data reduction software of PIONIER (Le Bouquin et al. 2011), which produces calibrated squared visibilities and phase closures. Two examples of the measured RS Pup squared visibilities are presented in Fig. 1. The visibilities were classically converted into uniform disk (UD) angular diameters (see, e.g., Mozurkewich et al. 2003; and Young 2003) that are listed in Table 2.

2.2. Photometry

As the measurements available in the literature are of uneven quality for RS Pup, we obtained new photometry in the Johnson-Kron-Cousins BVR system using the ANDICAM CCD camera on the SMARTS² 1.3 m telescope at Cerro Tololo Interamerican Observatory (CTIO). A total of 277 queue-scheduled observations were made by service observers between 2008 February 28 and 2011 January 25. The exposure times were usually one second in each filter, but nevertheless, many of the V images and most of the R images were saturated, especially around maximum light, and had to be discarded. After standard flat-field corrections of the frames, we determined differential magnitudes relative to a nearby comparison star. In order to convert

¹ <https://www.eso.org/paranal/telescopes/vlti/configuration/>

² SMARTS is the Small & Moderate Aperture Research Telescope System; <http://www.astro.yale.edu/smarts>

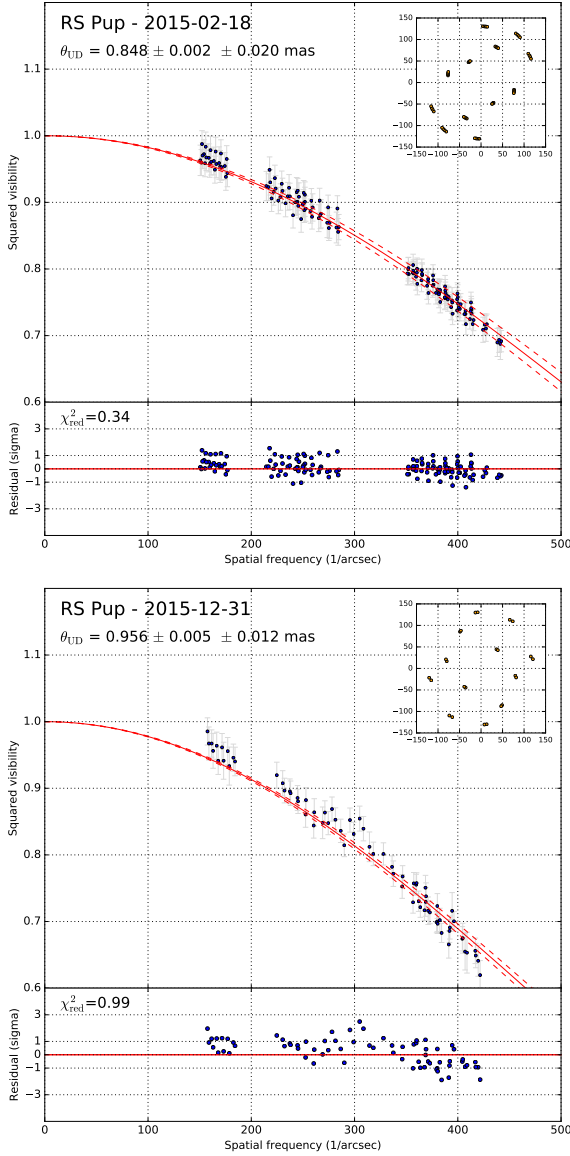


Fig. 1. Examples of PIONIER squared visibilities collected on RS Pup on the night of 18 February 2015, close to the minimum angular diameter phase (*top panel*), and on 31 December 2015, close to maximum angular diameter (*bottom panel*). The solid line is the best-fit uniform disk visibility model, and the dashed lines represent the limits of the $\pm 1\sigma$ uncertainty domain on the angular diameter. The (u, v) plane coverage is shown in the *upper right subpanels*, with axes labeled in meters.

the relative magnitudes into calibrated values, the *BVR* magnitudes of the comparison star were determined through observations of [Landolt \(1992\)](#) standard-star fields obtained on seven photometric nights. The resulting *BVR* light curves are presented in [Fig. 2](#), phased with a period $P = 41.5113$ days and $T_0[\text{JD}_\odot] = 2455\,501.254$. As discussed further in this section, this period is suitable over the range of the SMARTS observing epochs (2008–2011). The list of measured magnitudes is given in [Table A.2](#). The associated uncertainty is estimated to ± 0.03 mag per measurement ([Winters et al. 2011](#)).

We supplemented the new SMARTS photometric measurements with archival visible light photometry from [Moffett & Barnes \(1984\)](#), [Berdnikov \(2008\)](#), and [Pel \(1976\)](#). In order to improve the coverage of the recent epochs, we also added a set of accurate photoelectric measurements retrieved

Table 2. PIONIER observations of RS Pup.

UT Date	MJD	Cal.	$\theta_{\text{UD}} \pm \sigma_{\text{stat.}} \pm \sigma_{\text{syst.}}$ (mas)
2014-04-03	56 750.0178	1, 2	$0.860 \pm 0.011 \pm 0.020$
2014-05-08	56785.0009	1, 2	$0.801 \pm 0.007 \pm 0.020$
2015-01-15	57 037.3056	1, 2	$0.813 \pm 0.005 \pm 0.020$
2015-01-16	57 038.3660	1, 2	$0.830 \pm 0.009 \pm 0.020$
2015-01-17	57 039.3643	1, 2	$0.882 \pm 0.015 \pm 0.020$
2015-02-14	57 067.1757	1, 2	$0.916 \pm 0.005 \pm 0.020$
2015-02-18	57 071.0997	1, 2	$0.848 \pm 0.002 \pm 0.020$
2015-02-21	57 074.1467	1, 2	$0.827 \pm 0.010 \pm 0.020$
2015-12-27	57 383.1893	3, 4	$0.983 \pm 0.007 \pm 0.012$
2015-12-31	57 387.1858	3, 4	$0.956 \pm 0.005 \pm 0.012$
2016-02-21	57 439.1475	3, 4	$0.933 \pm 0.011 \pm 0.012$

Notes. We list the mean modified Julian date (MJD) of each observing night, the calibrator stars, the uniform disk diameter adjusted on the squared visibility measurements, and its statistical and systematic (calibration) uncertainties.

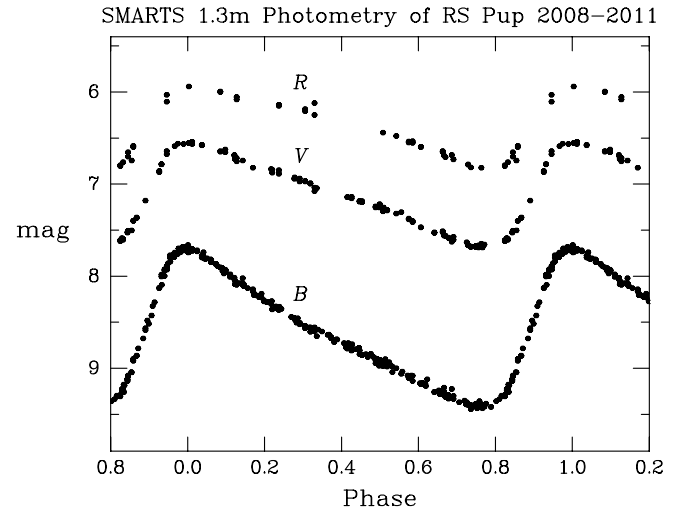


Fig. 2. SMARTS light curves of RSPup in Johnson *B*, *V*, and Kron-Cousins *R*.

from the AAVSO database³. These recent measurements in the Johnson *V* band are listed in [Table A.3](#) and plotted in [Fig. A.1](#). They cover the JD range 2456 400 (April 2013) to 2457 550 (June 2016), which matches our PIONIER interferometric observations well. Finally, we also included in our dataset the near-infrared *JHK* band photometry from [Laney & Stobie \(1992\)](#) and [Welch et al. \(1984\)](#).

2.3. Radial velocities

We included in our dataset the radial velocity measurements from [Anderson \(2014\)](#) that provide an excellent coverage of several pulsation cycles of RS Pup with a high accuracy. We complemented these data with the measurements obtained by [Storm et al. \(2004\)](#). As discussed by [Anderson \(2014\)](#), the radial velocity curve of RS Pup is not perfectly reproduced cycle-to-cycle. This is potentially a difficulty for the application of

³ <https://www.aavso.org>

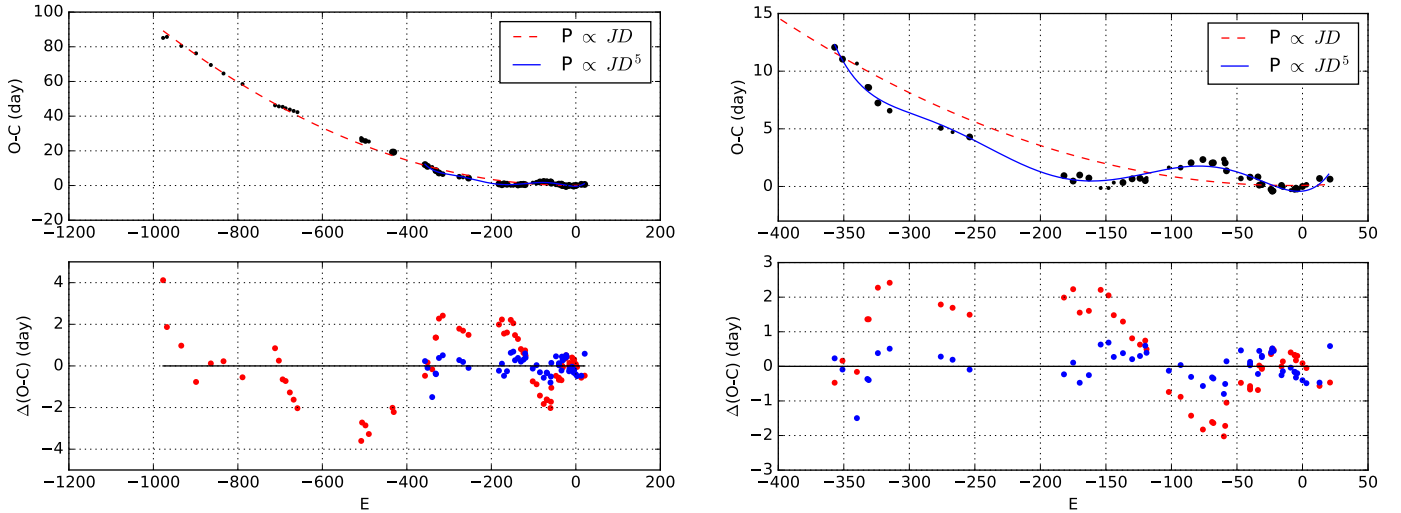


Fig. 3. *Left column:* O–C diagram for RS Pup (*top panel*) and residuals of the model (*bottom panel*) for a linear period variation (red dashed line and points) and a fifth-degree polynomial function (blue solid line and points). The size of the black points in the *upper panel* is proportional to their weight in the fit (Table A.1). *Right column:* enlargement of the O–C diagram covering the last 400 pulsation cycles of RS Pup.

the BW technique, which relies on observational datasets that are generally obtained at different epochs and therefore different pulsation cycles. This induces an uncertainty on the amplitude of the linear radius variation, and therefore on the derived parameters (distance or p -factor). Following the approach by Anderson et al. (2016b), we estimate in Sect. 3.1 the uncertainty induced on the p -factor by separately fitting the different cycles monitored by Anderson (2014).

2.4. Phasing of the datasets

We took particular care to properly phase the different datasets, a task that is complicated by the rapidly changing period of RS Pup. This is an important step in the fitting process, however, as an incorrect phasing results in biases on the derived model parameters.

As a first-order approach, the pulsation period P and its linear rate of variation have been determined with the classical method of the O–C diagram (Sterken 2005). The diagram constructed for the moments of the maximum brightness covering more than a century is shown in the left panel of Fig. 3. The relevant data used for constructing the O–C diagram are listed in Table A.1. The general trend of the period variation is an increase, with a superimposed oscillation exhibiting a pseudo-period on the order of three decades. When calculating the O–C values, the reference epoch $E = 0$ was taken as $\text{JD}_0 = 2455\,501.254$. This is the normal maximum determined from the SMARTS light curve shown in Fig. 2. The variable E designates the number of pulsation cycles that occurred since this reference epoch. The initial pulsation period was arbitrarily taken as 41.49 days. The second-order weighted least-squares fit to the O–C residuals is also plotted in Fig. 3. The equation of the fitted parabola is (expressed in Julian date)

$$C = 2455\,501.3428 \pm 0.1756 \\ + (41.491734 \pm 0.001404) \times E \\ + (9.515 \times 10^{-5} \pm 1.733 \times 10^{-5}) \times E^2. \quad (1)$$

As the E^2 coefficient in this equation is positive, the parabola in the O–C diagram tends toward positive values, thus indicating that the period is increasing with time. Both the O–C

graph and the parabolic fit are in good agreement with their counterpart obtained by Berdnikov et al. (2009), who find a secular period change of $7.824 \times 10^{-5} \pm 1.968 \times 10^{-5}$ (quadratic term, expressed in fraction of the period per cycle). The secular period increase that we derive corresponds to a lengthening of +0.1675 day over a century, or +144.7 s/yr. This value is high, but not without precedent among long-period classical Cepheids (Mahmoud & Szabados 1980). This rate of secular period change corresponds to the expected value for a third crossing Cepheid with a period like RS Pup (Anderson et al. 2016c).

The erratic period changes superimposed on the monotonic period variation of RS Pup are clearly seen on the residuals of the O–C fit in Fig. 3. In the bottom panels of this figure, the parabola has been subtracted from the O–C values listed in Table A.1 (as shown in the upper panels). There are three intervals in this diagram where the pulsation period can be approximated with a constant value: between 1995 and 2002 as 41.518 ± 0.002 days, between 2003 and 2007 as 41.437 ± 0.002 days, and between 2008 and 2013 as 41.512 ± 0.002 days. Kervella et al. (2014) adopted a period $P = 41.5117$ days for the epoch of the HST/ACS observations (2010) that were used to estimate the distance of RS Pup through its light echoes. It is worth noting that the scatter between the subsequent data points can be intrinsic to the stellar pulsation: this phenomenon is interpreted as a cycle-to-cycle jitter in the pulsation period, as observed in V1154 Cyg, the only Cepheid in the original *Kepler* field (Derekas et al. 2012). It was proposed by Neilson & Ignace (2014) that the physical mechanism underlying the period jitter of V1154 Cyg is linked to the presence of convective hot spots on the photosphere of the star. This explanation may also apply to RS Pup, whose relatively low effective temperature could favor the appearance of such convective features.

The period changes that occurred in the past few decades induced a variability of the maximum light epochs of 3 to 4 days, that is, up to 0.10 in phase shift. Such a large phase shift would degrade the quality of the SPIPS combined fit of the observables, in particular the photometry that is spread over four decades. To take the period changes into account, we adopt a polynomial model of degree five. This relatively high degree allows us to fit the observed epochs of maximum light much better than the linear model, as shown in the residuals of the O–C diagram (Fig. 3,

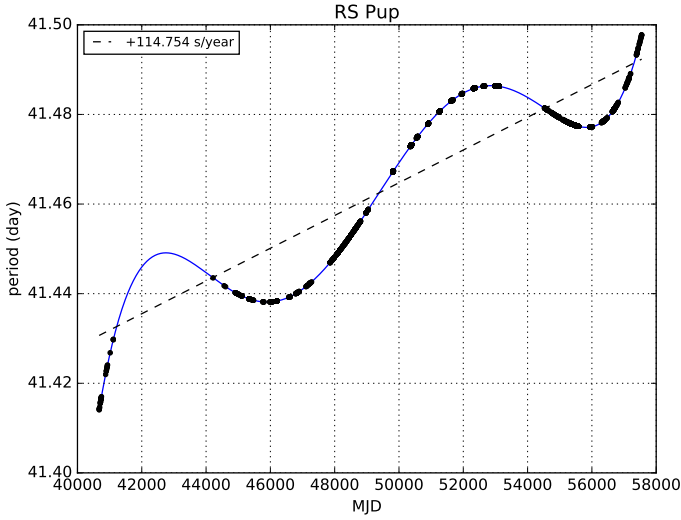


Fig. 4. Polynomial fit of the changing period of RS Pup. The blue curve is a degree-five polynomial fit of the period values (black points). The black dashed line represents the linear trend of the period change over the past 50 yr.

bottom panels). The period in days as a function of the observing epoch T (expressed in modified Julian date) is given by the polynomial expression

$$P(\text{MJD}) = (41.438138 \pm 0.00070) - 3.42244 \times 10^{-7} (\Delta t) + 0.23085 \times 10^{-8} (\Delta t)^2 + 0.13219 \times 10^{-12} (\Delta t)^3 - 0.74919 \times 10^{-16} (\Delta t)^4 + 0.42849 \times 10^{-20} (\Delta t)^5, \quad (2)$$

with $\Delta t = \text{MJD} - \text{MJD}_0$ the number of days since the reference epoch $\text{MJD}_0 = 45\,838.0313$. The $+114.8$ s/year linear rate of the period change over the past 50 yr shown in Fig. 4 is close to the value obtained from the fit of the complete dataset with a linearly variable period ($+144.7$ s/year).

3. Analysis of RS Pup using SPIPS

The SPIPS modeling code (Mérand et al. 2015) considers a pulsating star as a sphere with a changing effective temperature and radius, over which is superimposed a combination of atmospheric models from precomputed grids (ATLAS9). The presence of a circumstellar envelope emitting in the infrared K and H bands is included in the model, as is the interstellar reddening. The best-fit SPIPS model of RS Pup is presented in Fig. 5 together with the observational data, and the corresponding best-fit parameters are listed in Table 3. The quality of the fit is generally very good for all observing techniques, and the phasing of the different datasets is satisfactory. The interpolation of the radial velocity curve was achieved using splines with optimized node positions. We assume the distance $d = 1910 \pm 80$ pc determined by Kervella et al. (2014) as a fixed parameter in this fit.

3.1. Projection factor

Considering the complete radial velocity data set, we obtain a projection factor of $p = 1.250$ with a statistical uncertainty from the fit of $\sigma_{\text{stat}} = \pm 0.034$.

The primary source of systematic error on p is the uncertainty on the adopted light echo distance. As the p -factor and the distance are fully degenerate parameters, the $\pm 4.2\%$ distance error bar directly translates into a $\sigma_{\text{dist}} = \pm 0.053$ uncertainty on p .

As shown by Anderson (2014, 2016), the cycle-to-cycle repeatability of the velocity curve of long-period Cepheids is imperfect. Anderson et al. (2016b) demonstrated that for ℓ Car, variations of the p -factor of 5% are observed between cycles. To quantify this effect for RS Pup, we adjusted distinct SPIPS models on the four cycles sampled by Anderson (2014). The results are shown in Figs. B.1 to B.4. We observe a standard deviation of $\sigma = 0.028$ over the four p -factor values derived for the different cycles that we translate into a systematic uncertainty of $\sigma_{\text{cycle}} = \pm 0.014$ on the p -factor. The SPIPS models resulting from the separate fit of the radial velocity datasets of Storm et al. (2004) and Anderson (2014) are presented in Figs. B.5 and B.6, respectively. The derived p -factors from these two datasets do not show any significant bias beyond σ_{cycle} .

We assumed in the SPIPS model that the p -factor is constant during the pulsation cycle of the star. This is a simplification, as the p -factor is proportional to the limb darkening, which is known to change with the effective temperature of the star. The amplitude of the p -factor variation induced by the changing limb darkening is expected to be small. The effective temperature of RS Pup changes by 1300 K during its pulsation (4600–5900 K, Fig. 5 and Table 3). Neilson & Lester (2013) presented predictions of the limb-darkening corrections applicable to interferometric angular diameter measurements based on a spherical implementation of Kurucz’s ATLAS models. For the temperature range of RS Pup considering $\log g \approx 1.0$ and $M \approx 10 M_{\odot}$, the listed correction factor $k = \theta_{\text{UD}}/\theta_{\text{LD}}$ in the V band (in which the spectroscopic measurements are obtained) ranges from $k_V = 0.9116$ (4600 K) to $k_V = 0.9161$ (5900 K) over the cycle. We consider here that this variation of 0.5% is negligible compared to the other sources of systematic uncertainty (distance and cycle-to-cycle variations).

In summary, combining the systematic uncertainties through $\sigma_{\text{syst}} = (\sigma_{\text{dist}}^2 + \sigma_{\text{cycle}}^2)^{1/2}$, we obtain the p -factor of RS Pup for the cross-correlation radial velocity method:

$$p = 1.250 \pm 0.034 \pm 0.054 = 1.250 \pm 0.064 (\pm 5.1\%). \quad (3)$$

3.2. Color excess and circumstellar envelope

We derive a color excess $E(B-V) = 0.4961 \pm 0.0060$, higher than the value obtained by Fouqué et al. (2007), who list $E(B-V) = 0.457 \pm 0.009$ for RS Pup. The possible presence of an excess emission in the infrared K ($\lambda \approx 2.2 \mu\text{m}$) and H ($\lambda \approx 1.6 \mu\text{m}$) bands is adjusted as a parameter by the SPIPS code. For RS Pup, we detect a moderately significant excess emission of $\Delta m_K = 0.027 \pm 0.011$ in the K band, and marginal in the H band ($\Delta m_H = 0.016 \pm 0.011$ mag). This low level of excess emission is in agreement with Kervella et al. (2009), who did not detect a photometric excess in the K band, although a considerable excess flux is found in the thermal infrared ($10 \mu\text{m}$) and at longer wavelengths. We note that the best-fit infrared excess values for the different pulsation cycles of RS Pup (Figs. B.1 to B.6) are consistent within a few millimagnitudes.

3.3. Limit on the presence of companions

We checked for the presence of a companion in the PIONIER interferometric data using the companion analysis and non-detection in interferometric data algorithm (CANDID,

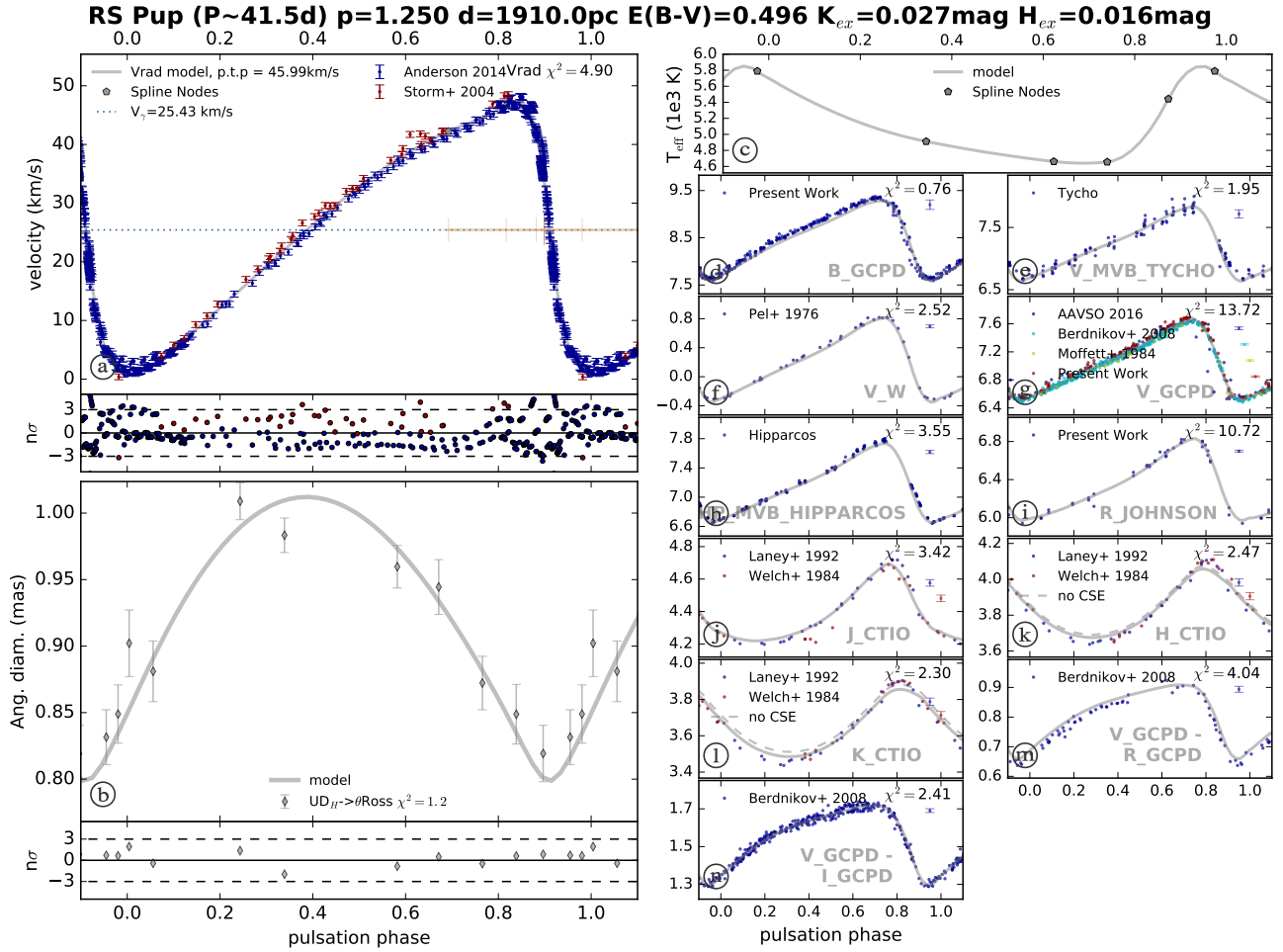


Fig. 5. SPIPS combined fit of the observations of RS Pup.

Gallenne et al. 2015). The interferometric observables are particularly sensitive to the presence of companions down to high contrast ratios and small separations, as demonstrated, for instance, by Absil et al. (2011), Gallenne et al. (2013, 2014). We did not detect any secondary source, ruling out the presence of a stellar companion with a contrast in the H band less than approximately 6 magnitudes (flux ratio $f/f_{\text{Cepheid}} = 0.4\%$) within 40 mas of the Cepheid (Fig. 6).

The γ -velocity of RS Pup measured using the cross-correlation technique is presented in Fig. 7, and the values are listed in Table 4. The cycle-to-cycle random variation of the amplitude of the radial velocity of RS Pup (Anderson 2014) may induce systematic uncertainties on the determination of the γ -velocity. This will particularly be the case if the radial velocity phase coverage is incomplete. For this reason, while the amplitude of the fluctuations appears significant, it is difficult to conclude that it is caused by a companion. It is interesting to note that the γ -velocity value depends on the technique used for the radial velocity measurement: Nardetto et al. (2008) find a γ -velocity of $v_\gamma = -25.7 \pm 0.2 \text{ km s}^{-1}$ for RS Pup after correction of the γ -asymmetry of its spectral lines. The γ -velocity can also depend on which lines are included in the cross-correlation mask.

4. Discussion

For a review of the current open questions related to the p -factor, in particular in the context of the interferometric version of the BW technique, we refer to Barnes (2009, 2012).

A summary of the available predictions and measurements of the p -factors of RS Pup and of the similar long-period Cepheid ℓ Car is presented in Table 5. Most authors based their BW distance determination on the linear period- p -factor relation established by Hindsley & Bell (1986, 1989): $p = 1.39 - 0.03 \log P$. Owing to the weak dependence on period, the p -factors predicted for RS Pup and ℓ Car by this relation are both very close to $p = 1.34$. The theoretical calibration of the period- p -factor (Pp) relation by Neilson et al. (2012) gives a geometric p -factor of $p_0 = [1.402 \pm 0.002] - [0.0440 \pm 0.0015] \log P$ (V band, spherical model, linear law), to be multiplied by the period-dependent velocity gradient and differential velocity corrections introduced by Nardetto et al. (2007). The recent work by Nardetto et al. (2014a) including δ Scuti stars confirms the Pp relation by Nardetto et al. (2009) and proposes a common Pp relation between Cepheids and δ Scuti stars ($p = [1.31 \pm 0.01] - [0.08 \pm 0.01] \log P$). The Nardetto et al. (2014a) relation yields $p = 1.181$ for RS Pup and $p = 1.186$ for ℓ Car. The relation from Storm et al. (2011) is much steeper ($p = [1.550 \pm 0.04] - [0.186 \pm 0.06] \log P$). Groenewegen (2007) used the Cepheid trigonometric parallaxes from Benedict et al. (2007) to derive a Pp relation of the form $p = [1.28 \pm 0.15] - [0.01 \pm 0.16] \log P$, which is consistent with a constant p -factor with $p = 1.27 \pm 0.05$.

Figure 8 gives an overview of the available measurements of p -factors of Cepheids, including the Type II Cepheid κ Pav (Breitfelder et al. 2015). We selected for this plot the p -factor values with a relative accuracy better than 10%. We removed from the sample the binary Cepheid FF Aql for which the

Table 3. Parameters of the SPIPS model of RS Pup.

Parameter	Value $\pm \sigma_{\text{stat}} \pm \sigma_{\text{syst}}$
θ_0 (mas) ^a	$0.8490 \pm 0.0034 \pm 0.0120$
$\langle \theta \rangle$ (mas) ^a	$0.9305 \pm 0.0034 \pm 0.0120$
v_γ (km s ⁻¹)	25.423 ± 0.200
$E(B - V)$	0.4961 ± 0.0060
K excess	0.027 ± 0.011
H excess	0.016 ± 0.011
p -factor	$1.250 \pm 0.034 \pm 0.054$
MJD ₀	$45\,838.0313 \pm 0.098$
Period (days) ^b	41.438138 ± 0.00070
Period change (s/year) ^c	$+114.8$
Distance (pc)	1910 ± 80 (fixed)
Radius (R_\odot)	191 (164/208)
Eff. temperature (K)	5060 (4640/5850)
Bolom. luminosity (L_\odot)	21 700 (14 200/29 500)
Bolometric magnitude	-6.072 ($-6.434/-5.640$)

Notes. The *upper part* of the table lists the primary model parameters, and the *lower part* gives derived physical parameters (mean value and minimum/maximum over the pulsation cycle). ^(a) θ_0 is the limb-darkened disk (Rosseland) angular diameter at phase zero, and $\langle \theta \rangle$ the phase-average mean angular diameter over the pulsation cycle. ^(b) Period at the reference epoch MJD₀. ^(c) Rate of period change as shown in Fig. 4.

HST/FGS distance is questionable (see the discussion, e.g., in Breitfelder et al. 2016 and Turner et al. 2013). As shown by Anderson et al. (2016a), the presence of a companion can bias the parallax. The weighted average of the selected measurements is $\bar{p} = 1.293 \pm 0.039$, and the reduced χ^2 of the measurements with respect to this constant value is $\chi^2_{\text{red}} = 0.9$. If we include FF Aql in the sample, we obtain $\bar{p} = 1.285$. The uncertainty of \bar{p} was computed from the combination of the error bars of the independent measurements of OGLE-LMC-CEP-0227 ($P = 3.80$ d, $p = 1.21 \pm 0.05$, Pilecki et al. 2013), δ Cep ($P = 5.37$ d, $p = 1.288 \pm 0.054$, Mérand et al. 2015), and the present measurement of RS Pup ($P = 41.5$ d, $p = 1.250 \pm 0.064$). We did not average the error bars of the different p -factor measurements from the HST/FGS distances as the degree of correlation between them and the possible associated systematics are uncertain. For the same reason, we did not average the uncertainties of the two p -factor measurements of binary Cepheids in the LMC from Pilecki et al. (2013) and Gieren et al. (2015), and we selected only the best p -factor of δ Cep derived by Mérand et al. (2015). In agreement with the present results, Breitfelder et al. (2016) also concluded from a fit to the complete sample of measured p -factors that a constant value of $\bar{p} = 1.324 \pm 0.024$ (1 σ from our value) reproduces the measurements.

The good agreement of the constant p -factor model $\bar{p} = 1.293 \pm 0.039$ with the measurements indicates that this coefficient is mildly variable over a broad range of Cepheid periods (3.0 to 41.5 days). This result can be explained by the relatively narrow range of effective temperature and gravity of Cepheids, which results in a minor variation of their limb darkening. Neilson & Lester (2013) predict changes of the limb-darkening coefficient $k = \theta_{\text{UD}}/\theta_{\text{LD}}$ of only a few percent in the V band over the full range of classical Cepheid properties. The difference is even smaller at longer wavelengths. The spherical

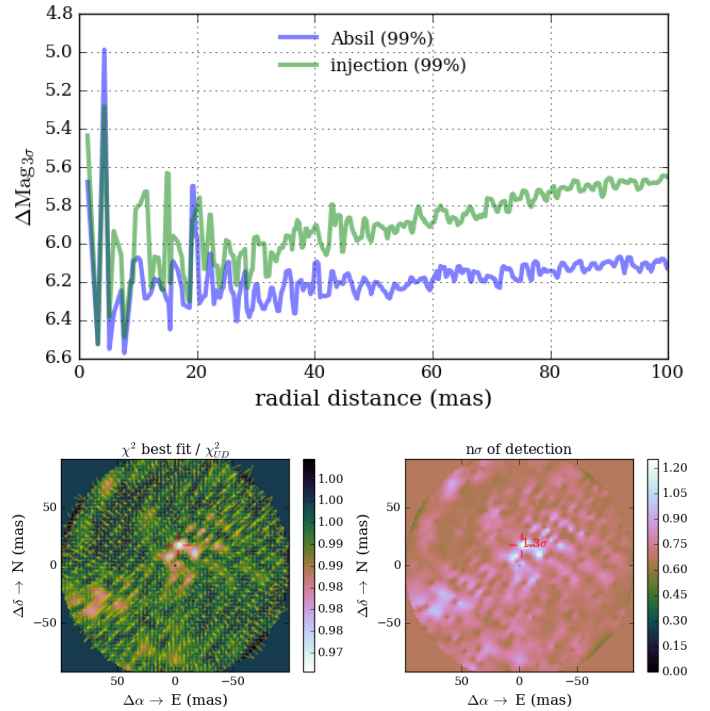


Fig. 6. Top panel: upper limit (3 σ) of the flux contribution of companions of RS Pup as a function of the angular separation from the Cepheid. The limits obtained using the approaches of Absil et al. (2011) and Gallenne et al. (2015) are shown separately. Bottom panel: map of the χ^2 of the best binary model fit (left) and statistical significance of the detection (right). No significant source is found in the field of view.

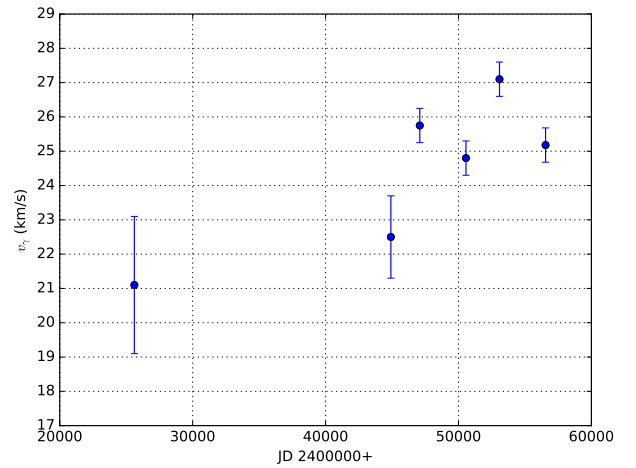


Fig. 7. Observed γ -velocity of RS Pup.

models in the V band by these authors give $k = 0.9337$ for the hottest phase of a short-period Cepheid (7000 K, $\log g = 2.0$, $m = 5 M_\odot$), less than 2.5% away from the value $k = 0.9116$ obtained for the coolest phase of RS Pup (4600 K, $\log g = 1.0$, $m = 10 M_\odot$). The mild dependence of the p -factor on the period is consistent with the Pp relation proposed by Groenewegen (2007).

The precision of the parallaxes of the first data release of Gaia-TGAS (Lindgren et al. 2016) is too low to accurately determine the p -factor of nearby Cepheids (see, e.g., Casertano et al. 2017). The availability in 2018 of the second Gaia data release (Gaia Collaboration et al. 2016b) will provide

Table 4. γ -velocities of RS Pup from the cross-correlation technique.

Mean JD	v_γ (km s ⁻¹)	Reference
2 425 612	21.1 \pm 2.0	Joy (1939)
2 444 913	22.5 \pm 1.2	Barnes et al. (1988)
2 447 090	25.8 \pm 0.5	Storm et al. (2004)
2 450 563	24.8 \pm 0.5	Bersier (2002)
2 453 085	27.1 \pm 0.5	Nardetto et al. (2009)
2 456 551	25.2 \pm 0.5	Anderson (2014)

Table 5. Measured (top section) p -factor values of RS Pup and ℓ Car and predictions from period- p -factor relations (bottom section).

Reference	RS Pup	ℓ Car
Breitfelder et al. (2016)	–	1.23 \pm 0.12
Anderson et al. (2016b) ^c	–	1.27 \pm 0.12
Present work	1.250 \pm 0.064	–
Burki et al. (1982)	1.36	1.36
Hindsley & Bell (1986)	1.341	1.343
Gieren et al. (2005)	1.337 \pm 0.038	1.347 \pm 0.037
Groenewegen (2007) ^a	1.270 \pm 0.050	1.270 \pm 0.050
Laney & Jone (2009)	1.196 \pm 0.038	1.201 \pm 0.036
Storm et al. (2011)	1.249 \pm 0.105	1.262 \pm 0.101
Neilson et al. (2012)	1.140 \pm 0.003	1.146 \pm 0.003
Groenewegen (2013)	1.112 \pm 0.030	1.128 \pm 0.030
Nardetto et al. (2014a)	1.181 \pm 0.019	1.186 \pm 0.018

Notes. ^(a) Constant p -factor value; ^(b) excluding FF Aql; ^(c) average of the measured values.

very accurate parallaxes for hundreds of Galactic Cepheids, however, including RS Pup, which will be among the longest periods in the sample. The ongoing observations of a sample of 18 long-period Cepheids by Casertano et al. (2016) using the spatial scanning technique with the HST/WFC3 has started to provide accurate parallaxes with accuracies of $\pm 30 \mu\text{s}$ for these rare pulsators. At a later stage, accurate broadband epoch photometry will also be included in the *Gaia* data releases (see, e.g., Clementini et al. 2016). Combining *Gaia* data with archival observations, the SPIPS technique will enable a very accurate calibration of the Pp relation of Cepheids, and therefore of their distance scale, which is still today an essential ingredient in determining the local value of H_0 (Riess et al. 2016). For the nearest Cepheids of the *Gaia* and HST/WFC3 samples, the availability of interferometric angular diameters will significantly improve the quality of the determination of their parameters thanks to the resolution of the usual degeneracy between effective temperature and interstellar reddening. Even for distant Cepheids, however, whose angular diameters cannot be measured directly, the robustness of the SPIPS algorithm will enable an accurate calibration of their physical properties, including the p -factor, once their parallaxes are known.

Acknowledgements. We would like to thank Vello Tabur and Stanley Walker for sending us their unpublished photometric observations, and Marcella Marconi. We acknowledge with thanks the variable star observations from the AAVSO International Database contributed by observers worldwide and used in this research. The authors acknowledge the support of the French Agence Nationale de la Recherche (ANR), under grant ANR-15-CE31-0012-01 (project Unlock-Cepheids). P.K., A.G., and W.G. acknowledge support of the French-Chilean exchange program ECOS-Sud/CONICYT (C13U01). W.G. and G.P. gratefully

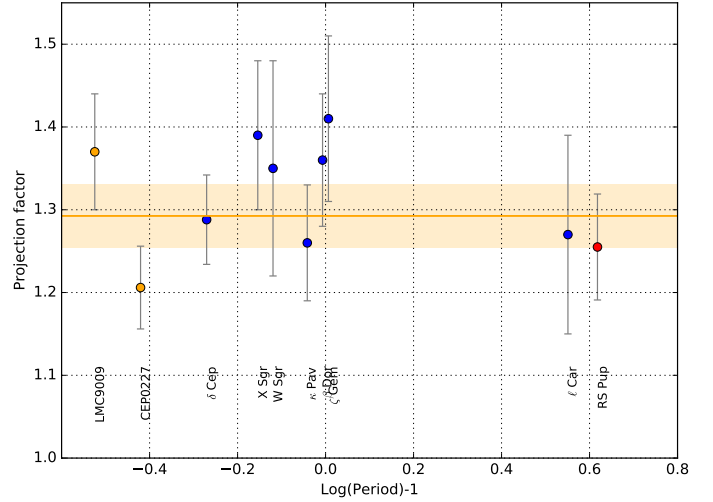


Fig. 8. Distribution of the measured p -factors of Cepheids with better than 10% relative accuracy. The references for the different measurements (except RS Pup) are listed in Breitfelder et al. (2016). The blue points use HST-FGS distances (Benedict et al. 2002, 2007), the orange points are the LMC eclipsing Cepheids (Pilecki et al. 2013; Gieren et al. 2015). The solid line and orange shaded area represent the weighted average $\bar{p} = 1.293 \pm 0.039$.

acknowledge financial support for this work from the BASAL Centro de Astrofísica y Tecnologías Afines (CATA) PFB-06/2007. W.G. also acknowledges financial support from the Millennium Institute of Astrophysics (MAS) of the Iniciativa Científica Milenio del Ministerio de Economía, Fomento y Turismo de Chile, project IC120009. We acknowledge financial support from the Programme National de Physique Stellaire (PNPS) of CNRS/INSU, France. L.S.z. acknowledges support from the ESTEC Contract No. 4000106398/12/NL/KML. 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 (grant agreement No. 695099). This research made use of Astropy⁴, a community-developed core Python package for Astronomy (Astropy Collaboration et al. 2013). This work has made use of data from the European Space Agency (ESA) mission *Gaia* (<http://www.cosmos.esa.int/gaia>), processed by the *Gaia* Data Processing and Analysis Consortium (DPAC, <http://www.cosmos.esa.int/web/gaia/dpac/consortium>). Funding for the DPAC has been provided by national institutions, in particular the institutions participating in the *Gaia* Multilateral Agreement. We used the SIMBAD and VIZIER databases at the CDS, Strasbourg (France), and NASA's Astrophysics Data System Bibliographic Services.

References

- Abil, O., Le Bouquin, J.-B., Berger, J.-P., et al. 2011, *A&A*, **535**, A68
- Anderson, R. I. 2014, *A&A*, **566**, L10
- Anderson, R. I. 2016, *MNRAS*, **463**, 707
- Anderson, R. I., Casertano, S., Riess, A. G., et al. 2016a, *ApJS*, **226**, 18
- Anderson, R. I., Mérand, A., Kervella, P., et al. 2016b, *MNRAS*, **455**, 4231
- Anderson, R. I., Saio, H., Ekström, S., Georgy, C., & Meynet, G. 2016c, *A&A*, **591**, A8
- Astropy Collaboration, Robitaille, T. P., Tollerud, E. J., et al. 2013, *A&A*, **558**, A33
- Barnes, T. G. 2009, in AIP Conf. Ser., 1170, eds. J. A. Guzik, & P. A. Bradley, 3
- Barnes, III, T. G. 2012, *JAASO*, **40**, 256
- Barnes, III, T. G., Moffett, T. J., & Slovak, M. H. 1988, *ApJS*, **66**, 43
- Benedict, G. F., McArthur, B. E., Fredrick, L. W., et al. 2002, *AJ*, **124**, 1695
- Benedict, G. F., McArthur, B. E., Feast, M. W., et al. 2007, *AJ*, **133**, 1810
- Berdnikov, L. N. 1995, in IAU Colloq. 155, Astrophysical Applications of Stellar Pulsation, eds. R. S. Stobie, & P. A. Whitelock, *ASP Conf. Ser.*, **83**, 349
- Berdnikov, L. N. 2008, *VizieR Online Data Catalog*: II/285
- Berdnikov, L. N., Henden, A. A., Turner, D. G., & Pastukhova, E. N. 2009, *Astron. Lett.*, **35**, 406
- Berger, J.-P., Zins, G., Lazareff, B., et al. 2010, in *SPIC Conf. Ser.*, **7734**
- Bersier, D. 2002, *ApJS*, **140**, 465

⁴ Available at <http://www.astropy.org/>

- Breitfelder, J., Kervella, P., Mérand, A., et al. 2015, *A&A*, **576**, A64
- Breitfelder, J., Mérand, A., Kervella, P., et al. 2016, *A&A*, **587**, A117
- Burki, G., Mayor, M., & Benz, W. 1982, *A&A*, **109**, 258
- Casertano, S., Riess, A. G., Anderson, J., et al. 2016, *ApJ*, **825**, 11
- Casertano, S., Riess, A. G., Bucciarelli, B., & Lattanzi, M. G. 2017, *A&A*, **599**, A67
- Clementini, G., Ripepi, V., Leccia, S., et al. 2016, *A&A*, **595**, A133
- Dean, J. F., Cousins, A. W. J., Bywater, R. A., & Warren, P. R. 1977, *Mem. R. Astron. Soc.*, **83**, 69
- Derekas, A., Szabó, G. M., Berdnikov, L., et al. 2012, *MNRAS*, **425**, 1312
- Eggen, O. J., Gascoigne, S. C. B., & Burr, E. J. 1957, *MNRAS*, **117**, 406
- ESA, ed. 1997, ESA SP 1200, The HIPPARCOS and TYCHO catalogues. Astrometric and photometric star catalogues derived from the ESA HIPPARCOS Space Astrometry Mission
- Fouqué, P., Arriagada, P., Storm, J., et al. 2007, *A&A*, **476**, 73
- Gaia Collaboration (Brown, A. G. A., et al.) 2016a, *A&A*, **595**, A2
- Gaia Collaboration (Prusti, T., et al.) 2016b, *A&A*, **595**, A1
- Gallenne, A., Monnier, J. D., Mérand, A., et al. 2013, *A&A*, **552**, A21
- Gallenne, A., Mérand, A., Kervella, P., et al. 2014, *A&A*, **561**, L3
- Gallenne, A., Mérand, A., Kervella, P., et al. 2015, *A&A*, **579**, A68
- Gerasimovic, B. P. 1927, *Harvard College Observatory Bulletin*, **848**, 14
- Gieren, W., Pilecki, B., Pietrzyński, G., et al. 2015, *ApJ*, **815**, 28
- Gieren, W., Storm, J., Barnes, III, T. G., et al. 2005, *ApJ*, **627**, 224
- Groenewegen, M. A. T. 2007, *A&A*, **474**, 975
- Groenewegen, M. A. T. 2013, *A&A*, **550**, A70
- Harris, H. C. 1980, Ph.D. Thesis, Washington Univ., Seattle, USA
- Hindsley, R., & Bell, R. A. 1986, *PASP*, **98**, 881
- Hindsley, R. B., & Bell, R. A. 1989, *ApJ*, **341**, 1004
- Innes, R. T. A., & Gill, D. 1903, *Annals of the Cape Observatory*, **9**, 1
- Irwin, J. B. 1961, *ApJS*, **6**, 253
- Joy, A. H. 1939, *ApJ*, **89**, 356
- Kervella, P., Thévenin, F., Di Folco, E., & Ségransan, D. 2004, *A&A*, **426**, 297
- Kervella, P., Mérand, A., & Gallenne, A. 2009, *A&A*, **498**, 425
- Kervella, P., Bond, H. E., Cracraft, M., et al. 2014, *A&A*, **572**, A7
- Lafrasse, S., Mella, G., Bonneau, D., et al. 2010a, *VizieR Online Data Catalog*: II/300
- Lafrasse, S., Mella, G., Bonneau, D., et al. 2010b, in *Proc. SPIE*, 7734, Optical and Infrared Interferometry II, 77344E–77344E–11
- Landolt, A. U. 1992, *AJ*, **104**, 340
- Laney, C. D., & Stobie, R. S. 1992, *A&AS*, **93**, 93
- Laney, C. D., & Joner, M. D. 2009, in *AI eds. J. A. Guzik, & P. A. Bradley, Conf. Ser.*, **1170**, 93
- Le Bouquin, J.-B., Berger, J.-P., Lazareff, B., et al. 2011, *A&A*, **535**, A67
- Leavitt, H. S. 1908, *Annals of Harvard College Observatory*, **60**, 87
- Leavitt, H. S., & Pickering, E. C. 1912, *Harvard College Observatory Circular*, **173**, 1
- Lindgren, L., Lammers, U., Bastian, U., et al. 2016, *A&A*, **595**, A4
- Madore, B. F. 1975, *ApJS*, **29**, 219
- Mahmoud, F., & Szabados, L. 1980, *IBVS*, **1895**, 1
- Mérand, A., Bordé, P., & Coudé du Foresto, V. 2005a, *A&A*, **433**, 1155
- Mérand, A., Kervella, P., Coudé du Foresto, V., et al. 2005b, *A&A*, **438**, L9
- Mérand, A., Abuter, R., Aller-Carpentier, E., et al. 2014, in *Optical and Infrared Interferometry IV, Proc. SPIE*, **9146**, 91460J
- Mérand, A., Kervella, P., Breitfelder, J., et al. 2015, *A&A*, **584**, A80
- Mitchell, R. I., Iriarte, B., Steinmetz, D., & Johnson, H. L. 1964, *Boletín de los Observatorios Tonantzintla y Tacubaya*, **3**, 153
- Moffett, T. J., & Barnes, III, T. G. 1984, *ApJS*, **55**, 389
- Mozurkewich, D., Armstrong, J. T., Hindsley, R. B., et al. 2003, *AJ*, **126**, 2502
- Nardetto, N., Mourard, D., Mathias, P., Fokin, A., & Gillet, D. 2007, *A&A*, **471**, 661
- Nardetto, N., Stoekl, A., Bersier, D., & Barnes, T. G. 2008, *A&A*, **489**, 1255
- Nardetto, N., Gieren, W., Kervella, P., et al. 2009, *A&A*, **502**, 951
- Nardetto, N., Poretti, E., Rainer, M., et al. 2014a, *A&A*, **561**, A151
- Nardetto, N., Storm, J., Gieren, W., Pietrzyński, G., & Poretti, E. 2014b, *IAU Symp.* 301, eds. J. A. Guzik, W. J. Chaplin, G. Handler, & A. Pigulski, 145
- Neilson, H. R., & Ignace, R. 2014, *A&A*, **563**, L4
- Neilson, H. R., & Lester, J. B. 2013, *A&A*, **554**, A98
- Neilson, H. R., Nardetto, N., Ngeow, C.-C., Fouqué, P., & Storm, J. 2012, *A&A*, **541**, A134
- Pel, J. W. 1976, *A&AS*, **24**, 413
- Pilecki, B., Graczyk, D., Pietrzyński, G., et al. 2013, *MNRAS*, **436**, 953
- Pojmanski, G. 2002, *Acta Astron.*, **52**, 397
- Riess, A. G., Macri, L., Casertano, S., et al. 2011, *ApJ*, **730**, 119
- Riess, A. G., Macri, L. M., Hoffmann, S. L., et al. 2016, *ApJ*, **826**, 56
- Sterken, C. 2005, in *The Light-Time Effect in Astrophysics: Causes and cures of the O–C diagram*, ed. C. Sterken, *ASP Conf. Ser.*, **335**, 3
- Storm, J., Carney, B. W., Gieren, W. P., et al. 2004, *A&A*, **415**, 531
- Storm, J., Gieren, W., Fouqué, P., et al. 2011, *A&A*, **534**, A94
- Turner, D. G., Kovtyukh, V. V., Luck, R. E., & Berdnikov, L. N. 2013, *ApJ*, **772**, L10
- Voûte, R. 1939, *Annals of the Bosscha Observatory Lembang (Java) Indonesia*, **8**, 31
- Walraven, T., Muller, A. B., & Oosterhoff, P. T. 1958, *Bull. Astron. Inst. Netherlands*, **14**, 81
- Welch, D. L., Wieland, F., McAlary, C. W., et al. 1984, *ApJS*, **54**, 547
- Westerlund, B. E. 1963, *MNRAS*, **127**, 71
- Winters, J. G., Henry, T. J., Jao, W.-C., et al. 2011, *AJ*, **141**, 21
- Young, J. 2003, in *EAS 6, EAS Publications Series*, eds. G. Perrin, & F. Malbet, **181**

Appendix A: Photometric measurements

Table A.1. continued.

Table A.1. O–C residuals for RS Puppis.

JD _⊙ –2.4 × 10 ⁶	<i>E</i>	O–C [d]	<i>W</i>	Reference
15 050.6	–977	85.1	1	Innes & Gill (1903)
15 424.6	–968	85.7	1	Gerasimovic (1927)
16 830.1	–934	80.5	1	Gerasimovic (1927)
18 277.9	–899	76.2	1	Gerasimovic (1927)
19 723.4	–864	69.5	1	Gerasimovic (1927)
20 963.2	–834	64.6	1	Gerasimovic (1927)
22 824.1	–789	58.5	1	Gerasimovic (1927)
26 006.61	–712	46.24	1	Voûte (1939)
26 379.42	–703	45.64	1	Voûte (1939)
26 752.55	–694	45.36	1	Voûte (1939)
27 042.15	–687	44.53	1	Voûte (1939)
27 456.32	–677	43.80	1	Voûte (1939)
278 28.94	–668	43.01	1	Voûte (1939)
28 201.64	–659	42.30	1	Voûte (1939)
34 451.700	–508	27.366	1	Eggen et al. (1957)
34 533.607	–506	26.293	2	Walraven et al. (1958)
34 864.914	–498	25.680	2	Eggen et al. (1957)
35 196.511	–490	25.357	1	Irwin (1961)
37 513.865	–434	19.271	3	Westerlund (1963)
37 638.297	–431	19.233	3	Mitchell et al. (1964)
40 701.394	–357	12.070	3	Pel (1976)
40 949.305	–351	11.041	3	Pel (1976)
41 405.313	–340	10.659	1	Dean et al. (1977)
41 735.214	–332	8.640	2	Madore (1975)
41 776.643	–331	8.579	3	Dean et al. (1977)
42 065.736	–324	7.242	3	Dean et al. (1977)
42 438.472	–315	6.568	2	Dean et al. (1977)
44 055.085	–276	5.071	2	Harris (1980)
44 428.140	–267	4.716	1	Moffett & Barnes (1984)
44 967.089	–254	4.295	3	Moffett & Barnes (1984)
47 951.011	–182	0.937	3	ESA (1997)
48 240.973	–175	0.469	3	ESA (1997)
48 448.945	–170	0.991	3	ESA (1997)
48 739.114	–163	0.730	3	ESA (1997)
49 111.661	–154	–0.133	1	AAVSO
49 360.599	–148	–0.135	1	Walker & Williams*
49 527.027	–144	0.333	1	AAVSO
49 817.467	–137	0.343	3	Berdnikov (1995, 2008)
50 108.216	–130	0.662	3	Bersier (2002)
50 357.203	–124	0.709	3	Berdnikov (1995, 2008)
50 522.961	–120	0.507	3	Bersier (2002)
50 564.680	–119	0.736	1	Berdnikov (1995, 2008)
51 270.917	–102	1.643	1	Berdnikov (1995, 2008)
51 644.316	–93	1.632	2	Berdnikov (1995, 2008)
51 976.659	–85	2.055	3	Berdnikov (1995, 2008)
52 350.347	–76	2.333	3	Berdnikov (1995, 2008)
52 640.475	–69	2.031	3	Berdnikov (1995, 2008)
52 681.984	–68	2.050	3	Pojmanski (2002)
53 014.205	–60	2.351	2	Berdnikov (1995, 2008)
53 055.383	–59	2.039	3	Pojmanski (2002)
53 096.193	–58	1.359	3	Berdnikov (1995, 2008)

Notes. JD_⊙ is the heliocentric moment of maximum brightness. *E* is the epoch number as calculated from the ephemeris $C = 2\,455\,501.254 + 41.49 \times E$. *W* is the weight assigned to the O–C value (1, 2, or 3 depending on the quality of the light curve). The * symbol in the references indicates unpublished data.

JD _⊙ –2.4 × 10 ⁶	<i>E</i>	O–C [d]	<i>W</i>	Reference
53 551.918	–47	0.694	2	Tabur*
53 842.397	–40	0.743	2	AAVSO
53 842.461	–40	0.807	3	Tabur*
53 842.495	–40	0.841	2	Pojmanski (2002)
5 4091.419	–34	0.825	3	present work
54 132.197	–33	0.113	3	AAVSO
54 215.229	–31	0.165	3	Tabur*
54 215.264	–31	0.200	3	Pojmanski (2002)
54 505.241	–24	–0.253	3	Pojmanski (2002)
54 546.574	–23	–0.410	3	Tabur*
54 546.611	–23	–0.373	3	AAVSO
54 588.094	–22	–0.380	2	present work
54 837.503	–16	0.089	3	Pojmanski (2002)
54 878.846	–15	–0.058	2	AAVSO
55 127.522	–9	–0.322	1	Pojmanski (2002)
55 252.067	–6	–0.247	2	AAVSO
55 252.640	–6	–0.241	3	Kervella et al. (2014)
55 293.713	–5	–0.091	2	present work
55 335.074	–4	–0.220	3	present work
55 501.254	0	0.000	3	present work
55 625.868	3	0.144	2	AAVSO
56 041.317	13	0.693	3	AAVSO
56 373.179	21	0.635	3	AAVSO

Table A.2. SMARTS photometry of RS Pup.

$JD_{\odot} - 2.4 \times 10^6$	Phase	<i>B</i>	<i>V</i>	<i>R</i>
54 525.7016	0.0000	8.907	7.217	—
54 532.6658	0.1678	9.211	7.559	6.690
54 536.6723	0.2643	9.389	7.647	6.823
54 539.6256	0.3354	9.257	—	—
54 543.7118	0.4339	8.094	—	—
54 558.5980	0.7925	8.508	—	—
54 563.5447	0.9116	8.732	—	—
54 567.6262	0.0100	8.936	7.255	—
54 569.5540	0.0564	9.061	7.304	—
54 576.6180	0.2266	9.370	7.632	—
54 578.5235	0.2725	9.418	7.657	—
54 585.5011	0.4406	7.999	—	—
54 587.5767	0.4906	7.717	6.565	—
54 592.5966	0.6115	7.979	—	—
54 596.4998	0.7055	8.280	—	—
54 606.4899	0.9462	8.778	—	—
54 608.4538	0.9935	8.897	—	—
54 610.5160	0.0432	8.999	7.319	6.476
54 616.5077	0.1875	9.226	7.626	6.684
54 623.4738	0.3553	9.046	7.502	6.745
54 628.4718	0.4757	7.759	6.562	—
54 635.4700	0.6443	8.021	6.743	—
54 643.4491	0.8365	8.651	7.045	—
54 725.8512	0.8216	8.581	—	—
54 729.8645	0.9182	8.728	—	—
54 733.8631	0.0146	8.901	—	—
54 737.8615	0.1109	9.158	—	—
54 741.8534	0.2071	9.369	—	—
54 745.8538	0.3034	9.358	—	—
54 749.8616	0.4000	8.516	—	—
54 753.8324	0.4956	7.697	—	—
54 757.8274	0.5919	7.943	—	—
54 761.7860	0.6872	8.230	—	—
54 765.8078	0.7841	8.504	—	—
54 769.8674	0.8819	8.714	—	—
54 773.8301	0.9774	8.843	—	—
54 781.8260	0.1700	9.290	—	—
54 786.7894	0.2896	9.420	—	—
54 790.7745	0.3856	8.677	—	—
54 794.8251	0.4831	7.737	—	—
54 798.7928	0.5787	7.889	—	—
54 802.7976	0.6752	8.192	—	—
54 806.7729	0.7710	8.446	—	—
54 810.7922	0.8678	8.634	—	—
54 814.8080	0.9645	8.848	—	—
54 818.7459	0.0594	9.037	—	—
54 822.7881	0.1568	9.281	—	—
54 826.8193	0.2539	9.434	—	—
54 834.8558	0.4475	7.930	—	—
54 838.8136	0.5428	7.805	—	—
54 842.7421	0.6375	8.076	—	—
54 850.6641	0.8283	8.558	—	—
54 854.7633	0.9270	8.777	—	—
54 858.8023	0.0243	8.933	—	—
54 862.7753	0.1200	9.191	—	—
54 870.7043	0.3111	9.336	—	—
54 874.6945	0.4072	8.426	—	—

Table A.2. continued.

$JD_{\odot} - 2.4 \times 10^6$	Phase	<i>B</i>	<i>V</i>	<i>R</i>
54 878.6485	0.5024	7.742	—	—
54 882.7127	0.6003	7.937	—	—
54 887.6628	0.7196	8.272	—	—
54 891.7283	0.8175	8.557	—	—
54 893.7053	0.8651	8.636	—	—
54 894.6760	0.8885	8.686	—	—
54 898.6346	0.9839	8.878	—	—
54 900.6782	0.0331	8.981	—	—
54 905.6835	0.1537	9.239	—	—
54 909.6473	0.2492	9.388	—	—
54 913.5922	0.3442	9.119	—	—
54 918.6438	0.4659	7.795	—	—
54 922.6326	0.5620	7.823	—	—
54 927.5957	0.6816	8.212	—	—
54 931.6133	0.7783	8.455	—	—
54 934.5792	0.8498	8.600	—	—
54 938.6068	0.9468	8.796	—	—
54 941.6177	0.0193	8.945	—	—
54 947.5678	0.1627	9.280	—	—
54 951.5816	0.2594	9.358	—	—
54 955.5251	0.3544	9.042	—	—
54 959.5129	0.4504	7.861	—	—
54 963.5287	0.5472	7.814	—	—
54 965.5290	0.5954	7.972	—	—
54 967.5193	0.6433	8.090	—	—
54 971.5113	0.7395	8.331	—	—
54 973.4828	0.7870	8.458	—	—
54 978.4828	0.9074	8.727	—	—
54 983.4894	0.0280	8.963	—	—
54 987.4693	0.1239	9.120	—	—
54 991.4909	0.2208	9.351	—	—
54 995.4676	0.3166	9.296	—	—
55 085.8831	0.4947	7.701	—	—
55 089.8848	0.5911	7.910	—	—
55 093.8648	0.6870	8.218	—	—
55 097.8738	0.7835	8.489	—	—
55 103.8741	0.9281	8.738	—	—
55 109.8788	0.0727	9.079	—	—
55 113.8235	0.1678	9.256	—	—
55 120.8393	0.3368	9.185	—	—
55 123.8805	0.4100	8.325	—	—
55 127.7931	0.5043	7.741	—	—
55 134.8193	0.6735	8.204	—	—
55 138.8452	0.7705	8.443	—	—
55 143.7863	0.8896	8.687	—	—
55 147.8228	0.9868	8.885	—	—
55 151.8117	0.0829	9.079	—	—
55 155.8085	0.1792	9.292	—	—
55 159.8390	0.2763	9.385	—	—
55 163.8296	0.3724	8.785	—	—
55 164.8319	0.3965	8.480	—	—
55 177.7902	0.7087	8.281	—	—
55 186.7513	0.9246	8.753	—	—
55 190.7915	0.0219	8.945	—	—
55 194.8218	0.1190	9.168	—	—
55 199.7529	0.2378	9.412	—	—
55 203.7830	0.3349	9.176	—	—
55 208.7977	0.4557	7.843	—	—
55 212.7897	0.5518	7.806	—	—

Notes. The phases were computed assuming $P = 41.5113$ days and the maximum light epoch $JD_{\odot} = 2\,455\,501.254$.

Table A.2. continued.

$JD_{\odot} - 2.4 \times 10^6$	Phase	B	V	R
55 216.7254	0.6466	8.109	—	—
55 220.7906	0.7446	8.355	—	—
55 224.7630	0.8403	8.580	—	—
55 228.7727	0.9369	8.794	—	—
55 232.7692	0.0331	9.043	—	—
55 235.7519	0.1050	9.163	—	—
55 240.7350	0.2250	9.394	—	—
55 244.7295	0.3213	9.301	—	—
55 248.6259	0.4151	8.282	—	—
55 252.6934	0.5131	7.726	—	—
55 258.6595	0.6568	8.129	—	—
55 261.6721	0.7294	8.342	—	—
55 261.7068	0.7302	8.328	—	—
55 263.7155	0.7786	8.457	6.943	—
55 263.7161	0.7786	8.469	6.928	—
55 267.6559	0.8736	8.673	—	—
55 267.6564	0.8736	8.661	—	—
55 271.6236	0.9691	8.874	—	—
55 271.6242	0.9691	8.877	—	—
55 279.7040	0.1638	9.243	7.511	6.642
55 279.7045	0.1638	9.259	7.523	6.651
55 283.5912	0.2574	9.416	7.689	—
55 283.5919	0.2574	9.424	7.666	—
55 286.6265	0.3305	9.243	7.589	—
55 286.6272	0.3306	9.224	7.586	—
55 290.6291	0.4270	8.126	6.857	—
55 290.6298	0.4270	8.131	6.871	—
55 293.5741	0.4979	7.724	—	—
55 293.5747	0.4979	7.716	—	—
55 299.5718	0.6424	8.082	—	—
55 299.5724	0.6424	8.087	—	—
55 303.5526	0.7383	8.367	6.850	6.151
55 303.5532	0.7383	8.338	6.889	6.138
55 307.5114	0.8337	8.581	—	—
55 307.5120	0.8337	8.580	—	—
55 312.5013	0.9539	8.858	7.186	—
55 312.5020	0.9539	8.854	7.196	—
55 317.5405	0.0753	9.099	7.382	6.550
55 317.5410	0.0753	9.104	7.375	6.537
55 321.5120	0.1709	9.313	7.561	6.708
55 321.5126	0.1709	9.306	7.563	—
55 325.5007	0.2670	9.426	7.682	—
55 325.5014	0.2670	9.435	7.690	—
55 335.4743	0.5073	7.698	—	—
55 335.4749	0.5073	7.706	—	—
55 340.5009	0.6284	8.071	6.717	6.053
55 340.5015	0.6284	8.095	6.753	6.081
55 343.4582	0.6996	8.273	—	—
55 343.4587	0.6996	8.263	—	—
55 348.4601	0.8201	8.604	6.990	—
55 348.4608	0.8201	8.557	6.995	—
55 352.4589	0.9164	8.786	7.143	—
55 352.4595	0.9165	8.778	7.141	—
55 355.4868	0.9894	8.947	7.243	—
55 355.4874	0.9894	8.917	7.253	—
55 359.4794	0.0856	9.138	7.414	6.551
55 359.4799	0.0856	9.081	7.400	6.535
55 365.4575	0.2296	9.393	7.666	6.787
55 365.4581	0.2296	9.399	7.666	6.788
55 369.4463	0.3257	9.289	7.607	6.796

Table A.2. continued.

$JD_{\odot} - 2.4 \times 10^6$	Phase	B	V	R
55 369.4469	0.3257	9.306	7.619	6.804
55 374.4683	0.4466	7.904	6.676	6.029
55 374.4689	0.4467	7.889	6.642	6.104
55 378.4333	0.5422	7.739	—	—
55 378.4339	0.5422	7.786	—	—
55 430.9213	0.8066	8.537	6.971	6.208
55 430.9219	0.8066	8.565	6.965	6.185
55 431.9315	0.8309	8.557	7.037	6.248
55 431.9320	0.8309	8.598	7.076	6.119
55 435.9023	0.9266	8.786	7.138	—
55 435.9029	0.9266	8.809	7.156	—
55 438.9121	0.9991	8.974	7.254	—
55 438.9127	0.9991	8.938	7.243	—
55 446.9056	0.1916	9.333	7.604	6.732
55 446.9062	0.1917	9.301	7.573	—
55 453.8738	0.3595	8.919	7.398	6.585
55 453.8743	0.3595	8.897	7.397	6.598
55 456.9115	0.4327	7.983	6.787	—
55 456.9123	0.4327	8.004	6.782	—
55 459.8894	0.5044	7.726	6.556	5.941
55 459.8900	0.5044	7.738	6.551	—
55 464.8508	0.6239	8.088	6.729	—
55 464.8515	0.6240	8.048	6.716	—
55 468.8700	0.7208	8.361	6.877	—
55 468.8707	0.7208	8.359	6.843	—
55 471.8227	0.7919	8.523	6.971	—
55 471.8234	0.7919	8.517	6.938	—
55 476.8630	0.9133	8.778	—	—
55 476.8636	0.9133	8.766	—	—
55 480.8274	0.0088	8.954	7.286	6.441
55 480.8280	0.0088	8.977	7.297	—
55 484.8926	0.1067	9.165	7.469	6.598
55 484.8931	0.1068	9.174	7.469	6.593
55 487.8774	0.1786	9.329	7.583	—
55 487.8780	0.1787	9.317	7.582	—
55 490.8463	0.2502	9.408	7.685	—
55 490.8469	0.2502	9.405	7.672	—
55 494.8314	0.3462	9.091	7.506	6.703
55 494.8320	0.3462	9.079	7.505	6.655
55 499.8628	0.4674	7.758	6.588	—
55 499.8634	0.4674	7.744	—	—
55 503.7804	0.5617	7.845	—	—
55 503.7809	0.5618	7.848	—	—
55 505.8172	0.6108	8.008	—	—
55 505.8178	0.6108	7.985	—	—
55 510.8182	0.7313	8.349	—	—
55 510.8188	0.7313	8.330	—	—
55 514.8232	0.8278	8.583	—	—
55 514.8238	0.8278	8.569	—	—
55 519.8138	0.9480	8.807	7.181	—
55 519.8145	0.9480	8.846	7.192	—
55 522.7774	0.0194	8.980	7.287	—
55 522.7780	0.0194	8.982	7.281	—
55 527.8711	0.1421	9.260	7.525	—
55 527.8718	0.1421	9.254	7.530	—
55 531.8225	0.2373	9.400	7.684	6.819
55 531.8231	0.2373	9.445	7.677	—
55 535.8033	0.3332	9.230	7.597	6.763
55 535.8039	0.3332	9.233	7.604	—
55 540.8641	0.4551	7.774	—	—

Table A.2. continued.

$JD_{\odot} - 2.4 \times 10^6$	Phase	<i>B</i>	<i>V</i>	<i>R</i>
55 540.8646	0.4551	7.801	—	—
55 541.7981	0.4776	7.698	—	—
55 541.7986	0.4776	7.700	—	—
55 542.8176	0.5021	7.687	—	—
55 542.8182	0.5022	7.663	—	—
55 543.7799	0.5253	7.718	—	—
55 543.7805	0.5253	7.731	—	—
55 545.8222	0.5745	7.867	—	—
55 545.8227	0.5745	7.873	—	—
55 546.8471	0.5992	7.930	6.624	—
55 546.8477	0.5992	7.945	6.653	—
55 547.8008	0.6222	8.034	6.690	—
55 547.8014	0.6222	8.017	6.683	—
55 548.7864	0.6459	8.085	—	—
55 548.7869	0.6459	8.091	—	—
55 549.8240	0.6709	8.165	6.821	—
55 549.8247	0.6709	8.142	—	—
55 550.7313	0.6928	8.233	—	—
55 550.7319	0.6928	8.191	—	—
55 551.7763	0.7180	8.278	6.838	—
55 551.7769	0.7180	8.300	—	—
55 577.7883	0.3446	9.122	7.526	—
55 577.7890	0.3446	9.137	7.520	—
55 578.7657	0.3681	8.861	7.368	—
55 578.7664	0.3681	8.865	7.362	—
55 579.7229	0.3912	8.586	7.180	—
55 579.7236	0.3912	8.564	—	—
55 581.7737	0.4406	7.940	—	—
55 581.7743	0.4406	7.925	—	—
55 582.7597	0.4643	7.762	—	—
55 582.7602	0.4644	7.757	—	—
55 583.7457	0.4881	7.705	—	—
55 583.7462	0.4881	7.680	—	—
55 584.7586	0.5125	7.703	6.563	—
55 584.7593	0.5125	7.706	6.541	—
55 585.7983	0.5375	7.776	6.573	—
55 585.7990	0.5376	7.797	6.579	—
55 586.7503	0.5605	7.818	—	—
55 586.7509	0.5605	7.818	—	—
55 587.7925	0.5856	7.904	6.642	5.993
55 587.7930	0.5856	7.906	6.648	6.000

Table A.3. Photometry of RS Pup in the Johnson *V* band collected by AAVSO observer Neil Butterworth (BIW) from Mt. Louisa, Australia using a transformed DSLR.

$JD_{\odot} - 2.4 \times 10^6$	Phase	<i>V</i>
56 404.8860	0.7380	7.634 ± 0.013
56 406.8808	0.7861	7.608 ± 0.017
56 423.8730	0.1956	6.886 ± 0.131
56 424.8695	0.2196	6.854 ± 0.008
56 436.8738	0.5089	7.248 ± 0.016
56 455.8664	0.9666	6.556 ± 0.012
56 468.8603	0.2797	6.941 ± 0.011
56 471.8580	0.3519	7.050 ± 0.020
56 474.8600	0.4243	7.108 ± 0.012
56 702.9424	0.9256	6.799 ± 0.026
56 710.9415	0.1183	6.698 ± 0.018
56 731.9182	0.6238	7.457 ± 0.024
56 732.9219	0.6480	7.493 ± 0.011
56 733.9270	0.6722	7.552 ± 0.014
56 734.9298	0.6964	7.593 ± 0.015
56 749.9202	0.0576	6.612 ± 0.019
56 751.9200	0.1058	6.670 ± 0.020
56 754.9375	0.1785	6.772 ± 0.017
56 761.9075	0.3465	7.022 ± 0.021
56 764.8938	0.4184	7.110 ± 0.025
56 767.9004	0.4909	7.215 ± 0.019
56 775.8966	0.6836	7.583 ± 0.017
56 781.9189	0.8287	7.592 ± 0.016
56 784.8895	0.9003	7.047 ± 0.019
56 787.9128	0.9731	6.555 ± 0.019
56 798.9200	0.2384	6.850 ± 0.025
56 801.8710	0.3095	6.953 ± 0.029
56 819.8598	0.7430	7.633 ± 0.037
56 820.8664	0.7673	7.660 ± 0.034
57 095.9079	0.3948	7.053 ± 0.009
57 096.9064	0.4188	7.087 ± 0.011
57 099.9117	0.4912	7.189 ± 0.008
57 107.9034	0.6838	7.527 ± 0.006
57 108.9093	0.7081	7.563 ± 0.006
57 111.9094	0.7804	7.635 ± 0.032
57 136.8846	0.3822	7.048 ± 0.028
57 138.8867	0.4304	7.111 ± 0.029
57 139.8798	0.4543	7.153 ± 0.033
57 141.8801	0.5026	7.221 ± 0.029
57 142.8984	0.5271	7.258 ± 0.032
57 145.8928	0.5993	7.377 ± 0.029
57 147.8809	0.6472	7.477 ± 0.030
57 148.8779	0.6712	7.527 ± 0.031
57 150.8790	0.7194	7.589 ± 0.028
57 151.8755	0.7434	7.623 ± 0.032
57 153.8838	0.7918	7.638 ± 0.031
57 154.8876	0.8160	7.596 ± 0.029
57 161.8776	0.9844	6.528 ± 0.033
57 165.8708	0.0806	6.619 ± 0.030
57 198.8614	0.8757	7.236 ± 0.033
57 204.8609	0.0201	6.546 ± 0.038
57 392.9682	0.5517	7.278 ± 0.016
57 393.9915	0.5764	7.302 ± 0.017
57 394.9576	0.5996	7.339 ± 0.017
57 398.9627	0.6962	7.529 ± 0.014
57 399.9590	0.7202	7.567 ± 0.025
57 402.2453	0.7753	7.628 ± 0.012

Table A.3. continued.

$JD_{\odot} - 2.4 \times 10^6$	Phase	V
57 410.9215	0.9842	6.528 ± 0.012
57 433.9313	0.5388	7.231 ± 0.019
57 444.9741	0.8049	7.597 ± 0.012
57 446.8990	0.8513	7.411 ± 0.015
57 471.9630	0.4552	7.115 ± 0.010
57 477.9219	0.5988	7.351 ± 0.009
57 481.9689	0.6963	7.522 ± 0.009
57 490.9058	0.9117	6.920 ± 0.009
57 496.9034	0.0561	6.582 ± 0.004
57 509.9115	0.3696	7.014 ± 0.012
57 522.8794	0.6821	7.508 ± 0.015
57 523.8833	0.7063	7.557 ± 0.008
57 533.9424	0.9487	6.627 ± 0.016
57 536.8819	0.0194	6.532 ± 0.009
57 543.8699	0.1878	6.768 ± 0.010
57 544.8855	0.2123	6.803 ± 0.012
57 546.8602	0.2598	6.868 ± 0.013
57 547.8634	0.2840	6.889 ± 0.014

Appendix B: SPIPS analysis of separate pulsation cycles

We present here the results of the SPIPS modeling of the four pulsation cycles of RS Pup observed by [Anderson \(2014\)](#). We keep in the dataset only the radial velocity data of one cycle, while keeping all the other datasets unchanged. The results are presented in Fig. B.1 to B.4. We also present in Figs. B.5 and B.6 the best-fit SPIPS solutions obtained considering separately the radial velocity datasets of [Storm et al. \(2004\)](#) and [Anderson \(2014\)](#), respectively.

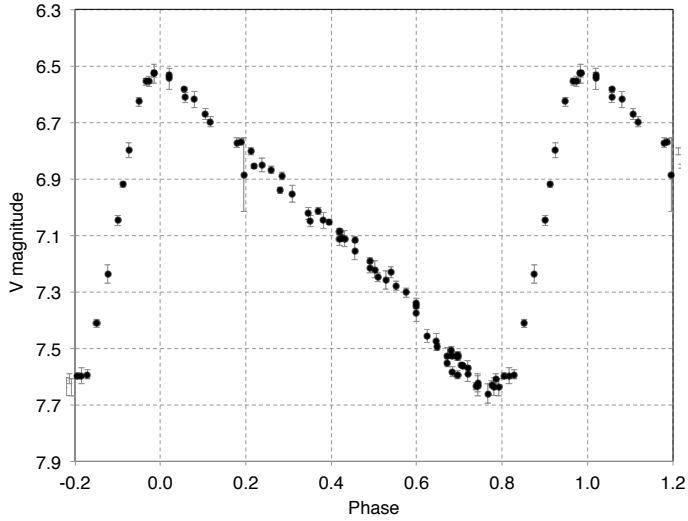


Fig. A.1. AAVSO light curve of RS Pup in the Johnson V band.

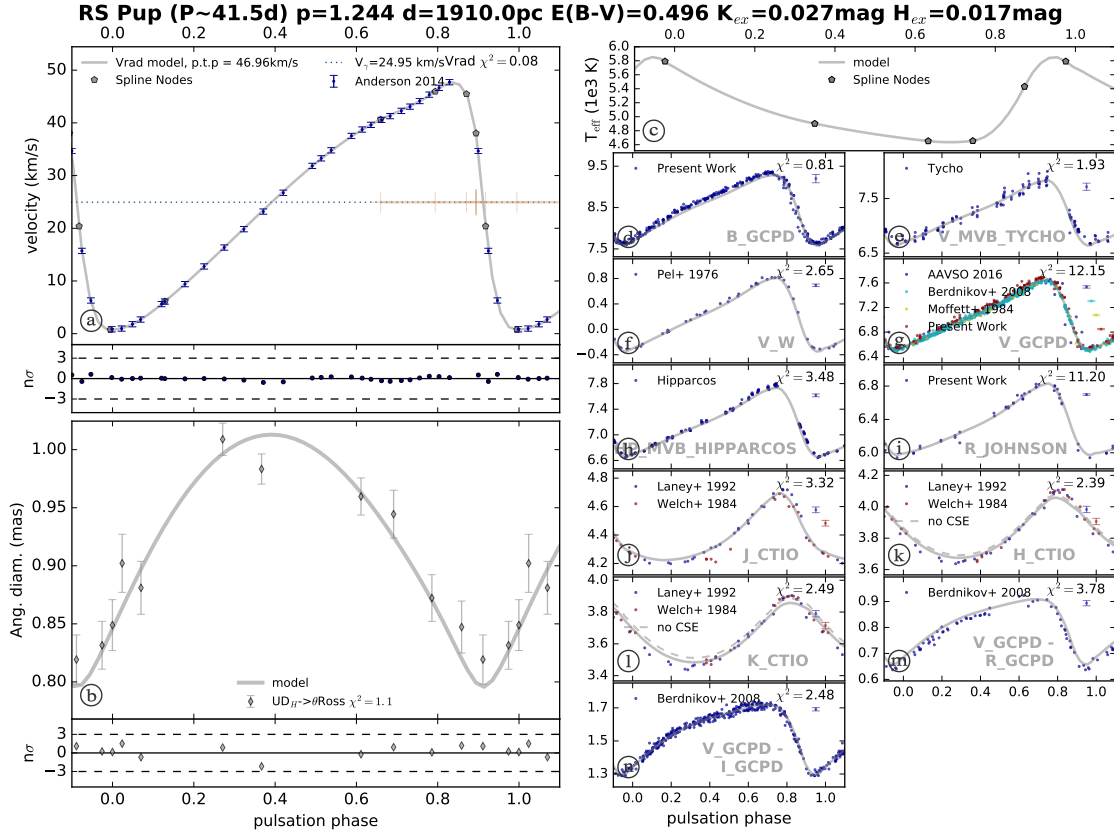


Fig. B.1. SPIPS model of RS Pup for the radial velocities of Cycle 1 of Anderson (2014).

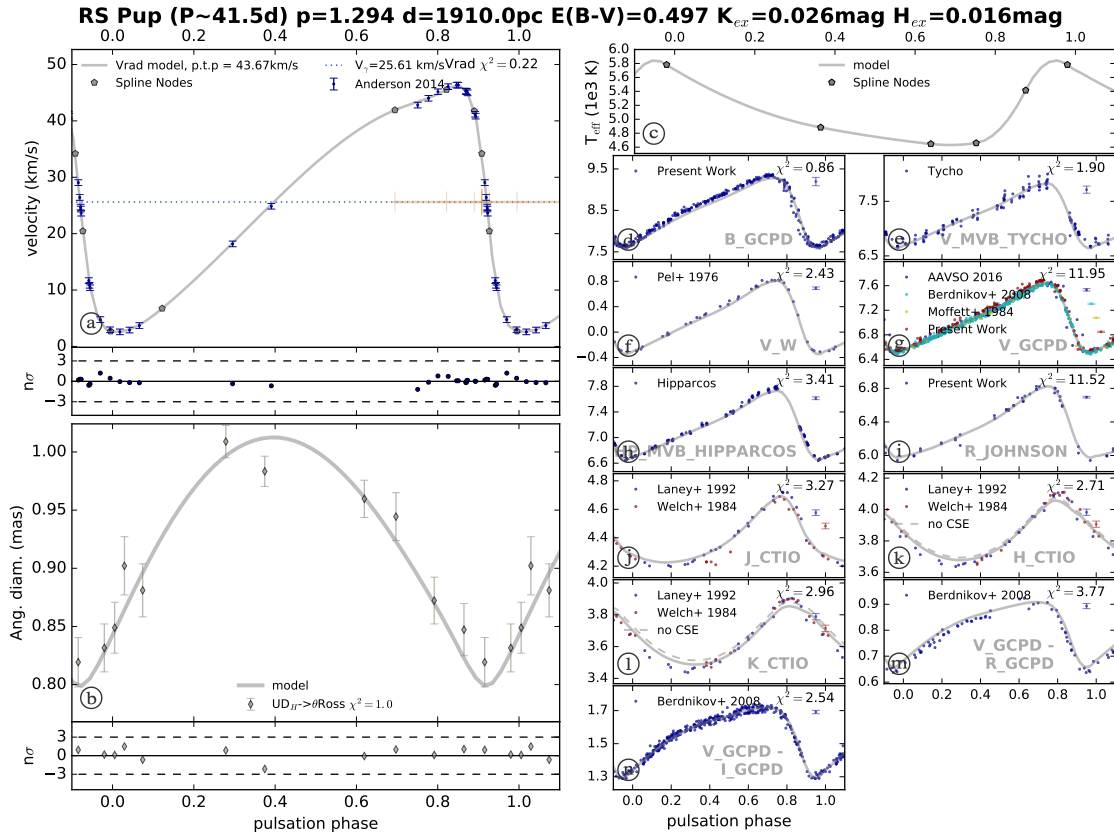


Fig. B.2. Same as Fig. B.1 for Cycle 2.

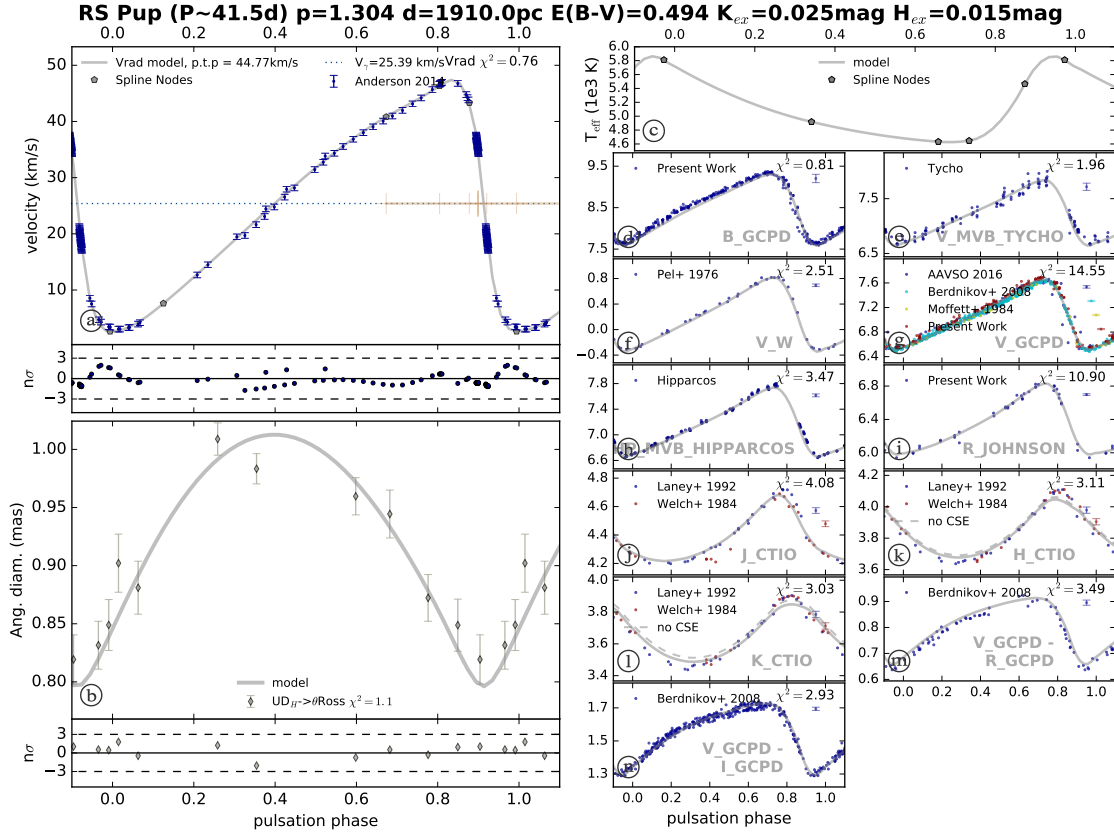


Fig. B.3. Same as Fig. B.1 for Cycle 3.

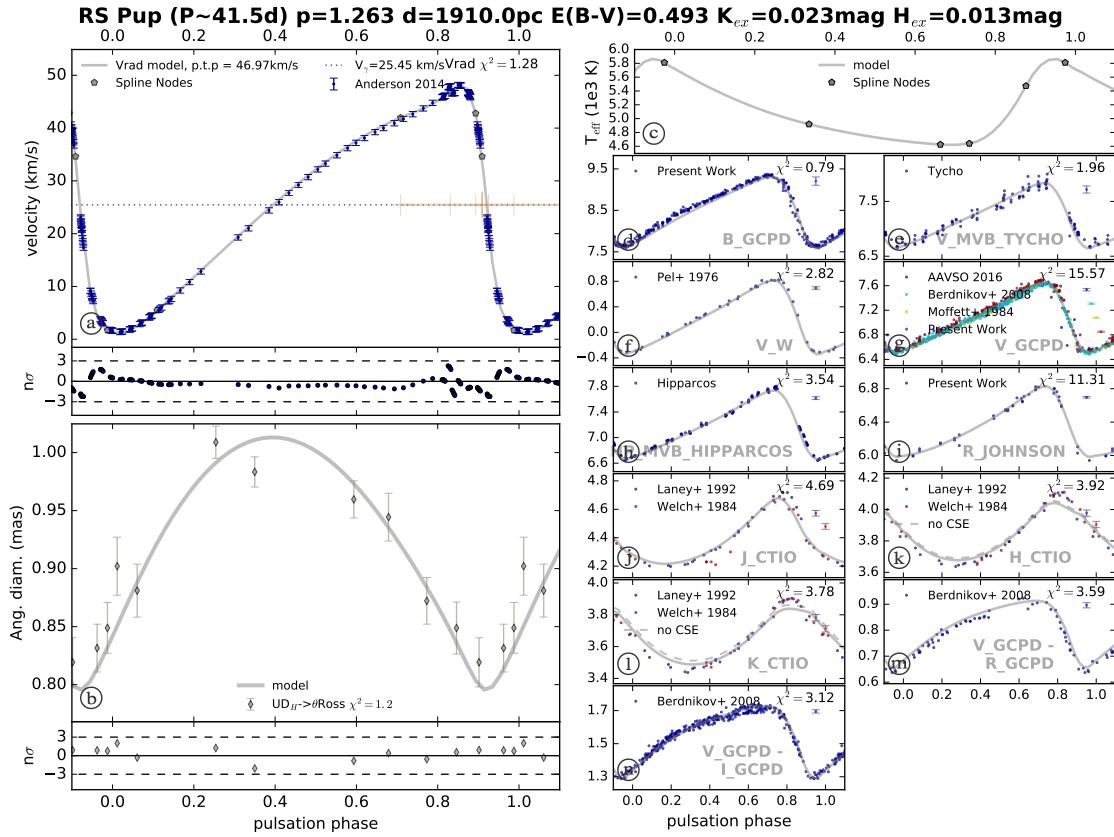


Fig. B.4. Same as Fig. B.1 for Cycle 4.

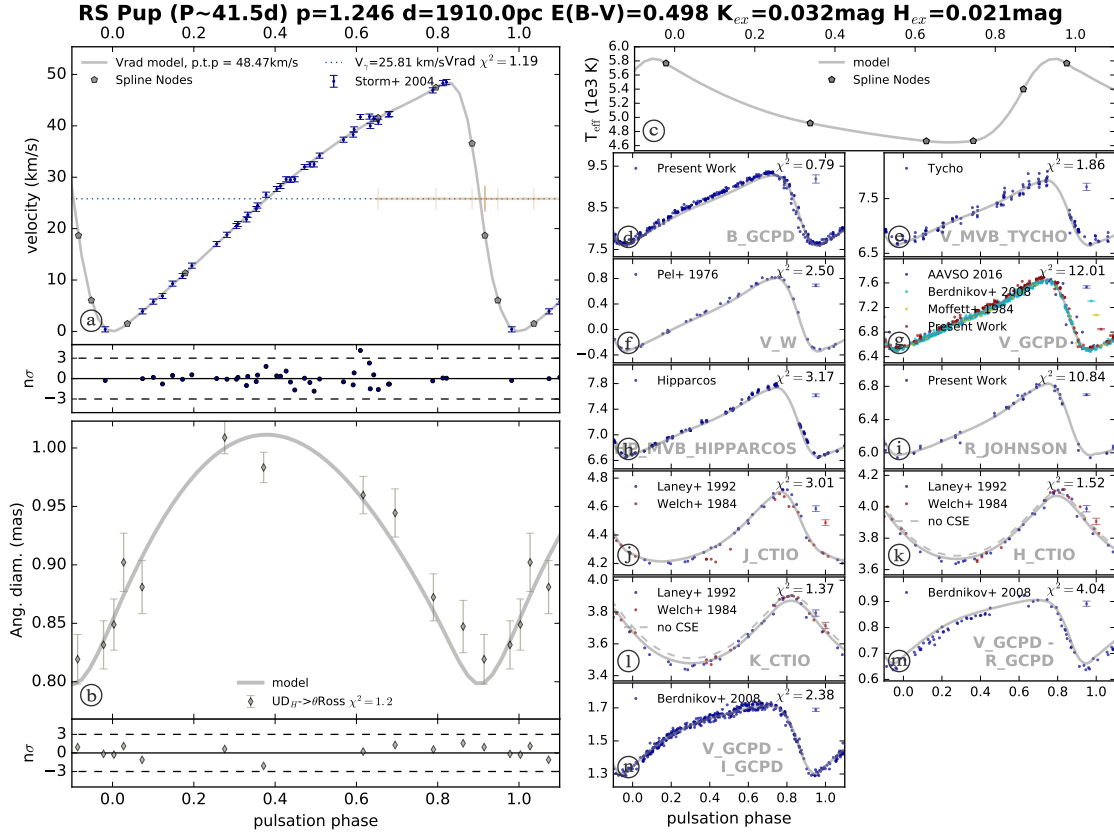


Fig. B.5. SPIPS model of RS Pup for the radial velocities collected exclusively by Storm et al. (2004).

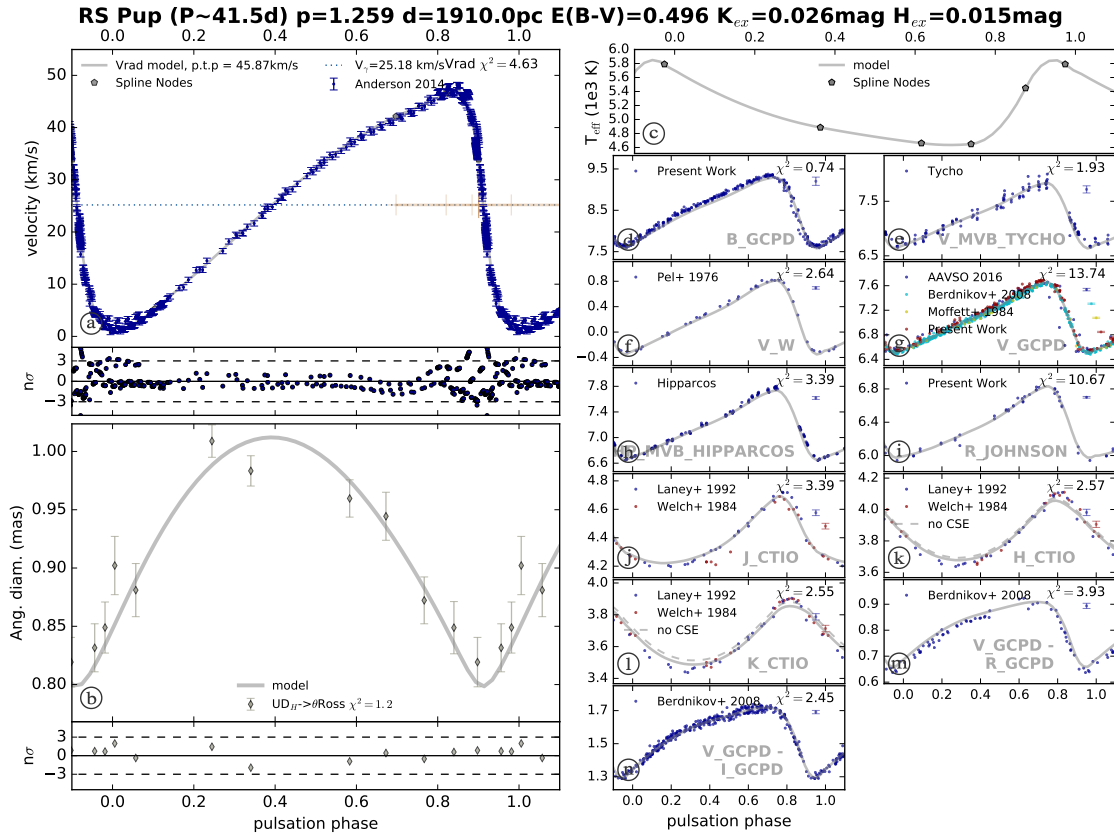


Fig. B.6. Same as Fig. B.5 for a combination of all cycles of the radial velocity observations by Anderson (2014).

**A.11 Article (soumis à *MNRAS*) Trahin et al. (2019) sur la modélisation
SPIPS d'un échantillon de RR Lyrae.**

The projection factor of RR Lyrae stars from SPIPS pulsation modeling

B. Trahin¹★, P. Kervella¹, A. Mérand², A. Gallenne^{3,4}, N. Nardetto⁴, R. Smolec⁵, W. Gieren^{6,7}, L. Breuval¹, G. Pietrzyński^{5,7}, S. Borgniet¹ and V. Hodge⁴

¹LESIA, Observatoire de Paris, Université PSL, CNRS, Sorbonne Université, Univ. Paris Diderot, Sorbonne Paris Cité, 5 place Jules Janssen, 92195 Meudon, France.

²European Southern Observatory, Karl-Schwarzschild-Str. 2, 85748 Garching bei München, Germany.

³European Southern Observatory, Alonso de Córdova 3107, Casilla 19001, Santiago, Chile.

⁴Université Côte d’Azur, Observatoire de la Côte d’Azur, CNRS, Laboratoire Lagrange, France

⁵Nicolaus Copernicus Astronomical Centre, Polish Academy of Sciences, Bartycka 18, PL-00-716 Warszawa, Poland

⁶Millennium Institute of Astrophysics, Av. Vicuña Mackenna 4860, Santiago, Chile

⁷Universidad de Concepción, Departamento de Astronomía, Casilla 160-C, Concepción, Chile

Accepted XXX. Received YYY; in original form ZZZ

ABSTRACT

Independent distances to pulsating stars are classically determined using the Baade-Wesselink parallax of pulsation method. This technique requires to determine the radius curve from the integration of the radial velocity curve. For this critical step, the conversion from radial to pulsational velocities relies on a poorly calibrated parameter: the projection factor (p -factor). In the present work, we determine the value of the p -factor of six RR Lyrae variables (BB Pup, RR Lyr, RV Oct, SW Dra, WY Ant and X Ari). For this purpose, we apply the SPIPS method (SpectroPhoto-Interferometry of Pulsating Stars), a new implementation of the parallax of pulsation method that combines photometry, interferometry, and radial velocity measurements in a unified modeling of the pulsating stellar atmosphere. Based on the trigonometric parallaxes from the *Hubble Space Telescope*/FGS (for RR Lyr) or *Gaia* DR2, we determine the value of the p -factors and other physical parameters of the six stars of our sample. We obtain a mean value of the projection factor of 1.32 ± 0.02 , applicable to Baade-Wesselink distance determinations of RR Lyrae stars.

1 CONTEXT

RR Lyrae stars (RRLs) are old and relatively low mass stars located in the instability strip of the Hertzsprung-Russell diagram. This type of star is present in old stellar populations such as globular clusters, the bulge and halo of the Milky Way. RRLs are widely used for galactic archaeology. They permit to precisely map substructures, streams or satellites throughout the Galactic halo thus helping to reconstruct the hierarchical formation of the Milky Way (Sesar et al. 2017). Due to their variability and relatively high luminosity, they are easily identifiable even at large distances and are powerful tools in the studies of many fundamental astrophysical problems, particularly in the calibration of the local distance scale. To map the Large and Small Magellanic Clouds, many studies have used Cepheids and RR Lyrae variables. Over time, the large surveys of these variables within the Magellanic Clouds, such as the OGLE and VMC surveys, revealed their 3D structure (Haschke et al. 2012a,b; Jacyszyn-Dobrzeńska et al. 2017).

The parallax-of-pulsation technique (commonly known as the Baade-Wesselink method) permits to obtain distances comparing the amplitudes of the linear diameter variation (from an integration of radial velocities measurements) and the angular diameter variation (from interferometric or photometric measurements). The accuracy of this method is limited by the projection factor (p -factor), used to convert disk-integrated spectroscopic radial veloc-

ities into pulsation velocities (tracing the displacement of the photosphere). The exact value of the p -factor -and its possible dependence on the pulsation period- are still debated (Kervella et al. 2017; Nardetto et al. 2017; Gallenne et al. 2017). An unbiased quantity that can be derived using the parallax of pulsation method is the ratio distance/ p -factor. Therefore, the observational calibration of the p -factor requires an independent measurement of the distance in order to resolve the degeneracy between the distance and the p -factor.

Because of the scarcity of accurate radial velocities and infrared photometry, and difficulties due to the Blazhko effect or the rapid acceleration of the RR Lyrae atmosphere, the application of the Baade-Wesselink method to these stars is still limited (Liu & Janes 1990; Carney et al. 1992; Carrillo et al. 1995; Cacciari et al. 2000; Jurcsik et al. 2017; Jurcsik & Hajdu 2017). A majority of these studies assume a constant p -factor (usually between 1.32 and 1.39) in order to derive the distances. Moreover, among the different applications of the BW method in the literature, a majority chooses to determine the parameters of the star only on restricted phase intervals, and not on the entire pulsation cycle, in order to avoid the phases presenting disturbances related to shocks. Recently, Jurcsik et al. (2017) determined the distance to the globular cluster M13 (10.5 kpc supposing $p = 1.35$) applying the BW method to 26 RR Lyrae showing no evidence of a Blazhko effect,

before concluding in Jurcsik & Hajdu (2017) that this method cannot be applied to Blazhko stars to obtain reliable distances. The application of the BW method to RR Lyrae variables with or without Blazhko effect could, however, bring constraints on the atmospheric dynamics of these stars.

We here apply the SpectroPhoto-Interferometry of Pulsating Stars (hereafter SPIPS) method (Mérand et al. 2015), an implementation of the parallax of pulsation approach, to derive the physical parameters of a sample of six RRLs (such as the projection factor, the color excess and the radius) using the *Gaia* parallaxes from the second data release (GDR2; Gaia Collaboration et al. (2018)). Examples of its application to Cepheids can be found in Mérand et al. (2015), Breifelder et al. (2016), Kervella et al. (2017) and Gallenne et al. (2017). We first present an overview of the SPIPS principle and the data sets adopted for our analysis (Sect. 2). Finally, we present in Sect. 3 the various parameters and relations resulting from our SPIPS analysis for each RR Lyrae of our sample: the Blazhko star RR Lyr and the five non Blazhko stars BB Pup, RV Oct, SW Dra, WY Ant and X Ari.

2 SPIPS METHOD AND DATASET

2.1 Principle of the SPIPS method

We used the SPIPS approach (Mérand et al. 2015) to reproduce our observational data set. This algorithm is inspired from the classical parallax of pulsation technique (Baade 1926; Wesselink 1946), the general idea of this method being to compare the linear and angular variations of the stellar radius to retrieve the distance. The SPIPS algorithm considers the pulsating stellar atmosphere with a changing effective temperatures and pulsation velocity. It should be noted that the SPIPS model does not include a physical description of the internal structure of the pulsating star. This is a purely atmospheric modeling. The implemented algorithm performs a global fit of all the available data found in the literature (radial velocities, interferometric angular diameters, effective temperatures, magnitudes and colors in all bands) using a standard multi-parameter χ^2 minimization. The synthetic photometry is calculated using a grid of ATLAS9¹ atmosphere models using calibrated filter transmissions and photometric zero points. As discussed by Mérand et al. (2015), fitting all the observables together with a single coherent model leads to more robust estimates of the statistical and systematic uncertainties compared to a sequential fit of the parameters. This is in particular less sensitive to biases in a particular photometric band than the linear surface brightness color relations generally employed in classical Baade-Wesselink implementations (e.g., Storm et al. 2011; Groenewegen 2013).

In addition, the SPIPS model fitting integrates a search for infrared excess, that is observed, for instance, in classical Cepheids (Breifelder et al. 2016; Kervella et al. 2017). For this class of stars, Hocdé et al. (2019) proposed that it originates from free-free emission of a thin shell of ionized gas. The excess is implemented in the SPIPS model as an additional energy distribution, represented by a power law defined as $IR_{ex} = \alpha(\lambda - 1.2)^{0.4}$, where α is the slope and λ the wavelength in μm . The SPIPS analysis considers the flux in the visible domain ($\lambda < 1.2 \mu m$) as a fiducial, under the assumption that there is no excess nor deficit in this wavelength domain.

We interpolated the radial velocity measurements using spline

Table 1. Input parameters used for the SPIPS modeling.

Name	MJD ₀ (days)	ϖ (mas)	d (kpc)	[Fe/H] (dex)
BB Pup	56749.61	0.618 \pm 0.038 *	1.618 \pm 0.099	-0.6
RV Oct	56750.06	1.045 \pm 0.029 *	0.957 \pm 0.027	-1.71
SW Dra	46495.25	1.047 \pm 0.030 *	0.955 \pm 0.027	-1.12
WY Ant	56749.88	0.942 \pm 0.057 *	1.061 \pm 0.064	-1.48
X Ari	46325.38	1.869 \pm 0.041 *	0.535 \pm 0.012	-2.43
RR Lyr	56748.73	3.770 \pm 0.130 **	0.265 \pm 0.009	-1.39

* GDR2 parallax ; * HST/FGS parallax

functions defined by semi-fixed nodes. Although they are numerically less stable than Fourier series, they prevent the introduction of unphysical oscillations when the data are too dispersed or not dense enough. The photometry curves are fitted with Fourier series. Contrary to radial velocities, Fourier series do not introduce oscillations for photometric data thanks to their relative abundance and usually dense phase coverage.

For each RRL, the phases of the data points have been calculated using their Julian date epoch of maximum light MJD₀ (Table 1). Our strategy to fit the data was to start from a generic model whose observables are similar to the observed data, in order to accelerate the convergence of the fit. These starting model curves typically consist of simple sinusoids, whose amplitudes and phases are defined by the a priori parameters of the star. An example of initial model is represented in Appendix A for RR Lyrae. The a priori parameters are deduced from a set of physical parameters from the literature, such as the mean effective temperature, the period and the reference epoch MJD₀. Approximate values of the gamma velocity and the mean angular diameter are also estimated. Then, depending on the properties of the different curves (such as the presence of bumps or steep variations), we adapt the number of Fourier modes, and thus of free parameters, to obtain a satisfactory representation of the different variation curves (radial velocity, photometry...) of each star. For the following analysis, in addition to the distance (taken from the GDR2 catalog, or the HST/FGS for RR Lyr), the MJD₀ and the metallicity [Fe/H] are fixed (Table 1). All the other parameters are adjusted by the SPIPS multi-parametric fitting, including in particular the distance/ p -factor ratio for each target.

2.2 Observational datasets

We present in this section the different datasets that we used for the SPIPS analysis of our targets. The corresponding literature references are summarized in Table 2.

2.2.1 Radial Velocities

We adopted for RR Lyr the radial velocity measurements from Chabid & Chapellier (2006). These observations, obtained with the AURELIE spectrograph, cover an entire Blazhko cycle (41 days between June and August 2000). This very good completeness is important for the present analysis, as we rely on an averaging of the time-variable velocity curve of the star over its Blazhko cycle (see also Sect. 2.3.1). The uncertainties listed by the authors are on the order of 250 m.s⁻¹. The original data are unfortunately unavailable, either in the article or online. As the authors indicated that they no longer have the original data (Chapellier, private communication),

¹ <http://wwwuser.oats.inaf.it/castelli/grids.html>

Table 2. Data used to apply the SPIPS method.

Name	Radial Velocity	Photometry	T_{eff}
BB Pup	4	4, 5, 7	-
RR Lyr	2	5, 6, 8	9
RV Oct	1	4, 5, 7	-
SW Dra	3	3, 5, 7	10
WY Ant	1	4, 5, 6, 7	-
X Ari	3	3, 5, 7	10

(1) For et al. (2011); (2) Chadid & Chapellier (2006);
 (3) Jones et al. (1987a,b); (4) Skillen et al. (1993b,a);
 (5) Monson et al. (2017); (6) ESA (1997); (7) Gaia
 Collaboration et al. (2018); (8) Sollima et al. (2008);
 (9) Fossati et al. (2014); (10) Andrievsky et al. (2018)

we employed the Dexter² tool provided by the Astrophysics Data System to extract the phased points directly from Fig. 9 of the Chadid & Chapellier (2006) paper. The extracted data points are listed in the FITS file associated with the present paper, and available from the CDS. This technique allowed us to retrieve the data points accurately, but the individual observing epochs are lost, as only the phase-folded data are represented. We thus cannot separate each pulsation cycle, and we apply the SPIPS modeling to an average pulsation cycle computed over the Blazhko period. An uncertainty of 4 km.s^{-1} has been added to the data in order to take into account the cycle-to-cycle dispersion of the velocities due to the Blazhko modulation, and to cover potential uncertainties associated with the extraction of the data from the paper figure. Concerning the other stars, we used the radial velocities from For et al. (2011), Skillen et al. (1993a), Jones et al. (1987a), Jones (1988), and Jones et al. (1992). For these publications, the radial velocities were measured consistently using the cross-correlation technique, and are accurate to $1\text{--}3 \text{ km.s}^{-1}$.

2.2.2 Photometry

For this analysis, we used the B and V light curves from Monson et al. (2017) and Jones et al. (1987a,b). These data were chosen for their excellent coverage in phase (hundreds of epochs) and accuracy. We also included B and V photometric data from the *Hipparcos* and *Tycho* catalogs (ESA 1997) as well as the epoch photometry (~ 20 epochs) from the GDR2 (Evans et al. 2018). It consists of three bands: a G magnitude for all sources and a G_{BP} and G_{RP} magnitude for the large majority as a function of time. We also used in our dataset the photometric light curves in the near infrared JHK bands from Monson et al. (2017), Sollima et al. (2008), Jones et al. (1987a,b) and Skillen et al. (1993b,a) as well as in thermal infrared I_1 and I_2 from Monson et al. (2017). Most of these authors give a standard deviation of $0.01\text{--}0.02$ mag for individual data points to which we added a systematic uncertainty of 0.02 mag. For all the filters, we retrieved the transmission curves from the SVO/FPS service³. The zero-points and the associated uncertainties for each filter are taken from Evans et al. (2018) for the *Gaia* bands and from Mann & von Braun (2015) for the other bands.

² http://cdsads.u-strasbg.fr/abs_doc/help_pages/dexter.html

³ <http://svo2.cab.inta-csic.es/theory/fps/>

2.2.3 Effective temperature

In order to better constrain the SPIPS model, we added for some stars the effective temperature estimates, accurate to $50\text{--}100\text{K}$, derived by Fossati et al. (2014) and Andrievsky et al. (2018) from the analysis of high-resolution spectra. For RR Lyr, the effective temperatures from Fossati et al. (2014) were derived by fitting synthetic spectra to the wings of the $H\gamma$ line. We also included a few points for SW Dra and X Ari from Andrievsky et al. (2018). They derived atmospheric parameters such as temperature and abundance using the SME (Spectroscopy Made Easy) package (Piskunov & Valenti 2017) together with the spectra of 30 Galactic RR Lyrae-type stars.

A good convergence of the model is possible even without these observations. As shown in Appendix B, the models are more constrained by the photometry. The stars of our sample have approximately a dozen photometric bands and filters. This large number at visible and infrared wavelengths allows us to obtain a good convergence of the model as well as a good accuracy on the derived physical parameters. The spectroscopic effective temperature estimates are however useful as they are independent from the interstellar reddening, and they therefore contribute to reduce the degeneracy between the $E(B - V)$ color excess and the presence of infrared excess.

2.3 Application to RR Lyr

Thanks to its relative proximity, the trigonometric parallax of RR Lyr has been measured accurately by Benedict et al. (2011) using the HST/FGS instrument ($\varpi_{\text{HST}} = 3.770 \pm 0.130$ mas). Its parallax is not available in the GDR2 catalog.

2.3.1 Blazhko effect

RRLs display phenomena that are still incompletely understood, in particular the Blazhko effect (Blazhko 1907). It is characterized by a periodic amplitude and phase modulation of the pulsation curve. Several theories have been proposed to explain this phenomenon (see e.g., Smolec 2016; Kolláth 2018). Among them, the "interactive beating-modes model" developed by Buchler & Kolláth (2011), explains the modulation from a non-linear interaction between the fundamental mode and a non-radial one. A second explanation, proposed by Buchler & Kolláth (2011) and Le Borgne et al. (2014) involves a resonance between an overtone mode and the fundamental mode. The presence of a complex multi-shocks structure detected in RRLs by Chadid et al. (2008) and Chadid et al. (2014) induces bumps and gradients in the radial velocity curve. The interaction of these shocks with an outflowing wind as described by Stellingwerf (2013) could explain the observed modulations.

RR Lyr itself presents a strong and irregular Blazhko effect. From recent Kepler observations, Kolenberg et al. (2011) find a value for the Blazhko period of $P_B = 39.1 \pm 0.3$ days in addition to the main pulsation period of $P_0 = 0.567$ days. Over the past decades, the Blazhko period appears to have decreased (Kolenberg et al. 2006). Additional periodicities in the star cycle were also identified, such as a 4-year cycle during which the Blazhko effect varies in strength (Detre & Szeidl 1973).

We notice that the radial velocity curve and almost all the photometric observations of RR Lyr used in this analysis cover at least one Blazhko cycle. Only the thermal infrared dataset from Monson et al. (2017) was acquired over a few days only. Moreover, the observations of effective temperatures from Fossati et al. (2014) were

made between June and August 2004, which roughly corresponds to the same phase of the 4-year cycle of the Blazhko cycle as the radial velocities by [Chadid & Chapellier \(2006\)](#). The parameters derived from the following SPIPS model fitting correspond to average values over several pulsation cycles, covered by our different datasets.

2.3.2 Results of the SPIPS modeling

The values of the corresponding best fit parameters of RR Lyr are listed at the bottom of Table 3. We indicated in this table both the statistical and systematic errors. In the case of the p -factor, the systematic errors are dominated by the uncertainties on the *Gaia* parallaxes. We assumed typical values of systematic errors of 50 K for effective temperatures, 2% on the angular diameters and 0.5 km.s^{-1} for radial velocities ([Mérand et al. 2015](#); [Breitfelder et al. 2016](#)). Figure D1 shows the correlations between the different parameters. They do not show any strong correlation between the projection factor and the other parameters. The p -factor is only directly dependent on the radial velocity variation and the angular diameter variation, which is very weakly affected by the reddening, but not on their average values. We notice a significant anti-correlation between the average angular diameter and the average temperature, but the presence of spectroscopic effective temperature estimates limit these anti-correlations.

The quality of the fit is globally satisfying, with a good phasing of the different datasets and χ^2 . The extensive dataset from [Chadid & Chapellier \(2006\)](#) and the additional photometry are of good quality and densely cover a full Blazhko cycle, which results in a satisfactory convergence of the fit. The color excess $E(B - V) = 0.011 \pm 0.016$ that we derive is consistent with the estimates of [Sollima et al. \(2008\)](#) ($0.02_{\pm 0.03}$) and [Feast et al. \(2008\)](#) (0.03). Such a small value is expected from the proximity of this star. The mean radius that we obtain ($R = 5.96 \pm 0.12 R_{\odot}$) is slightly larger than the one determined by [Kolenberg et al. \(2010\)](#) ($\sim 5.4 R_{\odot}$) and the expected radius from the period-radius relation by [Marconi et al. \(2005\)](#) ($5.2 \pm 0.5 R_{\odot}$).

Concerning the projection factor, we obtain a value of 1.338 with a statistical uncertainty from the fit of $\sigma_{stat} = \pm 0.016$. Moreover, as the p -factor and the distance are degenerate parameters, the $\pm 3.6\%$ distance error bar induces a dominant error of $\sigma_{dist} = \pm 0.045$. We thus obtain the following value of the projection factor of RR Lyr, defined for cross-correlation radial velocities:

$$p[\text{RR Lyr}] = 1.338 \pm 0.048 \quad (3.6\%) \quad (1)$$

We note that this p -factor value is close to the expected range considering simply the sphericity of the star and the limb-darkening (1.32-1.39, [Burki et al. 1982](#); [Nardetto et al. 2006](#); [Neilson et al. 2012](#)). It is also in agreement with the p -factors generally used in the application of the BW method on RRLs (between 1.3 and 1.39, [Liu & Janes 1990](#); [Carney et al. 1992](#); [Cacciari et al. 2000](#); [Jurcsik et al. 2017](#); [Jurcsik & Hajdu 2017](#)). This consistent value suggests that the Blazhko effect does not strongly impact the average values of the adjusted parameters. It also indicates that the atmospheric velocity gradient in the atmosphere of RRLs ([Nardetto et al. 2007](#)) has probably a limited influence on the p -factor value. The recent study of [Jurcsik & Hajdu \(2017\)](#) concluded on the instability of the Baade-Wesselink method applied on Blazhko stars. [Prudil & Skarka \(2017\)](#) noticed that the mean-light curve fitting or averaging parameters over the Blazhko cycle is unreliable. It seems that RR Lyr has smaller amplitude variations during a Blazhko cycle than the stars studied in these works. In particular, the photometric

curves of RR Lyr show a limited dispersion, which allows us to obtain a variation of the angular diameter less dependent on the phase of the Blazhko cycle. [Jurcsik et al. \(2009\)](#) evaluated to 1-2% the influence of this phase on the parameters of a star showing large amplitude variations.

2.4 Application to the *Gaia* sample: BB Pup, RV Oct, SW Dra, WY Ant and X Ari

Because the Blazhko effect is difficult to take into account in our method, we selected in addition to RR Lyr a sample of non-Blazhko RRab stars present in the GDR2 catalog.

2.4.1 Selected sample

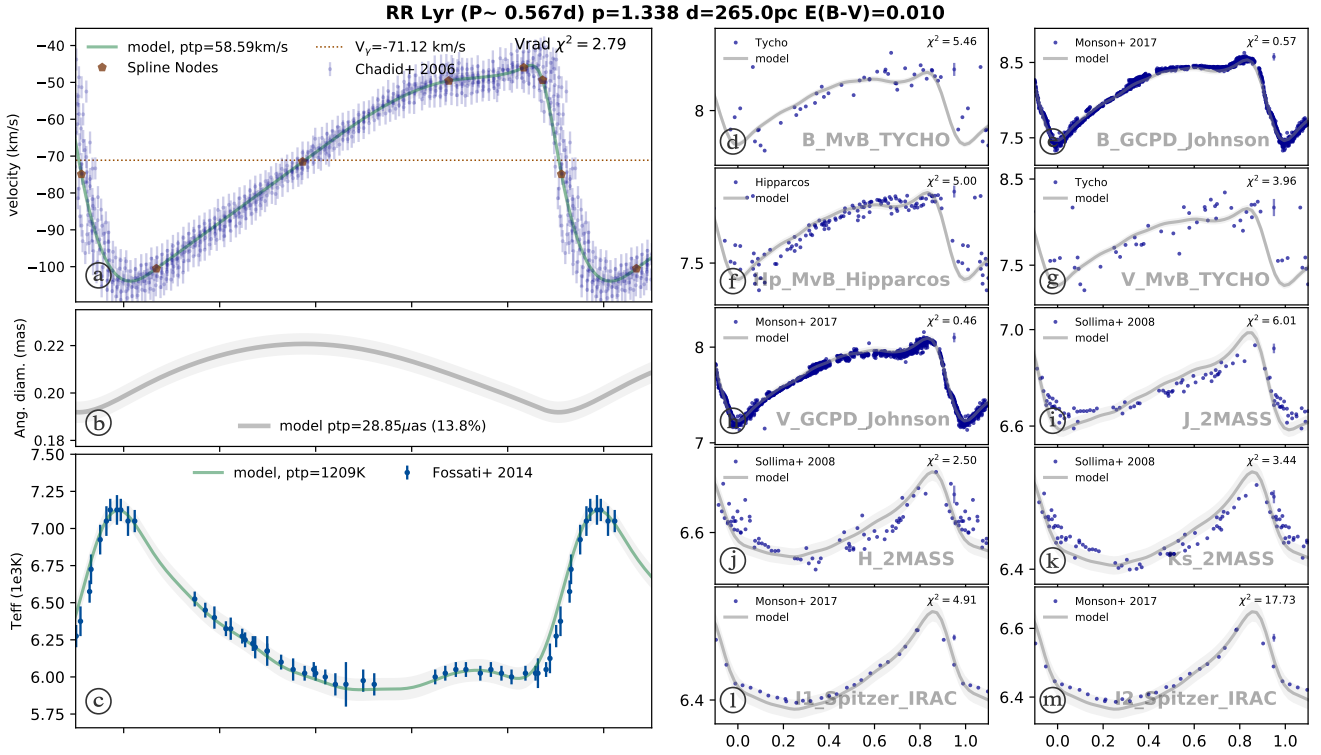
The second *Gaia* data release delivered parallax measurements of more than a billion stars, with uncertainty of about $10 \mu\text{as}$ for some of them ([Gaia Collaboration et al. 2018](#)). These parallaxes show evidence for a global zero-point shift on the order of -0.029 mas ([Lindgren et al. 2018](#)). We added 0.0319 mas to the published values according to Table 1 of [Arenou et al. \(2018\)](#) for GCVS RR Lyrae variables. Moreover, GDR2 parallaxes of variable stars seem to be affected by systematics due to the absence of chromatic corrections in the GDR2 data processing. This is especially the case for classical Cepheids and Mira variables because of their large photometric and color amplitudes ([Kervella et al. 2019](#); [Mowlavi et al. 2018](#)). RR Lyrae variables present smaller variations of luminosity and color and are thus less sensitive to this effect. We assume in the present work that their GDR2 parallaxes are reliable. However, we carefully selected the most reliable sample, based on various quality indicators provided in the GDR2 catalog, such as the astrometric excess noise (ExNoi) or the astrometric goodness-of-fit (GoF). However, these quality control parameters are uncertain for bright stars. We therefore considered in addition the Renormalised Unit Weight Error (RUWE). This quality control parameter permits to compare the properties of a given star to the typical quality of similar stars in the entire GDR2 catalog. The RUWE is computed from the following quantities: N (number of good observations), G (mean magnitude in G band), C ($G_{BP}-G_{RP}$ color, when available) and the astrometric χ^2 . The unit weight error (UWE) is defined as $\text{UWE} = \sqrt{u}$, where $u = \chi^2/(N - 5)$. The RUWE is then given by $\text{RUWE} = \text{UWE}/u_0(G, C)$ where u_0 is an empirical normalisation factor, provided as a lookup table on the ESA *Gaia* DR2 "Known issues" page⁴. Following the suggested limit by Lindgren, we rejected the stars that present a $\text{RUWE} > 1.4$.

[Arenou et al. \(2018\)](#) proposes conditions to filter the GDR2 data affected by calibration problems and perturbations. We only selected the solutions having six observations minimum (as defined by [Lindgren et al. 2018](#)) and fulfilling the [Arenou et al. \(2018\)](#) conditions (Equations 1 and 2):

$$\begin{cases} u < 1.2 \max(1, \exp(-0.2(G - 19.5))) \\ \text{and} \\ 1 + 0.015(G_{BP} - G_{RP})^2 < E < 1.3 + 0.06(G_{BP} - G_{RP})^2, \end{cases}$$

Where E is the G_{BP}/G_{RP} flux excess factor ($E = (I_{G_{BP}} + I_{G_{RP}})/I_G \sim 1$ for normal stars, with $I_{G_{BP}}$, $I_{G_{RP}}$ and I_G the fluxes in the respective bands). All the values of these different quality indicators are given in Table 4 for the five stars we analyzed: BB Pup, RV Oct, SW Dra, WY Ant and X Ari.

⁴ <https://www.cosmos.esa.int/web/gaia/dr2-known-issues>

Figure 1. SPIPS combined fit of the observations of RR Lyr ($\chi_r^2 = 5.59$).

Table 3. Best-fit parameters from the SPIPS analysis of the RRLs of our sample: period, projection factor and mean values of angular diameter, radius, color excess, effective temperature, radial velocity and infrared excess and their statistical and systematic uncertainties.

Name	P (days)	p -factor	$\langle \theta \rangle$ (mas)	$\langle R \rangle$ (R_\odot)	$\langle T_{\text{eff}} \rangle$ K	V_γ (km.s^{-1})	E(B-V)	IR_{ex}^* (mag)
RR Lyr	$0.567_{\pm 2.10^{-07}}$	$1.338_{\pm 0.016 \pm 0.045}$	$0.209_{\pm 1.10^{-4} \pm 0.004}$	$5.96_{\pm 4.10^{-3} \pm 0.12}$	$6255_{\pm 18 \pm 50}$	$-71.1_{\pm 0.3 \pm 0.5}$	$0.011_{\pm 0.001 \pm 0.016}$	$0.002_{\pm 0.008}$
BB Pup	$0.481_{\pm 1.10^{-07}}$	$1.288_{\pm 0.029 \pm 0.079}$	$0.027_{\pm 3.10^{-5} \pm 5.10^{-4}}$	$4.78_{\pm 5.10^{-3} \pm 0.10}$	$6275_{\pm 33 \pm 50}$	$133.6_{\pm 1.1 \pm 0.5}$	$0.041_{\pm 0.008 \pm 0.016}$	$0.002_{\pm 0.012}$
RV Oct	$0.571_{\pm 6.10^{-08}}$	$1.321_{\pm 0.018 \pm 0.037}$	$0.052_{\pm 4.10^{-5} \pm 0.001}$	$5.37_{\pm 4.10^{-3} \pm 0.11}$	$6340_{\pm 28 \pm 50}$	$141.2_{\pm 0.2 \pm 0.5}$	$0.076_{\pm 0.013 \pm 0.016}$	$0.011_{\pm 0.008}$
SW Dra	$0.570_{\pm 2.10^{-07}}$	$1.298_{\pm 0.038 \pm 0.037}$	$0.056_{\pm 5.10^{-5} \pm 0.001}$	$5.75_{\pm 5.10^{-3} \pm 0.12}$	$6400_{\pm 35 \pm 50}$	$-29.2_{\pm 0.6 \pm 0.5}$	$0.023_{\pm 0.014 \pm 0.016}$	$0.000_{\pm 0.011}$
WY Ant	$0.574_{\pm 5.10^{-08}}$	$1.286_{\pm 0.018 \pm 0.078}$	$0.049_{\pm 4.10^{-5} \pm 0.001}$	$5.63_{\pm 5.10^{-3} \pm 0.11}$	$6473_{\pm 27 \pm 50}$	$203.5_{\pm 0.1 \pm 0.5}$	$0.061_{\pm 0.021 \pm 0.016}$	$0.001_{\pm 0.021}$
X Ari	$0.651_{\pm 3.10^{-07}}$	$1.322_{\pm 0.030 \pm 0.029}$	$0.109_{\pm 1.10^{-4} \pm 0.002}$	$6.24_{\pm 6.10^{-3} \pm 0.12}$	$6584_{\pm 49 \pm 50}$	$-36.8_{\pm 0.2 \pm 0.5}$	$0.210_{\pm 0.012 \pm 0.016}$	$0.000_{\pm 0.014}$

* Value of the slope α of the excess law $\text{IR}_{\text{ex}} = \alpha(\lambda - 1.2)^{0.4}$.

Table 4. Values of the GDR2 astrometric quality parameters of the RRL sample.

Name	DR2 Name	Type	ϖ_{GDR2} (mas)	RUWE	GoF	ExNoi* (mas)	Quality flags**
BB Pup	5707380936404638336	RRab	$0.618_{\pm 0.038}$	1.22	7.48	0.0	✓
RV Oct	5769986338215537280	RRab	$1.045_{\pm 0.029}$	1.18	13.53	0.0	✓
SW Dra	1683444631037761024	RRab	$1.470_{\pm 0.030}$	1.22	10.35	0.0	✓
WY Ant	5461994297841116160	RRab	$0.942_{\pm 0.057}$	1.27	9.69	0.0	✓
X Ari	15489408711727488	RRab	$1.869_{\pm 0.041}$	0.93	4.37	0.0	✓

* Astrometric excess noise. Indicates the astrometric modeling errors for a specific source, a value of 0 indicates that the source is astrometrically well-behaved

** : ✓ = solutions fulfilling the conditions from [Arenou et al. \(2018\)](#).

2.4.2 Results of the SPIPS modeling

An overview of the SPIPS models of the *Gaia* sample are provided in Figures C1 to C5. The quality of each fit is very good, with a $\chi_r^2 < 3$ and a satisfactory reproduction of the different observables by the model along the pulsation cycle. We note that the systematics on the p -factors are more important on BB Pup and WY Ant, which is mostly due to the uncertainties on their distances (about 6% on these stars compared to 2–3% on the other ones) and to the absence of spectroscopic effective temperatures constraining the models. The projection factors derived from our analysis (Table 1) are also precise with a maximum relative uncertainty of 6.6%, the errors being largely due to the uncertainty on the *Gaia* parallaxes. We note that the determined p -factor values for the *Gaia* sample are consistent with the p -factor of the Blazhko star RR Lyr, suggesting that the Blazhko effect has a mild influence on this parameter.

3 DISCUSSION

3.1 Period- p -factor relation

In order to compare our results with different $P - p$ relations from the literature, we use constant and linear fits to our p -factors as a function of the period. We adopt the method described by Gallenne et al. (2017) (their Sect. 4.1) to parametrize the linear fit:

$$p = a(\log P - \log P_0) + b, \quad (2)$$

with $\log P_0 = -0.23$, and where a and b are the slope and the zero point respectively. The choice of $\log P_0$ depends on the period range of the dataset and is important in order to compare different linear fits in terms of prediction uncertainties. It corresponds here to the weighted average of our sample of $\log P$. The different relations are shown in Fig. 2. The Blazhko star RR Lyr is represented in this figure with a star symbol.

A relation between the p -factor and the period is expected, as the dependency between the period and the mean temperature induces in principle change in limb darkening that impacts the p -factor. A two-parameters linear fit shows a weak dependance of the p -factor with the period ($\chi_r^2 = 0.12$):

$$p = (0.205 \pm 0.572)(\log P + 0.23) + (1.314 \pm 0.019). \quad (3)$$

Our data are also compatible with a constant p -factor ($\chi_r^2 = 0.15$):

$$p = 1.314 \pm 0.019. \quad (4)$$

This value is in agreement with the classical p -factor as determined by Jones et al. (1992) from limb darkening calculations only and is close to those from Fernley (1994) ($p = 1.38$). Moreover, this value is similar to the relation found by Breifelder et al. (2016) with interferometric observations ($p = 1.324 \pm 0.024$) using the same SPIPS analysis applied on classical Cepheids (Fig. 3). Such a universal $P - p$ relation of the pulsating stars in the instability strip has already been suggested by Nardetto et al. (2014), who proposed a common relation between classical Cepheids and δ Scuti stars. Their $P - p$ relation $p = 0.08_{\pm 0.01} \log P + 1.31_{\pm 0.01}$ is consistent with the projection factors of RRLs deduced in the present work.

3.2 Influence of the GDR2 parallax zero point offset on the $P - p$ relation

The RRLs studied in this work are far enough that the GDR2 astrometric zero-point shift (ZP_{GDR2}) has a significant influence on

the determined value of their projection factor. We show in Fig. 4 the global effect of the ZP_{GDR2} on the $P - p$ relation. This relation is represented for four values of ZP_{GDR2} corresponding to different values from the literature: 0 mas (no offset), -0.029 mas (Lindgren et al. 2018), -0.056 mas (Arenou et al. 2018, from RR Lyrae of the GDR2) and -0.08 mas (Stassun & Torres 2018). A linear relation corresponding to a projection factor increasing with the period is found for large absolute values of the ZP_{GDR2} offset. For an extreme value as -0.08 mas, RR Lyr (whose *HST*/FGS parallax is only weakly affected in relative terms by this bias) strongly differs from the other stars. To preserve a coherent p -factor value our sample, a relatively small absolute value of the ZP_{GDR2} appears reasonable, as the ones determined by Lindgren et al. (2018) (0.029 mas) and Arenou et al. (2018) (0.0319 mas). An economical constant p -factor model with $p = 1.31 \pm 0.02$ provides a consistent fit to all our measurements for ZP_{GDR2} between -0.029 and -0.056 mas.

3.3 Infrared excess

As described in Section 2.1, the presence of an infrared excess is included in the SPIPS modeling by means of an ad-hoc power law. The resulting α parameters of this law derived for the different stars of our sample are listed in Table 3. It is interesting to notice that almost null infrared excesses were found in the different SPIPS adjustments. This suggests that no free-free emission similar to classical Cepheids is present around these stars, which is in agreement with the conclusions of Tuchman et al. (1978, 1979) that no mass loss is detected in RRL variables. The addition of interferometric data would permit to be more sensitive to the presence of an envelope. However, such observations are currently not feasible, due to the very small angular diameter of RRLs. The largest apparent size is that of RR Lyr, with an angular diameter of only $\theta \approx 0.2$ mas, beyond the current resolution of long-baseline optical interferometers.

3.4 Hertzsprung-Russell diagram

Figure 5 presents the position of the RR Lyrae of our sample in the Hertzsprung-Russell diagram (Hertzsprung 1911; Russell 1914) using the temperatures and luminosities from our SPIPS models. The average positions of the stars are represented by a colored dot, and their trajectories during a pulsation cycle are represented by a colored loop. The RRLs are on average confined near the red edge as defined theoretically by Bono et al. (1995). The period-luminosity relation is as well clearly visible, with longer period stars at larger luminosities. We can therefore see a good evaluation of the average values determined by SPIPS. Moreover, we notice that the stars evolve significantly in this diagram throughout their pulsation cycle, sometimes crossing the edges of the instability strip, that are defined for mean values of effective temperature and luminosity. We can also point out that the photometric variation of RRLs is mainly due to their variation of effective temperature rather than their variation of radius, as shown by the relatively small dispersion along the isoradius contours represented as dotted lines in Fig. 5.

4 CONCLUSION

We presented SPIPS models of six RRab stars. We first analyzed the Blazhko prototype RR Lyr, and determined the value of its p -factor: $p[\text{RR Lyr}] = 1.34 \pm 0.05$. The precise *Gaia* parallaxes from the second data release allowed us to apply the same analysis to

Figure 2. Distribution of the measured p -factors of RRLs using *Gaia* DR2 parallaxes and considering $ZP_{GDR2} = -0.0319$ mas.

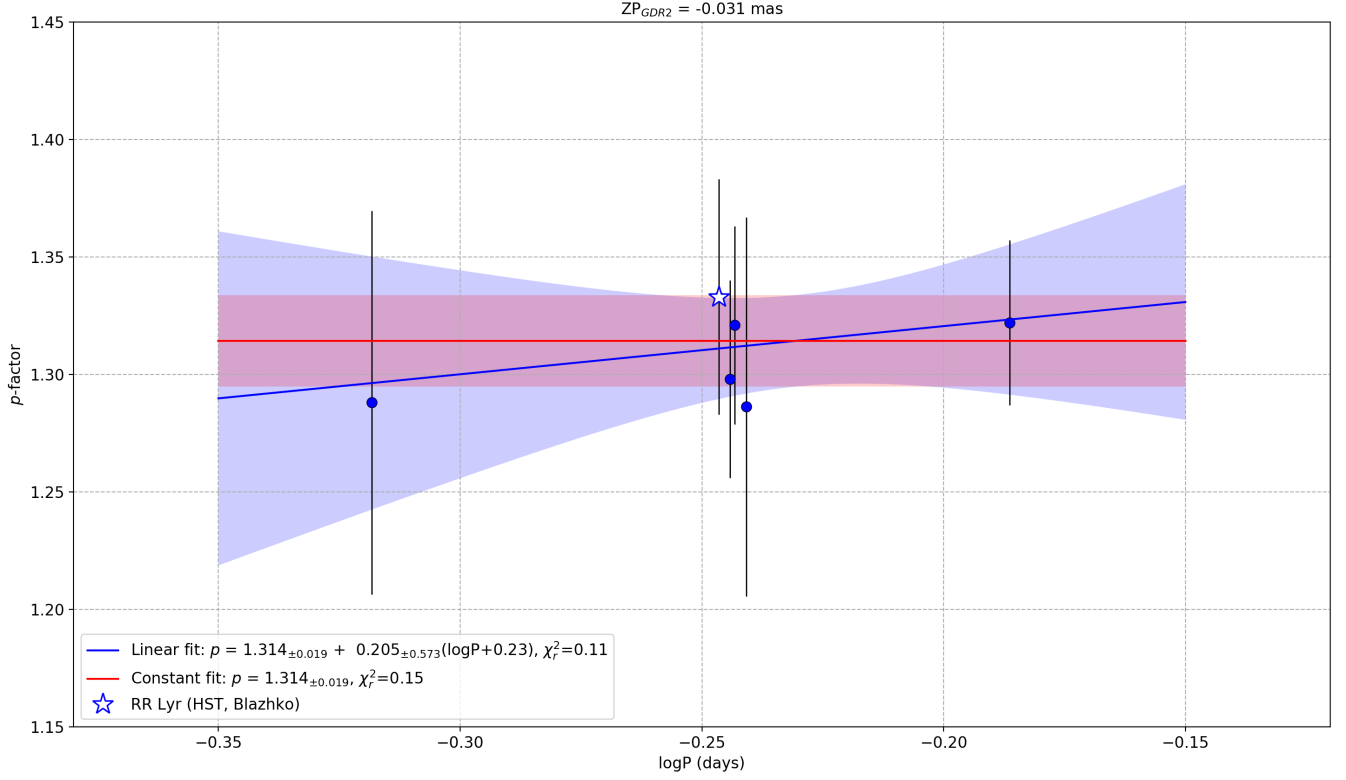


Figure 3. Comparison of the projection factors of galactic RR Lyrae (Present work) and Classical Cepheids (Breitfelder et al. 2016).

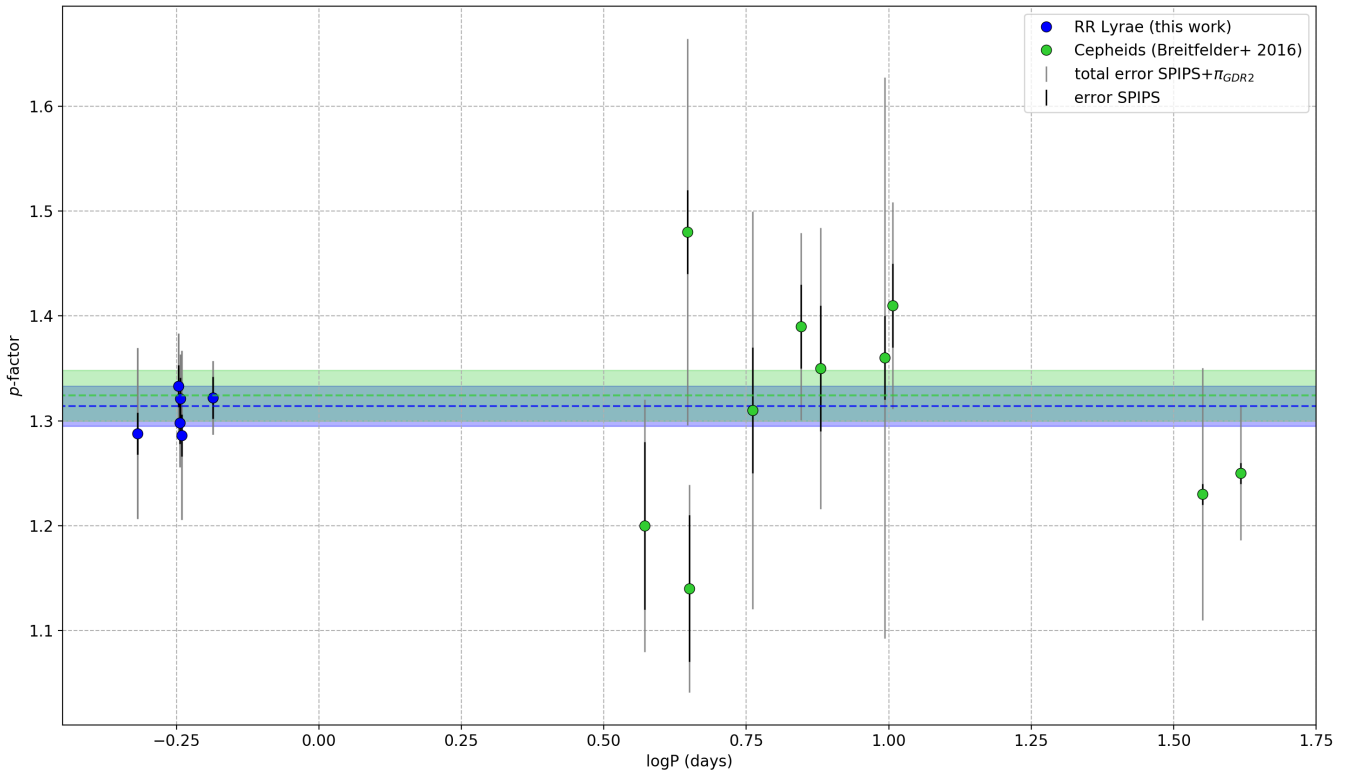
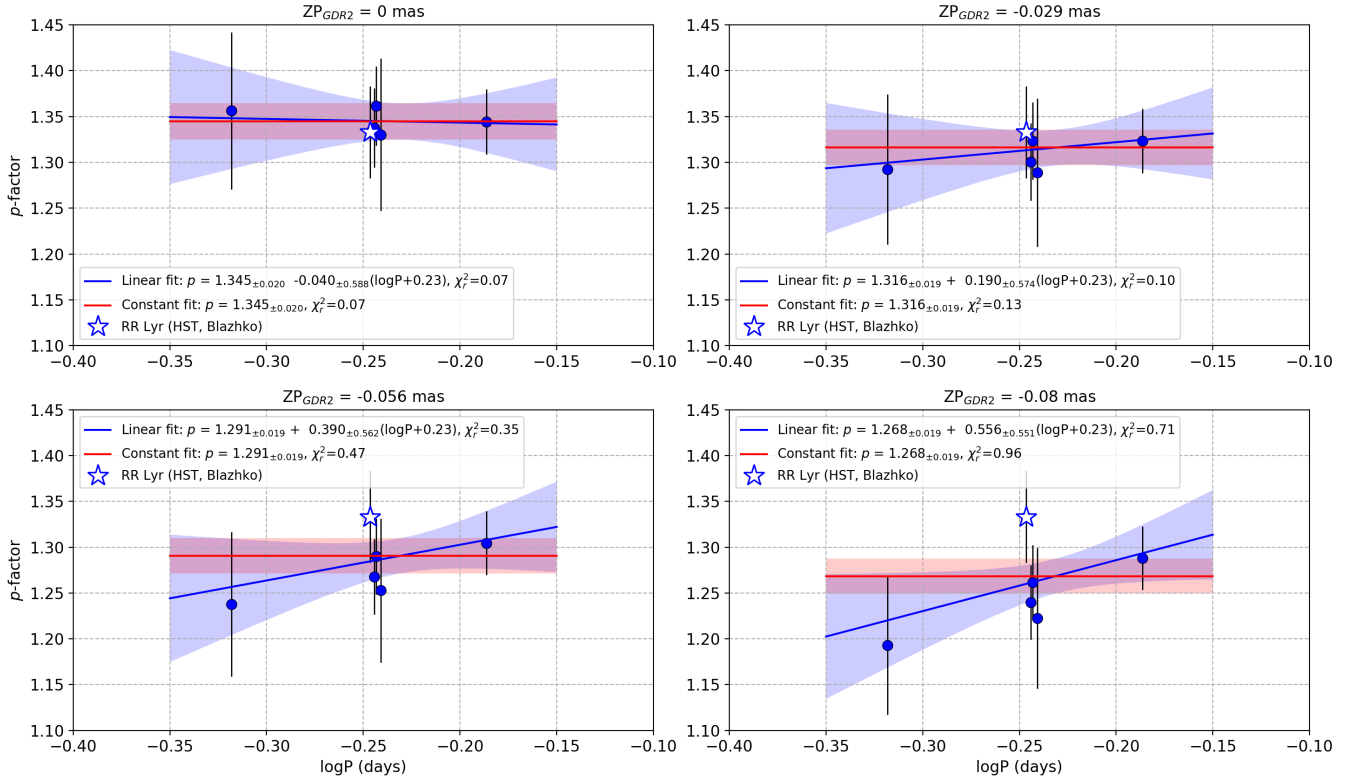
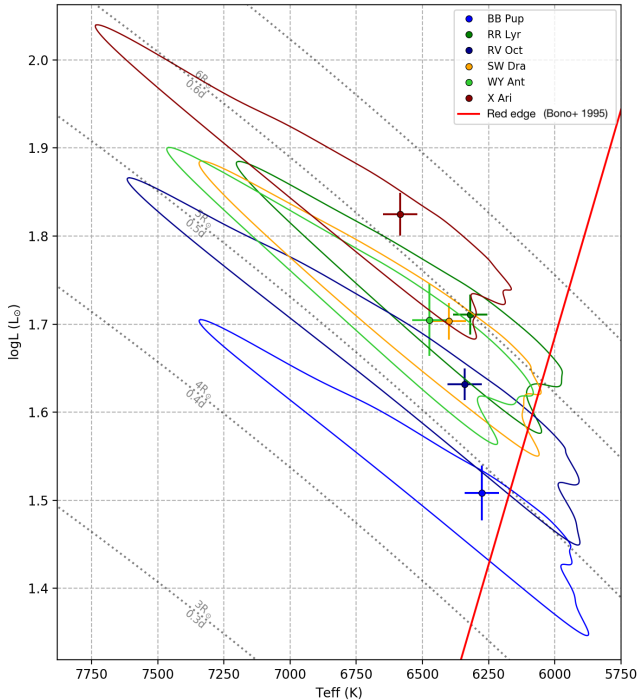


Figure 4. Effect of the astrometric zero point of the GDR2 (ZP_{GDR2}) on the determination of the projection factor.**Figure 5.** Position of the RR Lyrae variables in the Hertzsprung-Russell diagram. The colored loops represent the trajectories of the stars in the diagram during a cycle while the colored points correspond to the mean position. The red line represents the red edge of the instability strip as determined by Bono et al. (1995). The grey dotted curves correspond to isoradius contours.

five additional, non-Blazhko RR Lyrae variables: BB Pup, RV Oct, SW Dra, WY Ant and X Ari. We obtain a constant $P - p$ relation at $p = 1.31 \pm 0.02$, consistent with the value for RR Lyr, suggesting that the Blazhko effect has a mild influence on the average value of this parameter. In addition, we found no infrared excess around these stars. The poorly defined zero-point offset of the GDR2 parallaxes is still the main obstacle to a high-accuracy calibration of the Period- p -factor relation. A better accuracy on the parallaxes will be delivered in the third *Gaia* data release in 2020, providing more accurate p -factors for a larger sample of RRLs and other pulsating stars. The p -factor is presently a major source of uncertainty for the application of the classical Baade-Wesselink technique to RRLs. Our calibration to an accuracy of $\approx 3\%$ (including the GDR2 zero point systematics) already provides a solid basis. Its calibration to a sub-percent accuracy will open up the possibility to determine individual distances to RRLs at this level, independently of their Period-Luminosity-Metallicity relation. Based on this local calibration, the advent of extremely large telescopes such as the ELT will enable the application of the classical Baade-Wesselink technique to much larger distances that are currently accessible.

ACKNOWLEDGEMENTS

The authors acknowledge the support of the French Agence Nationale de la Recherche (ANR), under grant ANR-15-CE31-0012-01 (project Unlock-Cepheids). This research made use of the SIMBAD and VIZIER databases at the CDS, Strasbourg (France), and NASA's Astrophysics Data System Bibliographic Services. 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 (grant agreement

No. 695099). W. G. and G. P. gratefully acknowledge financial support for this work from the BASAL Centro de Astrofísica y Tecnologías Afines (CATA) AFB-170002. W. G. also gratefully acknowledges support for this work from the Millenium Institutes of Astrophysics (MAS) of the Iniciativa Científica Milenio del Ministerio de Economía, Fomento y Turismo de Chile, project IC120009. This research has made use of the SVO Filter Profile Service (<http://svo2.cab.inta-csic.es/theory/fps/>) supported by the Spanish MINECO through grant AYA2017-84089. This research made use of Astropy, a community-developed core Python package for Astronomy (Astropy Collaboration et al. 2013). This work has made use of data from the European Space Agency (ESA) mission Gaia (<http://www.cosmos.esa.int/gaia>), processed by the Gaia Data Processing and Analysis Consortium (DPAC, <http://www.cosmos.esa.int/web/gaia/dpac/consortium>). Funding for the DPAC has been provided by national institutions, in particular the institutions participating in the Gaia Multilateral Agreement.

REFERENCES

- Andrievsky S., et al., 2018, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **130**, 024201
- Arenou F., et al., 2018, *A&A*, **616**, A17
- Baade W., 1926, *Astronomische Nachrichten*, **228**, 359
- Benedict G. F., et al., 2011, *AJ*, **142**, 187
- Blažko S., 1907, *Astronomische Nachrichten*, **175**, 325
- Bono G., Caputo F., Marconi M., 1995, *AJ*, **110**, 2365
- Breitfelder J., Mérand A., Kervella P., Gallenne A., Szabados L., Anderson R. I., Le Bouquin J. B., 2016, *A&A*, **587**, A117
- Buchler J. R., Kolláth Z., 2011, *ApJ*, **731**, 24
- Burki G., Mayor M., Benz W., 1982, *A&A*, **109**, 258
- Cacciari C., Clementini G., Castelli F., Melandri F., 2000, in Szabados L., Kurtz D., eds, Vol. 203, IAU Colloq. 176: The Impact of Large-Scale Surveys on Pulsating Star Research. pp 176–181 ([arXiv:astro-ph/9909350](https://arxiv.org/abs/astro-ph/9909350))
- Carney B. W., Storm J., Jones R. V., 1992, *ApJ*, **386**, 663
- Carrillo D., Burki G., Mayor M., Burnet M., Lampens P., Nicolet B., 1995, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, **113**, 483
- Chadid M., Chapellier E., 2006, *A&A*, **456**, 305
- Chadid M., Vermin J., Gillet D., 2008, *A&A*, **491**, 537
- Chadid M., et al., 2014, *AJ*, **148**, 88
- Detre L., Szeidl B., 1973, *Information Bulletin on Variable Stars*, **764**, 1
- 1997, The HIPPARCOS and TYCHO catalogues. Astrometric and photometric star catalogues derived from the ESA HIPPARCOS Space Astrometry Mission Vol. 1200
- Evans D. W., et al., 2018, *A&A*, **616**, A4
- Feast M. W., Laney C. D., Kinman T. D., van Leeuwen F., Whitelock P. A., 2008, *MNRAS*, **386**, 2115
- Fernley J., 1994, *A&A*, **284**, L16
- For B.-Q., Preston G. W., Sneden C., 2011, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, **194**, 38
- Fossati L., Kolenberg K., Shulyak D. V., Elmasli A., Tsymbal V., Barnes T. G., Guggenberger E., Kochukhov O., 2014, *MNRAS*, **445**, 4094
- Gaia Collaboration et al., 2018, *A&A*, **616**, A1
- Gallenne A., Kervella P., Mérand A., Pietrzyński G., Gieren W., Nardetto N., Trahin B., 2017, *A&A*, **608**, A18
- Groenewegen M. A. T., 2013, *A&A*, **550**, A70
- Haschke R., Grebel E. K., Duffau S., 2012a, *AJ*, **144**, 106
- Haschke R., Grebel E. K., Duffau S., 2012b, *AJ*, **144**, 107
- Hertzsprung E., 1911, *Publikationen des Astrophysikalischen Observatoriums zu Potsdam*, **22**, A1
- Hoedé V., et al., 2019, arXiv e-prints, [p. arXiv:1909.12376](https://arxiv.org/abs/1909.12376)
- Jacyszyn-Dobrzeńska A. M., et al., 2017, *Acta Astron.*, **67**, 1
- Jones R. V., 1988, *ApJ*, **326**, 305
- Jones R. V., Carney B. W., Latham D. W., Kurucz R. L., 1987a, *ApJ*, **312**, 254
- Jones R. V., Carney B. W., Latham D. W., Kurucz R. L., 1987b, *ApJ*, **314**, 605
- Jones R. V., Carney B. W., Storm J., Latham D. W., 1992, *ApJ*, **386**, 646
- Jurcsik J., Hajdu G., 2017, *MNRAS*, **470**, 617
- Jurcsik J., et al., 2009, *MNRAS*, **393**, 1553
- Jurcsik J., et al., 2017, *MNRAS*, **468**, 1317
- Kervella P., et al., 2017, *A&A*, **600**, A127
- Kervella P., et al., 2019, *A&A*, **623**, A117
- Kolenberg K., et al., 2006, *A&A*, **459**, 577
- Kolenberg K., Fossati L., Shulyak D., Pikall H., Barnes T. G., Kochukhov O., Tsymbal V., 2010, *A&A*, **519**, A64
- Kolenberg K., et al., 2011, *MNRAS*, **411**, 878
- Kolláth Z., 2018, in The RR Lyrae 2017 Conference. Revival of the Classical Pulsators: from Galactic Structure to Stellar Interior Diagnostics. pp 137–145
- Le Borgne J. F., et al., 2014, *MNRAS*, **441**, 1435
- Lindgren L., et al., 2018, *A&A*, **616**, A2
- Liu T., Janes K. A., 1990, *ApJ*, **354**, 273
- Mann A. W., von Braun K., 2015, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, **127**, 102
- Marconi M., Nordgren T., Bono G., Schnider G., Caputo F., 2005, *ApJ*, **623**, L133
- Mérand A., et al., 2015, *A&A*, **584**, A80
- Monson A. J., et al., 2017, *AJ*, **153**, 96
- Mowlavi N., et al., 2018, *A&A*, **618**, A58
- Nardetto N., Mourard D., Kervella P., Mathias P., Mérand A., Bersier D., 2006, *A&A*, **453**, 309
- Nardetto N., Mourard D., Mathias P., Fokin A., Gillet D., 2007, *A&A*, **471**, 661
- Nardetto N., Poretti E., Rainer M., Guiglion G., Scardia M., Schmid V. S., Mathias P., 2014, *A&A*, **561**, A151
- Nardetto N., et al., 2017, *A&A*, **597**, A73
- Neilson H. R., Nardetto N., Ngeow C.-C., Fouqué P., Storm J., 2012, *A&A*, **541**, A134
- Piskunov N., Valenti J. A., 2017, *A&A*, **597**, A16
- Prudil Z., Skarka M., 2017, *MNRAS*, **466**, 2602
- Russell H. N., 1914, *Popular Astronomy*, **22**, 275
- Sesar B., Hernitschek N., Dierickx M. I. P., Fardal M. A., Rix H.-W., 2017, *ApJ*, **844**, L4
- Skillen I., Fernley J. A., Stobie R. S., Marang F., Jameson R. F., 1993a, *South African Astronomical Observatory Circular*, **15**, 90
- Skillen I., Fernley J. A., Stobie R. S., Jameson R. F., 1993b, *MNRAS*, **265**, 301
- Smolec R., 2016, in Róžańska A., Bejger M., eds, Vol. 3, 37th Meeting of the Polish Astronomical Society. pp 22–25 ([arXiv:1603.01252](https://arxiv.org/abs/1603.01252))
- Sollima A., Cacciari C., Arkharov A. A. H., Larionov V. M., Gorshanov D. L., Efimova N. V., Piersimoni A., 2008, *MNRAS*, **384**, 1583
- Stassun K. G., Torres G., 2018, *ApJ*, **862**, 61
- Stellingwerf R. F., 2013, arXiv e-prints, [p. arXiv:1310.0535](https://arxiv.org/abs/1310.0535)
- Storm J., et al., 2011, *A&A*, **534**, A94
- Tuchman Y., Sack N., Barkat Z., 1978, *ApJ*, **219**, 183
- Tuchman Y., Sack N., Barkat Z., 1979, *ApJ*, **234**, 217
- Wessellink A. J., 1946, *Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands*, **10**, 91

Figure A1. SPIPS starting model of RR Lyr.

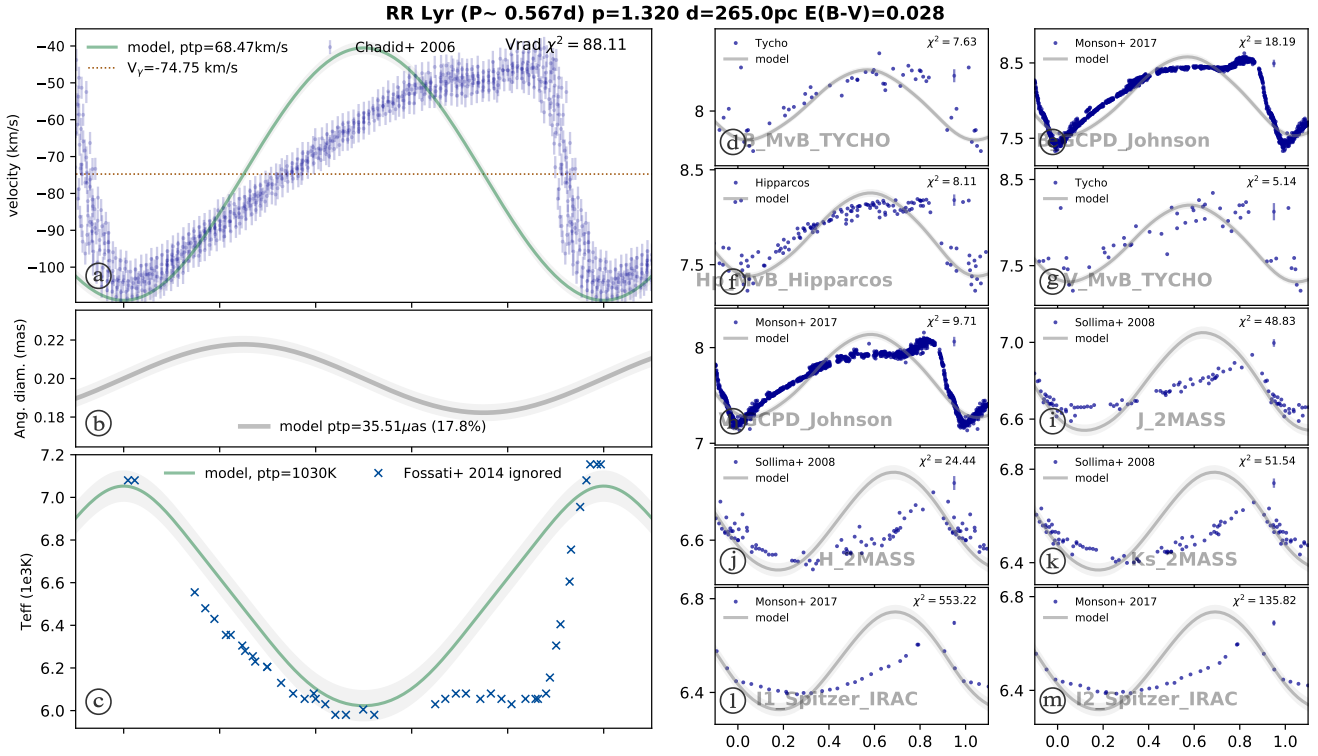


Figure B1. SPIPS modeling of RR Lyr without the effective temperature dataset.

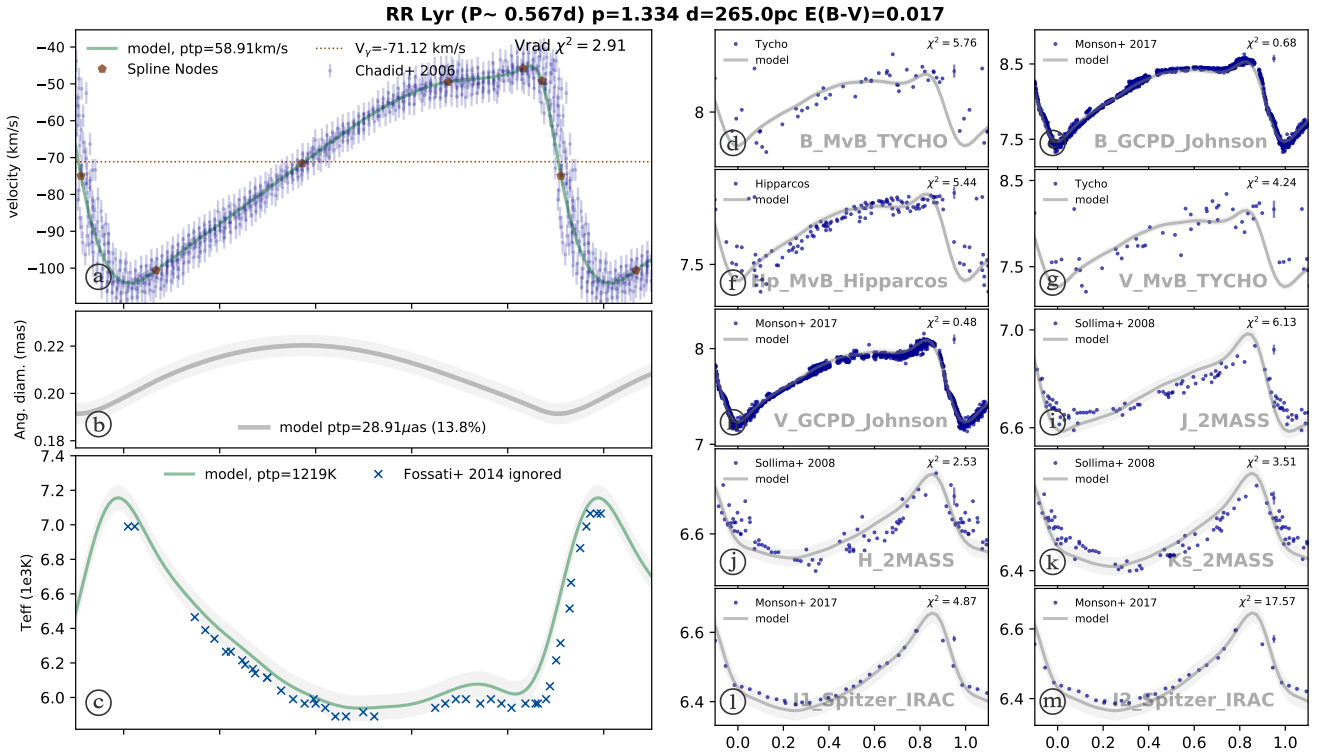


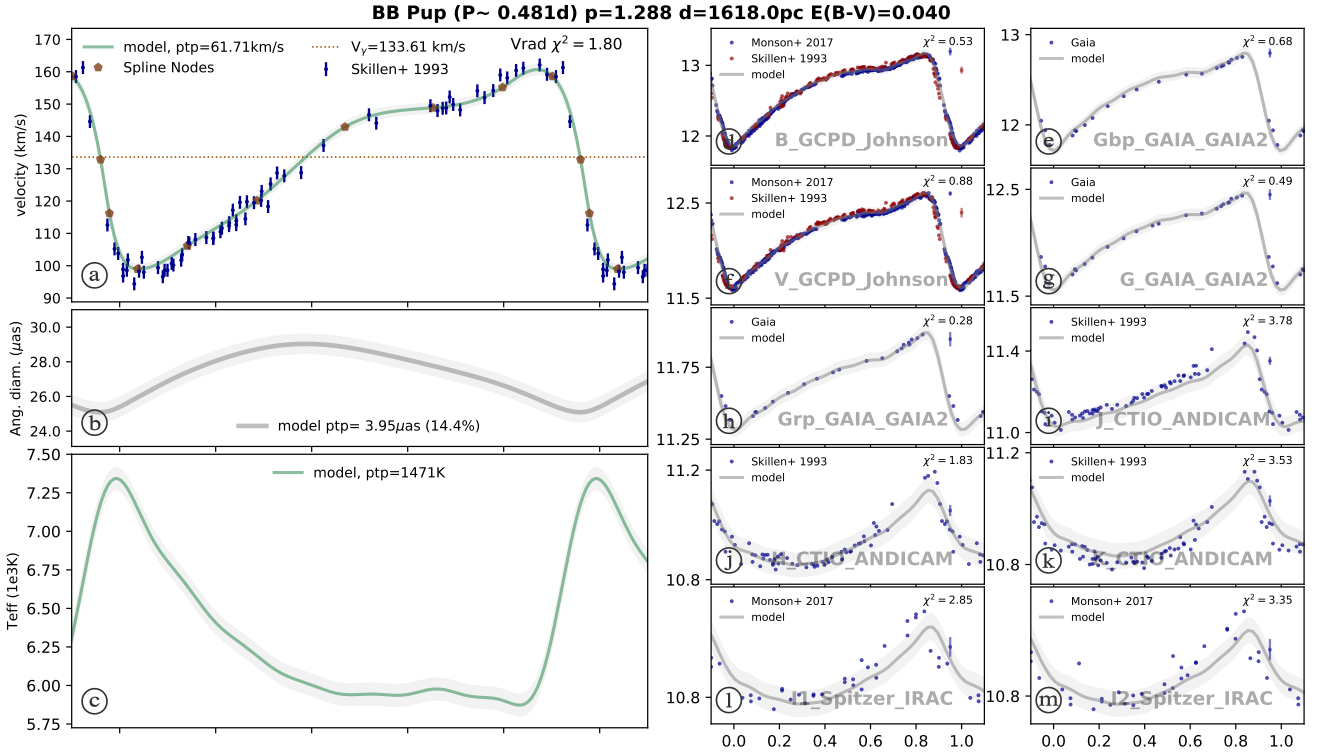
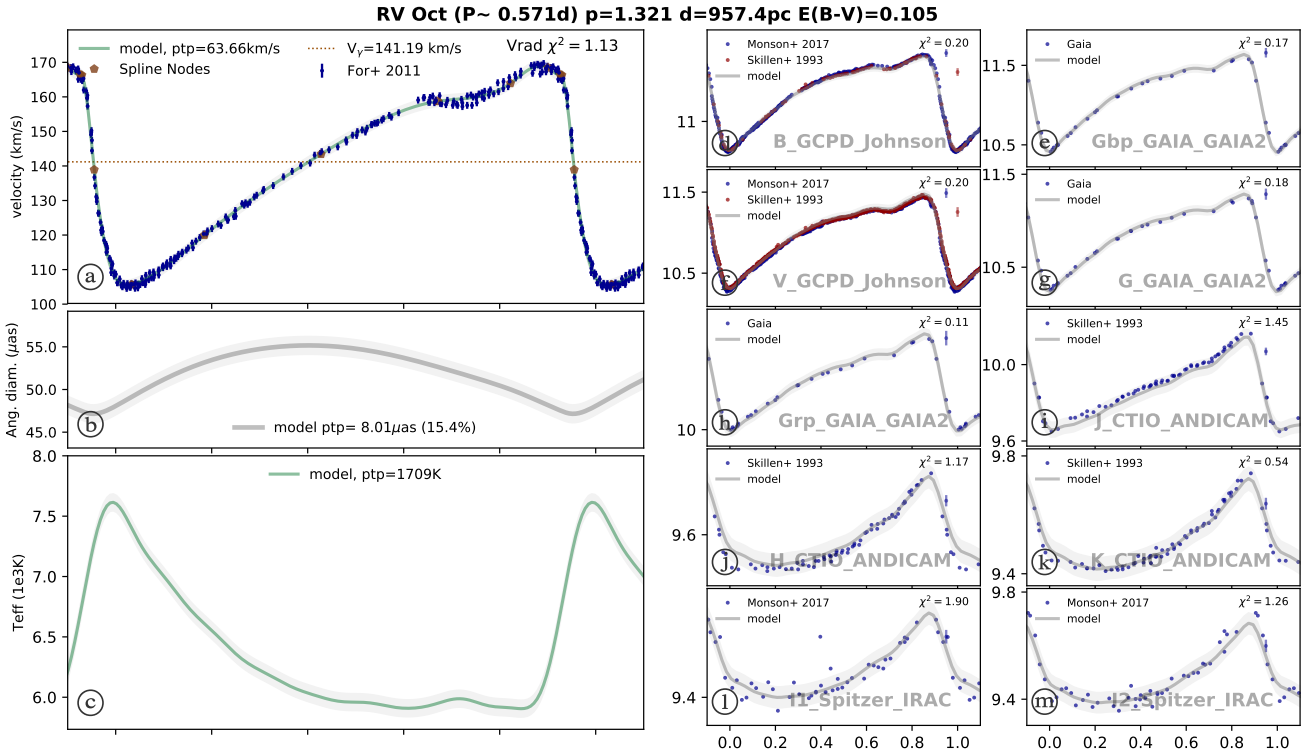
Figure C1. SPIPS combined fit of the observations of BB Pup ($\chi_r^2 = 1.70$).

 Figure C2. Best fit SPIPS model of the observations of RV Oct ($\chi_r^2 = 0.38$).


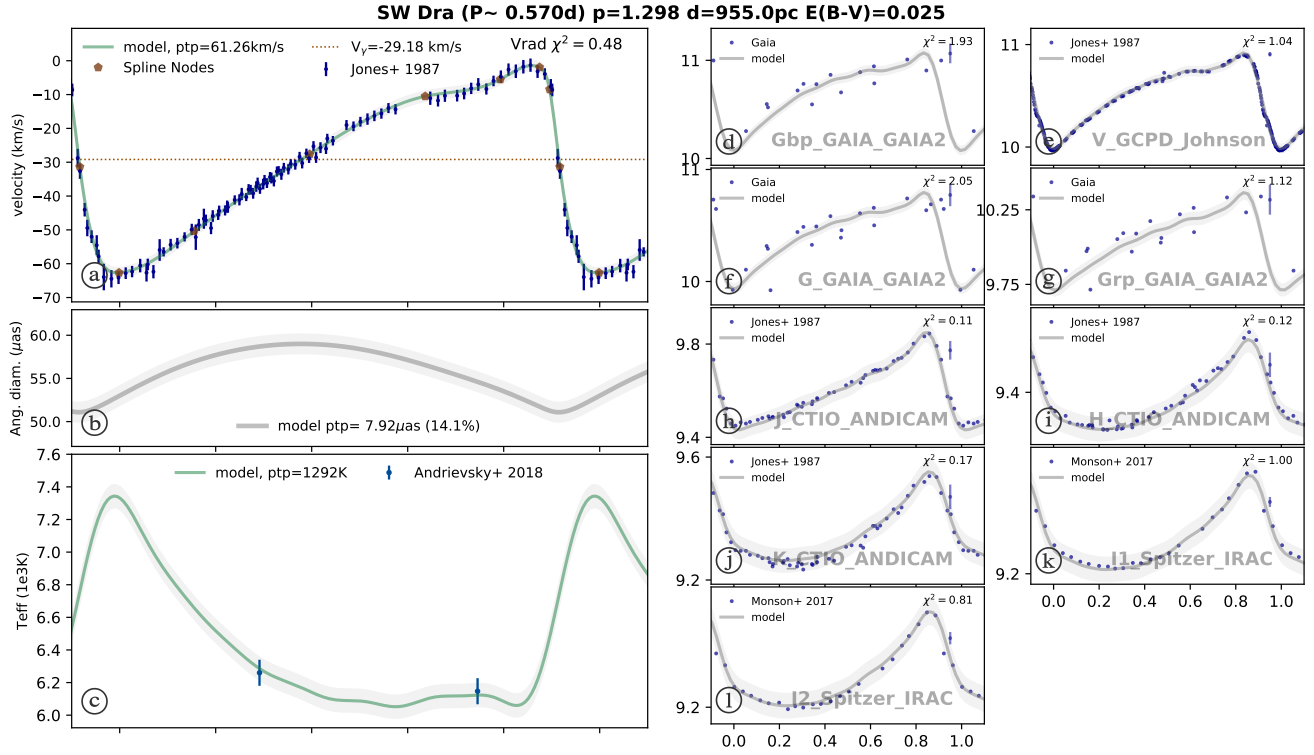
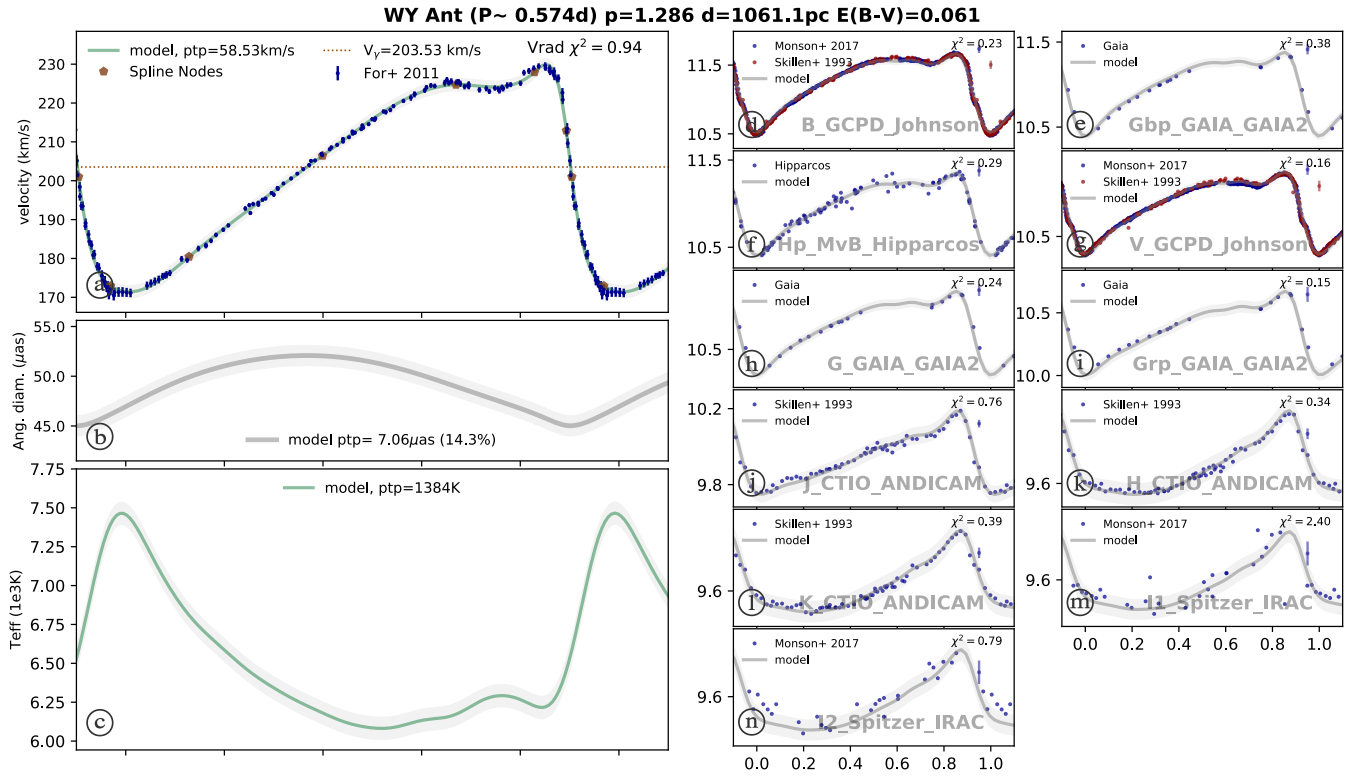
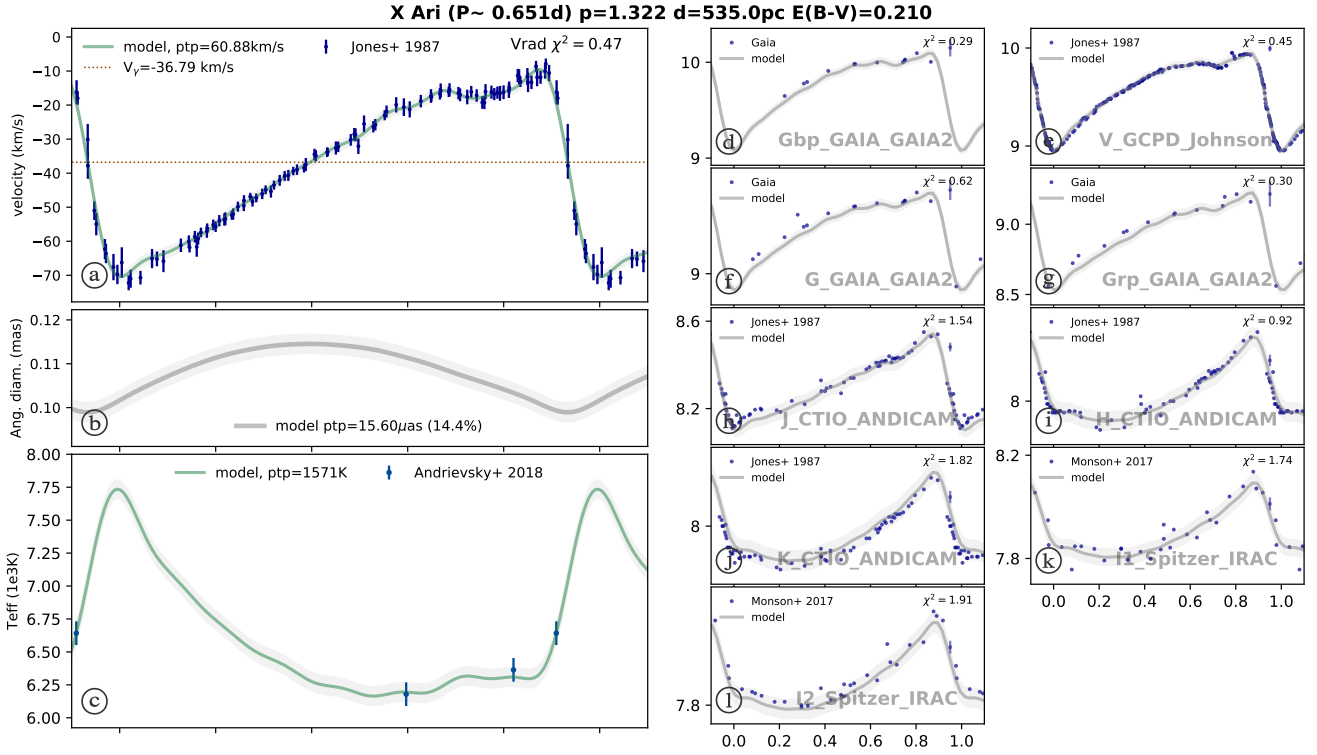
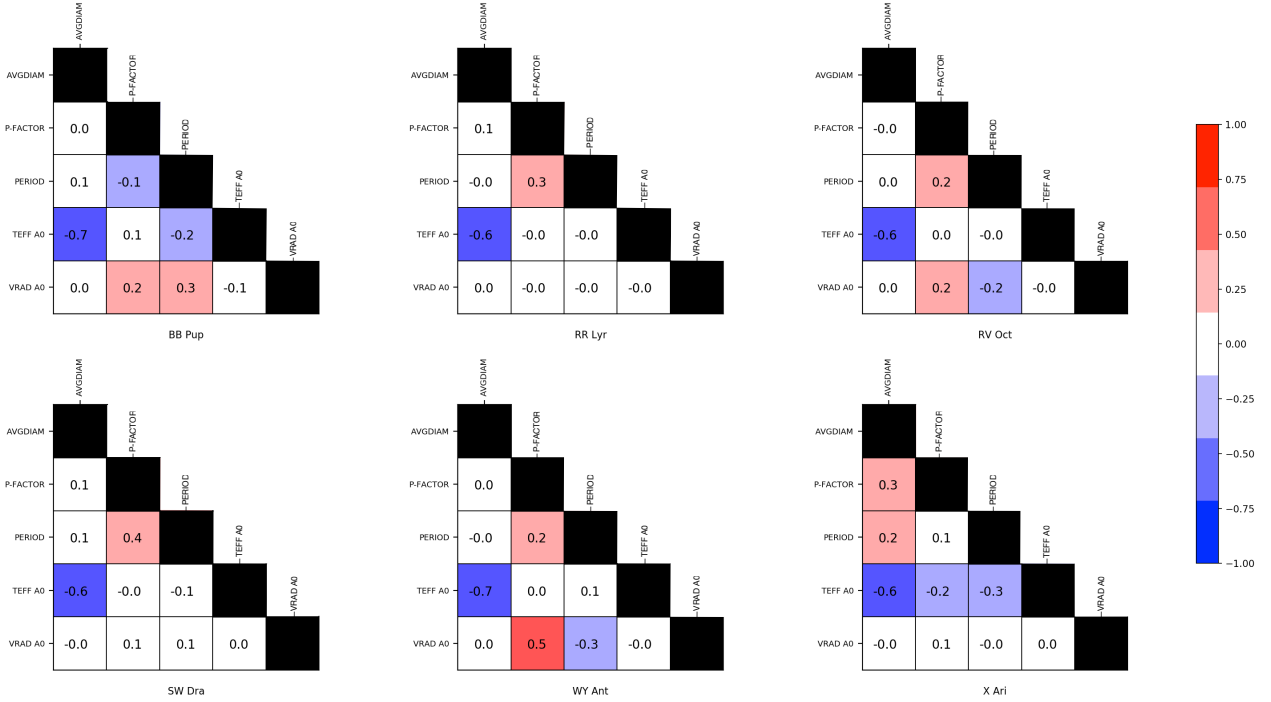
Figure C3. SPIPS combined fit of the observations of SW Dra ($\chi_r^2 = 1.35$).**Figure C4.** SPIPS combined fit of the observations of WY Ant ($\chi_r^2 = 0.59$).

Figure C5. SPIPS combined fit of the observations of X Ari ($\chi_r^2 = 0.95$).

 Figure D1. Correlograms for each star of the sample. Red and blue areas indicates respectively to correlated and anti-correlated parameters. As expected, we do not observe strong correlations between the p -factor and the mean values of the parameters as it only depends on their variations.


A.12 Liste des publications supplémentaires référées en co-auteur

- Gallenne et al. (2017)

Titre : Observational calibration of the projection factor of Cepheids IV. Period-projection factor relation of Galactic and Magellanic Cloud Cepheids

Auteurs : A. Gallenne, P. Kervella, A. Mérand, G. Pietrzynski, W. Gieren, N. Nardetto, and B. Trahin

Résumé : The Baade-Wesselink (BW) method, which combines linear and angular diameter variations, is the most common method to determine the distances to pulsating stars. However, the projection factor, p -factor, used to convert radial velocities into pulsation velocities, is still poorly calibrated. This parameter is critical on the use of this technique, and often leads to 5-10% uncertainties on the derived distances. We focus on empirically measuring the p -factor of a homogeneous sample of 29 LMC and 10 SMC Cepheids for which an accurate average distances were estimated from eclipsing binary systems. We used the SPIPS algorithm, which is an implementation of the BW technique. Unlike other conventional methods, SPIPS combines all observables, i.e. radial velocities, multi-band photometry and interferometry into a consistent physical modelling to estimate the parameters of the stars. The large number and their redundancy insure its robustness and improves the statistical precision. We successfully estimated the p -factor of several Magellanic Cloud Cepheids. Combined with our previous Galactic results, we find the following P - p relation : $-0.08 \pm 0.04(\log P - 1.18) + 1.24 \pm 0.02$. We find no evidence of a metallicity dependent p -factor. We also derive a new calibration of the period-radius relation, $\log R = 0.684 \pm 0.007(\log P - 0.517) + 1.489 \pm 0.002$, with an intrinsic dispersion of 0.020. We detect an infrared excess for all stars at $3.6 \mu\text{m}$ and $4.5 \mu\text{m}$, which might be the signature of circumstellar dust. We measure a mean offset of $\Delta m_{3.6} = 0.057 \pm 0.006 \text{ mag}$ and $\Delta m_{4.5} = 0.065 \pm 0.008 \text{ mag}$. We provide a new P - p relation based on a multi-wavelength fit that can be used for the distance scale calibration from the BW method. The dispersion is due to the LMC and SMC width we took into account because individual Cepheids distances are unknown. The new P - R relation has a small intrinsic dispersion : 4.5% in radius. This precision will allow us to accurately apply the BW method to nearby galaxies. Finally, the infrared excesses we detect again raise the issue of using mid-IR wavelengths to derive period-luminosity relation and to calibrate the Hubble constant. These IR excesses might be the signature of circumstellar dust, and are never taken into account when applying the BW method at those wavelengths. Our measured offsets may give an average bias of $\sim 2.8\%$ on the distances derived through mid-IR PL relations.

- Nardetto et al. (2018)

Titre : CRIRES high-resolution infrared spectroscopy of the long-period Cepheid ℓ Carinae

Auteurs : 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.

Résumé : The dynamical structure of the atmosphere of Cepheids has been well studied in the optical. Several authors have found very interesting spectral features in the J band, but little data have been secured beyond $1.6 \mu\text{m}$. However, such observations can probe different radial velocities and line asymmetry regimes, and are able to provide crucial insights into stellar physics. Our goal was to investigate the infrared line-forming region in the K -band domain, and its impact on the projection factor and the k -term of Cepheids. We secured CRIRES observations for the long-period Cepheid ℓ Car, with a focus on the unblended spectral line NaI (2208.969 nm). We measured the corresponding radial velocities (by using the first moment method) and the line asymmetries (by using the bi-Gaussian method). These quantities are compared to the HARPS visible spectra we previously obtained on ℓ Car. The optical and infrared radial velo-

city curves show the same amplitude (only about 3% of difference), with a slight radial velocity shift of about $0.5 \pm 0.3 \text{ km.s}^{-1}$ between the two curves. Around the minimum radius (phase ~ 0.9) the visible radial velocity curve is found in advance compared to the infrared one (phase lag), which is consistent with an infrared line forming higher in the atmosphere (compared to the visible line) and with a compression wave moving from the bottom to the top of the atmosphere during maximum outward velocity. The asymmetry of the *K*-band line is also found to be significantly different from that of the optical line.

- Borgniet et al. (2019)

Titre : Consistent radial velocities of classical Cepheids from the cross-correlation technique

Auteurs : S. Borgniet, P. Kervella, N. Nardetto, A. Gallenne, A. Mérand, R.I. Anderson, J. Aufdenberg, L. Breuval, W. Gieren, V. Houdé, B. Javanmardi, E. Lagadec, G. Pietrzynski, and B. Trahin

Résumé : Accurate radial velocities (v_{rad}) of Cepheids are mandatory within the context of Cepheid distance measurements via the Baade-Wesselink technique. The most common v_{rad} derivation method consists in cross-correlating the observed stellar spectra with a binary template and measuring a velocity on the resulting mean profile. Yet, for Cepheids and other pulsating stars, the spectral lines selected within the template as well as the way of fitting the cross-correlation profile (CCF) have a direct and significant impact on the measured v_{rad} . Our first aim is to detail the steps to compute consistent cross-correlation v_{rad} of Cepheids. Next, this study aims at characterizing the impact of Cepheid spectral properties and v_{rad} computation methods on the resulting line profiles and v_{rad} time series. We collected more than 3900 high-resolution spectra from seven different spectrographs of 64 Classical Milky Way (MW) Cepheids. These spectra were normalized and standardized using a single, custom-made process on pre-defined wavelength ranges. We built six tailored correlation templates selecting unblended spectral lines of different depths based on a synthetic Cepheid spectrum, on three different wavelength ranges from 3900 to 8000 Angstrom. Each observed spectrum was cross-correlated with these templates to build the corresponding CCFs, adopted as the proxy for the spectrum mean line profile. We derived a set of line profile observables, as well as three different v_{rad} measurements from each CCF, and two proxies for the CCF quality and amount of signal. This study presents a large catalog of consistent Cepheid CCFs and v_{rad} time series. It confirms that the v_{rad} computation method has a significant impact on the deduced v_{rad} , with biGaussian v_{rad} exhibiting larger amplitudes and larger scatter than centroid or Gaussian v_{rad} . The wavelength range on which the CCF is computed has a slight, systematic effect on the deduced v_{rad} , with redder wavelength ranges leading to slightly smaller v_{rad} amplitudes. The template used for the cross-correlation is also clearly showed to have a strong impact on both the resulting CCFs and v_{rad} time series. If used exclusively in such templates, shallow lines (below ~ 0.35 in relative depth) lead to CCFs with a very shallow peak, from which accurate v_{rad} are difficult to measure. The v_{rad} measurements based on templates corresponding to different line depths are either not accurate enough or not sensitive enough to reveal a significant velocity gradient between templates based on weak and strong lines. However, these v_{rad} time series exhibit significant global velocity offsets from a correlation template to another.

- Houdé et al. (2019)

Titre : A thin shell of partially ionized gas explaining the IR excess of classical Cepheids

Auteurs : V. Houdé, N. Nardetto, E. Lagadec, G. Niccolini, A. Domiciano de Souza, A. Mérand, P. Kervella, A. Gallenne, M. Marengo, B. Trahin, W. Gieren, G. Pietrzynski, S. Borgniet, L. Breuval, and B. Javanmardi

Résumé : Despite observational evidences, InfraRed (IR) excess of classical Cepheids are seldom studied and poorly understood, but probably induces systematics on the Period-Luminosity (PL) relation used in the calibration of the extragalactic distance scale. This study aims to un-

derstand the physical origin of the IR excess found in the spectral energy distribution (SED) of 5 Cepheids : RS Pup ($P = 41.46\text{d}$), ζ Gem ($P = 10.15\text{d}$), η Aql ($P = 7.18\text{d}$), V Cen ($P = 5.49\text{d}$) and SU Cyg ($P = 3.85\text{d}$). A time series of atmospheric models along the pulsation cycle are 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 are also analyzed qualitatively. In this fitting process, based on the SPIPS algorithm, a residual is found in the SED, whatever the pulsation phase, and for wavelength larger than about $1.2\text{ }\mu\text{m}$, which corresponds to the so-determined infrared excess of Cepheids. This IR excess is then corrected from interstellar medium absorption in order to infer the presence or not of dust shells, and is finally used in order to fit a model of a shell of ionized gas. For all Cepheids, we find a continuum IR excess increasing up to ~ -0.1 magnitudes at $30\text{ }\mu\text{m}$, which cannot be explained by a hot or cold dust model of CircumStellar Environment (CSE). However, a weak but significant dust emissions at $9.7\text{ }\mu\text{m}$ 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 a free-free emission of a thin shell of ionized gas with a thickness of $\sim 15\%$ of the star radius, a mass of $10^{-9} - 10^{-7}M_{\odot}$ and a temperature ranging from 3500 to 4500 K. Conclusions. The presence of a thin shell of ionized gas around Cepheids has to be tested with interferometers operating in visible, in the mid-IR or in the radio domain. The impact of such CSEs of ionized gas on the PL relation of Cepheids needs also more investigations.

- Breuval et al. (2019) (soumis à A&A)

Titre : The Leavitt law of Milky Way Cepheids from Gaia DR2

Auteurs : Louise Breuval, Pierre Kervella, Frédéric Arenou, Giuseppe Bono, Alexandre Gallenne, Boris Trahin, Antoine Mérand, Jesper Storm, Laura Inno, Grzegorz Pietrzynski, Wolfgang Gieren, Nicolas Nardetto, Dariusz Graczyk, Simon Borgniet, Behnam Javanmardi, Vincent Houdé

Résumé : Classical Cepheids (CCs) are at the heart of the empirical extragalactic distance ladder. Milky Way CCs are the only stars of this class accessible to trigonometric parallax measurements. Until recently, the most accurate trigonometric parallaxes of Milky Way CCs were the HST/FGS measurements collected by Benedict et al. (2002, 2007). Unfortunately, the second Gaia data release (GDR2) has not yet delivered reliable parallaxes for Galactic CCs, failing to replace the HST/FGS sample as the foundation of all Galactic calibrations of the Leavitt law (the Period-Luminosity relation). We aim at calibrating independently the Leavitt law of Milky Way CCs based on the GDR2 catalog of trigonometric parallaxes. Methods. As a proxy for the parallaxes of a sample of 23 Galactic CCs, we adopt the GDR2 parallaxes of their spatially resolved companions. As the latter are unsaturated, photometrically stable stars, this novel approach allows us to bypass the GDR2 bias on the parallax of the CCs that is induced by saturation and variability. We present new Galactic calibrations of the Leavitt law in the J , H , K_S , V , Wesenheit W_H and Wesenheit W_{VK} bands based on the GDR2 parallaxes of the CC companions. A similar calibration using the GDR2 parallaxes of the CCs themselves results in a significantly larger scatter. We show that the adopted value of the zero point of the GDR2 parallaxes, within a reasonable range, has a limited impact on our Leavitt law calibration. However, we find a significant difference with respect to the calibration based on the HST/FGS parallaxes, that corresponds to an FGS parallax zero point offset of $\Delta_{SP} \sim +200\text{ }\mu\text{as}$. The discrepancy that we observe between the GDR2 and HST/FGS parallaxes has important consequences on the existing Galactic calibrations of the Leavitt law. We note that our results translate into a value of the Hubble constant of $H_0 = 67.53 \pm 1.82\text{ km s}^{-1}\text{ Mpc}^{-1}$ for a GDR2 parallax offset of 0.029 mas

A.13 Participation à des conférences et écoles thématiques

- **IAU Symposium 330, *Astrometry and Astrophysics in the Gaia sky***
24-28 Avril 2017, Nice, France
Présentation d'un poster sur la présentation de la méthode SPIPS et la création de la base de données.
- **The RR Lyrae 2017 Conference, *Revival of the Classical Pulsators : from Galactic Structure to Stellar Interior Diagnostics***
17-21 Septembre 2017, Niepolomice, Pologne
- **Ecole Evry Schatzmann 2017 du PNPS, *Imagerie à haute résolution angulaire des surfaces stellaires et de leur environnement proche***
24-29 Septembre 2017, Roscoff, France
- **2018 CHARA Science Meeting**
12-14 Mars 2018, Meudon, France Participation à l'organisation de la conférence
- **9th VLTI Summer School**
9-14 Juillet 2018, Lisbonne, Portugal
- **Conférence Elbereth 2019**
20-22 Février 2019, Paris, France
- **Araucaria Meeting 2019**
6-8 Mars 2019, Concepción, Chili
Présentation orale de la modélisation SPIPS des variables RR Lyrae et Céphéides
- **Journées de la SF2A 2019**
14-17 Mai 2019, Nice, France
Présentation orale de la modélisation SPIPS des variables RR Lyrae et Céphéides (compte-rendu en préparation)

Bibliographie

- Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., et al. 2017a, *Nature*, 551, 85
- Abbott, B. P., Abbott, R., Abbott, T. D., et al. 2017b, *Phys. Rev. Lett.*, 119, 161101
- Anderson, R. I. 2014, *A&A*, 566, L10
- Anderson, R. I. 2016, *MNRAS*, 463, 1707
- Anderson, R. I., Casertano, S., Riess, A. G., et al. 2016a, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 226, 18
- Anderson, R. I., Mérand, A., Kervella, P., et al. 2016b, *MNRAS*, 455, 4231
- Anderson, R. I., Saio, H., Ekström, S., Georgy, C., & Meynet, G. 2016c, *A&A*, 591, A8
- Andrievsky, S. M., Lépine, J. R. D., Korotin, S. A., et al. 2013, *MNRAS*, 428, 3252
- Andrievsky, S. M., Luck, R. E., & Kovtyukh, V. V. 2005, *AJ*, 130, 1880
- Arenou, F., Luri, X., Babusiaux, C., et al. 2018, *A&A*, 616, A17
- Baade, W. 1926, *Astronomische Nachrichten*, 228, 359
- Bailer-Jones, C. A. L., Rybizki, J., Fouesneau, M., Mantelet, G., & Andrae, R. 2018, *AJ*, 156, 58
- Barnes, T. G., I., Fernley, J. A., Frueh, M. L., et al. 1997, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 109, 645
- Barnes, Thomas G., I., Ivans, I. I., Martin, J. R., Froning, C. S., & Moffett, T. J. 1999, *PASP*, 111, 812
- Barnes, Thomas G., I., Jeffery, E. J., Montemayor, T. J., & Skillen, I. 2005, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 156, 227
- Barnes, Thomas G., I., Moffett, T. J., & Slovak, M. H. 1987, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 65, 307
- Barnes, Thomas G., I., Moffett, T. J., & Slovak, M. H. 1988, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 66, 43
- Benedict, G. F., McArthur, B. E., Feast, M. W., et al. 2011, *AJ*, 142, 187
- Benedict, G. F., McArthur, B. E., Feast, M. W., et al. 2007, *AJ*, 133, 1810
- Benedict, G. F., McArthur, B. E., Fredrick, L. W., et al. 2002, *AJ*, 124, 1695
- Benedict, G. F., McArthur, B. E., Nelan, E. P., & Harrison, T. E. 2017, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 129, 012001

- Benkó, J. M. & Szabó, R. 2015, *ApJ*, 809, L19
- Berdnikov, L. N. 2008, *VizieR Online Data Catalog*, 2285, 0
- Berdnikov, L. N., Dambis, A. K., & Vozyakova, O. V. 2000, *A&AS*, 143, 211
- Berdnikov, L. N., Henden, A. A., Turner, D. G., & Pastukhova, E. N. 2009, *Astronomy Letters*, 35, 406
- Berdnikov, L. N., Kniazev, A. Y., Sefako, R., et al. 2011, *Astronomy Reports*, 55, 816
- Berdnikov, L. N., Vozyakova, O. V., Kniazev, A. Y., et al. 2012, *Astronomy Reports*, 56, 290
- Bersier, D., Burki, G., Mayor, M., & Duquennoy, A. 1994, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 108, 25
- Bhardwaj, A., Kanbur, S. M., Macri, L. M., et al. 2016, *AJ*, 151, 88
- Bhardwaj, A., Kanbur, S. M., Singh, H. P., Macri, L. M., & Ngeow, C.-C. 2015, *MNRAS*, 447, 3342
- Blažko, S. 1907, *Astronomische Nachrichten*, 175, 325
- Bohlin, R. C., Mészáros, S., Fleming, S. W., et al. 2017, *AJ*, 153, 234
- Bono, G., Caputo, F., Castellani, V., et al. 2003, *MNRAS*, 344, 1097
- Bono, G., Caputo, F., Fiorentino, G., Marconi, M., & Musella, I. 2008, *ApJ*, 684, 102
- Bono, G., Caputo, F., & Marconi, M. 1995, *AJ*, 110, 2365
- Bono, G., Castellani, V., & Marconi, M. 2002, *ApJ*, 565, L83
- Bono, G., Gieren, W. P., Marconi, M., & Fouqué, P. 2001a, *ApJ*, 552, L141
- Bono, G., Gieren, W. P., Marconi, M., Fouqué, P., & Caputo, F. 2001b, *ApJ*, 563, 319
- Borgniet, S., Kervella, P., Nardetto, N., et al. 2019, *A&A*, 631, A37
- Borissova, J., Rejkuba, M., Minniti, D., Catelan, M., & Ivanov, V. D. 2009, *A&A*, 502, 505
- Breitfelder, J. 2015, *Theses, Univeristé Paris Diderot Paris 7*
- Breitfelder, J., Kervella, P., Mérand, A., et al. 2015, *A&A*, 576, A64
- Breitfelder, J., Mérand, A., Kervella, P., et al. 2016, *A&A*, 587, A117
- Buchler, J. R. & Kolláth, Z. 2011, *ApJ*, 731, 24
- Burki, G., Mayor, M., & Benz, W. 1982, *A&A*, 109, 258
- Burstein, D. & Heiles, C. 1978, *ApJ*, 225, 40
- Cacciari, C., Clementini, G., Castelli, F., & Melandri, F. 2000, in *IAU Colloq. 176 : The Impact of Large-Scale Surveys on Pulsating Star Research*, ed. L. Szabados & D. Kurtz, Vol. 203, 176–181
- Carney, B. W., Storm, J., & Jones, R. V. 1992, *ApJ*, 386, 663
- Carpenter, J. M. 2001, *AJ*, 121, 2851

- Carrillo, D., Burki, G., Mayor, M., et al. 1995, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 113, 483
- Carter, B. S. 1990, *MNRAS*, 242, 1
- Casagrande, L. & VandenBerg, D. A. 2014, *MNRAS*, 444, 392
- Castelli, F. & Kurucz, R. L. 2004, *ArXiv Astrophysics e-prints*, arXiv :astro-ph/0405087
- Catelan, M., Pritzl, B. J., & Smith, H. A. 2004, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 154, 633
- Chaboyer, B. 1999, in *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 237, *Post-Hipparcos Cosmic Candles*, ed. A. Heck & F. Caputo, 111
- Chadid, M. & Chapellier, E. 2006, *A&A*, 456, 305
- Chelli, A., Duvert, G., Bourgès, L., et al. 2016, *A&A*, 589, A112
- Chen, X., de Grijs, R., & Deng, L. 2015, *MNRAS*, 446, 1268
- Chen, X., Wang, S., Deng, L., et al. 2019, *Nature Astronomy*, 3, 320
- Christy, R. F. 1968, *QJRAS*, 9, 13
- Clementini, G., Ripepi, V., Molinaro, R., et al. 2018, *ArXiv e-prints*, arXiv :1805.02079
- Clementini, G., Ripepi, V., Molinaro, R., et al. 2019, *A&A*, 622, A60
- Coulson, I. M. & Caldwell, J. A. R. 1985, *South African Astronomical Observatory Circular*, 9, 5
- Cutri, R. M. & et al. 2014, *VizieR Online Data Catalog*, II/328
- Cutri, R. M., Skrutskie, M. F., van Dyk, S., et al. 2003, *2MASS All Sky Catalog of point sources*. (VizieR Online Data Catalog)
- Dambis, A. K., Berdnikov, L. N., Kniazev, A. Y., et al. 2013, *MNRAS*, 435, 3206
- Davis, J., Jacob, A. P., Robertson, J. G., et al. 2009, *MNRAS*, 394, 1620
- De Grijs, R. 2011, *An introduction to distance measurement in astronomy* (John Wiley & Sons)
- Deb, S. & Singh, H. P. 2009, *A&A*, 507, 1729
- Del Principe, M., Piersimoni, A. M., Storm, J., et al. 2006, *ApJ*, 652, 362
- Detre, L. & Szeidl, B. 1973, *Information Bulletin on Variable Stars*, 764, 1
- Eggen, O. J. 1977, *ApJS*, 34, 33
- Engle, S. G., Guinan, E. F., Harper, G. M., Neilson, H. R., & Ramage Evans, N. 2014, *ApJ*, 794, 80
- ESA. 1997, *VizieR Online Data Catalog*, 1239, 0
- ESA, ed. 2018, *Gaia Data Release 2*, ed. ESA, European Space Agency
- Evans, D. W., Riello, M., De Angeli, F., et al. 2018, *A&A*, 616, A4
- Evans, N. R. 2000, *AJ*, 119, 3050

- Evans, N. R., Berdnikov, L., Lauer, J., et al. 2015, *AJ*, 150, 13
- Evans, N. R. & Butler, J. 1993, *PASP*, 105, 915
- Evans, N. R., Massa, D., & Proffitt, C. 2009, *AJ*, 137, 3700
- Ezquiaga, J. M. & Zumalacárregui, M. 2018, *Frontiers in Astronomy and Space Sciences*, 5, 44
- Fadeyev, Y. A. 2014, *Astronomy Letters*, 40, 301
- Feast, M. W. & Catchpole, R. M. 1997, *MNRAS*, 286, L1
- Feast, M. W., Laney, C. D., Kinman, T. D., van Leeuwen, F., & Whitelock, P. A. 2008, *MNRAS*, 386, 2115
- Federici, L., Cacciari, C., Bellazzini, M., et al. 2012, *A&A*, 544, A155
- Feeney, S. M., Peiris, H. V., Williamson, A. R., et al. 2019, *Phys. Rev. Lett.*, 122, 061105
- Fernie, J. D. 1990, *ApJS*, 72, 153
- Fernie, J. D. 1994, *ApJ*, 429, 844
- Fernie, J. D., Evans, N. R., Beattie, B., & Seager, S. 1995, *Information Bulletin on Variable Stars*, 4148
- Fernley, J. 1994, *A&A*, 284, L16
- Fernley, J., Barnes, T. G., Skillen, I., et al. 1998, *A&A*, 330, 515
- Fitzpatrick, E. L. 1999, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 111, 63
- Fossati, L., Kolenberg, K., Shulyak, D. V., et al. 2014, *MNRAS*, 445, 4094
- Fouqué, P., Arriagada, P., Storm, J., et al. 2007, *A&A*, 476, 73
- Freedman, W. L. & Madore, B. F. 2010, *ARA&A*, 48, 673
- Freedman, W. L., Madore, B. F., Hatt, D., et al. 2019, *ApJ*, 882, 34
- Fruth, T., Kabath, P., Cabrera, J., et al. 2012, *AJ*, 143, 140
- Gaia Collaboration. 2016, *VizieR Online Data Catalog*, 1337
- Gaia Collaboration, Babusiaux, C., van Leeuwen, F., et al. 2018a, *A&A*, 616, A10
- Gaia Collaboration, Brown, A. G. A., Vallenari, A., et al. 2018b, *A&A*, 616, A1
- Gaia Collaboration, Brown, A. G. A., Vallenari, A., et al. 2016a, *A&A*, 595, A2
- Gaia Collaboration, Clementini, G., Eyer, L., et al. 2017, *A&A*, 605, A79
- Gaia Collaboration, Eyer, L., Rimoldini, L., et al. 2018c, *ArXiv e-prints*
- Gaia Collaboration, Prusti, T., de Bruijne, J. H. J., et al. 2016b, *A&A*, 595, A1
- Gallart, C., Bernard, E. J., Brook, C. B., et al. 2019, *Nature Astronomy*, 3, 932
- Gallenne, A. 2011, PhD thesis, -

- Gallenne, A., Kervella, P., Borgniet, S., et al. 2019, *A&A*, 622, A164
- Gallenne, A., Kervella, P., Evans, N. R., et al. 2018, *ApJ*, 867, 121
- Gallenne, A., Kervella, P., Mérand, A., et al. 2012, *A&A*, 541, A87
- Gallenne, A., Kervella, P., Mérand, A., et al. 2017, *A&A*, 608, A18
- Gallenne, A., Mérand, A., Kervella, P., et al. 2014, *A&A*, 561, L3
- Gallenne, A., Mérand, A., Kervella, P., et al. 2013a, *A&A*, 558, A140
- Gallenne, A., Mérand, A., Kervella, P., et al. 2015, *A&A*, 579, A68
- Gallenne, A., Mérand, A., Kervella, P., et al. 2016, *MNRAS*, 461, 1451
- Gallenne, A., Monnier, J. D., Mérand, A., et al. 2013b, *A&A*, 552, A21
- Gastine, T. 2009, Theses, Université Paul Sabatier - Toulouse III
- Gieren, W. 1981a, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 46, 287
- Gieren, W. 1981b, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 47, 315
- Gieren, W. 1982, *ApJS*, 49, 1
- Gieren, W., Pilecki, B., Pietrzyński, G., et al. 2015, *ApJ*, 815, 28
- Gieren, W., Storm, J., Barnes, III, T. G., et al. 2005, *ApJ*, 627, 224
- Gieren, W., Storm, J., Konorski, P., et al. 2018, *A&A*, 620, A99
- Gieren, W. P., Barnes, III, T. G., & Moffett, T. J. 1993, *ApJ*, 418, 135
- Gieren, W. P. & Fouque, P. 1993, *AJ*, 106, 734
- Gillet, D. 2013, *A&A*, 554, A46
- Gillet, D., Maucalire, B., Lemoult, T., et al. 2019, *A&A*, 623, A109
- Gorynya, N. A., Rastorguev, A. S., & Samus, N. N. 1996a, *Astronomy Letters*, 22, 33
- Gorynya, N. A., Samus, N. N., Berdnikov, L. N., Rastorguev, A. S., & Sachkov, M. E. 1995, *Information Bulletin on Variable Stars*, 4199
- Gorynya, N. A., Samus', N. N., Rastorguev, A. S., & Sachkov, M. E. 1996b, *Astronomy Letters*, 22, 175
- Gorynya, N. A., Samus', N. N., Sachkov, M. E., et al. 1998, *Astronomy Letters*, 24, 815
- Graczyk, D., Pietrzyński, G., Gieren, W., et al. 2019, *ApJ*, 872, 85
- Graczyk, D., Pietrzyński, G., Thompson, I. B., et al. 2014, *ApJ*, 780, 59
- Groenewegen, M. A. T. 1999, *A&AS*, 139, 245
- Groenewegen, M. A. T. 2007, *A&A*, 474, 975
- Groenewegen, M. A. T. 2008, *A&A*, 488, 25

- Groenewegen, M. A. T. 2013, *A&A*, 550, A70
- Groenewegen, M. A. T. 2018a, *A&A*, 619, A8
- Groenewegen, M. A. T. 2018b, in *IAU Symposium*, Vol. 330, *Astrometry and Astrophysics in the Gaia Sky*, ed. A. Recio-Blanco, P. de Laverny, A. G. A. Brown, & T. Prusti, 287–296
- Hall, O. J., Davies, G. R., Elsworth, Y. P., et al. 2019, *MNRAS*, 486, 3569
- Haschke, R., Grebel, E. K., & Duffau, S. 2012a, *AJ*, 144, 106
- Haschke, R., Grebel, E. K., & Duffau, S. 2012b, *AJ*, 144, 107
- Hertzsprung, E. 1911, *Publikationen des Astrophysikalischen Observatoriums zu Potsdam*, 22, A1
- Hertzsprung, E. 1926, *Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands*, 3, 115
- Hobbs, D., Lindegren, L., Michalik, D., & Butkevich, A. 2017, *Gaia DR1 documentation Chapter 4 : The Tycho-Gaia Astrometric Solution (TGAS)*, Tech. rep., ESA
- Hocdé, V., Nardetto, N., Lagadec, E., et al. 2019, *arXiv e-prints*, arXiv :1909.12376
- Holl, B., Audard, M., Nienartowicz, K., et al. 2018, *A&A*, 618, A30
- Hubble, E. 1929, *Proceedings of the National Academy of Science*, 15, 168
- Hubble, E. P. 1926, *ApJ*, 64, 321
- Imbert, M., Andersen, J., Ardeberg, A., et al. 1989, *A&AS*, 81, 339
- Inno, L., Bono, G., Matsunaga, N., et al. 2016, *ApJ*, 832, 176
- Jacob, A. P. 2008, Thesis, University of Sydney, Faculty of Science, submitted in fulfilment of the requirements for the degree of Doctor of Philosophy to the Faculty of Science
- Jacyszyn-Dobrzaniecka, A. M., Skowron, D. M., Mróz, P., et al. 2017, *Acta Astron.*, 67, 1
- Jones, R. V., Carney, B. W., Latham, D. W., & Kurucz, R. L. 1987a, *ApJ*, 312, 254
- Jones, R. V., Carney, B. W., Latham, D. W., & Kurucz, R. L. 1987b, *ApJ*, 314, 605
- Jordi, C., Gebran, M., Carrasco, J. M., et al. 2010, *A&A*, 523, A48
- Jurcsik, J. & Hajdu, G. 2017, *MNRAS*, 470, 617
- Jurcsik, J., Smitola, P., Hajdu, G., et al. 2017, *MNRAS*, 468, 1317
- Jurcsik, J., Sódor, Á., Szeidl, B., et al. 2009, *MNRAS*, 393, 1553
- Kervella, P. 2001, Theses, Université Paris-Diderot - Paris VII
- Kervella, P., Bersier, D., Nardetto, N., et al. 2004a, *The Messenger*, 117, 53
- Kervella, P., Bond, H. E., Cracraft, M., et al. 2014, *A&A*, 572, A7
- Kervella, P., Gallenne, A., Evans, N. R., et al. 2019a, *A&A*, 623, A117
- Kervella, P., Gallenne, A., Evans, N. R., et al. 2019b, *A&A*, 623, A116

- 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., Mérand, A., Szabados, L., et al. 2008, *A&A*, 480, 167
- Kervella, P., Mérand, A., Szabados, L., et al. 2012, *A&A*, 541, A18
- Kervella, P., Nardetto, N., Bersier, D., Mourard, D., & Coudé du Foresto, V. 2004b, *A&A*, 416, 941
- Kervella, P., Thévenin, F., Di Folco, E., & Ségransan, D. 2004c, *A&A*, 426, 297
- Kervella, P., Trahin, B., Bond, H. E., et al. 2017, *A&A*, 600, A127
- Kim, D.-W. & Bailer-Jones, C. A. L. 2016, *A&A*, 587, A18
- Kiss, L. L. & Szatmary, K. 1998, *MNRAS*, 300, 616
- Klagyivik, P., Csizmadia, S., Pasternacki, T., et al. 2018, *VizieR Online Data Catalog*, J/AJ/151/110
- Kolenberg, K., Bryson, S., Szabó, R., et al. 2011, *MNRAS*, 411, 878
- Kolenberg, K., Fossati, L., Shulyak, D., et al. 2010, *A&A*, 519, A64
- Kolenberg, K., Smith, H. A., Gazeas, K. D., et al. 2006, *A&A*, 459, 577
- Kolláth, Z. 2018, in *The RR Lyrae 2017 Conference. Revival of the Classical Pulsators : from Galactic Structure to Stellar Interior Diagnostics*, Vol. 6, 137–145
- Kovtyukh, V. V. & Andrievsky, S. M. 1999, *A&A*, 351, 597
- Kovtyukh, V. V., Andrievsky, S. M., Belik, S. I., & Luck, R. E. 2005, *AJ*, 129, 433
- Kovtyukh, V. V., Soubiran, C., Luck, R. E., et al. 2008, *MNRAS*, 389, 1336
- Kurtz, M. J. & ADS Team. 2018, in *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts #50*, *AAS/Division for Planetary Sciences Meeting Abstracts*, 417.01
- Kurtz, M. J., Eichhorn, G., Accomazzi, A., et al. 2005, *Journal of the American Society for Information Science and Technology*, 56, 36
- Kurucz, R. L. 2005, *Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplementi*, 8, 14
- Lallement, R., Capitanio, L., Ruiz-Dern, L., et al. 2018, *A&A*, 616, A132
- Laney, C. D. & Joner, M. D. 2009, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 1170, *American Institute of Physics Conference Series*, ed. J. A. Guzik & P. A. Bradley, 93–95
- Laney, C. D. & Stobie, R. S. 1986, *South African Astronomical Observatory Circular*, 10, 51
- Laney, C. D. & Stobie, R. S. 1992, *A&AS*, 93, 93
- Le Borgne, J. F., Poretti, E., Klotz, A., et al. 2014, *MNRAS*, 441, 1435
- Le Bouquin, J. B., Berger, J. P., Lazareff, B., et al. 2011, *A&A*, 535, A67
- Leavitt, H. S. 1908, *Annals of Harvard College Observatory*, 60, 87
- Leavitt, H. S. & Pickering, E. C. 1912, *Harvard College Observatory Circular*, 173, 1

- Lemaître, G. 1927, *Annales de la Société Scientifique de Bruxelles*, 47, 49
- Lester, J. B. & Neilson, H. R. 2008, *A&A*, 491, 633
- Lindgren, L. 2018a, *Gaia DR2 astrometry*
- Lindgren, L. 2018b, *Re-normalising the astrometric chi-square in Gaia DR2*, Tech. Rep. GAIA-C3-TN-LU-LL-124, Lund Observatory
- Lindgren, L., Hernández, J., Bombrun, A., et al. 2018, *A&A*, 616, A2
- Lindemann, F. A. 1918, *MNRAS*, 78, 639
- Liu, T. & Janes, K. A. 1990, *ApJ*, 354, 273
- Lloyd Evans, T. 1980a, *South African Astronomical Observatory Circular*, 1, 163
- Lloyd Evans, T. 1980b, *South African Astronomical Observatory Circular*, 1, 257
- Lub, J. 1977, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 29, 345
- Luck, R. E. 2018, *AJ*, 156, 171
- 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
- Luck, R. E., Andrievsky, S. M., Kovtyukh, V. V., Gieren, W., & Graczyk, D. 2011, *AJ*, 142, 51
- Luri, X., Brown, A. G. A., Sarro, L. M., et al. 2018, *A&A*, 616, A9
- Madore, B. F. 1975, *ApJS*, 29, 219
- Majaess, D., Turner, D. G., & Gieren, W. 2013, *ApJ*, 772, 130
- Majaess, D. J., Turner, D. G., & Lane, D. J. 2009, *MNRAS*, 398, 263
- Makarov, D. I., Zaitseva, N. A., & Bizyaev, D. V. 2018, *MNRAS*, 479, 3373
- Mann, A. W. & von Braun, K. 2015, *Publications of the Astronomical Society of the Pacific*, 127, 102
- Marconi, M., Nordgren, T., Bono, G., Schnider, G., & Caputo, F. 2005, *ApJ*, 623, L133
- Marengo, M., Karovska, M., Sasselov, D. D., et al. 2003, *ApJ*, 589, 968
- Martin, W. L. & Warren, P. R. 1979, *South African Astronomical Observatory Circular*, 1, 98
- Martinelli, M. & Tutusaus, I. 2019, *arXiv e-prints*, arXiv :1906.09189
- Matsunaga, N., Feast, M. W., Bono, G., et al. 2016, *MNRAS*, 462, 414
- Mérand, A., Aufdenberg, J. P., Kervella, P., et al. 2007, *ApJ*, 664, 1093
- Mérand, A., Bordé, P., & Coudé du Foresto, V. 2005, *A&A*, 433, 1155
- Mérand, A., Kervella, P., Brethfelder, J., et al. 2015, *A&A*, 584, A80
- Mérand, A., Kervella, P., Coudé du Foresto, V., et al. 2006, *A&A*, 453, 155

- Metzger, M. R., Caldwell, J. A. R., McCarthy, J. K., & Schechter, P. J. 1991, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 76, 803
- Metzger, M. R., Caldwell, J. A. R., & Schechter, P. L. 1992, *AJ*, 103, 529
- Moffett, T. J. & Barnes, T. G., I. 1984, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 55, 389
- Moffett, T. J., Gieren, W. P., Barnes, Thomas G., I., & Gómez, M. 1998, *ApJS*, 117, 135
- Molinaro, R., Ripepi, V., Marconi, M., et al. 2011, *MNRAS*, 413, 942
- Monson, A. J., Beaton, R. L., Scowcroft, V., et al. 2017, *AJ*, 153, 96
- Monson, A. J., Freedman, W. L., Madore, B. F., et al. 2012, *ApJ*, 759, 146
- Monson, A. J. & Pierce, M. J. 2011, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 193, 12
- Morgan, S. M., Wahl, J. N., & Wieckhorst, R. M. 2007, *MNRAS*, 374, 1421
- Mourard, D., Bonneau, D., Koechlin, L., et al. 1997, *A&A*, 317, 789
- Mowlavi, N., Lecoœur-Taïbi, I., Lebzelter, T., et al. 2018, *A&A*, 618, A58
- Muraveva, T., Delgado, H. E., Clementini, G., Sarro, L. M., & Garofalo, A. 2018a, *MNRAS*, 481, 1195
- Muraveva, T., Garofalo, A., Scowcroft, V., et al. 2018b, *MNRAS*, 480, 4138
- Muraveva, T., Palmer, M., Clementini, G., et al. 2015, *ApJ*, 807, 127
- Nardetto, N. 2005, *Theses, Université Nice Sophia Antipolis*
- Nardetto, N. 2018, *ArXiv e-prints*, arXiv :1801.04158
- Nardetto, N., Fokin, A., Fouqué, P., et al. 2011, *A&A*, 534, L16
- Nardetto, N., Gieren, W., Kervella, P., et al. 2009, *A&A*, 502, 951
- Nardetto, N., Mourard, D., Kervella, P., et al. 2006, *A&A*, 453, 309
- Nardetto, N., Mourard, D., Mathias, P., Fokin, A., & Gillet, D. 2007, *A&A*, 471, 661
- Nardetto, N., Poretti, E., Gallenne, A., et al. 2018, *A&A*, 616, A92
- Nardetto, N., Poretti, E., Rainer, M., et al. 2017, *A&A*, 597, A73
- Nardetto, N., Poretti, E., Rainer, M., et al. 2016, *A&A*, in press
- Nardetto, N., Poretti, E., Rainer, M., et al. 2014, *A&A*, 561, A151
- Neeley, J. R., Marengo, M., Bono, G., et al. 2017, *ApJ*, 841, 84
- Neilson, H. R., Engle, S. G., Guinan, E., et al. 2012a, *ApJ*, 745, L32
- Neilson, H. R. & Ignace, R. 2014, *A&A*, 563, L4
- Neilson, H. R., Nardetto, N., Ngeow, C.-C., Fouqué, P., & Storm, J. 2012b, *A&A*, 541, A134
- Neilson, H. R., Percy, J. R., & Smith, H. A. 2016, *Journal of the American Association of Variable Star Observers (JAAVSO)*, 44, 179

- Neilson, H. R., Schneider, F. R. N., Izzard, R. G., Evans, N. R., & Langer, N. 2015, *A&A*, 574, A2
- Ngeow, C.-C., Gieren, W., & Klein, C. 2014, in *Precision Asteroseismology*, ed. J. A. Guzik, W. J. Chaplin, G. Handler, & A. Pigulski, Vol. 301, 123–128
- Ngeow, C.-C., Neilson, H. R., Nardetto, N., & Marengo, M. 2012, *A&A*, 543, A55
- Payne-Gaposchkin, C. 1954, *Annals of Harvard College Observatory*, 113, 151
- Pel, J. W. 1976, *Astronomy and Astrophysics Supplement Series*, 24, 413
- Perlmutter, S. 2003, *Physics Today*, 56, 53
- Petterson, O. K. L., Cottrell, P. L., Albrow, M. D., & Fokin, A. 2005, *MNRAS*, 362, 1167
- Pietrzyński, G., Graczyk, D., Galle, A., et al. 2019, *Nature*, 567, 200
- Pietrzyński, G., Graczyk, D., Gieren, W., et al. 2013, *Nature*, 495, 76
- Planck Collaboration, Aghanim, N., Akrami, Y., et al. 2018, *arXiv e-prints*
- Pont, F., Burki, G., & Mayor, M. 1994a, *A&AS*, 105, 165
- Pont, F., Mayor, M., & Burki, G. 1994b, *A&A*, 285, 415
- Pont, F., Queloz, D., Bratschi, P., & Mayor, M. 1996, *VizieR Online Data Catalog*, J/A+A/318/416
- Ramolla, M., Westhues, C., Hackstein, M., et al. 2016, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, Vol. 9911, Modeling, Systems Engineering, and Project Management for Astronomy VI, 99112M
- Riess, A. G., Casertano, S., Anderson, J., MacKenty, J., & Filippenko, A. V. 2014, *ApJ*, 785, 161
- Riess, A. G., Casertano, S., Yuan, W., et al. 2018a, *ApJ*, 855, 136
- Riess, A. G., Casertano, S., Yuan, W., et al. 2018b, *ApJ*, 861, 126
- Riess, A. G., Casertano, S., Yuan, W., Macri, L. M., & Scolnic, D. 2019, *ApJ*, 876, 85
- Riess, A. G., Filippenko, A. V., Challis, P., et al. 1998, *AJ*, 116, 1009
- Riess, A. G., Macri, L., Casertano, S., et al. 2011, *ApJ*, 730, 119
- Riess, A. G., Macri, L., Li, W., et al. 2009, *ApJS*, 183, 109
- Riess, A. G., Macri, L. M., Hoffmann, S. L., et al. 2016, *ApJ*, 826, 56
- Ripepi, V., Molinaro, R., Musella, I., et al. 2018, *arXiv e-prints*
- Ripepi, V., Molinaro, R., Musella, I., et al. 2019, *A&A*, 625, A14
- Romaniello, M., Primas, F., Mottini, M., et al. 2008, *A&A*, 488, 731
- Russell, H. N. 1914, *Popular Astronomy*, 22, 275
- Sahlholdt, C. L. & Silva Aguirre, V. 2018, *MNRAS*, 481, L125
- Sartoretti, P., Katz, D., Cropper, M., et al. 2018, *A&A*, 616, A6

- Schechter, P. L., Avruich, I. M., Caldwell, J. A. R., & Keane, M. J. 1992, *AJ*, 104, 1930
- Schönrich, R., Binney, J., & Asplund, M. 2012, *MNRAS*, 420, 1281
- Schönrich, R., McMillan, P., & Eyer, L. 2019, *MNRAS*, 487, 3568
- Scowcroft, V., Freedman, W. L., Madore, B. F., et al. 2011, *ApJ*, 743, 76
- Scowcroft, V., Seibert, M., Freedman, W. L., et al. 2016, *MNRAS*, 459, 1170
- Sebo, K. M. & Wood, P. R. 1995, *ApJ*, 449, 164
- Segan, S. & Glisovic, P. 2009, *Serbian Astronomical Journal*, 179, 101
- Sesar, B., Hernitschek, N., Dierickx, M. I. P., Fardal, M. A., & Rix, H.-W. 2017, *ApJ*, 844, L4
- Shanks, T., Hogarth, L., & Metcalfe, N. 2018, *ArXiv e-prints*, arXiv :1810.02595
- Shappee, B. J. & Stanek, K. Z. 2011, *ApJ*, 733, 124
- Simon, N. R. & Lee, A. S. 1981, *ApJ*, 248, 291
- Simon, N. R. & Schmidt, E. G. 1976, *ApJ*, 205, 162
- Skarka, M., Liška, J., Dřevěný, R., et al. 2018, *MNRAS*, 474, 824
- Skillen, I., Fernley, J. A., Stobie, R. S., & Jameson, R. F. 1993a, *MNRAS*, 265, 301
- Skillen, I., Fernley, J. A., Stobie, R. S., Marang, F., & Jameson, R. F. 1993b, *South African Astronomical Observatory Circular*, 15, 90
- Skrutskie, M. F., Cutri, R. M., Stiening, R., et al. 2006, *AJ*, 131, 1163
- Slipher, V. M. 1912, *Lowell Observatory Bulletin*, 2, 26
- Smith, H. A. 2006, *Memorie della Societa Astronomica Italiana*, 77, 492
- Smolec, R. 2016, in *37th Meeting of the Polish Astronomical Society*, ed. A. Róžańska & M. Bejger, Vol. 3, 22–25
- Sollima, A., Cacciari, C., Arkharov, A. A. H., et al. 2008, *MNRAS*, 384, 1583
- Sollima, A., Cacciari, C., & Valenti, E. 2006, *MNRAS*, 372, 1675
- Soszyński, I., Dziembowski, W. A., Udalski, A., et al. 2011a, *Acta Astron.*, 61, 1
- Soszyński, I., Udalski, A., Pietrukowicz, P., et al. 2011b, *Acta Astron.*, 61, 285
- Stassun, K. G. & Torres, G. 2016, *AJ*, 152, 180
- Stassun, K. G. & Torres, G. 2018, *ApJ*, 862, 61
- Storm, J., Carney, B. W., Gieren, W. P., et al. 2004a, *A&A*, 415, 521
- Storm, J., Carney, B. W., Gieren, W. P., et al. 2004b, *A&A*, 415, 531
- Storm, J., Gieren, W., Fouqué, P., et al. 2011a, *A&A*, 534, A94
- Storm, J., Gieren, W., Fouqué, P., et al. 2011b, *A&A*, 534, A95

- Szabados, L. 1977, *Communications of the Konkoly Observatory Hungary*, 70, 1
- Szabados, L. 1980, *Communications of the Konkoly Observatory Hungary*, 76, 1
- Szabados, L. 1981, *Communications of the Konkoly Observatory Hungary*, 77, 1
- Szabados, L. 1989, *Communications of the Konkoly Observatory Hungary*, 94, 1
- Szabados, L. 1991, *Communications of the Konkoly Observatory Hungary*, 96, 123
- Szabados, L., Anderson, R. I., Derekas, A., et al. 2015, *VizieR Online Data Catalog*, J/MNRAS/434/870
- Szabó, R. 2014, in *Precision Asteroseismology*, ed. J. A. Guzik, W. J. Chaplin, G. Handler, & A. Pigulski, Vol. 301, 241–248
- Szabó, R., Kolláth, Z., Molnár, L., et al. 2010, *MNRAS*, 409, 1244
- Szeidl, B. & Kolláth, Z. 2000, in *IAU Colloq. 176 : The Impact of Large-Scale Surveys on Pulsating Star Research*, ed. L. Szabados & D. Kurtz, Vol. 203, 281–285
- Usenko, I. A., Kniazev, A. Y., Berdnikov, L. N., & Kravtsov, V. V. 2014, *Astronomy Letters*, 40, 800
- van Genderen, A. M. 1983, *A&AS*, 52, 423
- Walraven, J. H., Tinbergen, J., & Walraven, T. 1964, *Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands*, 17, 520
- Welch, D. L., Mateo, M., Cote, P., Fischer, P., & Madore, B. F. 1991, *AJ*, 101, 490
- Welch, D. L., McLaren, R. A., Madore, B. F., & McAlary, C. W. 1987, *ApJ*, 321, 162
- Welch, D. L., Wieland, F., McAlary, C. W., et al. 1984, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 54, 547
- Wesselink, A. J. 1946, *Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands*, 10, 91
- Whitney, C. 1956, *AJ*, 61, 192
- Wielgórski, P., Pietrzyński, G., Gieren, W., et al. 2017, *ApJ*, 842, 116
- Wilson, T. D., Carter, M. W., Barnes, Thomas G., I., van Citters, G. Wayne, J., & Moffett, T. J. 1989, *The Astrophysical Journal Supplement Series*, 69, 951
- Zabolotskikh, M. V., Rastorguev, A. S., & Egorov, I. E. 2004, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 316, *Order and Chaos in Stellar and Planetary Systems*, ed. G. G. Byrd, K. V. Kholshevnikov, A. A. Myllri, I. I. Nikiforov, & V. V. Orlov, 209
- Zinn, J. C., Pinsonneault, M. H., Huber, D., & Stello, D. 2019, *ApJ*, 878, 136

RÉSUMÉ

Les étoiles pulsantes sont utilisées pour estimer les distances dans l'Univers, au moyen de la relation liant leur période de pulsation à leur magnitude absolue. L'étalonnage de cette relation période-luminosité est réalisée via la détermination de distances indépendantes, notamment par la méthode de la parallaxe de pulsation. Cependant, la précision de cette méthode est aujourd'hui encore principalement limitée par le facteur de projection (p -facteur), un paramètre permettant de remonter à la vitesse pulsante de l'étoile à partir des vitesses radiales mesurées par spectroscopie. Mon travail de thèse a consisté à utiliser le code SPIPS (Spectro-Photo-Interferometry of Pulsating Stars) afin de parvenir à une détermination précise du p -facteur. Reprenant le principe de la parallaxe de pulsation, ce code permet d'obtenir une meilleure précision statistique des paramètres fondamentaux d'une étoile pulsante, grâce à une modélisation simultanée des observables spectroscopique, photométrique et interférométrique. L'utilisation de cette méthode en fixant une distance mesurée indépendamment permet alors de remonter à la valeur du p -facteur. En vue d'une utilisation à grande échelle du code SPIPS, j'ai effectué dans un premier temps un important travail d'optimisation et de collecte de données de la littérature. Ces catalogues ainsi que diverses observations réalisées tout au long de ces trois années (avec entre autres l'instrument PIONIER du VLT) m'ont permis de construire une base de données complète et homogène de plus de 300 étoiles. L'objectif de ma thèse fut alors d'appliquer le code SPIPS à un large échantillon d'étoiles, en utilisant les parallaxes du second catalogue du satellite *Gaia*. Au moyen de ces parallaxes, j'ai tout d'abord pu calculer avec précision le p -facteur de quelques variables de type RR Lyrae. Appliqué dans un second temps à un plus grand échantillon de Céphéides, le code SPIPS m'a permis de déterminer une relation linéaire entre le p -facteur et la période de pulsation, aboutissant à un nouvel étalonnage de la relation période-luminosité. Ces résultats prometteurs du code SPIPS laissent envisager que les prochaines publications de données du satellite *Gaia* permettront de lever le voile sur la nature du p -facteur, remettant ainsi au premier plan la méthode de la parallaxe de pulsation dans l'étalonnage de l'échelle des distances et la détermination de la constante de Hubble.

MOTS CLÉS

Etoiles variables, échelle des distances, modélisation numérique, analyse de données, paramètres stellaires, observations astronomiques

ABSTRACT

Pulsating stars are used to determine distances in the Universe owing to the relation between their pulsation period and absolute magnitude. The calibration of this period-luminosity relation is performed through the determination of independent distances, in particular with the parallax of pulsation method. However, the accuracy of this method is still mainly limited by the projection factor, a parameter used to convert radial velocities measured from spectroscopy into the true pulsating velocity of the star. The objective of this thesis is to use the SPIPS (Spectro-Photo-Interferometry of Pulsating Stars) algorithm to precisely determine this p -factor. Based on the parallax of pulsation approach, this code allows to obtain a better precision on the fundamental parameters of a pulsating star, thanks to a simultaneous modeling of the observables (spectroscopy, photometry and interferometry). Using this method while fixing an independent distance estimate allowed me to retrieve the value of the p -factor. In view of a large scale use of the SPIPS code, I first did an important work of optimization and data collection. These catalogs as well as various observations I made throughout these three years (with among others the PIONIER instrument of the VLT) allowed me to create a complete and heterogeneous database of more than 300 stars. I then apply the SPIPS algorithm to a large sample of stars using the parallaxes from the second data release of the *Gaia* satellite. Using these parallaxes, I was first able to accurately calculate the p -factor of some RR Lyrae type variables. Applied to a larger sample of Cepheids, the SPIPS code allowed me to determine a linear relation between the p -factor and the pulsation period, resulting in a new calibration of the period-luminosity relation. These promising results of the SPIPS code suggest that the future releases of the *Gaia* satellite will unveil the nature of the p -factor, bringing the parallax of pulsation method to the forefront of in the calibration of the distance scale and the determination of the Hubble constant.

KEYWORDS

Variable stars, distance scale, numerical modeling, data analysis, stellar parameters, astronomical observations