



HAL
open science

Caractériser les populations stellaires à l'aide d'indices sismiques

Raphaël de Assis Peralta

► **To cite this version:**

Raphaël de Assis Peralta. Caractériser les populations stellaires à l'aide d'indices sismiques. *Astro-physique stellaire et solaire [astro-ph.SR]*. Université Paris 6 - Pierre et Marie Curie; Observatoire de Paris, 2016. Français. NNT: . tel-01390673v1

HAL Id: tel-01390673

<https://theses.hal.science/tel-01390673v1>

Submitted on 8 Dec 2016 (v1), last revised 2 Nov 2016 (v2)

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.



Distributed under a Creative Commons Attribution - NonCommercial 4.0 International License

UNIVERSITÉ PARIS 6 - PIERRE ET MARIE CURIE

ED 127 – ASTRONOMIE ET ASTROPHYSIQUE D'ÎLE-DE-FRANCE

Observatoire de Paris - Laboratoire d'Étude Spatiale et d'Instrumentation en Astrophysique

**CARACTÉRISER LES POPULATIONS
STELLAIRES À L'AIDE D'INDICES
SISMIQUES**

présentée par

RAPHAËL DE ASSIS PERALTA

**THÈSE DE DOCTORAT D'ASTRONOMIE ET
ASTROPHYSIQUE**

Dirigée par **Éric MICHEL, Réza SAMADI**
& **Mário J. P. F. G. Monteiro**

Présentée et soutenue publiquement le 3 février 2016 à l'Observatoire
de Meudon

Devant le jury composé de :

M. Jean-Philippe Beaulieu	Président du Jury
M. Torsten Böhm	Rapporteur
M. Bernard Gelly	Rapporteur
M. David Katz	Examineur
M. Réza Samadi	Directeur de thèse
M. Mário J. P. F. G. Monteiro	Directeur de thèse
M. Éric Michel	Directeur de thèse et invité

« As usual, I have to smile wryly when I hear people try to distinguish art from science. The Universe is both, folks. You may try to tear them apart, but you cannot, for the artistry of the Universe is forever intertwined with how it works. They drive each other; the science is why the art is beautiful, and the art is one of the reasons we pursue the science. »

Phil Plait

Remerciements

Trois années se sont déroulées... C'est à la fois long et court pour une thèse. On aimerait qu'elle dure plus longtemps afin que l'on ait le temps d'approfondir notre travail et notre savoir. Trois ans c'est bien court pour appréhender un sujet si vaste et complexe. Mais en trois ans, c'est fou le nombre de chose que l'on peut faire, apprendre, tant scientifiquement que dans la vie en générale. C'est pourquoi je voudrais prendre le temps de remercier toutes les personnes qui m'ont accompagné durant cette aventure.

Je voudrais remercier en premier lieu, Éric et Réza, mes deux directeurs de thèse, de m'avoir confié ce beau projet et de m'avoir fait confiance pour sa réalisation. Je les remercie pour leur patience à m'avoir enseigné le métier de chercheur et d'avoir accepté tout le long de ma thèse mon rythme de croisière, qui n'est pas toujours des plus rapide... Je les remercie également pour leur dévouement et leur accompagnement, parfois jusqu'à très tard comme lorsqu'il fallait corriger mon manuscrit.

Un grand merci à toute l'équipe SEISM, pour leur accueil, générosité, bienveillance et leur accompagnement durant ces années. Ce fut un honneur de travailler dans cette équipe. Merci à Benoit pour ses sages conseils et sa bonne disposition ; merci à Caroline pour ses conseils dans les domaines de l'enseignement et de la vulgarisation ; merci à Kevin de m'avoir volé tout mon sucre pour son café (depuis je ne prends plus que du café sans sucre) ; merci à Marie-Jo pour sa joie constante ; merci à Annie pour s'être battue pour que CoRoT voit le jour (ou plutôt les étoiles...) ; et merci à Daniel pour nos discussions qui ne nous éloignaient pas tellement des étoiles...

Merci également à toute l'équipe MagMaS : merci encore à Coralie de m'avoir accepté en stage et sans lequel je n'aurais probablement pas eu cette thèse ; merci à Richard pour ses conseils et le séjour en sa compagnie à Copenhague ; merci à Bernard pour ses conseils en algorithmique.

Enfin, un grand merci à tous les doctorants et post-doctorants qui ont cheminé avec moi durant ses années : tout d'abord, merci à Mathieu avec qui je fais route depuis le master. Il a été d'une aide précieuse durant ma thèse ; Merci à Charly pour son soutien inébranlable et les (nombreuses) pauses cafés passées ensemble à refaire le monde (scientifique) ; merci à Aurore pour ses délicieux gâteaux ; merci à Mahfoudh pour ses astuces informatiques. Et merci à Bram, Takafumi, Charlotte, Mary pour leur compagnie.

Merci à toute l'équipe d'ingénieur de CoRoT au LESIA pour leur travail effectué sur les données du satellite, qui m'ont permis de les exploiter à leur juste valeur. Merci à eux pour les activités que nous avons fait ensemble : les pauses gâteaux, les foots, les badmintons, etc.

Je tiens également à remercier Mario Monteiro pour sa gentillesse et son accueil lors de mon séjour à Porto.

Merci à tous les autres membres de mon jury pour leurs remarques constructives sur mon rapport, leur bienveillance lors de la soutenance et leurs chaleureux compliments quand à l'ensemble de mon travail.

Un grand merci à toute ma famille pour leur soutien plus que précieux. Sans chacun d'eux, ma thèse aurait été bien fade, difficile et solitaire...

Merci à tous mes amis de l'observatoire, dont Sophie pour ses délicieux cupcakes en forme de géantes rouges ! Merci également à mes amis de longue date pour leur soutien et leur amitié.

Enfin, je voudrais remercier quelqu'un qui m'a toujours accompagné, cru en moi, qui m'a porté dans les moments difficiles, et qui je sais, sera toujours présent à mes côtés jusqu'à la fin, merci Jésus.

Résumé

À l’instar de la sismologie terrestre, l’astérosismologie est l’étude des tremblements d’étoiles. Ces vibrations internes sont observées via les variations de luminosité (ou de vitesse) qui se manifestent à leurs surfaces. À partir de ces séries temporelles, on calcule les spectres de puissance qui contiennent une véritable mine d’informations. En particulier, pour les pulsateurs de types solaires, nous pouvons observer le signal de la granulation ainsi que les modes propres d’oscillations stellaires qui sont tous deux une conséquence directe de la convection dans l’enveloppe de l’étoile. L’astérosismologie permet de sonder l’intérieur des étoiles comme une échographie. Par ailleurs, avec les grands relevés de photométrie spatiale CoRoT et *Kepler*, un nouveau champ d’application pour la sismologie est apparu. En effet, il est possible de caractériser au premier ordre les spectres d’oscillations des pulsateurs de types solaires à partir de quelques indices que nous appellerons *indices sismiques*. Ces derniers permettent via des relations simples d’estimer les paramètres fondamentaux de ces étoiles. Cela fait de l’astérosismologie un outil très puissant pour l’étude des populations stellaires.

Dans la perspective du développement de la base de données *Stellar Seismic Indices* (SSI¹), l’objet de ma thèse a été de développer une méthode automatique capable d’extraire simultanément les indices sismiques et les paramètres caractérisant la granulation des pulsateurs de types solaires. Cette méthode, appelée MLEUP, a été pour l’instant optimisée pour les géantes rouges car CoRoT et *Kepler* ont observé plusieurs dizaines de milliers de géantes rouges contre quelques centaines de pulsateurs de type solaire de séquence principale. Le MLEUP présente un avantage majeur par rapport à la plupart des méthodes existantes : il utilise le patron universel d’oscillations (UP) des géantes rouges comme modèle d’ajustement du spectre d’oscillations, ce qui permet d’analyser le spectre non lissé, donc non dégradé, et d’ajuster simultanément la composante de granulation et celle des oscillations par l’estimation du maximum de vraisemblance (MLE).

Le MLEUP a dans un premier temps été testé par des simulations Monte Carlo afin de quantifier ses performances. Ces dernières se sont révélées très bonnes, avec de faibles biais et dispersions. Dans un second temps, nous avons appliqué le MLEUP à plus de 36.500 étoiles observées par CoRoT et *Kepler*, parmi lesquelles nous obtenons les indices sismiques et les paramètres de la granulation pour plus de 13.500 étoiles. Ces résultats ont d’ores et déjà été utilisés dans plusieurs travaux et leur utilisation devrait s’intensifier rapidement.

Bientôt, l’ensemble des données CoRoT seront analysées. Ainsi, nous escomptons obtenir au total, avec l’ensemble des observations CoRoT et *Kepler*, des

¹Ouverture de la base SSI prévue pour l’été 2016. Lien vers la base : <http://ssi.lesia.obspm.fr/>

indices sismiques et des paramètres de granulation pour près de 18.000 géantes rouges. Ces résultats seront mis à disposition de la communauté scientifique via la base de données SSI¹.

Abstract

Like terrestrial seismology, asteroseismology is the study of star quakes. These internal vibrations are detected by observing the luminosity (or velocity) variations at the stellar surfaces. From these time series, one computes power spectra which contain a wealth of information. In particular, for solar-like pulsators, we are able to observe the signal of granulation as well as the eigenmodes of stellar oscillations, both of which are a direct consequence of the convection in the star's envelope. Asteroseismology allows us to probe the interior of stars much like an ultrasound. Furthermore, with the large spatial photometric surveys CoRoT and *Kepler*, a new scope for seismology appeared. Indeed, it is possible to characterise to first order the oscillation spectra of solar-like pulsators with few indices or parameters, called *seismic indices*. Using simple relations, they allow us to estimate fundamental parameters of these stars. Asteroseismology is by consequence a very powerful tool for the study of stellar populations.

In the perspective of the development of the *Stellar Seismic Indices* (SSI²) database, the purpose of my thesis was to develop an automatic method able to extract simultaneously the seismic indices and the parameters characterizing the granulation signature of solar-like pulsators. This method, called MLEUP, was optimized for red giants because for the few hundred main-sequence solar-like pulsators observed by CoRoT and *Kepler*, several tens of thousands of red giants have been observed by these same missions. MLEUP has a major advantage over most existing methods: it relies on the use red-giant stellar oscillation universal pattern (UP) to fit the oscillation spectra. This allows us to analyse the unsmoothed spectrum and fit simultaneously both granulation and oscillations with the maximum likelihood estimate (MLE).

As a first step, MLEUP was tested on Monte Carlo simulations in order to quantify its performances. These simulations have revealed that MLEUP achieves very good performances, with low biases and dispersions. As a second step, we applied MLEUP to more than 36,500 stars observed by CoRoT and *Kepler*, thereby yielding seismic indices and granulation parameters for more than 13,500 stars. Those results have already been used in several works and are expected to be used in many more.

Soon, the entire CoRoT dataset will be analysed. Thus, with the CoRoT and *Kepler* observations, we expect to obtain, seismic indices and granulation parameters for around 18,000 red giants in total. These results will be made available for the scientific community via the SSI¹ database.

²The opening of the SSI database is planned for the summer of 2016 (see <http://ssi.lesia.obspm.fr/>).

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	Contexte scientifique	1
1.2	Problématique	6
1.3	Organisation du manuscrit	8
2	Des observations à la physique	9
2.1	Analyse des courbes de lumière	9
2.1.1	Limitations observationnelles	9
2.1.2	Les signaux parasites	11
2.1.3	Pré-traitement du pipeline	12
2.2	Les différentes composantes du spectre de puissance des pulsateurs de type solaire	13
2.2.1	Le fond stellaire	13
2.2.2	Les oscillations	16
2.3	Caractérisation des composantes	21
2.3.1	Modélisation	21
2.3.2	Brève description des méthodes citées	25
2.3.3	Comparaison des méthodes	27
2.4	Les relations d'échelle	29
2.4.1	Paramètre ν_{\max} - Fréquence du maximum de puissance des oscillations	29
2.4.2	Paramètre $\Delta\nu$ - Grande séparation	30
2.4.3	Paramètre H_{env} - Hauteur maximale des oscillations	32
2.4.4	Paramètre τ_{gran} - Temps caractéristique de granulation	33
2.4.5	Paramètre σ - Fluctuation RMS de la luminosité	34
2.4.6	Paramètre P_{gran} - Puissance de granulation	35
2.4.7	Paramètres fondamentaux : Masse M et Rayon R	35
3	Les méthodes d'extraction d'indices	37
3.1	Algorithme de l'autocorrelation filtrée (ou ACF)	38
3.1.1	Explications détaillées	38

3.1.2	Avantage de l'ACF	42
3.1.3	Inconvénients de l'ACF	42
3.2	Méthode de ACF-MDC	42
3.2.1	Explications détaillées	42
3.2.2	Avantages du ACF-MDC	47
3.2.3	Inconvénients du ACF-MDC	47
3.3	Méthode de MLEUP	47
3.3.1	Explications détaillées	48
3.3.2	Inconvénients du MLEUP	57
3.4	Proceeding de la conférence de Toulouse	57
4	Tests et validation	61
4.1	Comparaison de la méthode ACF-MDC avec quatre autres méthodes sur des données CoRoT	61
4.2	Tests des méthodes ACF-MDC et MLEUP sur des données simulées	75
4.2.1	Description du simulateur de courbes de lumière	75
4.2.2	Les paramètres des courbes de lumière simulées	76
4.2.3	Analyse des résultats obtenus avec les simulations	79
4.2.4	Comparaison entre des méthodes ACF-MDC et MLEUP	97
4.2.5	Caractérisation des biais	99
5	Analyse des données CoRoT et <i>Kepler</i>	103
5.1	Sélection des échantillons d'étoiles CoRoT et <i>Kepler</i>	104
5.2	Taux de résultats valides	105
5.3	Analyse des résultats par paramètres	106
5.3.1	Paramètres sismiques	107
5.3.2	Paramètres de granulation	113
5.3.3	Paramètres auxiliaires de la granulation	118
5.3.4	Paramètres fondamentaux	122
5.4	Collaboration	128
5.4.1	Application à l'étude du milieu interstellaire	128
5.4.2	Application à l'étude des populations galactiques	132
6	Conclusion et perspectives	135
6.1	Conclusion	135
6.2	Perspectives	137
A	Publications	143
	Puspitarini et al. 2015 <i>The Gaia-ESO Survey: Extracting diffuse interstellar bands from cool star spectra</i>	143

Chiappini et al. 2015 <i>Young $[\alpha/Fe]$-enhanced stars discovered by CoRoT and APOGEE: What is their origin?</i>	160
B T_{eff} sismique	167
Références bibliographiques	169

Chapitre 1

Introduction

1.1 Contexte scientifique

Un peu d'histoire

À l'aube de l'humanité, les étoiles n'étaient que des points lumineux dans un ciel d'encre. Elles étaient sources de mythes et superstitions. Rapidement, elles ont été rassemblées en constellations suivant la culture de chaque peuple. Par exemple, la grande ourse représenterait Callisto, une nymphe aimée de Zeus suivant la mythologie grecque. Les Romains y voyaient sept bœufs de labour. Pour les Arabes, elle était le cercueil d'un père tiré par ses trois filles, alors que les Indiens d'Amérique du Nord y projetaient une scène de chasse : trois chasseurs poursuivant une ourse. Mais d'un point de vue scientifique, elles sont restées longtemps un mystère... Ce n'est qu'à partir de la découverte de la spectroscopie que les étoiles commencèrent à dévoiler leurs secrets. En effet, au début du XIX^{ème} siècle, lorsque l'opticien et physicien Joseph von Fraunhofer (1787–1826) pointa vers le Soleil un instrument que l'on appellera plus tard un spectroscope, il vit un spectre coloré continu et entrecoupé de raies noires. De plus, il remarqua que le spectre différait d'une étoile à l'autre. Ce n'est que vers 1860, que deux scientifiques allemands, Gustav Kirchhoff (1824–1887) et Robert Bunsen (1811–1899) associèrent les raies noires à la signature des éléments chimiques présents dans l'atmosphère des étoiles. L'analyse spectrale était donc devenue une fenêtre sur l'identification des espèces composant l'atmosphère des étoiles. Par la suite, notamment grâce la physique statistique, on pourra en déduire la température et la pression des atmosphères stellaires. Entre temps, on commençait à mesurer la distance des étoiles ainsi que des rayons et des masses. Enfin, on comprenait d'où ces astres tiraient leur énergie.

Ainsi, au fil des années, les connaissances ont progressé, apportant de plus en plus de réponses concernant les étoiles. Mais elles continuaient à maintenir

une part d'ombre, il semblait alors impossible d'observer ce qu'il se passait à l'intérieur de l'étoile. La spectroscopie ne permettant que d'observer l'atmosphère de l'étoile d'où les photons peuvent s'échapper. D'ailleurs, Sir Arthur Stanley Eddington (Astrophysicien anglais, 1882–1944) déclarera en 1926 dans le *The Internal Constitution of the Stars* : « À première vue, il semblerait que l'intérieur du soleil et des étoiles soit moins accessible aux investigations scientifiques que n'importe quelle autre région de l'univers. Nos télescopes pourront sonder de plus en plus loin dans les profondeurs de l'espace ; mais comment pourrions-nous un jour obtenir une connaissance précise de ce qui est caché derrière des barrières infranchissables ? Quel instrument peut percer les couches externes d'une étoile et tester les conditions qui règnent à l'intérieur ? ».

En 1962, alors que Evans & Michard (1962) observèrent le Soleil pour étudier sa surface à l'aide d'un spectrographe, ils mesurèrent par effet Doppler des déplacements de raies sur des spectres d'une petite région du Soleil. Ils conclurent qu'il y avait des éléments de matière qui oscillent à la surface du Soleil suivant une période de quelques minutes. En parallèle, Leighton et al. (1962) firent la même découverte. Il faudra attendre quelques années pour avoir une première explication théorique, apportée par Ulrich (1970) ainsi que par Leibacher & Stein (1971). On venait de comprendre que le Soleil était animé par des ondes acoustiques stochastiquement excitées par l'enveloppe convective et qui se propageaient à l'intérieur de l'étoile. Ainsi, à l'instar d'une échographie, on était enfin capable de sonder la structure interne de notre étoile via ces ondes. L'héliosismologie était née.

Par la suite, les observations des oscillations solaires ont continué aussi bien avec des réseaux de télescopes au sol (e.g. GONG, BiSON) que dans l'espace avec la mission SOHO (ESA/NASA). Passant de quelques modes d'oscillations (Claverie et al. 1979; Deubner 1975), à plusieurs millions de modes, ce qui a permis d'obtenir par exemple une estimation du profil de vitesse du son et de densité dans notre étoile (e.g. Christensen-Dalsgaard et al. 1985), ainsi que de celui de la rotation interne (e.g. Schou et al. 1998; Thompson et al. 2003).

Très vite, on a voulu naturellement appliquer cette technique à d'autres étoiles, donnant naissance à l'*astérosismologie*. Plus particulièrement, aux étoiles possédant une enveloppe convective capable d'exciter des ondes comme dans le Soleil. On appela ces étoiles, les « pulsateurs de type solaire ». Cependant, il fallut attendre la fin des années 90, pour en obtenir les premières détections confirmées sans ambiguïté dans d'autres étoiles que le Soleil (Bedding et al. 2001; Bouchy & Carrier 2001; Frandsen et al. 2002; Martić et al. 1999). L'utilisation de l'astérosismologie progressait, mais demeurait laborieuse car les conditions d'observation depuis la Terre posent divers problèmes. D'une part, pour la photométrie, l'atmosphère

perturbe la détection d'oscillations dont les amplitudes ne sont que de quelques millièmes de la luminosité totale. En spectroscopie, les mesures sont plus favorables mais les amplitudes restent faibles (de l'ordre de quelques dizaines de centimètres par seconde). D'autre part, les faibles durées d'observations et les discontinuités liées notamment à l'alternance jour/nuit perturbent l'analyse des oscillations.

L'observation depuis l'espace s'imposait car elle offre la possibilité d'observer pendant de longues durées sans interruptions. Cependant, faire accepter un satellite si innovateur ne fut pas mince affaire et prit beaucoup d'années. La découverte de la première exoplanète en 1995 par Mayor & Queloz (1995) a beaucoup contribué à sa création car la sismologie et l'exoplanétologie utilisent la même technologie. Ainsi, CoRoT (de l'acronyme COnvection, ROtation et Transits planétaires) fut lancé le 27 décembre 2006 (Baglin et al. 2006, 2009). Grâce aux excellentes données fournies par CoRoT, la sismologie a évidemment connu un essor important. Pour ce qui concerne la sismologie des géantes rouges, on peut dire qu'elle est née avec les premières observations CoRoT et qu'elle a connu en quelques années un essor remarquable. En effet, on connaissait auparavant une demi-douzaine de géantes rouges pulsantes et leur spectre d'oscillations était très mal compris. Dès les premiers runs d'observations CoRoT, plusieurs centaines de géantes rouges pulsantes ont été détectées ; leurs spectres d'oscillations ont révélés des motifs communs (De Ridder et al. 2009) ; la compréhension théorique de ces spectres a rapidement été établie (Dupret et al. 2009) ; on a pu caractériser au premier ordre ces spectres par une équidistance et un maximum de puissance, directement liés aux propriétés physiques de l'étoile (densité moyenne, gravité et température effective) et cette approche appliquée à plusieurs centaines d'étoiles a révélé le potentiel de l'astérosismologie pour l'étude des populations stellaires (Miglio et al. 2009).

Entre temps, le satellite américain *Kepler* fut à son tour lancé le 6 mars 2009 (Borucki et al. 2010; Gilliland et al. 2010). La révolution photométrique spatiale était en marche. Pour les géantes rouges apparurent les premières déterminations de masses et rayons dits « sismiques » (Kallinger et al. 2010a). Une autre prouesse fut de pouvoir enfin distinguer sismiquement les étoiles du clump des étoiles (brûlant l'hélium en leur cœur) de la branche des géantes rouges (cœur d'hélium encore inerte), ce qui était impossible jusqu'alors par les autres techniques observationnelles (Beck et al. 2011; Bedding et al. 2011; Mosser et al. 2012c). Enfin, on a pu mesurer le profil de rotation interne de ces étoiles (Beck et al. 2012; Mosser et al. 2012b).

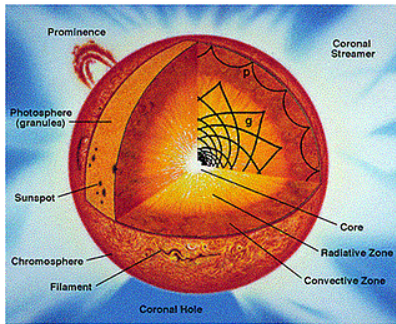
En novembre 2012, CoRoT ne répondait plus et devint officiellement hors service vers juin 2013. Dans la même année, le télescope *Kepler* perdit un gyroscope, indispensable pour une stabilisation précise sur une longue durée. Sa durée maximale d'observation n'étant plus que de 80 jours, on modifia ses

objectifs et son nom devint *K2*.

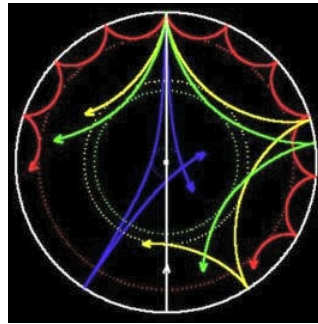
Grâce à CoRoT et *Kepler*, notre connaissance sur les étoiles a considérablement augmenté en quelques années. Aujourd’hui, nous disposons de centaines de milliers de courbes de lumière des étoiles de notre Galaxie, dont plusieurs dizaines de milliers de géantes rouges. Bientôt, TESS (Transiting Exoplanet Survey Satellite), un nouveau satellite de la NASA de survey photométrique de tout le ciel, sera lancé en 2017. Puis, PLATO (PLANetary Transits and Oscillations of stars), le futur satellite de l’Agence Spatiale Européenne et digne successeur de CoRoT, est planifié pour 2024.

La sismologie des pulsateurs de type solaire – de la séquence principale aux géantes rouges

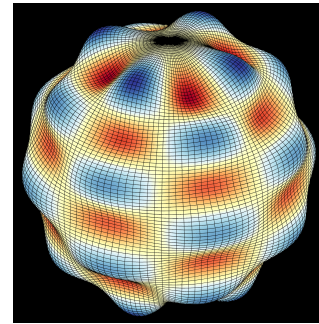
Comme on peut le voir sur la figure 1.2, beaucoup d’étoiles montrent des pulsations suivant différents mécanismes d’excitation que nous ne développerons pas ici. Nous ne nous intéresserons qu’aux « pulsateurs de type solaire », soit toutes les étoiles dont la nature des modes est similaire à ceux du Soleil, c’est à dire, des modes intrinsèquement stables et excités stochastiquement par la convection turbulente dans les parties supérieures des enveloppes convectives des étoiles. Il s’agit d’étoiles avec des masses de l’ordre de $0,5$ à $4M_{\odot}$, soit dans leur phase de séquence principale, soit dans leur phase ultérieure, de sous géantes ou de géantes rouges.



(a) Propagation des modes p et g.



(b) Trajets de rayons des modes p.



(c) Oscillations à la surface de l’étoile.

Figure 1.1: Crédit : LESIA

Les mouvements turbulents dans l’enveloppe convective excitent continuellement et stochastiquement (i.e. aléatoirement) des ondes acoustiques qui se propagent à l’intérieur de l’étoile. Ces ondes sont réfléchies en surface à cause de la

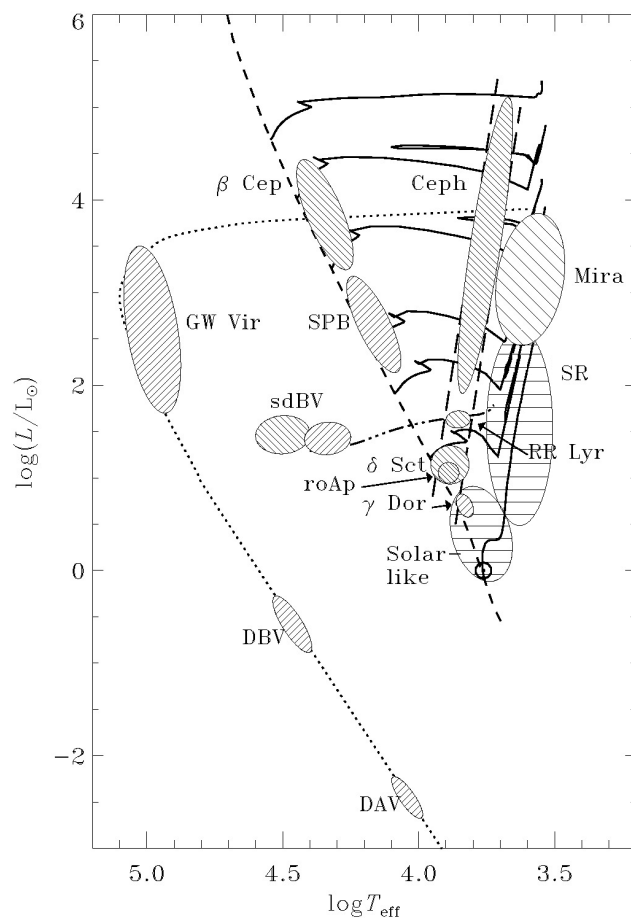


Figure 1.2: Diagramme de Hertzsprung-Russell (HR) représentant la luminosité en fonction de la température. Les lignes noires pleines indiquent le chemin évolutif pour les étoiles de masses (du haut vers le bas) de 20, 12, 7, 4, 3, 2 et 1 M_{\odot} . Chaque cercle hachuré indique une région d'instabilité dans le diagramme HR et le type de hachures correspond à un mécanisme d'excitation. Les pulsateurs de type solaire sont représentés par un cercle avec des hachures horizontales, au niveau du bas de la séquence principale et le haut de la branche des géantes rouges. Crédit : J. Christensen-Dalsgaard

chute brutale de la densité et sont réfractées en profondeur lorsque celle-ci augmente. L'étoile, dans son ensemble, fait office de cavité résonnante, c'est à dire qu'elle impose des conditions limites à ces ondes. Aussi, celles qui respectent ces conditions forment des ondes stationnaires, les modes propres de l'étoile (cf. figure 1.1b). Plus précisément, on parle de *modes-p*, p pour pression, car leur force de

rappel est la pression.

Il existe un autre type de mode : les *modes-g*, dit de gravité (cf. Fig. 1.1a). Excités par la pression turbulente à l'interface de la zone radiative et convective, ces modes ne se propagent que dans la zone radiative, là où le plasma est stratifié stablement car leur force de rappel est la force d'Archimède. En dehors de leur cavité résonnante, ils deviennent évanescents.

Les seules observables des oscillations sont les perturbations à la surface de l'étoile, qui induisent des mouvements de matière, des variations du flux lumineux et de température (cf. Fig. 1.1c). On peut donc détecter les modes propres spectroscopiquement (variations de la vitesse radiale) ou photométriquement (variations de luminosité). Dans notre cas, nous analyserons les étoiles via leurs courbes de lumières car CoRoT et *Kepler* fournissent des mesures photométriques.

Les modes sont décrits angulairement par des harmoniques sphériques caractérisées par trois paramètres :

- l'ordre radial n qui désigne le nombre de nœuds radiaux le long du rayon de l'étoile ;
- le degré angulaire ℓ qui spécifie le nombre de ligne nodale de surface. Les modes de degré $\ell = 0$ correspondent aux modes radiaux, $\ell = 1$ aux modes dipolaires et ainsi de suite ;
- l'ordre azimutal m qui précise le nombre de ligne nodale en longitude.

La profondeur à laquelle les modes-p peuvent se propager à l'intérieur de l'étoile dépend de leur fréquence ν et de leur degré ℓ . Sur la figure 1.1b, on peut voir que certains modes peuvent alors être très superficiels (en rouge), tandis que d'autres pénètrent profondément (en bleu), voir même jusqu'au centre (en blanc).

1.2 Problématique

Le spectre d'une étoile observée par photométrie ou vitesse radiale s'avère être riche en information. Il contient d'une part, le spectre d'oscillations, composé des fréquences propres de l'étoile, d'autre part, le fond stellaire, composé de phénomènes physiques ayant lieu à la surface de l'étoile engendrant également une variation de luminosité et de vitesse. Typiquement, il s'agit de la granulation, qui est la manifestation de la convection en surface.

Pour les pulsateurs de type solaire, les oscillations sont caractérisées au premier ordre par ce que l'on appelle les indices sismiques, comme par exemple ν_{\max} et H_{env} , correspondant respectivement à la fréquence et la hauteur du maximum de

puissance dans le spectre d'oscillation ; ou bien $\Delta\nu$, appelée la grande séparation, qui est la distance séparant les modes propres d'ordre n consécutif et de même degré ℓ . Quant à la granulation, elle est principalement caractérisée par son temps caractéristique τ_{eff} , ainsi que par son amplitude caractéristique σ .

On a alors très vite établi des relations d'échelle observationnelles qui ont été confrontées aux modèles théoriques. Ces relations permettent d'utiliser les indices sismiques et les paramètres de la granulation pour étudier la convection et pour obtenir des estimations de paramètres globaux, tels que la masse, le rayon, la gravité de surface ou le stade évolutif. L'astérosismologie s'est donc montrée un puissant outil pour étudier ces étoiles.

Aujourd'hui, grâce à la révolution photométrique spatiale apportée par CoRoT et *Kepler*, nous disposons de plusieurs dizaines de milliers de courbes de lumières de géantes rouges d'excellentes qualités. Or, ces données n'intéressent pas seulement la communauté stellaire, leur impact est bien plus large. En effet, la communauté travaillant sur les exoplanètes est en étroite collaboration avec la communauté stellaire car pour déterminer les paramètres fondamentaux des exoplanètes, il faut très bien contraindre leurs étoiles hôtes. De même, la communauté galactique est toujours à la recherche de contraintes sur le maximum d'étoiles possible de notre Galaxie afin de mieux la caractériser. Malheureusement, à l'heure actuelle, les méthodes d'extraction d'indices ont été développées et appliquées à des ensembles restreint d'étoiles. En outre, elles ne sont pas toutes capables de caractériser simultanément le fond stellaire et les oscillations. Enfin, la plupart d'entre elles n'ont pas fait l'objet d'études pour quantifier leurs performances en terme de biais, de dispersions et d'incertitudes. Or, beaucoup d'étoiles attendent encore d'être analysées et il serait intéressant de les caractériser à travers une analyse homogène. De plus, les deux futurs satellites, TESS (prévu pour août 2017) et PLATO (prévu pour 2024), fourniront prochainement de grandes quantités de données.

Ma thèse s'inscrit donc dans ce contexte et dans la perspective du projet de base de donnée « Stellar Seismic Indices » (SSI¹). J'ai développé une nouvelle méthode automatique d'analyse simultanée de trois paramètres sismiques fondamentaux ($\Delta\nu$, ν_{max} et H_{env}) ainsi que des deux paramètres de la granulation (τ_{eff} et σ). Cette méthode aura fait l'objet d'une étude poussée dans le but de quantifier ses biais, ses dispersions et ses incertitudes par rapport à la dispersion réelle. On montrera qu'elle est capable d'analyser de grands échantillons d'étoiles, même à faible rapport signal sur bruit et ce, avec des performances sans précédents. Les résultats de cette méthode viendront à terme alimenter la base de donnée SSI,

¹Lien vers la base SSI : <http://ssi.lesia.obspm.fr/>

accessible à toute la communauté scientifique.

1.3 Organisation du manuscrit

Au second chapitre, nous verrons d'abord comment passer des courbes de lumière aux spectres de puissance. Puis nous passerons en revue les différentes composantes qui les caractérisent ainsi que les méthodes permettant de récupérer ces informations. La comparaison de ces méthodes sera également présentée. Enfin, nous terminerons par décrire les relations d'échelle observationnelles, théoriques et celles obtenues par des modèles 3D introduites ces dernières années.

Au troisième chapitre, nous présenterons et expliquerons les deux méthodes d'extraction que nous avons développées pour ce travail. La première méthode, « classique », est très souvent employée et la deuxième est tout à fait nouvelle et originale.

Au quatrième chapitre, nous étudierons et quantifierons les performances des méthodes sélectionnées à l'aide de courbes de lumières simulées, représentatives des observations CoRoT et *Kepler*. Pour finir, nous choisirons celle dont les performances sont les meilleures.

Au cinquième chapitre, nous utiliserons cette meilleure méthode afin d'analyser de grands ensembles de données CoRoT et *Kepler*. Nous comparerons ensuite nos résultats avec ceux de la littérature, vus au deuxième chapitre.

Enfin, au sixième chapitre, nous conclurons sur notre méthode, ses performances, ses résultats et les perspectives qu'elle offre.

Chapitre 2

Des observations à la physique

2.1 Analyse des courbes de lumière

Comme nous avons vu dans la première partie, les missions telles que CoRoT et *Kepler* nous permettent d'obtenir les courbes de lumière des étoiles observées traduisant la variation de luminosité de la surface de ces étoiles au cours du temps. Pour étudier le signal $s(t)$ des étoiles et leurs fréquences propres, nous devons passer de ce signal temporel au signal fréquentiel $\hat{S}(\nu)$ (appelé spectre) par la transformée de Fourier (TF).

2.1.1 Limitations observationnelles

Les courbes de lumière $s(t)$ sont le résultat de l'intégration des photons de l'étoile pendant un temps t_i , suivant un pas d'échantillonnage t_e , effectué sur une durée totale T . Ces conditions d'observations ont des conséquences sur la TF, pouvant être décrites par l'équation suivante :

$$s'(t) = s(t) * \Pi_{t_i}(t) \times (\text{III}_{t_e}(t) \times \Pi_T(t)) \quad (2.1)$$

Dans le domaine fréquentiel, on aura :

$$\hat{S}'(\nu) = \hat{S}(\nu) \times \text{sinc}_{1/t_i} * (\text{III}_{1/t_e}(\nu) * \text{sinc}_{1/T}) \quad (2.2)$$

Regardons d'abord l'effet de l'échantillonnage. Observer de manière discrète un signal continu revient à multiplier le signal temporel $s(t)$ de l'étoile par une fonction « peigne de Dirac », notée $\text{III}_{t_e}(t)$. $\text{III}_{t_e}(t)$ est une somme de Dirac régulièrement espacée d'une durée t_e . Sa TF reste un peigne de Dirac, notée $\text{III}(\nu)$, mais espacé de la fréquence $\nu_e = 1/t_e$ (cf Fig. 2.2). Par conséquent, la TF de $s(t)$, sera répétée infiniment de fois tous les $\nu_e = 1/t_e$. ce qui nous amène à discuter du repliement du spectre. D'après le théorème de Shannon-Nyquist (Nyquist 1928; Shannon 1949),

un signal $s(t)$ est complètement déterminé, malgré une discrétisation, si le temps d'échantillonnage t_e est au moins deux fois plus court que la période maximale échantillonnée T_{\max} du signal $s(t)$. On a $t_e \leq T_{\max}/2$ (soit $\nu_e \geq 2\nu_{\max}$, avec ν_{\max} la fréquence maximale de $s(t)$). Si le signal est sous-échantillonné, son spectre sera replié. On définit ainsi la fréquence de Nyquist, comme étant la fréquence au delà de laquelle le spectre est replié : $\nu_{\text{Nyq}} = (2t_e)^{-1} = \nu_e/2$. Lors de l'analyse des courbes de lumière, il sera nécessaire de prendre en compte le repliement du spectre, notamment pour la plupart des courbes de lumière *Kepler* dont le temps d'échantillonnage est relativement long (~ 30 minutes pour les long cadence).

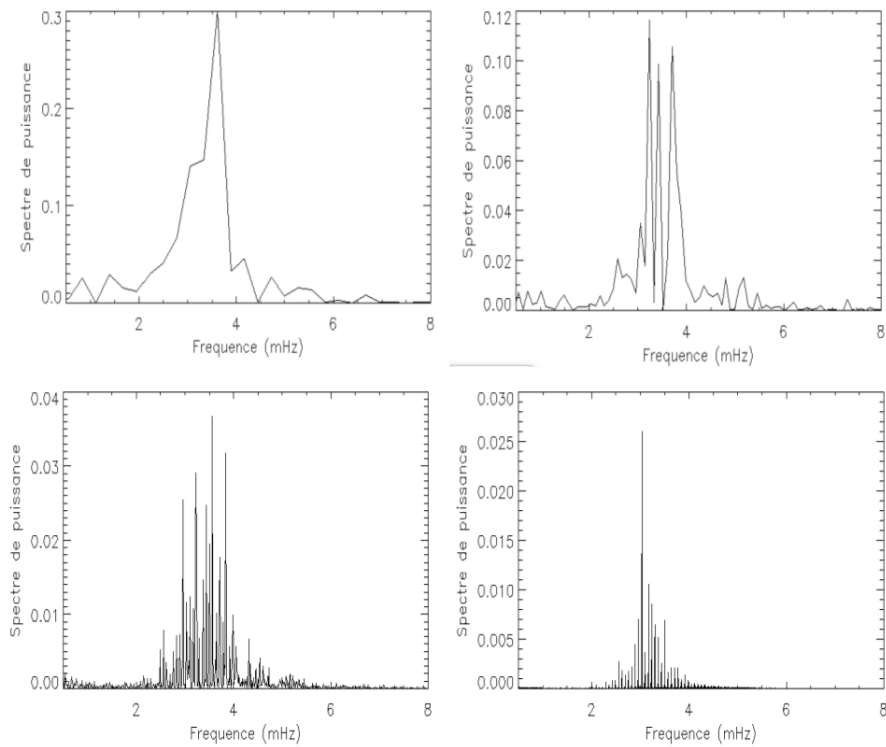


Figure 2.1: Spectre de Fourier du signal sismique du Soleil observé par effet Doppler avec l'instrument GOLF à bord de SoHO. La durée d'observation varie de 1 heure (en haut à gauche), 3 heures (en haut à droite), 24 heures (en bas à gauche) et 30 jours (en bas à droite). La structure fine du signal, cachée pour 1 heure d'observation se dévoile après plusieurs jours d'observations. Crédit : Frédéric Baudin

Le deuxième effet est lié au fait que le temps d'intégration ainsi que la durée totale d'observation sont limités en temps (on parle aussi de fenêtrage). Fenêtrer un signal $s(t)$ revient à le multiplier à une fonction « porte », notée $\Pi_T(t)$. La

TF de $\Pi_T(t)$ est un sinus cardinal ($\text{sinc}_T = \sin(\pi\nu T)/\pi\nu T$) dont le premier zéro apparaît à une fréquence inversement proportionnelle à la taille de la fenêtre. Dans le cas du temps T , le premier zéro sera à $\nu_T = 1/T$ avec T le temps d'observation (voir figure 2.2). Ainsi, observer pendant un temps T a pour conséquence de fixer la résolution du spectre. Or, comme nous le verrons plus loin dans ce chapitre, le spectre d'oscillations des pulsateurs solaires est riche en information et comme le montre la figure 2.1, une durée d'observation trop courte peu cacher la structure fine du spectre.

Enfin, intégrer les photons pendant un temps limité t_i revient cette fois-ci à multiplier $\hat{S}(\nu)$ par un sinus cardinal dont le premier zéro sera à $\nu_{t_i} = 1/t_i$ (Michel 1993). Pour les deux télescopes CoRoT et *Kepler*, $t_i \simeq t_e$. Par conséquent, sinc_{1/t_i} modulera l'ensemble du spectre $\hat{S}(\nu)$, ce qui aura pour effet d'atténuer d'un facteur $\eta(\nu)$ son amplitude. À fréquence fixée, cet effet sera d'autant plus important que t_e est élevé, comme dans le cas des données long cadence *Kepler* (e.g. Chaplin et al. 2014; Kallinger et al. 2014). Le facteur d'atténuation $\eta(\nu)$ est défini par l'équation suivante :

$$\eta(\nu) = \text{sinc}(\pi\nu t_i) \simeq \text{sinc}(\pi\nu t_e) = \text{sinc}\left(\frac{\pi\nu}{2\nu_{\text{Nyq}}}\right) \quad (2.3)$$

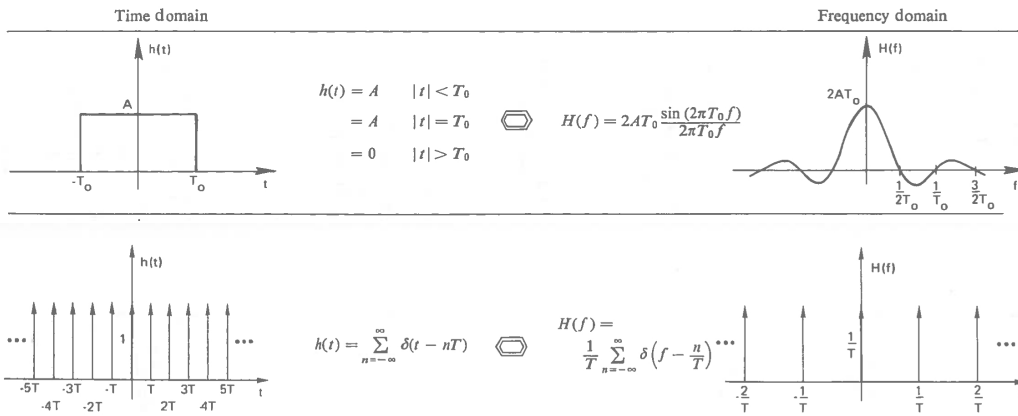


Figure 2.2: La fonction « porte » (en haut) et « peigne de Dirac » (en bas) avec leur transformée de Fourier. Crédit : Brigham (1974)

2.1.2 Les signaux parasites

Les spectres de puissance peuvent être entachés de signaux parasites, c'est à dire des signaux dont l'origine n'est pas stellaire et donc inutiles en terme scientifique.

De par son orbite, CoRoT est davantage affecté par ce genre de signaux que ne l'est *Kepler*. En effet, bien qu'il soit dans l'espace à 900 km d'altitude, la Terre a une influence sur lui et introduit principalement deux types de perturbations (voir Auvergne et al. 2009). Premièrement, les courbes de lumière de CoRoT contiennent la fréquence caractéristique du jour ($\nu_{\text{jour}} = 11,57 \mu\text{Hz}$) et de ses harmoniques à cause de son passage dans la South Atlantic Anomaly (SAA). La SAA correspondant à une zone au dessus de l'Amérique du sud où des protons de hautes énergies sont piégés par le champ magnétique terrestre. Deuxièmement, lors de sa rotation autour de la Terre, le satellite subit régulièrement des éclipses engendrant certaines perturbations telles que la variation de température, la vibrations dans les panneaux solaires, des fluctuations du voltage, etc. Ces perturbations, malgré les corrections instrumentales, créent des alias résiduels à la fréquence orbitale ($\nu_{\text{orbitale}} = 161,71 \mu\text{Hz}$) ainsi que ses harmoniques, qui apparaissent clairement quand le niveau de bruit est très faible.

2.1.3 Pré-traitement du pipeline

Les courbes de lumière CoRoT comme *Kepler* subissent des traitements qui visent à corriger ou supprimer les signaux parasites. Toutefois, pour optimiser notre analyse automatique, nous avons établi notre chaîne de traitement complémentaire qui consiste à appliquer les opérations suivantes :

- Supprimer les points aberrants, tel que la signature des impacts de protons par exemple.
- Assembler les différentes courbes de lumière d'un même objet observé à différents moments, en veillant à l'intensité relative moyenne de chacune d'elles.
- Remplir les trous inférieurs à un jour par interpolation.
- Moyenner s'il le faut les courbes de lumière résultantes. En effet, pour les géantes rouges, dont les périodes d'oscillations sont longues, il n'est généralement pas nécessaire d'avoir un pas d'échantillonnage petit. Ainsi, on peut moyenner les courbes de lumière avec une fenêtre glissante pour gagner en temps de calcul ensuite.

L'étape suivante est le calcul de la densité spectrale de puissance que l'on nommera par la suite PSD (de l'anglais *Power Spectral Density*). On calcule la PSD de la manière suivante :

$$\text{PSD} = \frac{2}{T} |\hat{S}(\nu)|^2, \quad (2.4)$$

avec la normalisation $2/T$ afin que l'intégrale du spectre de puissance, considérée de 0 à la fréquence de Nyquist, soit égale à la variance du signal temporel.

Avec

$$\hat{S}(\nu) = \sum_i \Delta t_i e^{-2i\pi\nu_j t_i} s(t_i) \quad (2.5)$$

Pour calculer la PSD, nous utiliserons le code NFFTLS développé par Leroy (2012) avec l'interface Python de R. Samadi¹. Le NFFTLS permet de calculer rapidement le periodogramme de Lomb-Scargle (LS) en utilisant la NFFT (Non-equispaced Fast Fourier Transform²). Par ailleurs, le périodogramme de Lomb-Scargle, développé par Lomb (1976) et Scargle (1982), permet de calculer le spectre de puissance d'une série temporelle non-uniformément espacée en conservant certaines des propriétés statistiques d'un spectre uniformément espacé. La NFFT, quant à elle, repose sur la FFTW (Frigo & Johnson 1998, 2005), qui permet de calculer la TF d'un signal de manière optimale, quelque soit le nombre de points N qui le compose. Il n'est plus nécessaire que N soit un multiple d'une puissance de deux comme c'était le cas avec la FFT classique. D'ailleurs, l'acronyme de FFTW est pour : « *Fastest Fourier Transform in the West* » !

2.2 Les différentes composantes du spectre de puissance des pulsateurs de type solaire

La PSD d'une courbe de lumière est riche en informations sur l'étoile (Fig. 2.3), que nous commentons dans les sous-sections suivantes

2.2.1 Le fond stellaire

Pour l'analyse sismique, il est d'usage d'appeler « fond stellaire » ou « *background* » en anglais tout signal qui n'est pas des oscillations stellaires. Il peut s'agir de signaux comme l'activité, la granulation et le bruit de photon.

L'activité

Dans le soleil et les étoiles analogues, les couches radiatives et convectives sont séparées l'une de l'autre par une fine couche appelée la tachocline (e.g. Spiegel & Zahn 1992). Dans cette région, de puissantes forces de cisaillement surgissent à cause de la transition entre la rotation uniforme de la zone radiative et la rotation

¹lien vers Pynfftls : <https://pypi.python.org/pypi/pynfftls>

²<https://www-user.tu-chemnitz.de/~potts/nfft/>

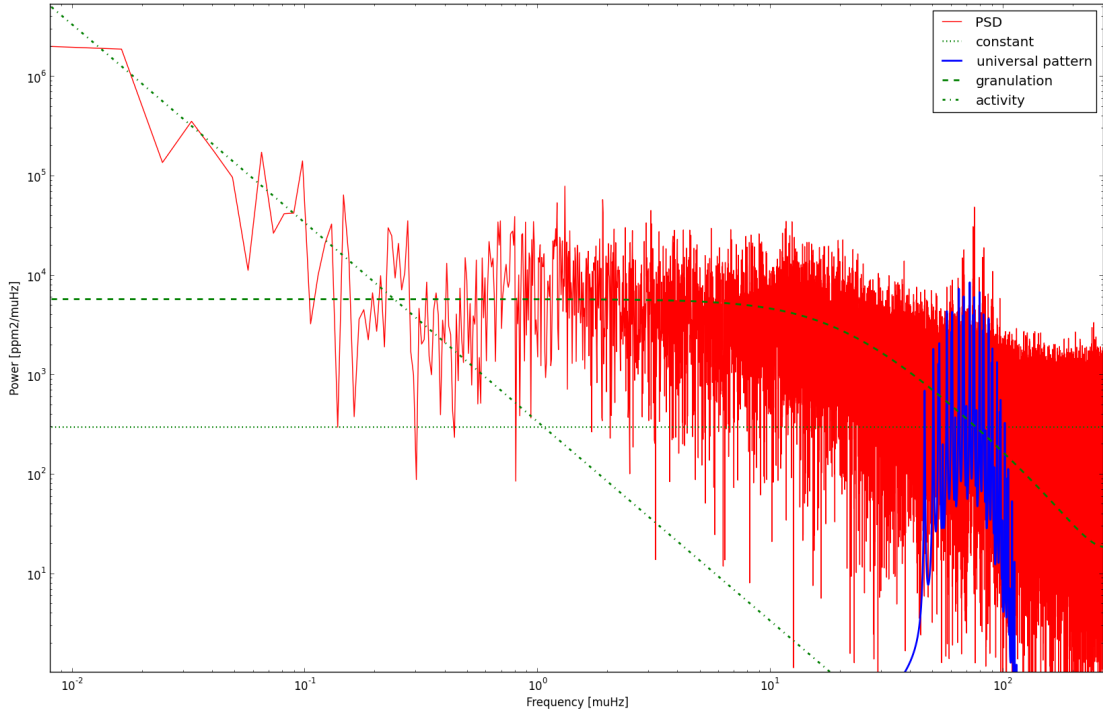


Figure 2.3: En rouge, la densité spectrale de puissance de l'étoile *Kepler* KIC 11565235 en fonction de la fréquence. En vert, la composante d'activité (en point-tiret), de granulation (en tiret) et de bruit blanc (en pointillée). En bleu, le spectre synthétique d'oscillations.

différentielle de la zone convective. Ce cisaillement serait la source de la dynamo magnétique. Le champ magnétique, qui est transportée via la convection jusqu'à la surface, est responsable de l'activité (Tobias 2002). Les taches solaires, les facules, les points brillants, les filaments, les éjections de masses coronales, etc., sont autant de phénomènes visibles dans l'atmosphère du Soleil qui sont générés par le champ magnétique. Dans le cas du Soleil, l'activité suit un cycle de 11 ans, intensifiant ou atténuant ces phénomènes selon la phase du cycle.

On retrouve la signature de l'activité dans la PSD à très basse fréquence, en tiret-points vert de la figure 2.3. Ce signal est communément imputé aux régions actives, soit des régions où le champ magnétique de l'étoile est particulièrement intense. Les régions actives induisent des taches solaires (cf. figure 2.4) qui sont des régions où les boucles de flux magnétiques émergent de la surface, figeant localement le plasma qui se refroidit. Elles apparaissent donc sombres par contraste avec les granules qui les entourent beaucoup plus chaudes. Les taches solaires se forment généralement par paires, de polarité magnétique opposée.

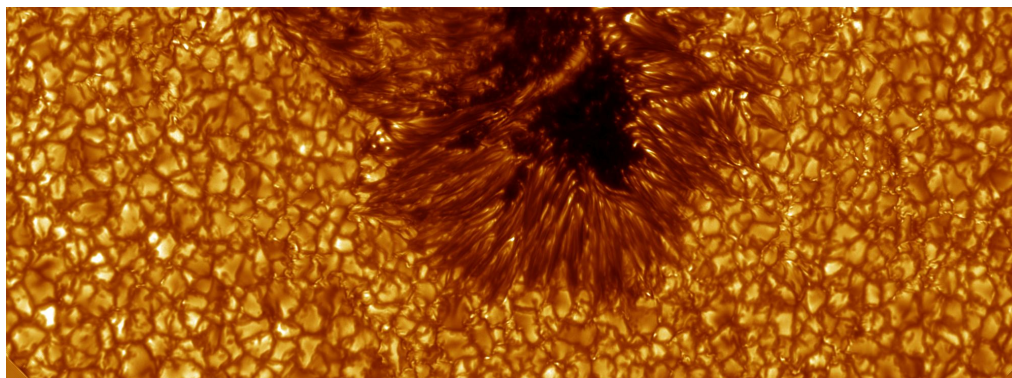


Figure 2.4: Tache solaire entourée de cellules convectives (granulation) sur la surface du soleil observée à haute résolution avec le Swedish 1-m Solar Telescope (SST), à La Palma (Ténérife).

Crédit : L'Académie Royale des Sciences de Suède. Observateur : Vasco Henriques [en ligne]. Disponible sur : <http://www.isf.astro.su.se/gallery/images/2010/> (consulté en août 2015).

Les régions actives sont en évolution permanente, naissant et disparaissant à l'échelle de quelques jours ou de quelques mois. Elles induisent une variation de la luminosité modulée par la rotation de l'étoile. Cependant, nous n'avons pas toujours la résolution suffisante à très basse fréquence dans la PSD pour caractériser correctement le signal de l'activité stellaire.

La granulation

La granulation que l'on voit sur la figure 2.4 a été observée pour la première fois par Herschel en 1801. Elle provient du mouvement de convection ayant lieu sous la surface de l'étoile : les cellules de plasma chaud s'élèvent à la surface, formant de larges et brillantes granules. Elles s'y refroidissent et une fois devenues suffisamment dense, elles plongent en profondeur au niveau des inter-granules, formant une frontière entre les différentes granules. En profondeur, elles se réchauffent, et ainsi de suite. Dans le cas du Soleil, les granules ont un diamètre de quelques centaines de kilomètres et un temps de vie d'une dizaine de minutes (e.g. Bahng & Schwarzschild 1961).

La granulation produit une variation de luminosité que nous pouvons détecter sur les étoiles de type solaire. Sa signature dans la PSD se situe à basse fréquence, entre l'activité et les oscillations. Sur la figure 2.3, elle est représentée par des tirets verts. En fonction du bruit instrumental et de la résolution fréquentielle, nous pouvons distinguer deux structures dans le signal de granulation. la première

serait due aux granules elles-mêmes. Quand à la deuxième, il n'y a pas encore de consensus et son origine reste un sujet de discussion (Samadi et al. 2013). En effet, certains auteurs l'attribuent aux points brillants (e.g. Harvey et al. 1993), d'autres aux facules (Karoff 2012), ou alors, à une deuxième population de granulation (e.g. Vázquez Ramió et al. 2005).

Le bruit blanc

On dit qu'un bruit est blanc si son spectre de Fourier est plat, ne présentant aucune fréquence privilégiée. Le bruit blanc visible à très haute fréquence dans la PSD, là où l'on a un plateau (pointillés verts sur la figure 2.3), résulte de la somme du bruit de photon et du bruit instrumental. Dans l'intervalle de magnitude nominal, c'est le bruit de photon qui est dominant pour CoRoT et *Kepler*.

2.2.2 Les oscillations

Modes p purs

Les mouvements turbulents dans l'enveloppe convective excitent stochastiquement des ondes acoustiques qui se propagent à l'intérieur de l'étoile générant les modes de pression p (voir chapitre 1). Pour le Soleil et les pulsateurs de type solaire de séquence principale, les fréquences propres $\nu_{n,\ell}$ des modes p apparaissent suivant un motif (cf. Fig. 2.5) qui est correctement décrit par la relation asymptotique de Tassoul (1980) et qui s'écrit au second ordre par l'équation suivante :

$$\nu_{n,\ell} = \left(n + \frac{\ell}{2} + \varepsilon_{\text{as}} \right) \Delta\nu_{\text{as}} - [\ell(\ell+1)d_0 + d_1] \frac{\Delta\nu_{\text{as}}^2}{\nu_{n,\ell}}, \quad (2.6)$$

où n et ℓ sont respectivement l'ordre radial et le degré d'un mode p. $\Delta\nu_{\text{as}}$ est la grande séparation asymptotique et ε_{as} est un terme constant. Le terme sans dimension d_0 est relié au gradient de la vitesse du son intégrée sur l'intérieur stellaire. Enfin, d_1 a une forme complexe.

L'une des premières choses que l'on remarque dans l'équation (2.6) et sur la figure 2.5 est la régularité en fréquence des pics dans le spectre, défini comme la grande séparation asymptotique $\Delta\nu_{\text{as}}$. Théoriquement, $\Delta\nu_{\text{as}}$ représente l'inverse du temps d'aller-retour pour une onde de pression entre la surface et le centre de l'étoile, soit :

$$\Delta\nu_{\text{as}} = \left[2 \int_0^R \frac{dr}{c_s} \right]^{-1}, \quad (2.7)$$

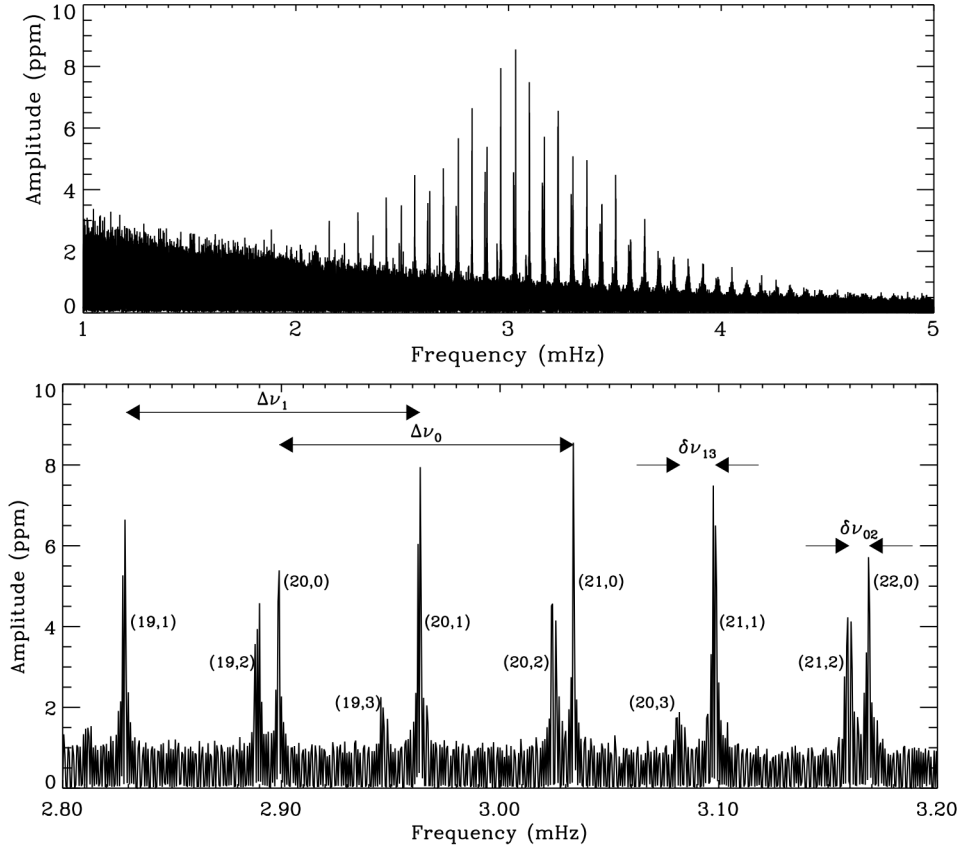


Figure 2.5: Spectre d'amplitude du Soleil mesuré en intensité par l'instrument VIRGO à bord du satellite SOHO. Grâce à un excellent rapport signal sur bruit, on peut apprécier l'incroyable richesse de son spectre d'oscillation. En haut, les observations sont centrées autour des oscillations du Soleil ($\nu_{\max} \simeq 3$ mHz). Chaque pic représente un mode de pression d'ordre n et de degré ℓ émergeant du fond stellaire. En bas, zoom sur quelques modes dont l'ordre et le degré sont indiqués comme : (n, ℓ) . La grande séparation $\Delta\nu_{\ell=0} = \Delta\nu_{\ell=1} = \Delta\nu_{\text{obs}}$ ainsi que la petite séparation $\delta\nu_{1,3}$ et $\delta\nu_{0,2}$ sont indiquées par des flèches.

Crédit : Bedding & Kjeldsen (2003)

avec R , le rayon stellaire et c_s la vitesse du son.

Une deuxième régularité bien visible sur la figure 2.5 en bas est la *petite séparation* $\delta\nu$, définie comme :

$$\delta\nu_{\ell,\ell+2}(n) = \nu_{n,\ell} - \nu_{n-1,\ell+2} \quad (2.8)$$

La petite séparation $\delta\nu_{\ell,\ell+2}(n)$ est sensible aux conditions à l'intérieur de

l'étoile, plus particulièrement à la composition de son cœur.

Une autre particularité du spectre, bien visible sur la figure 2.5 en haut, est la forme approximativement gaussienne du spectre d'oscillations. Cette enveloppe qui module l'ensemble des modes propres résulte d'une compétition entre l'excitation, due à la convection turbulente (Samadi 2011), et l'amortissement des modes, causé par une combinaison de processus physiques complexes (Houdek 2008). On définit alors ν_{\max} comme étant la fréquence où l'on a le maximum de puissance dans le spectre d'oscillations et H_{env} la hauteur de l'enveloppe à la fréquence ν_{\max} .

Si l'on regarde désormais la figure 2.6, la forme gaussienne de l'enveloppe est beaucoup moins évidente. Ceci est dû à une propriété intrinsèque des modes : leur amplitude n'est pas stationnaire car ils sont excités stochastiquement (i.e. aléatoirement) par la convection turbulente. Ainsi, il faudrait observer pendant un temps infini, pour obtenir le « vrai » profil d'oscillation. Cependant, ne pouvant observer que pendant un temps T fini, nous obtenons une réalisation donnée des oscillations. Par conséquent, la détermination de ν_{\max} peut en être affectée car le pic le plus grand n'est pas forcément à la fréquence théorique ν_{\max} . On parle alors de *bruit de réalisation*. Nous reviendrons là-dessus dans la section 2.3.1 ainsi que dans le chapitre 4.

Modes mixtes à dominante p

Quelque soit le stade évolutif, les pulsateurs de type solaire ont également des modes g, de gravité. Ces modes dont la force de rappel est la force d'Archimède ne peuvent subsister que dans un milieu stratifié stablement, donc dans la zone radiative. En dehors de cette cavité résonante, les ondes deviennent évanescentes, c'est à dire que leur amplitude décroît exponentiellement avec la distance. Par conséquent, arrivées à la surface de l'étoile, elles ont des amplitudes très faibles, les rendant donc très difficilement observables.

Dans le cas des étoiles de la séquence principale, les fréquences propres des modes g et p sont très différentes. Il ne peut donc pas y avoir de couplage entre les deux. Tandis que dans le cas des étoiles évoluées, de par leurs changements de structure interne, les fréquences caractéristiques des modes p et g deviennent du même ordre de grandeur, permettant ainsi un couplage entre les deux types de modes. On obtient alors des modes mixtes qui peuvent, en fonction des contributions relatives, être à dominante p (sensible principalement à l'enveloppe) ou dominante g (sensible principalement au cœur). Toutefois, seuls les modes non-radiaux peuvent être mixtes. Ainsi, le spectre d'oscillations attendu pour les géantes rouges est un spectre plus complexe, comportant en plus des modes p, une forte densité

de modes mixtes. Cependant, les observations CoRoT et *Kepler* ont montré que l'on retrouvait un motif similaire à celui des étoiles de séquence principale dans les spectres de pulsation des géantes rouges (De Ridder et al. 2009). Dupret et al. (2009) ont montré que ce motif est associé au modes mixtes principalement p qui dominant le spectre de puissance et qui caractérisent principalement l'enveloppe de l'étoile, comme le feraient des modes p purs.

Par ailleurs, Mosser et al. (2011b) ont mis en évidence que pour les géantes rouges ce motif (ou patron) d'oscillations est fortement homologue. Cette homologie des oscillations traduit le fait que la structure interne des géantes est elle-même fortement homologue au cours de leur évolution. À la suite de ce constat, Mosser et al. (2011b) ont introduit le concept de *patron d'oscillations universel des géantes rouges* (ou *universal pattern* en anglais) qui servira de pierre angulaire pour notre analyse automatique des oscillations des géantes rouges (voir la section 3.3.1). Le patron universel pour les modes p purs est défini par l'équation suivante :

$$\nu_{n,\ell}^p = \left[n + \frac{\ell}{2} + \varepsilon_{\text{obs}}(\Delta\nu_{\text{obs}}) - d_{0\ell}(\Delta\nu_{\text{obs}}) + \frac{\alpha}{2} \left(n - \frac{\nu_{\text{max}}}{\Delta\nu_{\text{obs}}} \right)^2 \right] \Delta\nu_{\text{obs}}, \quad (2.9)$$

ε est un offset ; $d_{0\ell}$, la petite séparation et α , la courbure (voir plus loin). $\Delta\nu_{\text{obs}}$ est la grande séparation observée et ν_{max} , la fréquence du maximum de hauteur des oscillations.

Observationnellement, on définit la *grande séparation* $\Delta\nu_{\text{obs}}$ comme étant la fréquence qui sépare deux ordres radiaux consécutifs de même degré angulaire ℓ :

$$\Delta\nu_{\text{obs}} = \nu_{n,\ell} - \nu_{n-1,\ell} \quad (2.10)$$

$\Delta\nu_{\text{obs}}$ n'est pas constant en fonction de l'ordre n . Il dépend d'une part du paramètre α (éq. (2.9)), qui caractérise la courbure, c'est à dire la correction de l'asymptotique pour les n petits (cas des géantes rouges) ; d'autre part, des discontinuités de la vitesse du son c_s dans l'étoile (*glitches*) qui introduisent une perturbation dans la régularité de la distribution des fréquences propres (pour les géantes rouges, e.g. Miglio et al. 2010). Durant tout ce manuscrit, lorsque nous parlerons de grande séparation, nous parlerons de la valeur moyenne : $\langle \Delta\nu_{\text{obs}} \rangle$. Nous ne nous intéresserons pas à sa variation en fonction de la fréquence.

$\Delta\nu_{\text{as}}$ est légèrement plus grand que $\Delta\nu_{\text{obs}}$. En effet, la différence relative entre $\Delta\nu_{\text{as}}$ et $\Delta\nu_{\text{obs}}$ est d'environ 4% pour les géantes rouges et de l'ordre de 2% pour les sous-géantes et les étoiles de la séquence principale (Mosser et al. 2013b). Dans la suite de manuscrit, nous noterons $\Delta\nu$ la valeur $\langle \Delta\nu_{\text{obs}} \rangle$ pour simplifier la notation.

Modes mixtes en général

Au-delà du motif précédent, décrit par les modes radiaux et les modes mixtes à dominante p, les spectres CoRoT et *Kepler* montrent également d'autres modes mixtes, plus sensibles au cœur de l'étoile. Mosser et al. (2012c) ont montré que les fréquences propres des modes mixtes dipolaires pouvaient être décrites par l'expression suivante :

$$\nu = \nu_{n,\ell=1}^p + \frac{\Delta\nu_{\text{obs}}}{\pi} \arctan \left[q \tan \pi \left(\frac{1}{\Delta\Pi_1\nu} - \epsilon_g \right) \right] \quad (2.11)$$

On retrouve le patron universel $\nu_{n,\ell=1}^p$ (éq. (2.9)) additionné d'un terme qui prend en compte les couplages possibles entre les modes p et g, avec q , le coefficient de couplage entre les modes p et g ; $\Delta\Pi_1$, la valeur asymptotique de l'espacement en période des modes g purs dipolaires ; ϵ_g , un offset.

Les deux stades évolutifs que nous étudierons principalement sont le clump (phase de combustion centrale de l'hélium accompagnée de combustion de l'hydrogène en couche) et la RGB (cœur d'hélium inerte et combustion de l'hydrogène en couche). À ces deux stades évolutifs correspondent des structures de cœurs différentes qui se traduisent par des valeurs de $\Delta\Pi_1$ et de q différentes (Bedding et al. 2011; Dupret et al. 2009; Grosjean et al. 2014).

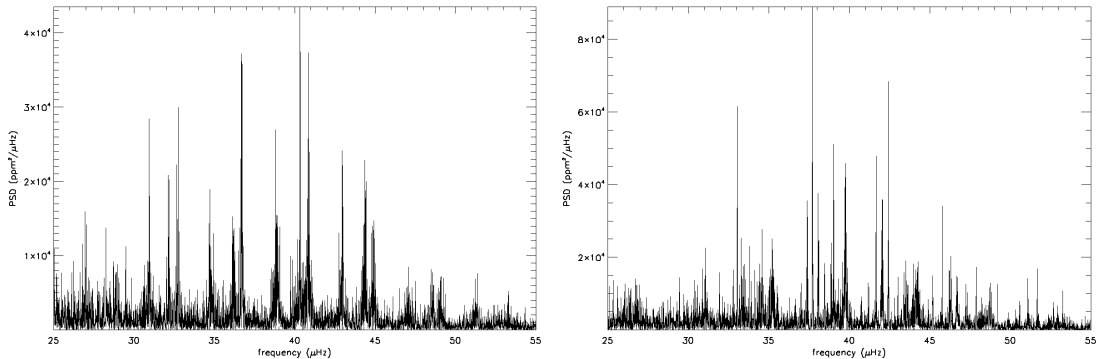


Figure 2.6: Deux spectres de géantes rouges. À gauche, le spectre de l'étoile KIC 1433730 situé en haut de la RGB ($\nu_{\text{max}} = 38,9 \mu\text{Hz}$, $\Delta\nu = 4,03 \mu\text{Hz}$ et $\Delta\Pi_1 = 60,7 \text{ s}$) ; À droite, celui de l'étoile KIC 1163453 se trouvant dans le clump ($\nu_{\text{max}} = 39,0 \mu\text{Hz}$, $\Delta\nu = 4,41 \mu\text{Hz}$ et $\Delta\Pi_1 = 271 \text{ s}$).

La figure 2.6 montre deux spectres de géantes rouges : à gauche, de la RGB et à droite, du clump. Situés approximativement au même endroit dans le diagramme HR, il n'est pas possible de distinguer les deux stades évolutifs à l'aide des paramètres globaux, tels que la température effective et la luminosité.

Même constat avec les deux paramètres sismiques ν_{\max} et $\Delta\nu$ qui sont proches. Toutefois, on voit bien que les deux spectres sont très différents l'un de l'autre. Cette différence provient principalement de l'écartement en période des modes mixtes qui n'est pas le même. Ainsi, seul le paramètre $\Delta\Pi_1$ nous permet d'identifier le stade évolutif (Mosser et al. 2012c; Vrad et al. 2016).

2.3 Caractérisation des composantes

Plusieurs méthodes ont été développées pour analyser les spectres des pulsateurs de type solaire. En général, ces méthodes utilisent des techniques similaires, mais toutes ont leurs subtilités. Or, dans l'analyse du spectre, c'est justement les détails qui peuvent rendre une méthode plus robuste et/ou plus précise qu'une autre.

Nous allons d'abord voir comment les différentes composantes mentionnées dans la partie précédente sont généralement modélisées. Puis, nous étudierons les conclusions de principalement deux articles qui ont comparé plusieurs méthodes entre elles.

2.3.1 Modélisation

Modélisation du fond stellaire

Que l'on veuille ou non extraire les informations du fond stellaire dans un but scientifique, il est très important de l'ajuster correctement, car l'estimation des indices sismiques en dépend plus ou moins fortement en fonction de la méthode choisie.

Commençons d'abord par la granulation. La granulation est un signal pseudo-aléatoire dont la distribution d'énergie $P(\nu)$ varie avec la fréquence. Etant la manifestation de la convection turbulente à la surface de l'étoile, l'étudier nous permet de mieux comprendre les propriétés de la convection dans les étoiles (e.g. Samadi et al. 2007). Harvey (1985) fut le premier à proposer une caractérisation de la composante fréquentielle associée à la granulation solaire. Il estima que l'autocovariance de l'évolution temporelle de granulation pouvait être approximée par une fonction à décroissance exponentielle ayant pour temps caractéristique τ . Dans le domaine de Fourier, cela se traduit par une fonction lorentzienne :

$$P(\nu) = \frac{P_{\text{gran}}}{1 + (2\pi\nu\tau_{\text{gran}})^{\alpha_{\text{gran}}}}, \quad (2.12)$$

avec :

- P_{gran} [ppm²/μHz] est la puissance de la lorentzienne à la fréquence zéro. Elle n’apporte pas d’information pertinente sur la granulation.
- τ_{gran} [s] est l’échelle de temps caractéristique de granulation. Il représente le temps de cohérence des granules. Il est également proportionnel au rayon de l’étoile (cf. section 2.4.4).
- α_{gran} [sans dimension] est relié à la « mémoire » du milieu et donc à la cohérence des granules. Plus α_{gran} est élevé, plus vite l’énergie se dissipe et plus vite le milieu retrouve une stabilité à la suite de la perturbation engendrée par la granule. Dans le cas d’une lorentzienne, $\alpha_{\text{gran}} = 2$.
Avec τ_{gran} , α_{gran} renseigne sur le taux de dissipation de l’énergie transmise à la surface stellaire par les granules (e.g. Karoff 2012).

Grâce à l’excellente résolution des données solaires, on peut distinguer deux structures qui caractérisent la granulation dont l’origine reste encore débattue (cf. section 2.2.1). Dans ce cas, l’utilisation de deux composantes (e.g. Karoff 2012) de pente $\alpha_{\text{gran}} = 4$ est plus appropriée qu’une seule composante de pente $\alpha_{\text{gran}} = 2$ (e.g. Michel et al. 2009). Ce résultat est confirmé pour d’autres étoiles (Kallinger et al. 2014; Karoff 2012). Dans le cas où $\alpha_{\text{gran}} \neq 2$, on ne peut plus parler de lorentzienne. On parle plutôt de « fonction modifiée de Harvey » (Mathur et al. 2011), ou de « pseudo-lorentzienne » (Mosser & Appourchaux 2009), ou même de « super-lorentzienne » (Kallinger et al. 2010a). Dans le cas des géantes rouges, on ajuste le fond stellaire de la même manière que pour le Soleil : certaines équipes utilisent une ou deux composantes, avec la pente α qui est soit libre soit fixe avec une valeur allant de 2 à 4.

Sachant que les paramètres P_{gran} , τ_{gran} et α_{gran} sont fortement dépendant de la fonction et du nombre de composantes utilisés, ils ne sont pas directement comparables d’une analyse à l’autre. C’est pourquoi, il est nécessaire de recourir à deux autres paramètres, directement comparables quelque soit le modèle d’ajustement utilisé :

- σ [ppm] représente la fluctuation RMS (*Root Mean Square*) de la luminosité dans la série temporelle due à la granulation. On l’appelle aussi « amplitude caractéristique de granulation ». On utilisera plus particulièrement σ^2 [ppm²] qui est la variance de la fluctuation de la luminosité. Elle correspond à l’énergie totale contenue dans le signal de granulation, soit l’intégrale de la distribution d’énergie $P(\nu)$ de la granulation, i.e. :

$$\sigma^2 = \int_0^{+\nu_{\text{Nyq}}} P(\nu) d\nu \quad (2.13)$$

Lorsqu'on a une seule composante, σ^2 est relié aux paramètres P_{gran} , τ_{gran} et α_{gran} par l'équation suivante (Karoff et al. 2013) :

$$\sigma^2 = \frac{1}{2} \frac{P_{\text{gran}}}{\tau_{\text{gran}} \alpha_{\text{gran}} \sin\left(\frac{\pi}{\alpha_{\text{gran}}}\right)} \quad (2.14)$$

Dans le cas de plusieurs composantes, σ^2 est donné par :

$$\sigma^2 = \sum_i^N \frac{1}{2} \frac{P_i}{\tau_i \alpha_i \sin\left(\frac{\pi}{\alpha_i}\right)}, \quad (2.15)$$

avec N , le nombre de composantes de granulation ajustée, allant de $N = 1$ à 2 typiquement.

- τ_{eff} , l'échelle de temps effectif [s] ou le *e-folding time*, mesure la cohérence temporelle de la granulation dans le domaine temporel. (e.g. Kallinger et al. 2014; Mathur et al. 2011). Par définition, τ_{eff} est le temps au-delà duquel la fonction d'autocorrélation normalisée d'un signal donné est inférieure à $1/e$. Ainsi, contrairement à τ_{gran} , τ_{eff} ne dépend pas explicitement ni du nombre de composantes ni de la forme de la fonction utilisée. Dans le cas d'une fonction lorentzienne ($\alpha = 2$), on montre que $\tau_{\text{eff}} = \tau_{\text{gran}}$; autrement, $\tau_{\text{eff}} \neq \tau_{\text{gran}}$.

En ce qui concerne l'activité, dans le cas du Soleil, on la décrit exactement de la même manière que la granulation. À savoir, par une pseudo-lorentzienne de pente α_{act} , avec un temps caractéristique τ_{act} et de puissance P_{act} . Dans le cas des géantes rouges, il est généralement difficile d'ajuster correctement cette composante car elle est située à très basse fréquence et la résolution de la PSD n'est pas toujours suffisante. En outre, plusieurs équipes lissent la PSD (cf. plus loin), perdant au passage la majorité, voir la totalité, de l'information contenue dans la composante d'activité, ainsi qu'au passage dans celle de la granulation. Aussi, l'activité est principalement ajustée, si elle l'est, pour améliorer la qualité de l'ajustement global du fond stellaire (e.g. Kallinger et al. 2014; Mathur et al. 2011). Pour ce faire, on la modélise soit par une pseudo-lorentzienne (Kallinger et al. 2014), soit par une loi de puissance (Mathur et al. 2010).

Quant au bruit blanc, il ne contient aucune information scientifique. Il est représenté systématiquement par une constante W pour la partie plate située à haute fréquence de la PSD.

Pour le fond stellaire, on peut donc résumer les différentes méthodes par une équation :

$$P(\nu) = W + \sum_{i=1}^N \frac{P_i}{1 + (2\pi\nu\tau_i)^{\alpha_i}}, \quad (2.16)$$

avec N , le nombre total de composantes utilisées, allant de 1 (une seule composante de granulation ajustée) à trois (les deux composantes de granulation plus l'activité). P_i peut également être défini comme : $P_i = 4\sigma_i^2\tau_i$.

Modélisation des oscillations

La valeur de la grande séparation $\Delta\nu$ est principalement estimée de trois manières : par l'autocorrelation de la série temporelle, calculée à partir de la TF du spectre de puissance ($\text{TF}^{-1}(\text{PS})$) (e.g. Mosser & Appourchaux 2009), par l'autocorrelation du spectre de puissance (e.g. Huber et al. 2009), ou par le spectre de puissance du spectre de puissance, noté $\text{PS} \otimes \text{PS}$ (e.g. Mathur et al. 2010). Dans de rares cas, le *peak-bagging* est utilisé. Cela consiste à modéliser chaque mode individuellement par une lorentzienne (e.g. Kallinger et al. 2010a). Cependant, il est nécessaire d'avoir un très bon rapport signal sur bruit pour une telle technique.

Le paramètre ν_{\max} , la fréquence du maximum de puissance dans le spectre d'oscillation, est très souvent déduit à partir de la centroïde de la gaussienne (éq. (2.17)) ajustée à la PSD, généralement lissée à l'aide de $\Delta\nu$. Les subtilités résident dans l'algorithme de minimisation : soit par la méthode des moindres carrés (MDC), soit par la méthode du maximum de vraisemblance (MLE). Kallinger et al. (2010a) ont une autre méthode, ils appliquent l'approche bayésienne Markov-Chain Monte Carlo (MCMC).

$$G(\nu) = H_{\text{env}} \exp \left[-\frac{(\nu_{\max} - \nu)^2}{2\sigma^2} \right], \quad (2.17)$$

où σ est la largeur de la gaussienne.

Enfin, le paramètre H_{env} , la hauteur de l'enveloppe gaussienne à la fréquence ν_{\max} (éq. (2.17)), est très peu interprétée. On étudie plutôt A_{\max} qui représente l'amplitude (i.e. l'aire) du mode radial ($\ell = 0$) de plus grande amplitude.

2.3.2 Brève description des méthodes citées

Le tableau ci-dessous (Tab. 2.1) résume les méthodes que nous avons principalement étudiées. Il s'agit, d'une part, de méthodes qui ont fait l'objet d'une publication, d'autre part, de méthodes qui prennent en compte à la fois la granulation et les oscillations. Par ailleurs, ces méthodes ont fait l'objet de comparaison dans différents articles (Hekker et al. 2011b; Mathur et al. 2011; Verner et al. 2011b).

Références des méthodes cités dans le tableau 2.1 : A2Z (Mathur et al. 2010) ; CAN (Kallinger et al. 2010a) ; COR (Mosser & Appourchaux 2009) ; OCT (Hekker et al. 2010) ; SYD (Huber et al. 2009).

Pipeline	A2Z	CAN	COR
$\Delta\nu$	PS \otimes PS	Peak-bagging	TF ⁻¹ (PSD _{filter})
Lissage	4 $\Delta\nu$ Rectangle	pas de lissage	3 $\Delta\nu$ Gaussienne
ν_{\max}	Centroïde Gaussienne	Centroïde Gaussienne	Centroïde Gaussienne
Nbr granulation	$N = 1$	$N = 2$ ($\alpha_i = 4$)	$N = 1$
Paramètres libres	$\alpha_{\text{gran}}, \sigma, \tau_{\text{gran}}, W$	σ_i, τ_i, W	$\alpha_{\text{gran}}, \sigma, \tau_{\text{gran}}, W$
Activité	Loi de puissance	Super-lorentzienne ($\alpha_{\text{act}} = 4$)	—
Minimisation	Maximum de vraisemblance	Bayésien Markov-Chain Monte Carlo	Moindre carrée
Incertitudes	Inversion de la matrice Hessienne	Probabilité posteriori de densité de distribution	Écart type des paramètres

Pipeline	OCT	SYD
$\Delta\nu$	PS \otimes PS	ACF(PS)
Lissage	2 $\Delta\nu$ Rectangle	2 $\Delta\nu$ Gaussienne
ν_{\max}	Centroïde Gaussienne ou 1er moment	Pic du PS lissé
Nbr granulation	$N = 1$	$N = 2$ ($\alpha_1 = 2$ et $\alpha_2 = 4$)
Paramètres libres	$\alpha_{\text{gran}}, \sigma, \tau_{\text{gran}}, W$	σ_i, τ_i, W
Activité	—	—
Minimisation	Moindre carrée non linéaire	Moindre carrée Levenberg-Marquardt
Incertitudes	Écart type des paramètres	Écart type des distributions à partir de simulations

Table 2.1: Tableau récapitulatif des méthodes. Adapté de Mathur et al. (2011) et de Hekker et al. (2011b)

2.3.3 Comparaison des méthodes

Le fond stellaire

Mathur et al. (2011) est le premier article à comparer plusieurs méthodes d'ajustement du fond stellaire. Leur étude a été faite sur 1283 géantes rouges *Kepler* ayant été observées durant 13 mois. Six équipes ont participé à ces travaux en ajustant la granulation de ces étoiles : A2Z ; CAN ; COR ; DLB (Buzasi & Preston) ; OCT ; SYD.

Ils se sont intéressés à la comparaison des paramètres P_{gran} et τ_{eff} . Ils affirment que globalement les méthodes fournissent les mêmes résultats qualitatifs car aucune d'entre elles ne semblent donner des résultats très éloignés de la moyenne. Typiquement, à ν_{max} fixé, $1/\tau_{\text{eff}}$ varie d'environ 30% autour de la valeur moyenne. Au vu de cette dispersion, ils estiment que les incertitudes semblent être sous-estimées, particulièrement pour les méthodes A2Z, OCT et COR.

Ils soulignent l'existence d'une deuxième branche dans les résultats de $1/\tau_{\text{eff}}$, également présente avec P_{gran} , dans le cas des méthodes utilisant une seule composante de granulation avec la pente α libre (A2Z et OCT). Mathur et al. (2011) suggèrent qu'il s'agirait de la deuxième composante de granulation. Étonnement, les méthodes utilisant une seule composante de granulation et avec une pente fixe ne présentent pas de deuxième branche. À la suite de ce constat, ils pensent que lorsque α est libre, l'algorithme de minimisation converge vers un minimum local, influencé en partie par une première estimation de τ_{gran} , au lieu d'un minimum global, ce qui conduit à l'existence de la deuxième branche.

Les oscillations

Hekker et al. (2011b) est le premier article dédié uniquement à la comparaison de méthodes d'analyse des paramètres sismiques. Ils ont comparé six méthodes d'analyse d'indices sismiques, les mêmes que Mathur et al. (2011). À savoir : A2Z ; CAN ; COR ; DLB ; OCT et SYD.

Dans un premier temps, Hekker et al. (2011b) ont simulé cinq étoiles type *Kepler*, avec un ν_{max} de : 20, 50, 80, 120 et 170 μHz . Pour chacune d'entre elles, 100 séries temporelles ont été simulées avec une réalisation systématiquement différente afin d'étudier la dispersion de l'estimation des paramètres sismiques liée au bruit de réalisation (cf. section 2.2.2). On peut noter que ces simulations ne considèrent pas les modes mixtes et par conséquent leurs impacts sur l'estimation des indices.

Après analyse par les six méthodes, les simulations ont montré que les résultats, comparés aux valeurs d'entrée, ont une dispersion non négligeable et qui n'est pas toujours expliquée par les incertitudes. Cette dispersion dépendrait :

- du bruit de réalisation qui n'est pas négligeable dans certains cas. Certaines méthodes semblent en être plus sensible que d'autres (OCT, A2Z, DLB) ;
- de la fréquence ν_{\max} des étoiles : Certaines méthodes semblent avoir une dispersion plus grande sur le paramètre ν_{\max} (OCT et A2Z) tandis que d'autres plutôt sur $\Delta\nu$ (DLB et OCT). Par ailleurs, la méthode CAN n'a pas pu déduire de $\Delta\nu$ pour les simulations à $\nu_{\max} = 20 \mu\text{Hz}$ car l'espacement entre les modes était trop faible et la résolution trop basse.

Hekker et al. (2011b) ont également utilisé les simulations pour vérifier si le temps de vie des modes, et donc leur largeur dans la PSD, influençait l'analyse de $\Delta\nu$ et ν_{\max} . Ils ont conclu que son effet n'était pas significatif.

D'après, leurs simulations, COR, SYD et CAN semblent donner les meilleurs résultats, avec le moins de dispersion. Toutefois, la méthode CAN est fortement limité par le rapport signal à bruit et elle est la seule méthode à ne pas être automatique.

Dans un second temps, Hekker et al. (2011b) ont comparé les résultats des six méthodes sur 1301 étoiles *Kepler*. La comparaison montre que les méthodes semblent être plus efficaces lorsque ν_{\max} est compris entre 50 et 170 μHz car au moins 5 méthodes sur 6 donnent des résultats cohérents. En deçà et au-delà de cet intervalle de fréquence ($< 50 \mu\text{Hz}$ et $> 170 \mu\text{Hz}$), les méthodes semblent être moins performantes à détecter les oscillations (cela dépend bien sûr de la durée d'observation - cf chapitre 3). En effet, à $\nu_{\max} < 50 \mu\text{Hz}$, la résolution fréquentielle commence à être faible et le bruit stellaire important. En revanche, à $\nu_{\max} > 170 \mu\text{Hz}$, la hauteur des oscillations devient plus faible et donc le rapport signal à bruit diminue. En outre, lorsque ν_{\max} est proche de la fréquence de Nyquist, il peut y avoir un repliement du spectre qui peut gêner ou fausser les mesures.

Ensuite, se basant sur la médiane de l'ensemble des résultats des six méthodes, Hekker et al. (2011b) signalent qu'il y a des biais et des tendances associées à chaque méthode. Par exemple, la méthode OCT montre un écart et une dispersion en ν_{\max} par rapport à la médiane plus important que les autres méthodes. Pour le paramètres $\Delta\nu$, aucune tendance particulière d'une méthode ne ressort par rapport à la médiane.

Par la suite, Verner et al. (2011b) ont simulé un jeu de 309 séries temporelles de type *Kepler*, d'une durée de 1 mois chacune, de manière à tester la précision, l'exactitude et les incertitudes internes fournies par six équipes : A2Z, COR, OCT, SYD, KAB (Campante et al. 2010) et (Karoff et al. 2010) et QML (Verner & Roxburgh 2010 (Astron. Nachr. 331)). À partir des résultats fournis par

les équipes, Verner et al. (2011b) ont déterminé la précision relative moyenne attendue pour les deux indices sismiques : $\Delta\nu$ de 1,8% et ν_{\max} de 3,8%.

2.4 Les relations d'échelle

Par définition, les relations d'échelle désignent la relation de proportionnalité entre différents paramètres. Dans cette section, nous présentons les relations d'échelle des paramètres d'oscillations et de granulation avec d'une part, l'indice sismique ν_{\max} et d'autre part, les paramètres fondamentaux des étoiles. Ensuite, nous présentons les relations d'échelle observationnelles en fonction de ν_{\max} obtenues avec les données de CoRoT et/ou *Kepler*. De même, lorsque cela est possible, nous présentons les résultats obtenus grâce à des grilles de modèles hydrodynamiques 3D des couches supérieures de l'enveloppe d'étoiles de la séquence principale et de géantes rouges (Samadi et al. 2013).

Les résultats mentionnés ci-après sont résumés dans la Table 5.1, où ils nous serviront de références pour comparer nos propres résultats donnés par notre méthode d'extraction d'indices (cf. chapitre 5).

2.4.1 Paramètre ν_{\max} - Fréquence du maximum de puissance des oscillations

Brown et al. (1991) ont suggéré que ν_{\max} est lié à la fréquence de coupure acoustique ν_c dans l'atmosphère de l'étoile (e.g. Belkacem et al. 2011; Kjeldsen & Bedding 1995). On rappelle que la fréquence de coupure acoustique ν_c correspond à la fréquence au delà de laquelle il n'y a plus de réflexion totale en surface. Donc ν_c fixe des limites sur la fréquence maximale pour les oscillations acoustiques. On obtient :

$$\nu_{\max} \propto \nu_c \quad (2.18)$$

La fréquence de coupure acoustique peut être approximativement définie pour une atmosphère isotherme (Balmforth & Gough 1990; Stello et al. 2009) :

$$\nu_c = \frac{c_s}{2H_p}, \quad (2.19)$$

avec c_s est la vitesse du son et H_p , l'échelle de hauteur de pression.

Or, comme Kjeldsen & Bedding (1995), on peut supposer que la vitesse du son c_s est proportionnelle à la température effective T_{eff} , suivant :

$$c_s \propto \sqrt{T_{\text{eff}}} \quad (2.20)$$

Quant à l'échelle de hauteur de pression H_p , si on utilise l'équilibre hydrostatique ($P = \rho g H_p$), l'équation des gaz parfaits ($P \propto \rho T$), la définition de la gravité de surface g ($g \propto M/R^2$) et l'équation de Stefan–Boltzmann ($L \propto R^2 T_{\text{eff}}^4$), on peut l'écrire :

$$H_p \propto \frac{T_{\text{eff}}}{g} \propto \frac{T_{\text{eff}} R^2}{M} \propto \frac{L}{M T_{\text{eff}}^3}, \quad (2.21)$$

avec g la gravité de surface, L la luminosité, R le rayon et M la masse de l'étoile.

On obtient donc :

$$\nu_{\text{max}} \propto \nu_c \propto \frac{g}{\sqrt{T_{\text{eff}}}} \propto \frac{M}{R^2 \sqrt{T_{\text{eff}}}} \quad (2.22)$$

Par ailleurs, à l'aide de grilles de modèles stellaires, Belkacem et al. (2013) (voir aussi Belkacem et al. 2011) ont montré que ν_{max} dépend également du nombre de Mach \mathcal{M}_a ($\mathcal{M}_a \propto T_{\text{eff}}^3 g^{2/9}$), tel que :

$$\nu_{\text{max}} \propto \mathcal{M}_a^3 \nu_c \quad (2.23)$$

2.4.2 Paramètre $\Delta\nu$ - Grande séparation

Théorie

Ulrich (1986) a montré que le paramètre $\Delta\nu$, soit la grande séparation, est directement relié à la densité moyenne $\bar{\rho}$ de l'étoile :

$$\Delta\nu \propto \bar{\rho}^{-1/2} \quad (2.24)$$

Or, par définition, la densité moyenne est reliée à la masse M et au rayon R de l'étoile ($\rho = M/V \propto M/R^3$). On en déduit que :

$$\Delta\nu \propto \left(\frac{M}{R^3}\right)^{1/2} \propto \left(\frac{g}{R}\right)^{1/2} \quad (2.25)$$

À partir de l'équation (2.22), on peut donc relier $\Delta\nu$ à ν_{max} , il vient :

$$\Delta\nu \propto \frac{T_{\text{eff}}^{3/8} \nu_{\text{max}}^{3/4}}{M^{1/4}} \quad (2.26)$$

Observations

La relation entre $\Delta\nu$ et ν_{\max} est riche en informations. Elle a été étudiée par de nombreuses équipes, montrant que $\Delta\nu \propto \nu_{\max}^S$. Elle a été étudiée sur un large intervalle de fréquences, allant de la séquence principale aux géantes rouges. Certaines équipes utilisent les valeurs solaires ($\Delta\nu_{\odot} \simeq 135 \mu\text{Hz}$ et $\nu_{\max,\odot} \simeq 3100 \mu\text{Hz}$) pour calibrer les relations d'échelle qu'ils ont obtenu. Voici quelques exemples (non exhaustifs) de relations d'échelle obtenues :

- $S = 0,784 \pm 0,003$: Résultat obtenu par Hekker et al. (2009) à l'aide de 367 géantes rouges observées par CoRoT. Cette relation d'échelle est obtenue via les valeurs solaires.
- $S = 0,772 \pm 0,005$: Stello et al. (2009) en utilisant 55 étoiles de la séquence principale aux géantes rouges. Ils utilisent également les valeurs solaires.
- $S = 0,78 \pm 0,03$: Mosser & Appourchaux (2009). Cette relation d'échelle a été obtenue avec 392 géantes rouges CoRoT.
- $S = 0,75 \pm 0,01$: Mosser et al. (2010) après l'analyse de 930 géantes rouges CoRoT.
- $S = 0,795 \pm 0,007$: Verner et al. (2011b) ont obtenu la valeur de la pente S en moyennant les résultats de neuf méthodes sur 642 étoiles de la séquence principale et sous-géantes du champs *Kepler*. Comme Hekker et al. (2009) et Stello et al. (2009), les valeurs solaires ont été utilisées.
- $S = 0,751 \pm 0,002$: Mosser et al. (2012a) ont également moyenné les résultats provenant de cinq équipes différentes sur ~ 1300 géantes rouges observées par *Kepler*.
- $S = 0,727 \pm 0,007$ pour $1 < \nu_{\max} \leq 10 \mu\text{Hz}$ et $S = 0,783 \pm 0,049$ pour $\nu_{\max} < 1 \mu\text{Hz}$. Ces deux relations d'échelle ont été déterminées par Mosser et al. (2013a) à l'aide des données de OGLE (téléscope terrestre) et de *Kepler*.

Les relations d'échelle calibrées par les valeurs solaires ne sont pas directement comparables avec les autres (e.g. Verner et al. 2011b). Toutefois, les raisons des différences pourraient être multiples : tout d'abord les méthodes ne sont pas les mêmes et les jeux d'étoiles non plus. Or, on sait que la relation $\Delta\nu-\nu_{\max}$ est plus ou moins dépendante de plusieurs paramètres tels que : la température effective (e.g. Stello et al. 2009; White et al. 2011), le stade évolutif (e.g. Mosser et al. 2010), et la masse (e.g. Hekker et al. 2011a). En revanche la luminosité et la métallicité semblent avoir peu d'effet (Hekker et al. 2011a; Stello et al. 2009).

2.4.3 Paramètre H_{env} - Hauteur maximale des oscillations

Théorie

On peut raisonnablement supposer que H_{env} va varier d'une étoile à l'autre approximativement de la même façon que H_{max} , La hauteur du mode de plus grande amplitude dans le spectre d'oscillation. Or, d'après Belkacem & Samadi (2013), on peut montrer que H_{max} varie comme :

$$H_{\text{env}} \propto H_{\text{max}} \propto T_{\text{eff}}^{-10,44} \nu_{\text{max}}^{-2,5} \Delta\nu^2 \quad (2.27)$$

Par ailleurs, Mosser et al. (2013a), ont montré pour les géantes rouges que :

$$T_{\text{eff}} \propto \nu_{\text{max}}^{0,068} \quad (2.28)$$

Donc, en combinant l'équation (2.27) et (2.28) avec l'équation (2.26), on obtient :

$$H_{\text{env}} \propto \nu_{\text{max}}^{-1,73} \quad (2.29)$$

Observations

La hauteur de l'amplitude maximum H_{env} est très peu étudiée. On peut mentionner :

- Hekker et al. (2009) qui obtiennent une pente $S = -2,2$ (l'incertitude n'est pas donnée) en utilisant 367 géantes rouges observées par CoRoT.
- Mosser et al. (2012a) qui indiquent une pente de $S = -2,38 \pm 0,01$ après avoir moyenné les résultats de ~ 1300 géantes rouges *Kepler* données par cinq équipes différentes. Ils remarques également que H_{env} semble dépendre du stade évolutif. Ceci avait déjà été noté dans Mosser et al. (2011a) avec des étoiles CoRoT.
- Enfin, Mosser et al. (2013a) qui proposent deux relations d'échelle grâce aux courbes de lumière OGLE et *Kepler* : de $\nu_{\text{max}} > 1 \mu\text{Hz}$ jusqu'à $10 \mu\text{Hz}$, $S = -2,50 \pm 0,05$ et pour $\nu_{\text{max}} < 1 \mu\text{Hz}$, $S = -4,10 \pm 0,41$.

On peut noter l'écart important entre la valeur théorique (éq. (2.29)) et les valeurs mesurées.

2.4.4 Paramètre τ_{gran} - Temps caractéristique de granulation

La convection turbulente étant responsable à la fois de la granulation et des modes p, on s'attend alors à observer des relations d'échelle entre leurs paramètres. En effet, il est possible de relier le temps caractéristique de granulation τ_{gran} à la fréquence ν_{max} ainsi qu'aux paramètres stellaires (e.g. Huber et al. 2009; Kjeldsen & Bedding 2011). En supposant que les cellules convectives se déplacent à la vitesse du son c_s (Svensson & Ludwig 2005) sur une distance verticale proportionnelle à l'échelle de hauteur de pression H_p , on obtient :

$$\tau_{\text{gran}} \propto \frac{H_p}{c_s} \quad (2.30)$$

À partir de l'équation (2.20) et (2.21), τ_{gran} s'écrit alors :

$$\tau_{\text{gran}} \propto \frac{\sqrt{T_{\text{eff}}}}{g} \propto \frac{\sqrt{T_{\text{eff}}} R^2}{M} \propto \frac{L}{MT_{\text{eff}}^{3,5}} \quad (2.31)$$

Combinée avec l'équation (2.22), on montre que τ_{gran} varie linéairement avec ν_{max} :

$$\tau_{\text{gran}} \propto \nu_c^{-1} \propto \nu_{\text{max}}^{-1} \quad (2.32)$$

Par ailleurs, d'un point de vu théorique, (Samadi et al. 2013) ont montré que τ_{gran} dépend également du nombre de Mach \mathcal{M}_a comme :

$$\tau_{\text{gran}} \propto \mathcal{M}_a^{-1} \nu_{\text{max}}^{-1} \quad (2.33)$$

En ce qui concerne le temps effectif de granulation τ_{eff} , il n'est égal à τ_{gran} que si $\alpha_{\text{gran}} = 2$, donc si τ_{gran} correspond à l'échelle de temps d'une lorentzienne, autrement, $\tau_{\text{gran}} \neq \tau_{\text{eff}}$.

Observations

Dans ce paragraphe, nous comparerons les relations d'échelle observationnelle de τ_{eff} en fonction de ν_{max} car τ_{eff} à l'avantage d'être comparable quelque soit le modèle utilisé pour ajuster la composante de granulation (cf. section 2.3.3).

Il y a eu relativement peu d'équipe qui ont étudié le lien observationnel entre les paramètres de granulation et ν_{max} . En ce qui concerne τ_{eff} , on peut mentionner :

- Mathur et al. (2011) qui détermine une pente de $S = -0,89 \pm 0,005$ avec environ 1000 géantes rouges.

- Kallinger et al. (2014). Ils obtiennent $S = -0,886 \pm 0,002$, en utilisant 1364 étoiles observées par *Kepler*, contenant des étoiles de la séquence principale, sous-géantes, et géantes rouges.

Modèles

Via les modèles 3D, Samadi et al. (2013) déduisent une pente de $S = -0,94$.

2.4.5 Paramètre σ - Fluctuation RMS de la luminosité

La fluctuation RMS de luminosité σ est inversement proportionnel à la racine carrée du nombre de granules N_g à la surface visible de l'étoile (Ludwig 2006).

$$\sigma \propto \frac{1}{\sqrt{N_g}} \quad (2.34)$$

On estime ensuite le nombre de granules N_g , en supposant que leur diamètre d est proportionnel à l'échelle de hauteur de pression H_p (Antia et al. 1984; Freytag et al. 1997; Schwarzschild 1975). On obtient :

$$N_g \propto \left(\frac{R}{H_p} \right)^2 \quad (2.35)$$

Donc, en combinant les équations (2.34), (2.35) et (2.21), il vient :

$$\sigma \propto \frac{H_p}{R} \propto \frac{T_{\text{eff}}}{Rg} \propto \frac{T_{\text{eff}} R}{M} \propto \frac{L}{MT_{\text{eff}}^3 R} \quad (2.36)$$

Enfin, utilisant l'équation (2.22), on déduit que σ est proportionnel à ν_{max} suivant :

$$\sigma \propto \nu_{\text{max}}^{-0,5} \quad (2.37)$$

De même, une forte dépendance avec le nombre de Mach est prédite par Samadi et al. (2013).

Observations

Kallinger et al. (2014) trouvent une pente de $S = -0,609 \pm 0,002$ (avec 1364 étoiles *Kepler*, de la séquence principale aux géantes rouges).

Modèles

Les modèles 3D (Samadi et al. 2013) donnent un exposant de $S = -0,51$.

2.4.6 Paramètre P_{gran} - Puissance de granulation

La puissance de granulation P_{gran} est proportionnelle à $\sigma^2 \tau_{\text{gran}}$ (Harvey 1985). Donc, si l'on combine les équations (2.36) et (2.31), on obtient :

$$P_{\text{gran}} \propto \frac{T_{\text{eff}}^{2,5}}{g^3 R^2} \propto \frac{T_{\text{eff}}^{2,5} R^4}{M^3} \propto \frac{L^2}{M^3 T_{\text{eff}}^{5,5}} \quad (2.38)$$

Utilisant l'équation (2.22), on peut en déduire un lien avec ν_{max} :

$$P_{\text{gran}} \propto \nu_{\text{max}}^{-2} \quad (2.39)$$

Observations

- Chaplin et al. (2011) déduisent à l'aide de 499 étoiles (de la séquence principale aux géantes rouges) observées par *Kepler* un exposant de $S = -1,8$ (l'incertitude n'est pas mentionnée).
- Mathur et al. (2011) obtiennent une pente égal à $S = -1,90 \pm 0,01$ (avec environ 1000 géantes rouges).
- Kallinger et al. (2014) mentionnent à titre indicatif, sans donner d'incertitude, qu'ils obtiennent une pente de $S = -2,1$ (avec 1364 étoiles *Kepler*, de la séquence principale aux géantes rouges).

2.4.7 Paramètres fondamentaux : Masse M et Rayon R

En combinant les équations (2.22) et (2.25), on déduit :

$$\frac{R}{R_{\odot}} \propto \left(\frac{\nu_{\text{max}}}{\nu_{\text{ref}}} \right) \left(\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_{\text{ref}}} \right)^{-2} \left(\frac{T_{\text{eff}}}{T_{\odot}} \right)^{1/2} \quad (2.40)$$

$$\frac{M}{M_{\odot}} \propto \left(\frac{\nu_{\text{max}}}{\nu_{\text{ref}}} \right)^3 \left(\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_{\text{ref}}} \right)^{-4} \left(\frac{T_{\text{eff}}}{T_{\odot}} \right)^{3/2} \quad (2.41)$$

Ces relations sont généralement calibrées en fonction des valeurs solaires, à savoir : $\Delta\nu_{\text{ref}} = 138,8 \mu\text{Hz}$, $\nu_{\text{ref}} = 3104 \mu\text{Hz}$ et $T_{\odot} = 5777 \text{ K}$.

Observations

Avec la connaissance de $\Delta\nu$, ν_{max} et de T_{eff} , les relations d'échelle données par les équations (2.40) et (2.41) nous permettent de déduire, avec une bonne précision, la masse M et la rayon R de l'étoile. Si l'on considère les puissances de chaque

terme, on remarquera que la masse aura une incertitude plus grande que le rayon.

Kallinger et al. (2010b) ont été les premiers à utiliser les paramètres sismiques ν_{\max} et $\Delta\nu$ pour déterminer des masses et rayons dit « sismiques ». Aujourd'hui elles sont largement utilisées (e.g. Chaplin et al. 2011; Hekker et al. 2013; Mosser et al. 2010; Silva Aguirre et al. 2011; Stello et al. 2013; Verner et al. 2011a).

À partir de l'équation 2.22, on peut voir que ν_{\max} est proportionnel à R , suivant une certaine dépendance en masse et en température effective ($\nu_{\max} \propto M/(R^2\sqrt{T_{\text{eff}}})$). Mosser et al. (2010) ont estimé que $R/R_{\odot} \propto \nu_{\max}^{-0,48\pm 0,01}$ pour des géantes rouges.

En revanche, il est plus difficile d'obtenir une relation d'échelle observationnelle entre M et ν_{\max} car la dépendance avec le stade évolutif est trop grande (Mosser et al. 2010, 2012a).

Chapitre 3

Les méthodes d'extraction d'indices

Au chapitre précédent, nous avons étudié plusieurs méthodes capables de déterminer les paramètres du fond stellaire et des indices sismiques à partir des courbes de lumière des étoiles. Les comparaisons des méthodes nous ont aidé à discerner certaines de leurs forces et faiblesses. Il s'agit pour nous de développer une chaîne automatique d'extraction d'indices afin d'alimenter à terme la base de données d'indices sismiques SSI (cf. section 1.2). Cette chaîne se devait d'avoir les propriétés suivantes :

- Automatique : En effet, beaucoup d'étoiles ont été observées notamment grâce aux satellites CoRoT et *Kepler*. On estime ~ 20.000 géantes et sous-géantes observées par CoRoT et autant pour Kepler ; et ~ 10 étoiles de séquence principale pour CoRoT et ~ 500 du côté de *Kepler*.
- Homogène et robuste : En fonction du temps d'observation, la résolution et le rapport signal sur bruit des spectres ne sont pas toujours favorables à la détection des oscillations. De plus, les spectres sont parfois affectés de signaux parasites résiduels pouvant perturber l'analyse (cf. section 2.1.2). Ainsi, la robustesse des algorithmes doit être élevée pour s'affranchir de ces contraintes.
- Contrôle des incertitudes et biais : Les paramètres de granulation et d'indices sismiques doivent être fournis avec des précisions et des biais quantifiés.

Ainsi, au vu de ces critères et de l'étude de différentes méthodes, nous avons développé et étudié deux méthodes d'extraction : la première est ACF-MDC qui couple l'algorithme de la fonction d'autocorrelation filtrée (ACF, cf. section 3.1) et l'ajustement du spectre par les moindres carrés (MDC, cf. section 3.2). La seconde, MLEUP, qui utilise également l'algorithme ACF, repose sur l'estimation du maximum de vraisemblance (ou MLE, l'acronyme de *Maximum Likelihood*

Estimator) pour ajuster la PSD non lissée de manière à déterminer simultanément les paramètres d'oscillations via l'*Universal Pattern* (Mosser et al. 2011b, ci-après UP) et les paramètres de granulation.

3.1 Algorithme de l'autocorrélation filtrée (ou ACF)

L'algorithme dit ACF pour *AutoCorrelation Function* a été proposé par Roxburgh & Vorontsov (2006) pour la première fois dans le cas des oscillateurs de type solaire. Il a ensuite été amélioré par Mosser & Appourchaux (2009), dont leur méthode est connue sous le nom de COR.

Par définition, la fonction de corrélation mesure le retard τ entre deux signaux et quantifie leurs similitudes. Dans le cas de l'autocorrélation, elle permet de détecter les régularités dans un même signal. Cet outil constitue donc une méthode de choix pour détecter la régularité dans le spectre d'oscillations, soit directement la grande séparation $\Delta\nu$. En effet, comme $1/\Delta\nu$ correspond au temps d'un aller-retour d'une onde dans l'étoile (cf. section 2.2.2), on s'attend à ce que la fonction d'autocorrélation ait son maximum en $1/\Delta\nu$.

3.1.1 Explications détaillées

L'algorithme ACF est mis en œuvre suivant quatre étapes que nous présentons dans les sous-sections suivantes. Ensuite, nous listerons les avantages et les inconvénients de cet algorithme.

Première étape : traitement des signaux parasites

Cette étape est uniquement dédiée aux courbes de lumières CoRoT qui sont affectées par la fréquence du jour, $\nu_{\text{jour}} = 11,57 \mu\text{Hz}$, et de l'orbite, $\nu_{\text{orb}} = 161,71 \mu\text{Hz}$ (voir section 2.1.2). En effet, la régularité des harmoniques qui accompagnent ces deux fréquences peuvent influencer la fonction d'autocorrélation et donc l'analyse des indices sismiques. Remplacer ces fréquences par des zéros n'est pas la solution car la régularité demeure. L'astuce consiste donc à remplacer par du bruit blanc ayant la même statistique que la PSD, à savoir une statistique en χ^2 de deux degrés de liberté (Woodard 1984), les fréquences parasites sur une largeur de $\pm\epsilon$. Les fréquences du jour étant plus fines que celles de l'orbite, on prendra respectivement $\epsilon_{\text{jour}} = 0,5 \mu\text{Hz}$ et $\epsilon_{\text{orb}} = 1,5 \mu\text{Hz}$. Toutefois, nous n'utiliserons l'ACF que jusqu'à la fréquence $130 \mu\text{Hz}$ (dans le cas de CoRoT) afin d'éviter d'être trop perturbé par la fréquence orbitale et ses modulations à 24h.

Deuxième étape : 1^{ère} estimation de $\Delta\nu^{\text{ACF}}$ et de $\nu_{\text{max}}^{\text{ACF}}$

Cette étape consiste à calculer la transformée de Fourier inverse de la PSD filtrée, soit $\text{TF}^{-1}(\text{PSD}_{\text{filtree}})$, ce qui est équivalent à l'autocorrélation de la série temporelle filtrée en fréquence.

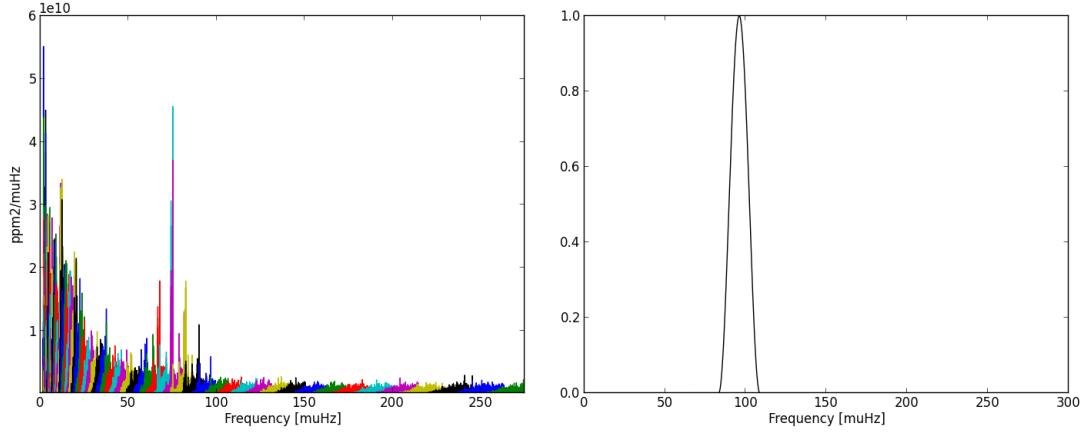


Figure 3.1: À gauche : PSD de l'étoile KIC 11565235. Chaque section représente une portion de la PSD qui a été filtrée par le filtre cosinus \mathcal{F} . À droite : Filtre cosinus \mathcal{F}_i , centrée en $\nu_{c,i}$ et de largeur à la base $N\Delta\nu_i$.

Pour filtrer la PSD, nous utilisons une fonction cosinus \mathcal{F} , centrée en $\nu_{c,i}$ et de largeur à la base $N\Delta\nu_i$ (cf. Fig. 3.1, à droite), s'écrivant comme :

$$\mathcal{F}_i = \frac{1}{2} \left[\cos \left(\frac{2\pi}{N\Delta\nu_i} (\nu - \nu_{c,i}) \right) + 1 \right], \quad (3.1)$$

pour $\nu_{c,i} - \frac{N\Delta\nu_i}{2} \leq \nu \leq \nu_{c,i} + \frac{N\Delta\nu_i}{2}$ et $\mathcal{F}_i = 0$ ailleurs.

Afin de prendre en compte le fait que l'enveloppe du spectre des oscillations augmentent avec ν_{max} , nous déplaçons le filtre \mathcal{F} suivant une progression géométrique. Ainsi, $\nu_{c,i}$ ira de la fréquence ν_0 à ν_{lim} de la manière suivante :

$$\nu_{c,i} = \nu_0 c_1^i, \quad (3.2)$$

avec c_1 fixée de manière empirique à $c_1 = 2^{0,1}$ (pour Mosser & Appourchaux 2009, elle est fixée à $c_1 = 2^{0,5}$). ν_0 prend la valeur de $3 \mu\text{Hz}$ pour CoRoT et de $1 \mu\text{Hz}$ pour *Kepler* car sa résolution fréquentielle est meilleure. ν_{lim} est fixée à $110 \mu\text{Hz}$ pour CoRoT (afin d'éviter les fréquences orbitales modulo le jour) et à la valeur de Nyquist pour *Kepler* ($\nu_{\text{Nyq}} \simeq 287 \mu\text{Hz}$ pour les cadences longues, représentant

la majorité des cas).

De même, la largeur de la base du filtre $N\Delta\nu_i$ augmentera avec $\nu_{c,i}$ par la relation d'échelle de Mosser et al. (2010) :

$$\Delta\nu_i = 0,280 \nu_{c,i}^{0,747} = 0,280 (\nu_0 c_1^i)^{0,747}, \quad (3.3)$$

avec $\Delta\nu_i$, la grande séparation et N un facteur multiplicatif fixé à $N = 3$. La valeur de N doit être assez large pour englober plusieurs modes dans le filtre afin d'obtenir un bon signal d'autocorrelation. Cependant s'il est trop large, le filtre contiendra également du bruit ce qui aura pour effet de diminuer l'efficacité de l'ACF. $N = 3$ est un bon compromis (Mosser & Appourchaux 2009).

Pour chaque filtre (cf. Fig. 3.1, à gauche), on calcule la TF inverse. On obtient alors une enveloppe d'autocorrélation (EACF) par filtre (voir figure 3.2). Sachant que les filtres n'ont pas la même largeur, il faut normaliser les EACF si l'on veut comparer leurs hauteurs. Tout d'abord, on les normalise par leur valeur en zéro, qui correspond à l'intégrale, i.e. l'énergie totale, de la PSD filtrée. Ensuite, on divise le résultat par le niveau de bruit σ_i , estimé suivant Mosser & Appourchaux (2009).

La hauteur maximale de chaque enveloppe d'autocorrélation ($\mathcal{A}_{\text{EACF}}$) se situe au temps $\tau = 2/\Delta\nu$, soit un multiple de $\Delta\nu$ car comme le montre la figure 2.5, la régularité dominante n'est pas $\Delta\nu$ mais $\Delta\nu/2$, soit la demie séparation entre deux modes consécutifs. On peut parfois également détecter un pic au temps $\tau = 4/\Delta\nu$, mais ce signal est généralement très tenu.

Finalement, le filtre situé à la fréquence ν_{opt} dont l'EACF est maximale, nous donne une première estimation de la grande séparation : $\Delta\nu_{\text{opt}}$.

Troisième étape : Affinement des estimations. Détermination de $\mathcal{A}_{\text{EACF}}$

La troisième étape suit la même procédure que l'étape précédente mais de manière plus fine. Pour cela, le filtre cosinus \mathcal{F} aura une progression arithmétique autour de ν_{opt} à $\pm 1/3$ (soit $\nu_0 = 2/3\nu_{\text{opt}}$ et $\nu_{\text{lim}} = 4/3\nu_{\text{opt}}$), avec une raison c_2 . On obtient :

$$\nu_i = \nu_0 + c_2 i, \quad (3.4)$$

Pour CoRoT, on fixe $c_2 = 0,1$ et pour *Kepler*, $c_2 = 0,05$.

Grâce à ce dernier balayage, on obtient une nouvelle estimation de $\Delta\nu$, plus précise que $\Delta\nu_{\text{opt}}$. On l'appellera $\Delta\nu^{\text{ACF}}$ (cf. figure 3.2). La position du filtre pour laquelle on obtient $\Delta\nu^{\text{ACF}}$, nous donne une estimation de ν_{max} ($\nu_{\text{max}}^{\text{ACF}}$). On gardera

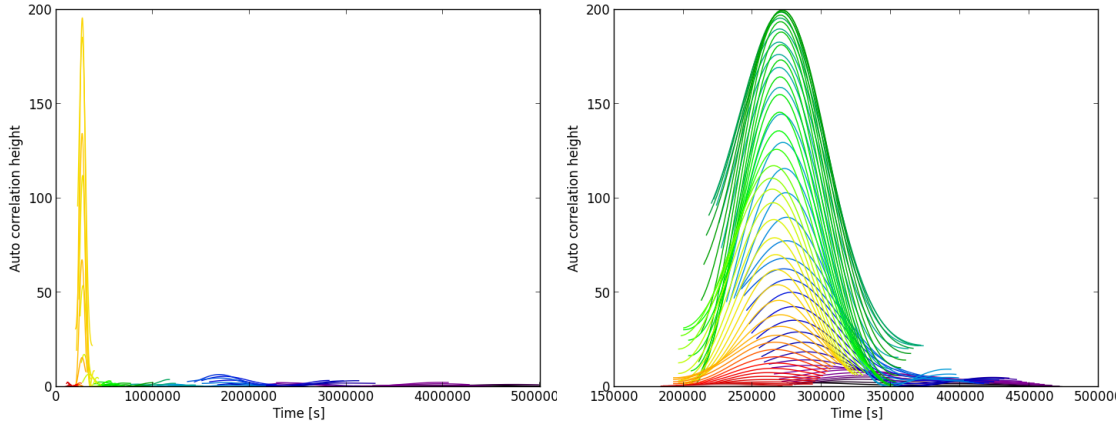


Figure 3.2: Enveloppes de la fonction d'autocorrélation lors du 1^{er} (à gauche) et 2^{ème} (à droite) balayage de l'ACF pour l'étoile KIC 11565235. Chaque couleur correspond à un filtre. Le premier balayage permet d'obtenir une première estimation du paramètre $\Delta\nu^{\text{ACF}}$ en parcourant toute la PSD. Le deuxième permet de raffiner cette valeur.

également la hauteur de l'enveloppe donnant le maximum de corrélation ($\mathcal{A}_{\text{EACF}}$). Toutefois, alors que $\Delta\nu^{\text{ACF}}$ est une bonne estimation de la grande séparation, l'estimation de $\nu_{\text{max}}^{\text{ACF}}$ n'est pas très précise.

Quatrième étape : calcul d'erreur et test de l'hypothèse nulle H_0

La dernière étape permet de calculer les erreurs $\delta(\Delta\nu^{\text{ACF}})$ associées à la mesure de $\Delta\nu^{\text{ACF}}$, suivant Mosser & Appourchaux (2009). La précision relative de $\Delta\nu^{\text{ACF}}$ est environ de 1,5 à 2% (cf. le rapport de comparaison des cinq méthodes à la section 4.1). En ce qui concerne l'incertitude sur $\nu_{\text{max}}^{\text{ACF}}$, nous ne la calculerons pas car nous couplerons systématiquement l'ACF avec une autre méthode pour déterminer $\nu_{\text{max}}^{\text{ACF}}$.

Enfin, puisque la hauteur de l'autocorrélation $\mathcal{A}_{\text{EACF}}$ est normalisée par le bruit, elle nous servira de critère de réjection suivant le test de l'hypothèse nulle H_0 (Fischer 1935). En supposant que la corrélation est générée par du pur bruit blanc, ce test permet de fixer un seuil de réjection qui permet de distinguer un signal du bruit avec une probabilité P . La distribution de cette probabilité est dictée par la statistique de la PSD, ici, du χ^2 de deux degrés de liberté. Donc, la valeur seuil de réjection de l'hypothèse H_0 sera typiquement de $\mathcal{A}_{\text{seuil}} = 5,7$ pour $P = 10\%$ et de $\mathcal{A}_{\text{seuil}} = 8,0$ pour $P = 1\%$.

3.1.2 Avantage de l'ACF

Cet algorithme est très utile dans la mesure où il :

- requiert peu d'*a priori* sur le signal ;
- fonctionne même à faible rapport signal sur bruit ;
- donne une estimation de $\Delta\nu^{\text{ACF}}$ rapide et précise ;
- est peu sensible au fond stellaire ;

3.1.3 Inconvénients de l'ACF

Cet algorithme n'est pas optimal pour déterminer ν_{max} qui est défini comme la fréquence du maximum de puissance dans le spectre d'oscillations. Il devra donc être couplé avec une autre méthode de mesure de ν_{max} .

3.2 Méthode de ACF-MDC

On pourrait appeler la méthode ACF-MDC « classique » dans la mesure où quasiment toutes les méthodes recensées dans la section 2.3 en sont très proches. Son principe est assez simple : La PSD est lissée sur une largeur proportionnelle à $\Delta\nu$, de manière à ne garder que l'enveloppe des oscillations. Il devient alors très facile d'ajuster par une gaussienne la forme ainsi obtenue et de déterminer ν_{max} ainsi que H_{env} . De plus, le lissage change la statistique en χ^2 de deux degrés de liberté (Woodard 1984) la faisant tendre vers une statistique gaussienne. Ce qui nous permet d'ajuster ensuite la PSD à l'aide d'une minimisation au sens des moindres carrés.

Cette méthode nous permet d'obtenir les paramètres sismiques ν_{max} et H_{env} ainsi que ceux de la granulation. Le paramètre $\Delta\nu$ est déduit de la méthode ACF.

Nous avons pu comparer notre méthode ACF-MDC à certaines méthodes citées au chapitre précédent. Le rapport de cette comparaison est présenté à la section 4.1.

3.2.1 Explications détaillées

Par un souci de clarté, nous présentons la méthode en plusieurs étapes et également illustrée par un schéma explicatif (cf. Fig. 3.3). D'abord, nous présentons le modèle utilisé pour l'ajustement. Ensuite, nous détaillerons en sept étapes la méthode ACF-MDC. Enfin, nous présenterons les avantages ainsi que les inconvénients d'une telle méthode.

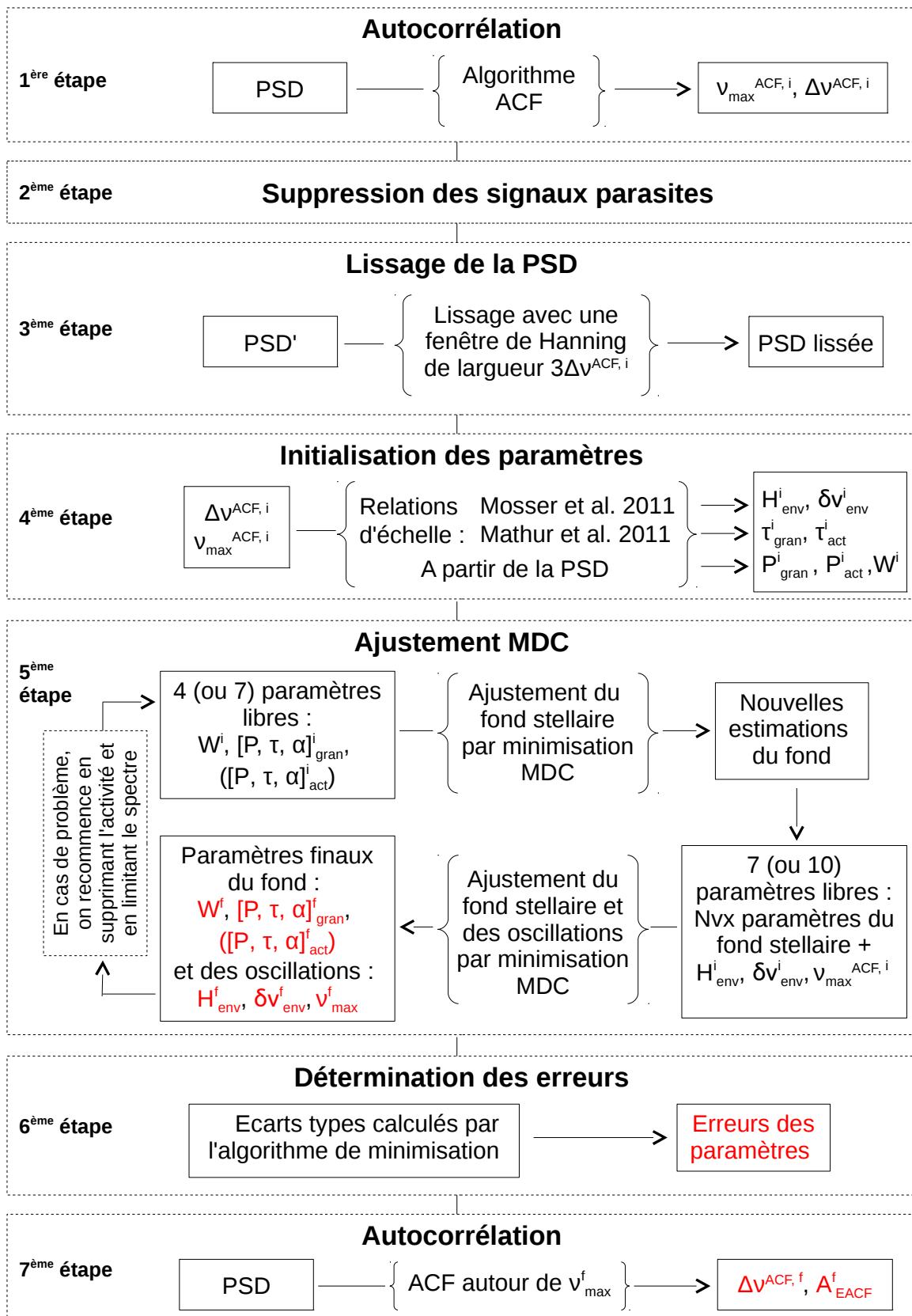


Figure 3.3: Schéma explicatif de la méthode ACF-MDC. Les paramètres de sortie de la méthode sont en rouge.

Modèle utilisé

Nous allons définir un modèle paramétrique que nous ajusterons à la PSD observée. Dans ce modèle, les oscillations seront représentées par une gaussienne et le fond stellaire sera modélisé par trois composantes : une constante pour le bruit blanc, une pseudo-Lorentzienne pour la granulation et une lorentzienne pour l'activité. Dans ce travail, nous considérons la globalité de la granulation avec une seule composante car les deux composantes ne peuvent pas être distinguées dans la grande majorité des cas. L'impact de cette hypothèse a été testé à l'aide des simulations au chapitre 4.

Bien que la PSD soit lissée, nous prendrons en compte dans un premier temps l'activité afin de ne pas perturber la mesure de la granulation. En effet, en fonction de l'intensité du signal d'activité et/ou de l'étroitesse de la fenêtre de lissage, il peut rester un excès de puissance à basse fréquence.

On obtient le modèle suivant :

$$P(\nu) = W + \sum_{i=1}^{N=2} \frac{P_i}{1 + (2\pi\nu\tau_i)^{\alpha_i}} + H_{\text{env}} \exp \left[-\frac{(\nu - \nu_{\text{max}})^2}{\delta\nu_{\text{env}}^2/4 \ln 2} \right], \quad (3.5)$$

avec $P(\nu)$, la puissance totale du signal à la fréquence ν ; W , la constante du bruit blanc ; P_i , τ_i et α_i sont respectivement la hauteur maximale, le temps caractéristique et la pente de la $i^{\text{ème}}$ composante du fond stellaire ; ν_{max} est la fréquence du maximum de puissance dans les oscillations et H_{env} la hauteur de la gaussienne à cette fréquence. Enfin $\delta\nu_{\text{env}}$, est la largeur à mi-hauteur de la gaussienne.

Première étape : initialisation des paramètres $\Delta\nu$ et ν_{max}

La première étape consiste à déterminer une première estimation de $\Delta\nu$ et de ν_{max} à l'aide de l'ACF, soit : $\Delta\nu^{\text{ACF},i}$ et $\nu_{\text{max}}^{\text{ACF},i}$.

Deuxième étape : suppression des fréquences parasites

Avant de lisser le spectre, nous devons supprimer les fréquences parasites des étoiles CoRoT car, malgré le lissage, elles peuvent tout de même perturber l'ajustement en fonction de leur amplitude et/ou de leur largeur, ainsi que de la taille de la fenêtre de lissage. Nous supprimerons les fréquences parasites sur une largeur de $\pm\epsilon$ (cf. Première étape de l'ACF) pour une trentaine d'harmonique. Ici, nous n'avons pas besoin de les remplacer par du bruit blanc, contrairement à l'algorithme ACF, car il suffit d'écartier ces points lors de la minimisation.

Troisième étape : lissage de la PSD

À cette étape, on lisse le spectre à l'aide d'une fenêtre glissante de Hanning de largeur $3\Delta\nu^{\text{ACF},i}$. La fenêtre de Hanning présente l'avantage de ne pas présenter le phénomène de Gibbs engendré par une fenêtre carrée et, d'après Mosser & Appourchaux (2009), cette largeur donne un lissage optimal.

Quatrième étape : initialisation des paramètres du fond stellaire, de H_{env} et de $\delta\nu_{\text{env}}$

Avec $\nu_{\text{max}}^{\text{ACF},i}$, on estime les paramètres suivants : la hauteur H_{env}^i et la largeur à mi-hauteur $\delta\nu_{\text{env}}^i$ de la gaussienne à partir des relations d'échelle de Mosser et al. (2012a) et τ_{gran}^i , via celle de Mathur et al. (2011). Pour l'estimation de P_{gran}^i , on calcule la médiane du spectre lissé entre $\nu_{\text{max}}^{\text{ACF},i}/30$ et $\nu_{\text{max}}^{\text{ACF},i}/10$. α_{gran}^i prend la valeur initiale de 2. La constante W^i est calculée à partir de la médiane des derniers points du spectre lissé sur une largeur de $3\Delta\nu^{\text{ACF},i}$. Enfin, concernant les paramètres d'activité, on prend : P_{act}^i égale au premier point du spectre, $\tau_{\text{act}}^i = 10\tau_{\text{gran}}^i$ et $\alpha_{\text{act}}^i = 2$.

Cinquième étape : Ajustement de la PSD lissée

La statistique de la PSD brut suit une loi en χ^2 de deux degrés de liberté. Lorsqu'on lisse le spectre avec une fenêtre suffisamment large, la statistique de la PSD lissée devient gaussienne par la théorie des grands nombres. On peut donc utiliser la minimisation par moindres carrées pour ajuster le modèle à la PSD lissée. Pour la minimisation, nous utiliserons l'algorithme de Levenberg-Marquardt (Press et al. 2007).

Nous procédons à deux ajustements successifs du spectre lissé. Le premier permet d'améliorer les paramètres du fond stellaire. Pour cela, on fixe les paramètres de l'enveloppe (H_{env}^i , ν_{max}^i et $\delta\nu_{\text{env}}^i$) et on libère ceux du fond stellaire, à savoir : l'activité (P_{act}^i , τ_{act}^i et α_{act}^i), la granulation (P_{gran}^i , τ_{gran}^i et α_{gran}^i) et le bruit blanc (W^i). Si l'ajustement converge, il est suivi du deuxième qui consiste à ajuster le fond stellaire et les oscillations ensembles. Ensuite, on vérifie que l'ajustement a correctement convergé et que les résultats ne sont pas aberrants. En effet, il arrive souvent qu'en essayant d'ajuster l'activité, l'algorithme de minimisation converge vers des résultats qui ne sont pas réalistes. Si c'est le cas, on recommence cette procédure mais en supprimant l'activité du modèle ($N = 1$ dans l'éq. (3.5)) et en n'ajustant que les fréquences $\nu \geq \nu_{\text{max}}^{\text{ACF}}/30$ du spectre pour éviter que l'algorithme de minimisation ne soit de nouveau perturbé par le signal résiduel à très basse fréquence.

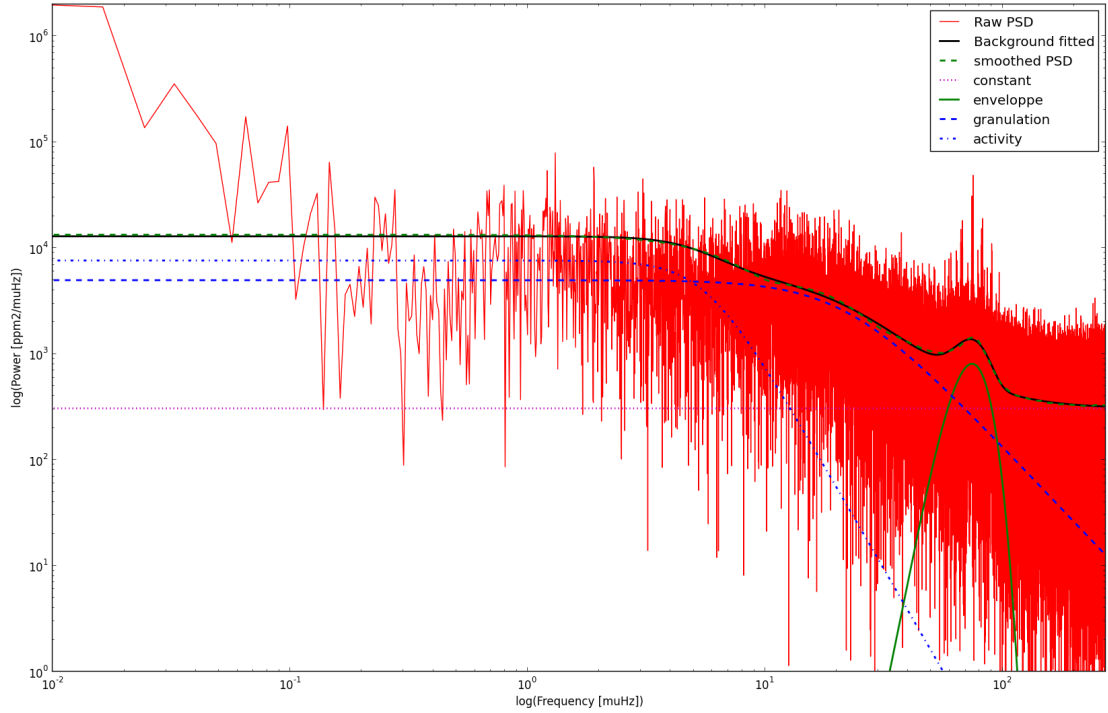


Figure 3.4: Résultat de l'ajustement par la méthode ACF-MDC pour l'étoile KIC 11565235. La courbe en rouge représente la PSD brute et celle en tiret vert, la PSD lissée. La courbe en bleue tracée en tiret-points indique la composante d'activité et celle tracée en tiret, la composante de granulation. La courbe verte correspond à l'enveloppe des oscillations et celle en magenta tracée en pointillée représente la composante du bruit blanc. Enfin, la courbe noire est le résultat final.

À la suite de cette étape, nous gardons l'estimation des paramètres de granulation : P_{gran}^f , τ_{gran}^f et α_{gran}^f , du bruit blanc W^f et des oscillations : H_{env}^f , ν_{max}^f et $\delta\nu_{\text{env}}^f$. La figure 3.4 représente l'ajustement final avec les différentes composantes. Via les paramètres de granulation (P_{gran}^f , τ_{gran}^f et α_{gran}^f), nous déduisons l'échelle de temps effectif τ_{eff} et la variance de la fluctuation de la luminosité σ^2 de la granulation (cf. section 2.3.1).

Sixième étape : Calcul des erreurs

Les erreurs associées aux paramètres précédemment ajustés sont déterminées par leurs écart-types que calcule l'algorithme de minimisation.

Septième étape : détermination de la dernière estimation de $\Delta\nu^{\text{ACF}}$ et $\mathcal{A}_{\text{EACF}}$

Cette dernière étape consiste à utiliser de nouveau la fonction d'autocorrélation autour de la dernière valeur de ν_{max} afin d'obtenir une meilleure estimation de $\Delta\nu^{\text{ACF}}$ et de son erreur. Pour cela, on réitère la troisième étape de la méthode ACF autour de ν_{max}^f , ce qui nous donne $\Delta\nu^{\text{ACF},f}$. On gardera également la valeur $\mathcal{A}_{\text{EACF}}^f$, soit la hauteur de l'enveloppe donnant le maximum de corrélation, qui servira *a posteriori* de critère de réjection (cf. Quatrième étape de l'ACF).

3.2.2 Avantages du ACF-MDC

Grâce au lissage, qui permet de ne garder que l'enveloppe du spectre d'oscillations, cette méthode :

- est rapide ;
- couplée à l'ACF, donne des estimations des indices sismiques avec une précision relativement bonne comme le montre les simulations au chapitre 4.

3.2.3 Inconvénients du ACF-MDC

Le lissage présente également des inconvénients, comme :

- La dépendance des estimations données par la méthode ACF. En effet, si $\Delta\nu^{\text{ACF}}$ est trop petit par rapport à la réalité, le profil des oscillations gardera son aspect piqué rendant l'ajustement plus difficile et par conséquent, les incertitudes sur ν_{max} et H_{env} augmenteront. S'il est trop grand, le profil est trop lissé, les oscillations perdront donc en amplitude et les incertitudes augmenteront.
- La perte de l'information de l'activité ainsi que la déformation du signal de granulation.

3.3 Méthode de MLEUP

La méthode MLEUP est une nouvelle méthode dont l'approche est assez différente de la précédente. Tout d'abord, on ne lisse pas le spectre, ce qui nous conduit à utiliser l'algorithme de l'estimation du maximum de vraisemblance (MLE). Ensuite, puisque le spectre d'oscillations reste discret, nous avons eu l'idée d'implémenter un spectre d'oscillations synthétique de géantes rouges, appelé l'*Universal Pattern* (cf. section 2.2.2 et Mosser et al. 2011b, ci-après UP) pour

modéliser les observations. Ce n'est pas la première fois que l'UP est utilisé. En effet, Mosser et al. (2011b) optimise l'estimation de $\Delta\nu$ donnée par l'ACF en maximisant la corrélation entre les oscillations observées et synthétiques en ne faisant varier que le paramètre $\Delta\nu$. Tandis que dans notre cas, nous utilisons l'UP pour ajuster dans le spectre de puissance $\Delta\nu$, ν_{\max} et H_{env} ensemble. Par ailleurs, cette approche nous permet d'estimer simultanément les paramètres de la granulation, sans les inconvénients du lissage.

Cette méthode a fait l'objet d'un proceeding lors d'une conférence internationale (cf. section 3.4).

3.3.1 Explications détaillées

Ici aussi, nous présentons la méthode MLEUP en plusieurs étapes et illustrée par un schéma explicatif (Fig. 3.6).

Modèle

À nouveau, nous allons définir un modèle paramétrique que nous ajusterons à la PSD observée. Dans ce modèle, le fond stellaire $P(\nu)_{BG}$ sera le même que pour la méthode ACF-MDC :

$$P(\nu)_{BG} = W + \sum_{i=1}^{N=2} \frac{P_i}{1 + (2\pi\nu\tau_i)^{\alpha_i}} \quad (3.6)$$

Concernant le spectre d'oscillations, nous implémenterons l'UP. Pour développer un tel spectre (cf. Fig. 3.5), nous générons d'abord un peigne de fréquence dictée par l'équation 2.9 (Mosser et al. 2011b). Nous ne considérons que les modes-p purs. Le nombre total d'ordres radiaux n_{env} générés est donné par Mosser et al. (2012a). Pour chaque n , nous utilisons les quatre premiers degrés ℓ . ε , $d_{0\ell}$ et α sont déduits de relations d'échelle dépendantes de $\Delta\nu$: et α , une relation en loi de puissance ($\alpha = 0,015 \Delta\nu^{-0,32}$) prise dans Mosser et al. (2013b).

Ensuite, nous décrivons la forme des modes individuellement. S'ils sont résolus, on utilisera une fonction lorentzienne :

$$\mathcal{L}_{n,\ell}(\nu) = \frac{1}{1 + [2(\nu - \nu_{n,\ell})/\Gamma]^2}, \quad (3.7)$$

avec Γ , la largeur à mi-hauteur de la lorentzienne, prise dans Belkacem (2012). S'ils ne sont pas résolus, on utilisera la fonction suivante :

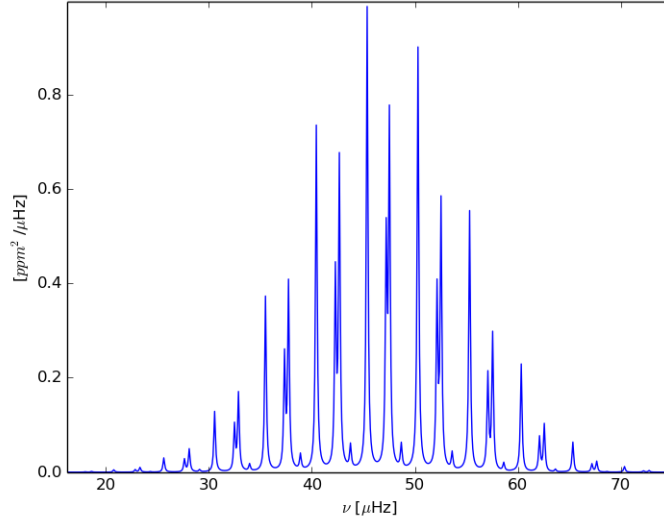


Figure 3.5: L'*Universal Pattern* (UP) est le spectre d'oscillations synthétique de géantes rouges utilisé comme modèle pour ajuster les oscillations observées.

$$\mathcal{L}_{n,\ell}(\nu) = \frac{\pi\Gamma}{2\delta\nu} \text{sinc}^2[\pi(\nu - \nu_{n,\ell})] \quad (3.8)$$

Dans les deux cas de figure, les modes seront modulés par leur visibilité V_l^2 respective, prise dans Mosser et al. (2012a).

Enfin, nous multiplions l'ensemble des profils lorentziens $\mathcal{L}_{n,\ell}$ par une enveloppe gaussienne $G(\nu)$, centrée en ν_{\max} :

$$G(\nu) = H_{\text{env}} \exp \left[\frac{-(\nu - \nu_{\max})^2}{\delta\nu_{\text{env}}^2 / 4 \ln 2} \right], \quad (3.9)$$

la largeur à mi-hauteur $\delta\nu_{\text{env}}$ est prise dans Mosser et al. (2012a) et la hauteur de l'enveloppe gaussienne H_{env} est un paramètre libre.

Finalement, nous obtenons l'UP, un patron d'oscillations paramétré par trois indices sismiques : ν_{\max} , $\Delta\nu$ et H_{env} (voir Fig. 3.5). On a :

$$UP(\nu) = G(\nu) \times \left(\sum_{n=1}^{n_{\text{env}}} \sum_{\ell=0}^3 \mathcal{L}_{n,\ell}(\nu) \right) \quad (3.10)$$

En combinant le modèle du fond stellaire (éq. (3.6)) et le modèle des oscillations (éq. (3.10)), nous obtenons le modèle global qui sera utilisé par la méthode MLEUP :

$$P(\nu) = W + \eta^2(\nu) \left[\sum_{i=1}^N \frac{P_i}{1 + (2\pi\tau_i\nu)^{\alpha_i}} + UP(\nu) \right], \quad (3.11)$$

où $\eta^2(\nu)$ est le facteur multiplicatif qui prend en compte la distorsion due au temps d'intégration (cf. section 2.1.1). Le nombre N de pseudo-lorentziennes dépendra de l'ajustement du signal d'activité (cf. Quatrième partie).

Première étape : initialisation des paramètres $\Delta\nu$ et ν_{\max}

Comme pour la méthode ACF-MDC, on commence par l'ACF pour initialiser les paramètres $\Delta\nu^{\text{ACF}}$ et ν_{\max}^{ACF} .

Deuxième étape : suppression des fréquences parasites

Dans le cas des données CoRoT, nous supprimons les signaux parasites sur trente harmoniques avec une largeur de $\pm\epsilon$ (voir Deuxième étape de la méthode ACF-MDC).

Troisième étape : initialisation des paramètres du fond stellaire et de H_{env}

Avec ν_{\max}^{ACF} , on estime H_{env} (Mosser et al. 2012a) et τ_{gran} (Mathur et al. 2011). Pour l'estimation de P_{gran} , on calcule la médiane du spectre entre $\nu_{\max}^{\text{ACF}}/25$ et $\nu_{\max}^{\text{ACF}}/10$. α_{gran} prend la valeur initiale de 2. La constante W est calculée à partir de la médiane des derniers points du spectre sur une largeur de $3\Delta\nu^{\text{ACF}}$. Enfin, concernant les paramètres d'activité, on prend : P_{act} égale au premier point du spectre, $\tau_{\text{act}} = 10\tau_{\text{gran}}$ et $\alpha_{\text{act}} = 2$.

Quatrième étape : ajustement du fond stellaire

Le but de cette étape est de déterminer de meilleurs estimations pour le fond stellaire. Aussi, seulement les paramètres liés à ce dernier seront libres lors de l'ajustement du modèle sur le spectre brut. Dans la mesure où l'on ne lisse pas le spectre, on ne peut plus ajuster en minimisant les moindres carrés (MDC), c'est pourquoi l'ajustement doit se faire à l'aide de l'estimation du maximum de vraisemblance (ou MLE, de l'anglais *Maximum Likelihood Estimate*).

La fonction de vraisemblance L est la probabilité d'obtenir le spectre de puissance observé $S(\nu)$ avec le modèle de spectre $M(\nu, \lambda)$ obtenu avec le jeu de

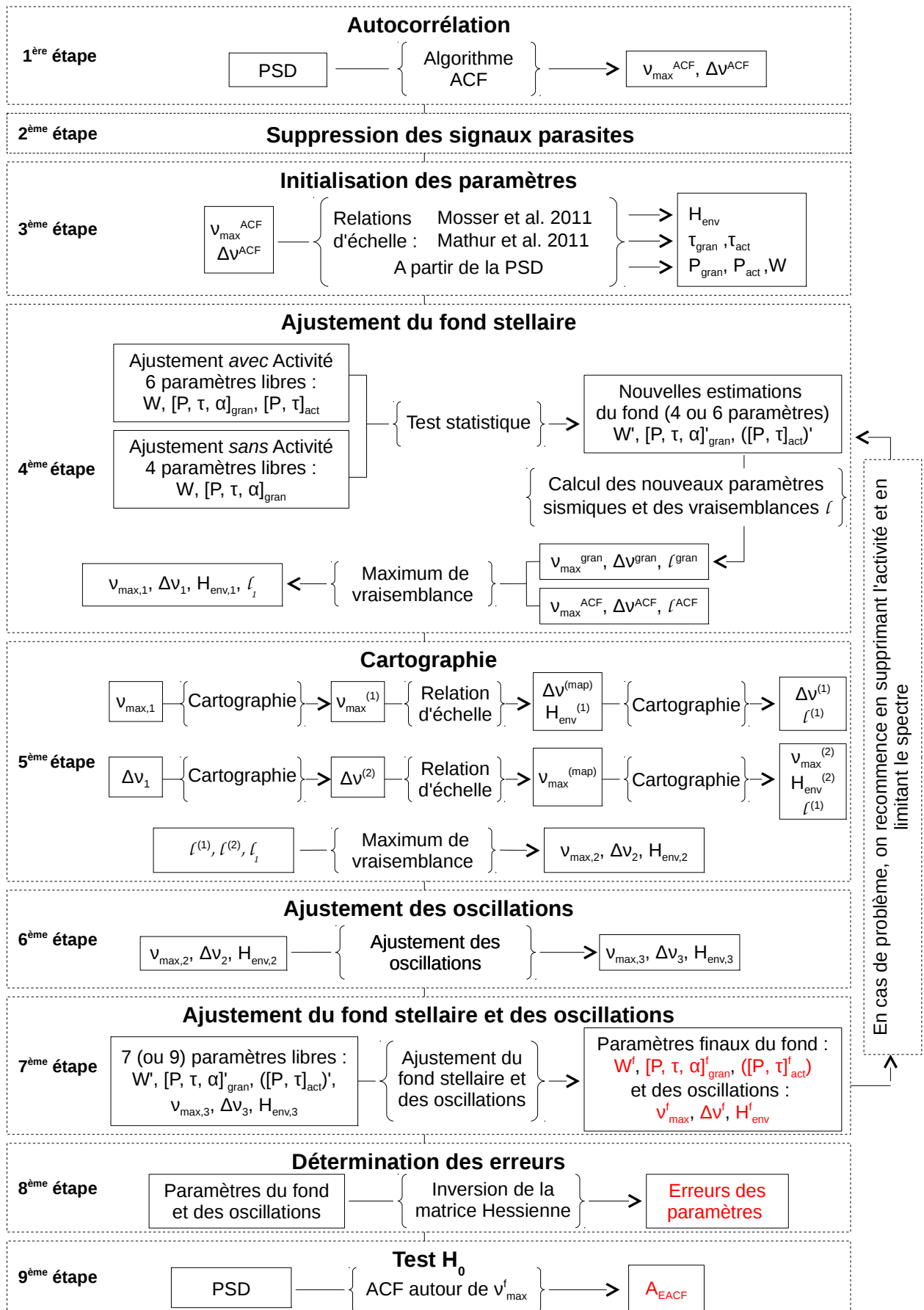


Figure 3.6: Schéma explicatif de la méthode MLEUP. Les paramètres de sortie de la méthode sont en rouge.

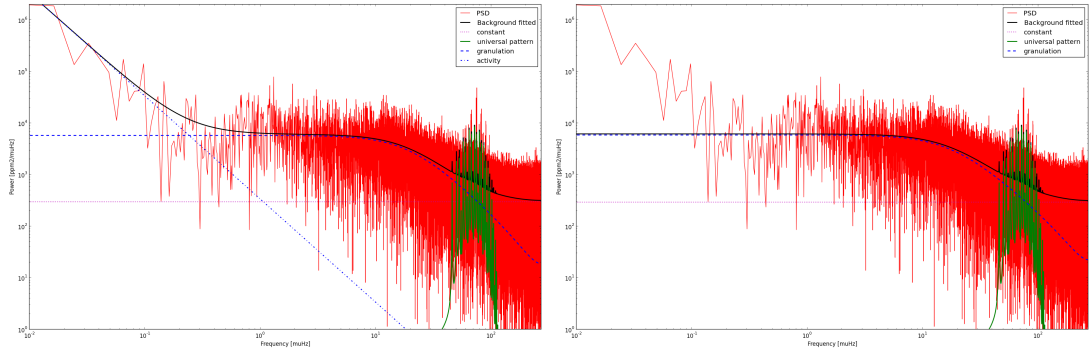


Figure 3.7: Ces deux figures montrent les deux ajustements réalisés à la Quatrième étape de la méthode MLEUP. À gauche, la composante d'activité est considérée dans le modèle du fond stellaire. À droite elle ne l'est pas. Afin de discerner le meilleur ajustement, nous procédons à un test statistique.

Il s'agit ici de la PSD (en rouge) de l'étoile KIC 11565235. La courbe en bleue tracée en tiret-points représente la composante d'activité et celle tracée en tiret, la composante de granulation. La courbe verte correspond à l'UP et celle en magenta tracée en pointillée représente la composante du bruit blanc. Enfin, la courbe noire est le résultat final.

paramètres libres λ (Anderson et al. 1990). L peut s'écrire comme :

$$L(\lambda) = f(\nu, \lambda) = \prod_{i=1}^N f(\nu_i, \lambda), \quad (3.12)$$

où $f(\nu, \lambda)$ est la densité de probabilité et N est le nombre de fréquences ν_i du spectre $S(\nu)$.

Sachant que la statistique du spectre de puissance est en χ^2 avec deux degrés de liberté (Woodard 1984), la densité de probabilité $f(\nu_i, \lambda)$ s'écrit (Toutain & Appourchaux 1994) :

$$f(\nu_i, \lambda) = \frac{1}{M(\nu_i, \lambda)} e^{-\frac{S(\nu_i)}{M(\nu_i, \lambda)}} \quad (3.13)$$

Dans la pratique, on cherchera plutôt à minimiser le logarithme négatif de la fonction de vraisemblance plutôt que de maximiser L . Cette quantité, appelée fonction de vraisemblance logarithmique et notée \mathcal{L} , est donnée par :

$$\mathcal{L} = -\ln L = -\sum_{i=1}^N \frac{S(\nu_i)}{M(\nu_i, \lambda)} + \ln M(\nu_i, \lambda) \quad (3.14)$$

Ainsi, la position du minimum de \mathcal{L} dans l'espace des paramètres λ nous donne la valeur la plus probable de λ , soit le jeu des paramètres optimaux (Appourchaux

et al. 1998). La minimisation se fera à l'aide d'une fonction qui utilise la méthode modifiée de Powell (Powell 1964). Les bars d'erreurs formelles associées aux paramètres optimaux (donc au minimum de \mathcal{L}) sont données par les éléments diagonaux de l'inverse de la matrice Hessienne h (Press et al. 2007) :

$$h_{ij} = \frac{\partial^2 \mathcal{L}}{\partial \lambda_i \partial \lambda_j} \quad (3.15)$$

En fonction de l'intensité du signal d'activité et de la résolution du spectre, il est parfois nécessaire de prendre en compte cette composante afin d'améliorer l'ajustement global. Pour le savoir, nous procédons alors à deux ajustements sur la PSD (cf. Fig. 3.7) : un *avec* la composante d'activité ($N = 2$ dans l'éq. (3.11)), utilisant six paramètres libres (W , P_{gran} , τ_{gran} , α_{gran} , P_{act} et τ_{act}) et un *sans* la composante d'activité ($N = 1$ dans l'éq. (3.11)), utilisant quatre paramètres libres (W , P_{gran} , τ_{gran} , α_{gran}). Pour distinguer le meilleur ajustement, nous procédons au test statistique utilisé dans Karoff (2012), qui consiste à calculer le logarithme du rapport Λ de vraisemblance L entre le modèle avec activité (λ_{p+q}) et sans activité (λ_p) :

$$\ln \Lambda = \mathcal{L}(\lambda_{p+q}) - \mathcal{L}(\lambda_p), \quad (3.16)$$

avec p , le nombre de paramètres libres considérés dans l'ajustement sans la composante d'activité ($p = 4$) et q , la différence du nombre de paramètres libres entre les deux ajustements ($q = 2$).

La quantité $-2 \ln \Lambda$ suit une distribution en χ^2 de q degrés de liberté (e.g. Appourchaux et al. 1998). On choisit un niveau de confiance $P = 99\%$ qui correspond, pour $q = 2$, à un seuil de confiance $SC = 9,21$.

Nous obtenons alors trois scénarios :

- a. $-2 \ln \Lambda \geq +SC$: On peut dire à $P = 99\%$, que l'ajustement avec activité est plus significatif que sans. Alors, nous gardons sa composante dans le modèle.
- b. $-2 \ln \Lambda \leq -SC$: Dans ce cas, l'ajustement sans activité est meilleur. On supprime l'activité du modèle.
- c. $-SC < -2 \ln \Lambda < +SC$: Il s'agit d'un cas où le signal d'activité est présent dans le spectre mais pas suffisamment intense pour pouvoir être ajuster correctement. Dans ce cas, on supprime du modèle la composante d'activité et on ne considérera plus la région à très basse fréquence afin de ne pas perturber

l'ajustement de la granulation lors des prochaines étapes. Typiquement, on ne prendra plus en compte les fréquences $\nu \leq \nu_{\max}^{\text{ACF}}/20$.

À partir des nouveaux paramètres de granulation obtenus après ajustement, on peut déduire d'autres estimations des paramètres sismiques : ν_{\max}^{gran} (Mathur et al. 2011) et $\Delta\nu^{\text{gran}}$ (Mosser et al. 2012a). En fonction de la qualité de l'ajustement du fond stellaire, ces estimations peuvent être meilleures que celles données par l'ACF (ν_{\max}^{ACF} et $\Delta\nu^{\text{ACF}}$). Aussi, nous calculons dans les deux cas la fonction de vraisemblance logarithmique \mathcal{L} et le couple donnant la plus faible valeur est gardé. On obtient : $\nu_{\max,1}$, $\Delta\nu_1$ et $H_{\text{env},1}$ (dédit à partir de Mosser et al. 2012a). On garde également la valeur \mathcal{L}_1 correspondante.

Cinquième étape : cartographie de ν_{\max} et $\Delta\nu$

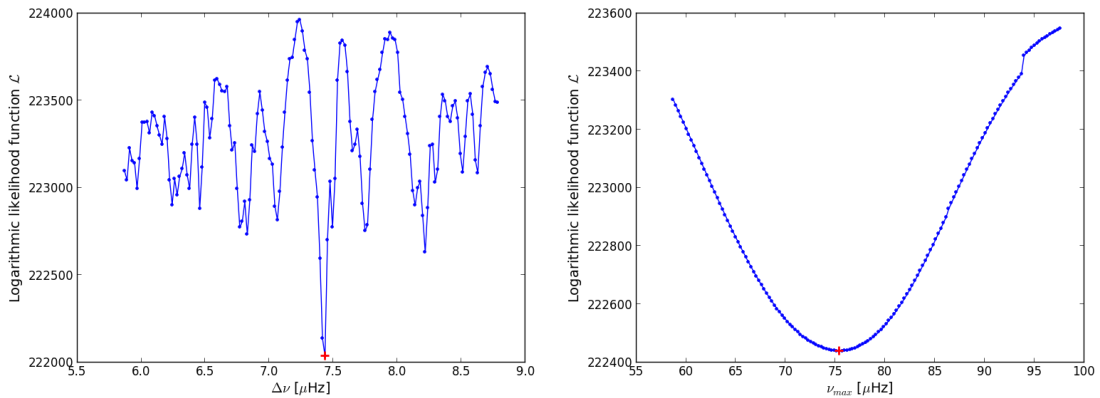


Figure 3.8: Cartographie de la fonction de vraisemblance logarithmique \mathcal{L} des paramètres $\Delta\nu$ et ν_{\max} de l'étoile KIC 11565235. La figure de gauche représente la topologie de \mathcal{L} autour de $\Delta\nu$ à $\pm 20\%$ et à droite, autour de ν_{\max} à $\pm 25\%$. La croix rouge représente le minimum de \mathcal{L} , soit le maximum de vraisemblance L .

Dans le but d'améliorer l'estimation de $\nu_{\max,1}$ et $\Delta\nu_1$, nous effectuons la cartographie de la fonction de vraisemblance logarithmique \mathcal{L} pour les deux paramètres individuellement. Cela consiste à calculer plusieurs valeurs de \mathcal{L} dans un intervalle de fréquence pour un paramètre donné. On obtient alors la topologie de \mathcal{L} de ce paramètre.

Nous n'utiliserons pas ici un algorithme de minimisation à cause de la complexité de la topologie de \mathcal{L} des deux paramètres, en particulier pour $\Delta\nu$ qui présente plusieurs vallées (cf. Fig. 3.8). En effet, lorsqu'on modifie la valeur de $\Delta\nu$ dans l'UP (éq. (3.10)), trois autres paramètres changent proportionnellement : ε , $d_{0\ell}$ et α (cf. Paragraphe Modèle), ce qui modifie par conséquent l'espacement des

modes du spectre synthétique. Ainsi, pour chaque valeur de $\Delta\nu$, nous obtenons différentes combinaisons de modes coïncidant plus ou moins bien avec le spectre observé. Plus il y a de modes synthétiques qui correspondent aux modes observés, plus faible est la valeur de \mathcal{L} . Donc, la vallée présentant le minimum de \mathcal{L} (i.e. le maximum de vraisemblance L) correspond à la combinaison où la plupart des modes synthétiques, sinon tous, concordent avec ceux observés.

Les deux paramètres ν_{\max} et $\Delta\nu$ sont fortement dépendants l'un de l'autre (cf. section 2.4), de sorte que l'idéal serait de faire la cartographie des deux paramètres simultanément. Cependant cela prendrait trop de temps de calcul. Par conséquent, nous effectuons deux cartographies séparément. Reste à choisir l'ordre. Sachant que la qualité des cartographies et donc les résultats déduits, sont dépendants des estimations de l'étape précédente du fond stellaire et des indices sismiques, il est alors plus optimale de commencer dans certains cas par un paramètre plutôt qu'un autre. Nous procédons alors de la manière suivante :

- (1) On effectue la cartographie de \mathcal{L} du paramètre ν_{\max} autour de $\nu_{\max,1}$ à $\pm 25\%$. La plus faible valeur de \mathcal{L} nous donne $\nu_{\max}^{(1)}$, à partir de laquelle nous déduisons une nouvelle estimation de $\Delta\nu$ ($\Delta\nu^{\text{map}}$) et de H_{env} ($H_{\text{env}}^{(1)}$). Ensuite, nous effectuons la cartographie de $\Delta\nu$ autour de $\Delta\nu^{\text{map}}$ à $\pm 20\%$. On obtient ainsi $\Delta\nu^{(1)}$ par le minimum de \mathcal{L} , noté $\mathcal{L}^{(1)}$.
- (2) La stratégie est inversée : on effectue d'abord la cartographie du paramètre $\Delta\nu$ pour avoir $\Delta\nu^{(2)}$ et déduire ν_{\max}^{map} et $H_{\text{env}}^{\text{map}}$. Puis, la cartographie de ν_{\max} autour de ν_{\max}^{map} nous donne $\nu_{\max}^{(2)}$, avec lequel on déduit $H_{\text{env}}^{(2)}$, et $\mathcal{L}^{(2)}$.

Après cela, nous comparons les valeurs de \mathcal{L} finales données par les stratégies (1) et (2) ainsi que celle obtenue à l'étape précédente \mathcal{L}_1 . Les résultats ayant la valeur de \mathcal{L} la plus basse (i.e. le maximum de vraisemblance) sont gardés. On les nommera $\nu_{\max,2}$, $\Delta\nu_2$ et $H_{\text{env},2}$.

Sixième étape : ajustement des oscillations

Cette étape a pour but d'optimiser les trois indices sismiques nouvellement déterminés, à l'aide de l'algorithme de minimisation. On limitera le spectre autour de $\nu_{\max,2}$ à $\pm 6\Delta\nu_2$ pour éviter toute divergence de l'UP. En effet, lorsque la granulation n'est pas correctement ajustée au spectre (à cause de sa deuxième composante par exemple) la minimisation peut décaler l'UP vers les basses fréquences.

Nous obtenons de nouvelles estimations des indices sismiques : $\nu_{\max,3}$, $\Delta\nu_3$ et $H_{\text{env},3}$.

Septième étape : ajustement simultané du fond et des oscillations

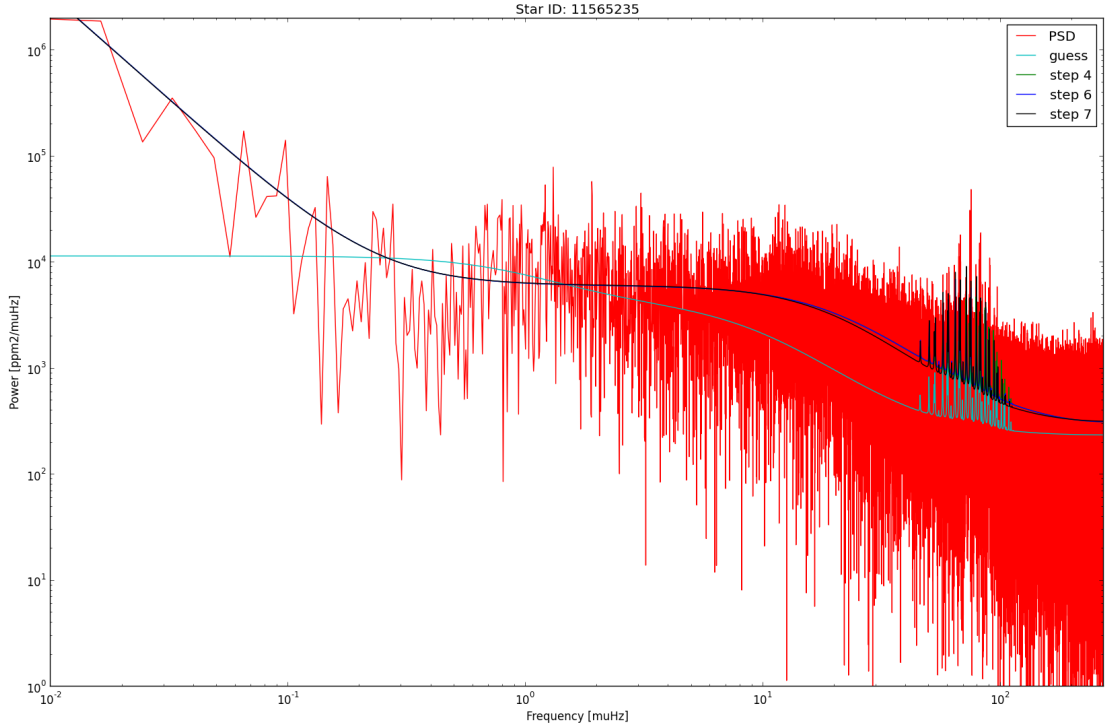


Figure 3.9: En rouge, le spectre brut de l'étoile KIC 11565235. Les quatre courbes représentent les résultats à différentes étapes de la méthode MLEUP. La courbe bleue claire, représente le résultat de la troisième étape, soit l'initialisation des paramètres du fond stellaire. Les trois autres (quasiment superposées) montrent l'évolution rapide de l'ajustement au cours des étapes : en vert, la quatrième étape ; en bleu foncé, la sixième étape ; et en noire, la septième étape, soit le résultat final.

Afin d'ajuster simultanément le fond stellaire et les oscillations, tous les paramètres du modèle de l'équation (3.11) sont libérés, hormis α_{act} qui reste fixé à 2 si la composante de l'activité a été gardée. Dans le cas où, pour une raison ou pour une autre, l'ajustement n'a pas convergé ou bien donne des résultats aberrants et que l'activité ait été gardé, alors on reboucle à la quatrième étape en désactivant l'activité et en ne considérant plus que les fréquences $\nu \geq \nu_{\text{max}}^{\text{ACF}}/20$.

Nous obtenons les estimations finales des paramètres d'oscillations : ν_{max}^f , $\Delta\nu^f$ et H_{env}^f et du fond stellaire, incluant la granulation : P_{gran}^f , τ_{gran}^f , α_{gran}^f , le bruit blanc : W^f et éventuellement l'activité : P_{act}^f , τ_{act}^f .

Via les paramètres de granulation, nous déduisons l'échelle de temps effectif τ_{eff} et la variance de la fluctuation de la luminosité σ^2 (cf. section 2.3.1).

Huitième étape : calcul des erreurs internes

Les erreurs internes des paramètres sont calculées par inversion de la matrice Hessienne (Press et al. 2007) (cf. Quatrième étape).

Neuvième étape : test de l'hypothèse nulle H_0

Pour la dernière étape, nous utilisons une nouvelle fois l'ACF autour de ν_{max} comme expliqué à la troisième étape de la méthode ACF. Nous obtenons la valeur $\mathcal{A}_{\text{EACF}}$ actualisée qui nous servira lors de l'analyse des résultats (cf. Quatrième étape de l'ACF).

Avantage du MLEUP

Cette méthode présente deux avantages majeurs :

- Elle est moins dépendante de l'estimation provenant de l'ACF que ne l'est la méthode ACF-MDC ;
- Elle ne nécessite pas de lissage, donc il n'y pas de déformation du signal à basse fréquence. Par conséquent, les estimations des paramètres de granulation sont de meilleure qualité. Par ailleurs, dans certains cas, il est également possible d'estimer les paramètres de l'activité.

3.3.2 Inconvénients du MLEUP

Dans le but d'avoir une méthode robuste quelque soit le signal d'entrée, cette méthode est complexe et relativement lente en comparaison à la méthode ACF-MDC.

3.4 Proceeding de la conférence de Toulouse

La méthode MLEUP a été présentée sous forme de poster et d'un proceeding (Peralta et al. 2015) à la conférence internationale « The Space Photometry Revolution - 3rd CoRoT Symposium, 7th KASC Meeting », qui s'est déroulée à Toulouse du 6 au 11 juillet 2014¹.

¹<http://corot3-kasc7.sciencesconf.org/>

Test of a new method for seismic indices and granulation parameters extraction

R. A. Peralta^{1,a}, R. Samadi¹, and E. Michel¹

LESIA, Observatoire de Paris, CNRS UMR8109, Université Pierre et Marie Curie, Université Paris Diderot

Abstract. In the framework of the data base project *SSI* (Stellar Seismic Indices^b), we have developed and tested a new method aiming at optimizing the simultaneous measurement of both the seismic indices characterizing the oscillations ($\Delta\nu$, ν_{max}) and the indices characterizing the granulation signature. Here, we describe this method which is intended to take advantage of the *MLE* (maximum likelihood estimate) algorithm combined with the parametrized representation of the red giants pulsation spectrum following the Universal Pattern [6]. We report its performances tested on Monte Carlo simulations.

The objective of the data base project *SSI* is to provide oscillations and granulation characterization for a large set of solar-like pulsators (from the main sequence to the red giant stage), for the stellar community and beyond. Our pipeline is intended to be as robust, automatic and efficient as possible. Several methods already exist in the literature. They generally address specifically the characterization of oscillations [8], [1] or of granulation [4], [2].

We are interested in both aspects and in order to characterize them simultaneously, we developed a new method that we call *MLE+UP*, for *Maximum Likelihood Estimator + Universal Pattern*. It determines all parameters of the granulation and the seismic oscillations from the maximum likelihood estimator fit of the power spectrum. Uncertainties are derived from the inversion of the Hessian matrix. The model used is composed by three components: one for the granulation, one for the oscillation pattern and one for the white noise (the photon and instrumental noise).

For the granulation, we use a Lorentzian-like profile of the form $L(\nu) \propto P/[1 + (\pi\tau\nu)^\alpha]$, with P , the height of the Lorentzian ; τ , the characteristic time of the evolution of the granulation and α , the slope of the decay. For the oscillation pattern, we use the parametric description of red giant pulsation taken from the Universal Pattern [6], characterised by ν_{max} , the frequency of the maximum height in the power spectrum ; $\Delta\nu$, the mean large separation, corresponding to the distance between two consecutive orders at fixed degree and A , the height of the Gaussian envelope of the universal pattern. Finally, for the white noise we use a constant. This method will be described with more details in a futur paper.

In order to test the performances of our method, we simulated light curves using the same model described in the previous paragraph. For each set of parameters, we produce sets of 1000 simulated light curves, varying ν_{max} from 10 to 130 μHz by steps of 20 μHz (other parameters accordingly, following scaling laws), for observation conditions representative of CoRoT faintstars data ($T = 150 d$, $dt = 512 s$, $m_v = 13$ star).

Results are illustrated in Fig. 1, where, for seismic and granulation parameters, we present relative

^a e-mail: raphael.peralta@obspm.fr

^b Data base project SSI (Stellar Seismic Indices) is part of SPACEINN project (www.spaceinn.eu) <http://ssi.lesia.obspm.fr/>

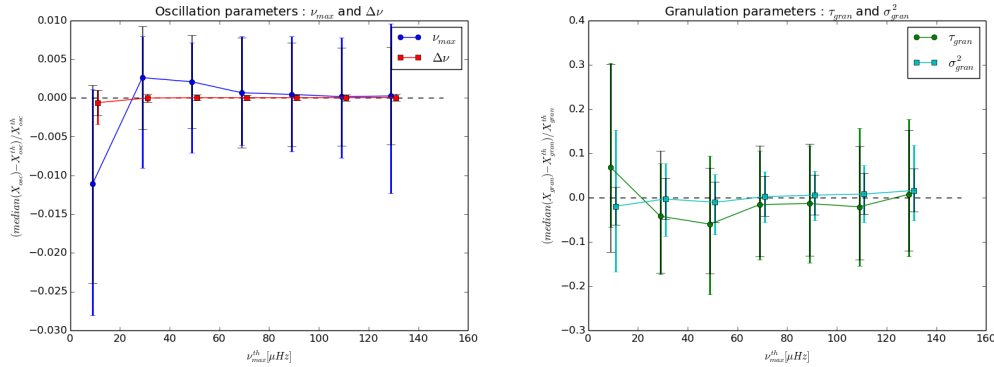


Fig. 1. Relative difference with the input value for oscillation (*Left*) and granulation (*Right*) parameters as a function of the input ν_{max} . The color error bars correspond to the dispersion of 68% of 1000 realizations. The black ones correspond to the formal errors.

differences with input values as a function of the input ν_{max} .

Generally speaking, biases, taken as the distance between the median and the input value (full square and circle), are small (below 1%) and not significant regarding the dispersions of the results (color error bars). This is what we expect because we use the same model in the simulations and in the algorithm.

On the left figure, we see that ν_{max} has a dispersion about 1% generally. Regarding $\Delta\nu$, we get dispersions about 0.03% from $\nu_{max} = 30$ to $130 \mu\text{Hz}$, slightly greater for $\nu_{max} = 10 \mu\text{Hz}$ ($\sim 0.3\%$). For both ν_{max} and $\Delta\nu$, formal errors are found compatible with dispersions.

On the right figure are presented the results for the granulation parameters τ and σ^2 , which characterises the amplitude of the granulation ($\sigma^2 = P/[2\tau\alpha \sin(\pi/\alpha)]$). τ shows a dispersion between 10 to 15% (asymmetric in the case of $\nu_{max} = 10 \mu\text{Hz}$). In the case of σ^2 , the dispersion is about 7%, up to 15% for $\nu_{max} = 10 \mu\text{Hz}$. Here again, formal errors are compatible with dispersions

These tests valid our method and uncertainties estimation. We are currently using this new method on a large set of CoRoT targets in order to analyse the stellar granulation as well as to improve the scaling relations between the granulation and oscillation parameters.

References

1. Hekker, S., Elsworth, Y., De Ridder, J., et al., *A&A*, **525**, (2011) A131
2. Kallinger, T., De Ridder, J., Hekker, S., et al., *A&A*, **570**, (2014) A41
3. Mathur, S., García, R. A., Régulo, C., *A&A* **511**, (2010) A46
4. Mathur, S., Hekker, S., Trampedach, R., et al., *ApJ*, **741**, (2011) 119
5. Mosser, B. & Appourchaux, T., *A&A* **508**, (2009) 877-887
6. Mosser, B., Belkacem, K., Goupil, M. J., et al., *A&A* **525**, (2011) L9
7. Roxburgh, I. W. and Vorontsov, S. V., *MNRAS*, **369**, (2006) 1491-1496
8. Verner, G. A., Elsworth, Y., Chaplin, W. J., et al., *MNRAS*, **415**, (2011) 3539V

Acknowledgements: we acknowledge support from the SSPACEInn FP7 project (SPACEInn.eu)

Chapitre 4

Tests et validation

Dans ce chapitre, nous présentons tout d'abord une comparaison de la méthode ACF-MDC avec d'autres méthodes sur un échantillon de 1145 objets CoRoT. J'ai réalisé ce travail dans le cadre d'une collaboration internationale visant à exploiter les données CoRoT pour une étude de population galactique. Ensuite, nous présentons les résultats de tests des méthodes ACF-MDC et MLEUP effectués sur des courbes de lumières simulées dans le but de quantifier leurs performances intrinsèques.

4.1 Comparaison de la méthode ACF-MDC avec quatre autres méthodes sur des données CoRoT

Dans le but de combiner des données sismiques et spectroscopiques pour obtenir les paramètres fondamentaux sismiques des étoiles de notre galaxie, cinq équipes de la communauté CoRoT ont analysé 1421 étoiles observées par CoRoT et spectroscopiquement dans le cadre des grands relevés APOGEE¹ et GESS².

1145 des 1421 objets observés par CoRoT ont été observés par GESS et 364 par APOGEE. 85 objets ont été observés par les deux relevés. Les cinq équipes qui ont participé à l'analyse sont représentées par : Benoit Mosser (Observatoire de Paris-Meudon), Saskia Hekker (Max Planck Gottingen), Savita Mathur (Tucson + IAS Paris), Thomas Kallinger (Univ. Viena) et moi-même. Les méthodes utilisées sont respectivement COR, OCT, A2Z, CAN (cf. section 2.3.2). Quant à nous, nous avons utilisé la méthode ACF-MDC car la méthode MLEUP n'avait pas encore

¹APOGEE est l'acronyme de *Apache Point Observatory Galactic Evolution Experiment* (<https://www.sdss3.org/surveys/apogee.php>)

²GESS est l'acronyme de *Gaia-ESO Spectroscopic Survey* (<https://www.gaia-eso.eu/>)

été conçue.

Le document ci-après est un rapport interne qui présente une comparaison croisée par paire des résultats des indices sismiques, ν_{\max} et $\Delta\nu$, obtenus par les différentes équipes. L'objectif était de fournir une vue globale des résultats et des tendances de chacune des cinq méthodes.

Ces méthodes sont comparées deux à deux à travers la distribution de différents indicateurs. Ces derniers permettent de caractériser les biais éventuels, de comparer la dispersion avec les erreurs internes et de tester la symétrie de la distribution des erreurs.

Cette comparaison met en évidence des biais entre les différentes méthodes de l'ordre de 2 à 3% pour ν_{\max} et jusqu'à 9% pour $\Delta\nu$. D'une manière générale, les indicateurs montrent une bonne cohérence entre les erreurs internes et la dispersion observée. Toutefois, dans la comparaison de notre méthode avec la méthode COR, les erreurs internes sur le paramètre $\Delta\nu$ semblent insuffisantes pour expliquer la dispersion observée. Les simulations (cf. section 4.2.3) permettront de montrer que cet écart peut être en partie expliqué par le fait que les erreurs internes de la méthodes ACF-MDC sous-estiment la dispersion des résultats en $\Delta\nu$ (d'un facteur 2 à 3).

Cross-comparison by pairs between five different groups, using five different pipelines, for both seismic indices analysis: ν_{max} and $\Delta\nu$

RAPHAËL DE ASSIS PERALTA

Mai 2014

1 Method

Five teams performed the analysis of 1421 CoRoT targets, observed by APOGEE and GESS. We propose to cross-compare these results comparing method pairs for both seismic indices, ν_{max} and $\Delta\nu$, with the objective to provide a global view on those results and their sensitivity to the choice of a given method and to identify statistically significant trends associated with a given method.

In this goal, for each pair of methods, we use two indicators : *Diff* and *S*. The first one, *Diff*, is the relative difference of the value obtained with two methods for a given seismic index. The second one, *S*, is also the difference but normalised by the quadratic sum of their internal errors. The *S* indicator is intended to allow comparisons of the observed differences with the expected one, should it follow a gaussian distribution with dispersions due to internal error announced by each method.

$$Diff = \frac{X_A - X_B}{0.5 * (X_A + X_B)} \quad (1)$$

$$S = \frac{X_A - X_B}{\sqrt{errX_A^2 + errX_B^2}} \quad (2)$$

X is one of seismic indices (ν_{max} or $\Delta\nu$) ; $errX$ is the internal error associated with the given seismic index ; and A, B represent two different methods.

These results are gathered in four tables (Tab. 1-4) which will be commented in the second part.

Each of these comparisons provides distributions for *Diff* and *S* which are presented as histograms (see e.g. fig.1). In the hypothesis that differences are due only to internal errors announced by each method, we could expect for *Diff* and *S*, gaussian distributions centered at zero with standard deviation equal to one for *S*.

In order to characterize these distributions, we use four indicators (see e.g. Tab.1) :

- the median,
- *D1*: the difference between the 10th percentiles (10% of the data values lie below) and the median (10% - median),

- $D2$: the difference between the 90th percentiles (10% of the data values lie above) and the median (90% - median),
- $D3$: the distance between the 10th percentiles and the 90th percentiles ($|10\% - 90\%|$), that represents 80% of the population.

We take 80% of the population in order to consider only the main bulk of distributions and thus do not take outliers into account.

80% of the population ($|10\% - 90\%|$) are within 1.28 standard deviation of the median for a normal distribution. Therefore, the value of $D3$ of the indicator S must be lower than 2.6, if we want to explain the dispersion ($D3$) of the indicator $Diff$ by the internal errors announced for the results.

In order to determine if the median is significant or not, we compute also its standard deviation, following Richard Gott III et al. ApJ 549, 1-17, 2001.

2 Analysis

ν_{max} index (Tables 1-2)

- Bias: Median values given in Tab. 1 show that Raphaël has a significant bias with Benoit and Saskia of about 2.5% ; Thomas has a significant bias with Benoit and Saskia of about 1.5%, and with Savita of 3% ; Savita has a significant bias with Benoit of 3%.
However, we can't conclude that one method is more biased than another because each set of common stars between each cross-comparison is not necessarily the same set.
- Symmetry: Looking at $D1$ and $D2$ (Tab. 1), we see that there is no pronounced asymmetry except for Savita. This asymmetry is well visible on the histograms (Fig. 1-2) where the Savita's results is compared with an other. Indeed, we can see a small group of stars with values higher than the main bulk. This asymmetry is the highest for the comparison between Savita and Thomas. While, between Savita and Saskia, the asymmetry is almost inexistent.
- Dispersion: Except for Savita's method due to the strong asymmetry, $D3$ is around 10% for all methods (Tab.1). In other words, the dispersion of 80% of the population ($|10\% - 90\%|$) is not higher than 10% of relative difference.
According to the second indicator S (cf. Tab. 2), this dispersion can be explained by the internal errors announced for the results, because $D3$ of the indicator S is not greater than 2.6. Moreover, $D3$ is often relatively small presumably because all teams worked with the same light curves.

$\Delta\nu$ index (Tables 3-4)

Remark : Thomas has no values for $\Delta\nu$

- Bias: From the medians values (Tab. 3), one can say that Raphaël has systematically a significant positive bias, i.e. an over-estimation of the $\Delta\nu$ determination with respect to the other methods, of around 1.5% with Benoit and Saskia, up to 9% with Savita. The other methods are compatible by pairs, except between Benoit and Savita that has a significant bias of about 5%. These conclusions are confirmed by the Table 4.

- Symmetry: $D1$ and $D2$ of Tab. 3 show that there is no pronounced asymmetry except for Savita, who has an asymmetry towards higher values with Raphaël and Benoit. Slightly less with Saskia.
- Dispersion: For Raphaël, the dispersion given by $D3$ for $\Delta\nu$ (Tab. 3) with Benoit and Saskia is around 15%. Between Benoit-Saskia, it is very low, about 4.5%. Between Savita and the other methods, the dispersion is much higher because of the asymmetry of distributions.

The dispersion $D3$ between Raphaël-Saskia and Benoit-Saskia can be explained by the internal errors associated to each method. Indeed, the value of the indicator S (Tab. 4) is lower than 2.6. However, between Raphaël-Benoit, the value of $D3$ shows a dispersion much greater than expected: almost four times higher ($D3 \simeq 10$).

In order to understand this high value of $D3$ for S between Raphaël-Benoit, we computed the median of the relative errors for each method: $\text{median}(\text{err}(\Delta\nu)/\Delta\nu)$. We get:

- Raphaël: 1.59%
- Benoit: 0.88%
- Saskia: 6.12%
- Savita: 5.00%

We see that Raphaël and Benoit have very low internal errors of $\Delta\nu$ in comparison with Saskia and Savita. That explains the fact that the dispersion for S between Raphaël-Benoit is higher than expected.

Moreover, in spite of the very low estimate errors of Benoit, the dispersion of S between Benoit and Saskia remains very low because they have very similar values of $\Delta\nu$. To give an order of magnitude, out of 228 common stars, 190 have the same values to 10^{-1} , and 18 to 10^{-2} . That explains why the median is equal to zero for both indicators, $Diff$ and S , between Benoit-Saskia, and why the dispersion for $Diff$ (Tab. 3) is so low.

3 Conclusion

In view of these results of cross-comparisons, we can conclude that:

- Bias : For ν_{max} , the bias is around 2-3% and for $\Delta\nu$, up to 9%.
- Symmetry : In general, distributions are relatively symmetric, except for Savita's method that shows always an asymmetry especially for ν_{max} . However, these asymmetry is much smaller with Saskia both for ν_{max} and for $\Delta\nu$.
- Dispersion : The dispersion for 80% of the population is quite small for ν_{max} and $\Delta\nu$: about 10% on average for the relative difference $Diff$ (without counting Savita's method that shows a strong dispersion due to the asymmetry of ditribution). The indicator S shows that this dispersion is not significant taking into account the internal errors announced by different teams except for the comparison Raphaël-Benoit for $\Delta\nu$. Indeed, Raphaël and Benoit have very low estimates of internal errors of $\Delta\nu$ in comparison with Saskia and Savita. They have relative errors respectively of 1.6 and 0.9%, against 6.1 and 5.0% for respectively Saskia and Savita.

Otherwise, we note Benoit and Saskia give results very similar between them for several stars.

- Outliers : Some cross-comparisons show more or less outliers (values very distant of the median) but they remains globally marginal. Most often, they are due to false detections of one or both methods.

4 Tables

The four following tables summarize the results given by both indicators ($Diff$ and S) for both seismic indices (ν_{max} and $\Delta\nu$). The first number corresponds to the number of common object between the method A and B . Below we find the median, then the difference between the 10th percentiles and the median ($D1$), the difference between the 90th percentiles and the median ($D2$) and finally the distance between the 10th percentiles and the 90th percentiles ($D3$).

Table 1: $Diff(\nu_{max})$ - Cross-comparison for the seismic quantity ν_{max} using the indicator $Diff$.

	Method A \ Method B	Benoit	Saskia	Savita	Thomas
# common object	Raphael	362	171	200	259
median		$-0.022^{+0.002}_{-0.002}$	$-0.028^{+0.006}_{-0.001}$	$0.013^{+0.008}_{-0.010}$	$-0.007^{+0.002}_{-0.005}$
$D1$		-0.060	-0.055	-0.138	-0.047
$D2$		0.040	0.046	0.874	0.040
$D3$		0.100	0.101	1.012	0.087
# common object	Benoit	—	252	287	387
median		—	$-0.002^{+0.003}_{-0.002}$	$0.030^{+0.008}_{-0.008}$	$0.012^{+0.001}_{-0.002}$
$D1$		—	-0.046	-0.181	-0.033
$D2$		—	0.043	0.850	0.048
$D3$		—	0.089	1.031	0.081
# common object	Saskia	—	—	77	247
median		—	—	$0.010^{+0.008}_{-0.015}$	$0.016^{+0.002}_{-0.004}$
$D1$		—	—	-0.155	-0.039
$D2$		—	—	0.115	0.058
$D3$		—	—	0.270	0.097
# common object	Savita	—	—	—	144
median		—	—	—	$0.030^{+0.008}_{-0.007}$
$D1$		—	—	—	-0.100
$D2$		—	—	—	0.963
$D3$		—	—	—	1.064

Table 2: $S(\nu_{max})$ - Cross-comparison for the seismic quantity ν_{max} using the indicator S .

	Method B		Benoit	Saskia	Savita	Thomas
	Method A					
# common object	Raphael		362	171	200	259
median			$-0.553^{+0.050}_{-0.051}$	$-0.613^{+0.105}_{-0.058}$	$0.149^{+0.073}_{-0.105}$	$-0.188^{+0.049}_{-0.119}$
$D1$			-0.903	-0.800	-1.321	-1.236
$D2$			0.939	0.948	7.507	1.281
$D3$			1.842	1.748	8.828	2.517
# common object	Benoit		—	252	287	387
median			—	$-0.034^{+0.057}_{-0.044}$	$0.333^{+0.051}_{-0.081}$	$0.306^{+0.050}_{-0.018}$
$D1$			—	-0.962	-1.956	-0.900
$D2$			—	0.893	11.167	0.974
$D3$			—	1.855	13.123	1.873
# common object	Saskia		—	—	77	247
median			—	—	$0.092^{+0.124}_{-0.142}$	$0.389^{+0.068}_{-0.074}$
$D1$			—	—	-2.158	-1.036
$D2$			—	—	0.960	1.097
$D3$			—	—	3.118	2.133
# common object	Savita		—	—	—	144
median			—	—	—	$0.270^{+0.083}_{-0.062}$
$D1$			—	—	—	-1.021
$D2$			—	—	—	5.343
$D3$			—	—	—	6.364

Table 3: $Diff(\Delta\nu)$ - Cross-comparison for the seismic quantity $\Delta\nu$ using the indicator $Diff$.

	Method B		Benoit	Saskia	Savita
	Method A				
# common object	Raphael		362	159	200
median			$0.014^{+0.004}_{-0.002}$	$0.015^{+0.005}_{-0.003}$	$0.086^{+0.032}_{-0.029}$
$D1$			-0.074	-0.072	-0.300
$D2$			0.083	0.070	0.723
$D3$			0.158	0.142	1.023
# common object	Benoit		—	228	287
median			—	$0.000^{+0.003}_{-0.000}$	$0.054^{+0.013}_{-0.013}$
$D1$			—	-0.020	-0.301
$D2$			—	0.025	0.642
$D3$			—	0.045	0.943
# common object	Saskia		—	—	62
median			—	—	$0.023^{+0.010}_{-0.022}$
$D1$			—	—	-0.290
$D2$			—	—	0.345
$D3$			—	—	0.635

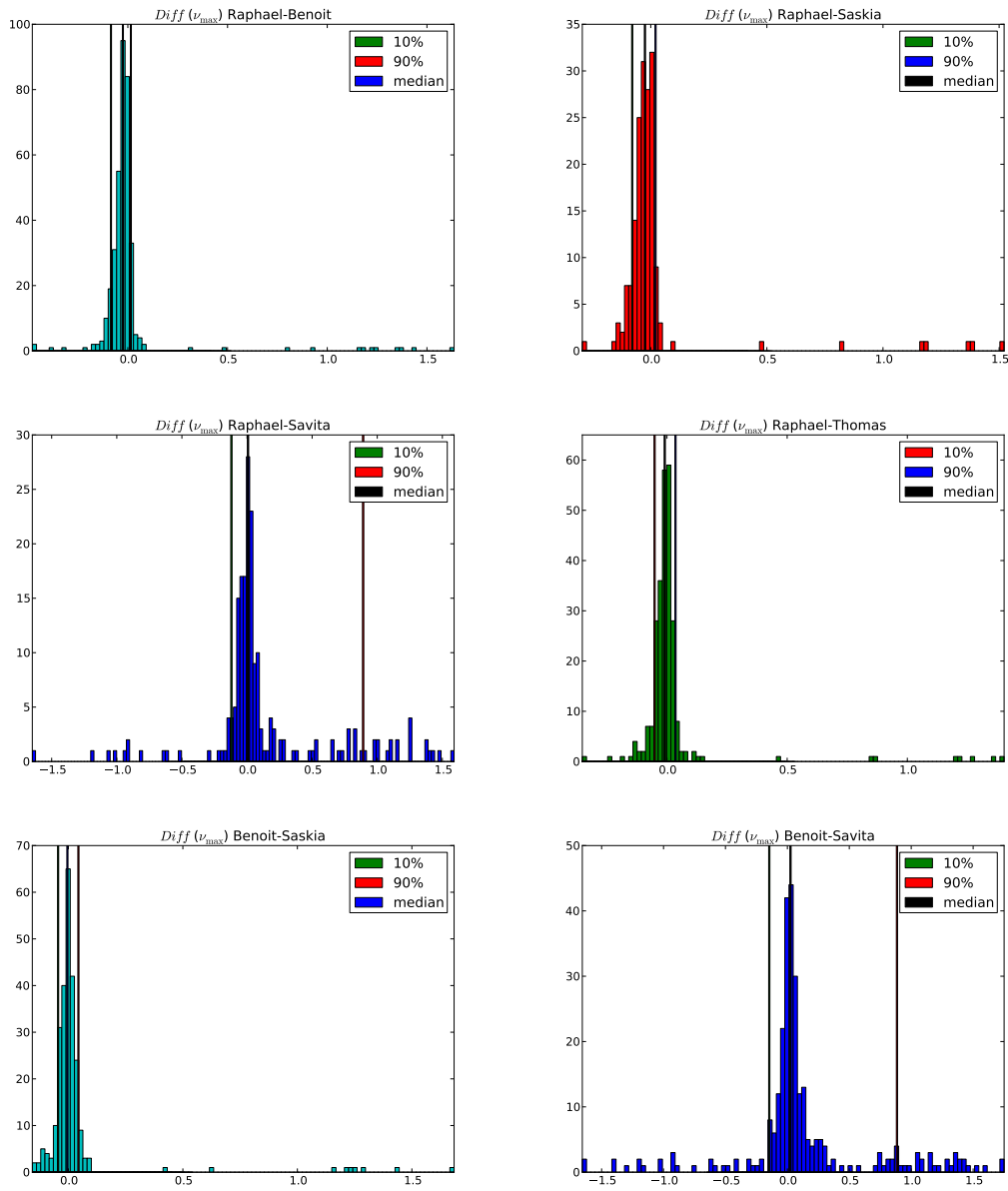
Table 4: $S(\Delta\nu)$ - Cross-comparison for the seismic quantity $\Delta\nu$ using the indicator S .

	Method B		Benoit	Saskia	Savita
	Method A				
# common object	Raphael		362	159	200
median			$0.756^{+0.316}_{-0.120}$	$0.205^{+0.087}_{-0.038}$	$1.843^{+0.476}_{-0.723}$
$D1$			-4.439	-1.112	-5.666
$D2$			5.533	1.282	17.147
$D3$			9.972	2.394	22.813
# common object	Benoit		—	228	287
median			—	$0.000^{+0.032}_{-0.000}$	$1.098^{+0.461}_{-0.291}$
$D1$			—	-0.303	-5.364
$D2$			—	0.384	18.675
$D3$			—	0.687	24.039
# common object	Saskia		—	—	62
median			—	—	$0.272^{+0.180}_{-0.255}$
$D1$			—	—	-3.124
$D2$			—	—	4.699
$D3$			—	—	7.823

5 Figures

The following histograms show the distribution of cross-comparisons, for both seismic indices (ν_{max} and $\Delta\nu$) with both indicators ($Diff$ and S). We overplotted on each histogram the three quantiles: 10%, 50% (median) and 90%, by straight vertical lines.

Figure 1: $Diff(\nu_{max})$ - Set of histograms of cross-comparison for the seismic index ν_{max} with the indicator $Diff$.



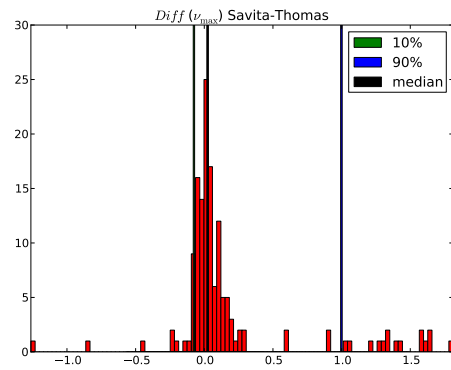
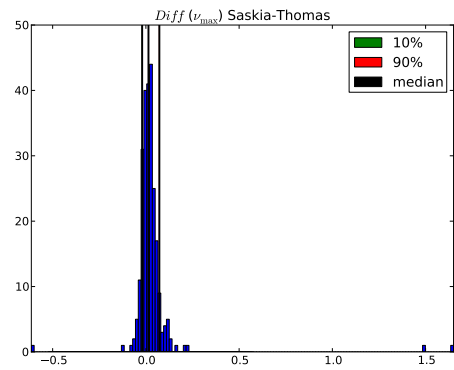
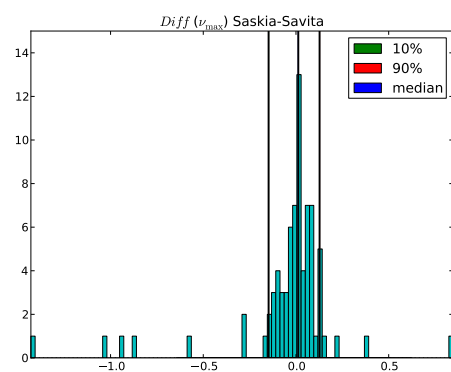
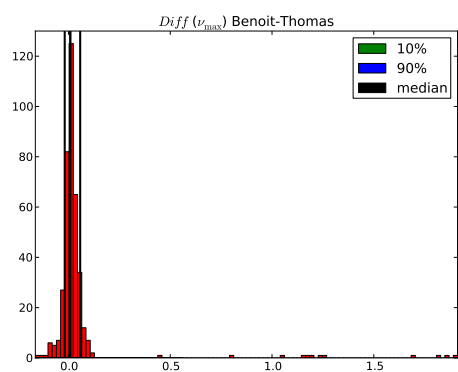
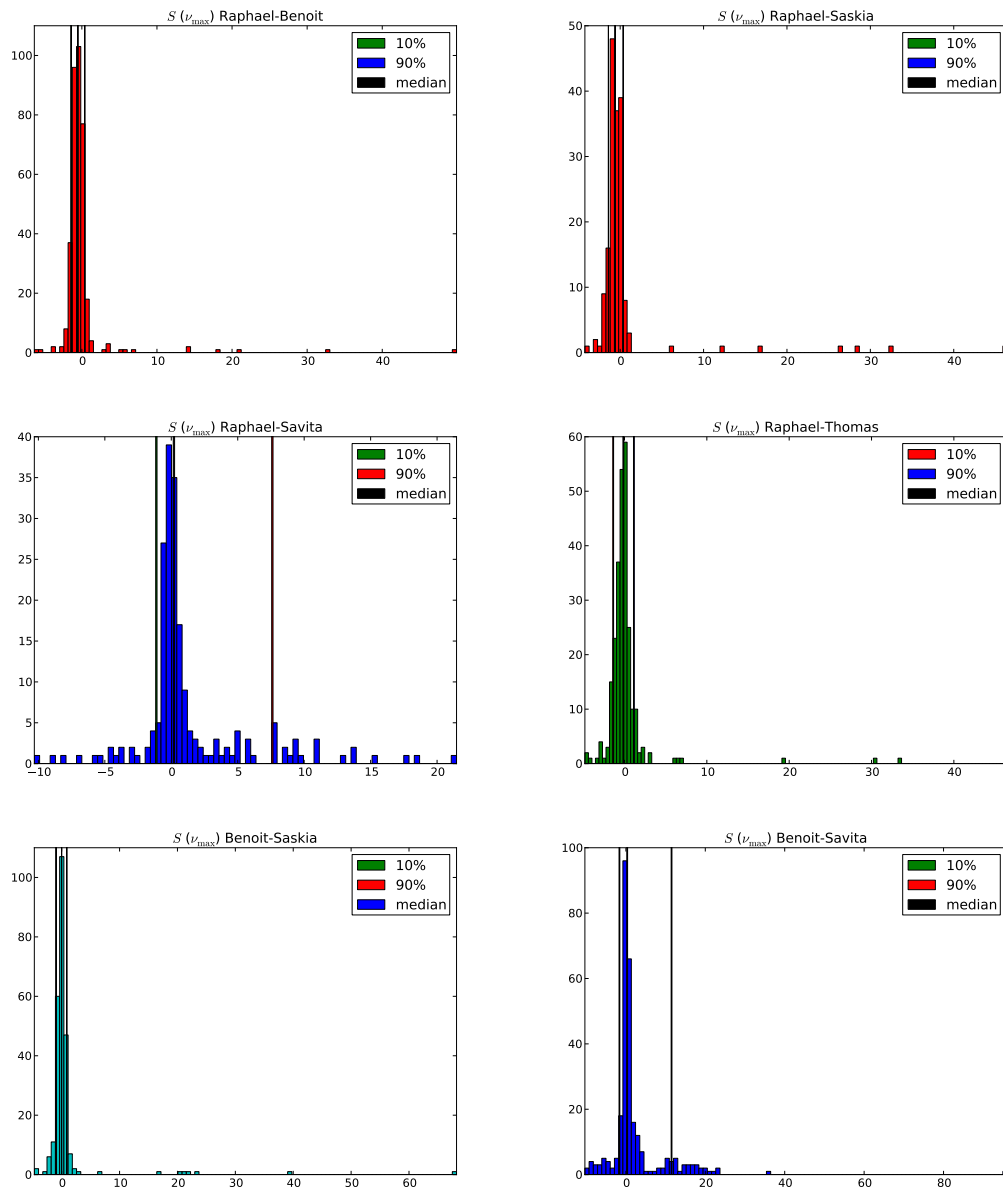


Figure 2: $S(\nu_{max})$ - Set of histograms of cross-comparison for the seismic index ν_{max} with the indicator S .



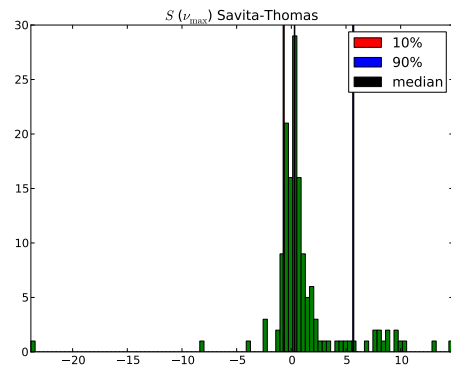
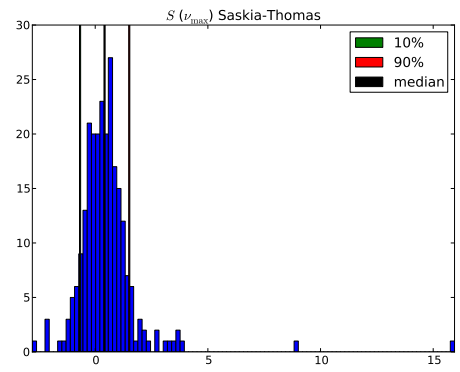
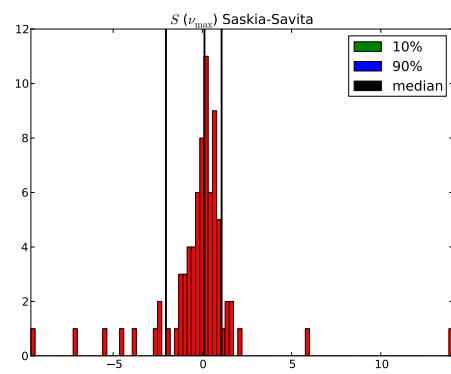
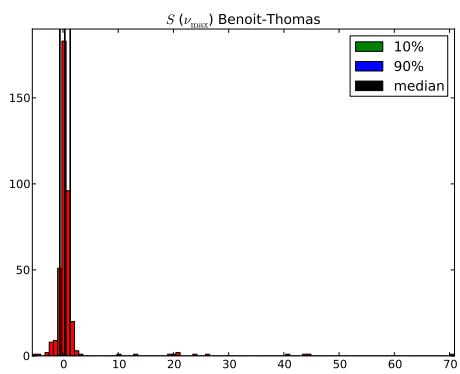


Figure 3: $Diff(\Delta\nu)$ - Set of histograms of cross-comparison for the seismic index $\Delta\nu$ with the indicator $Diff$.

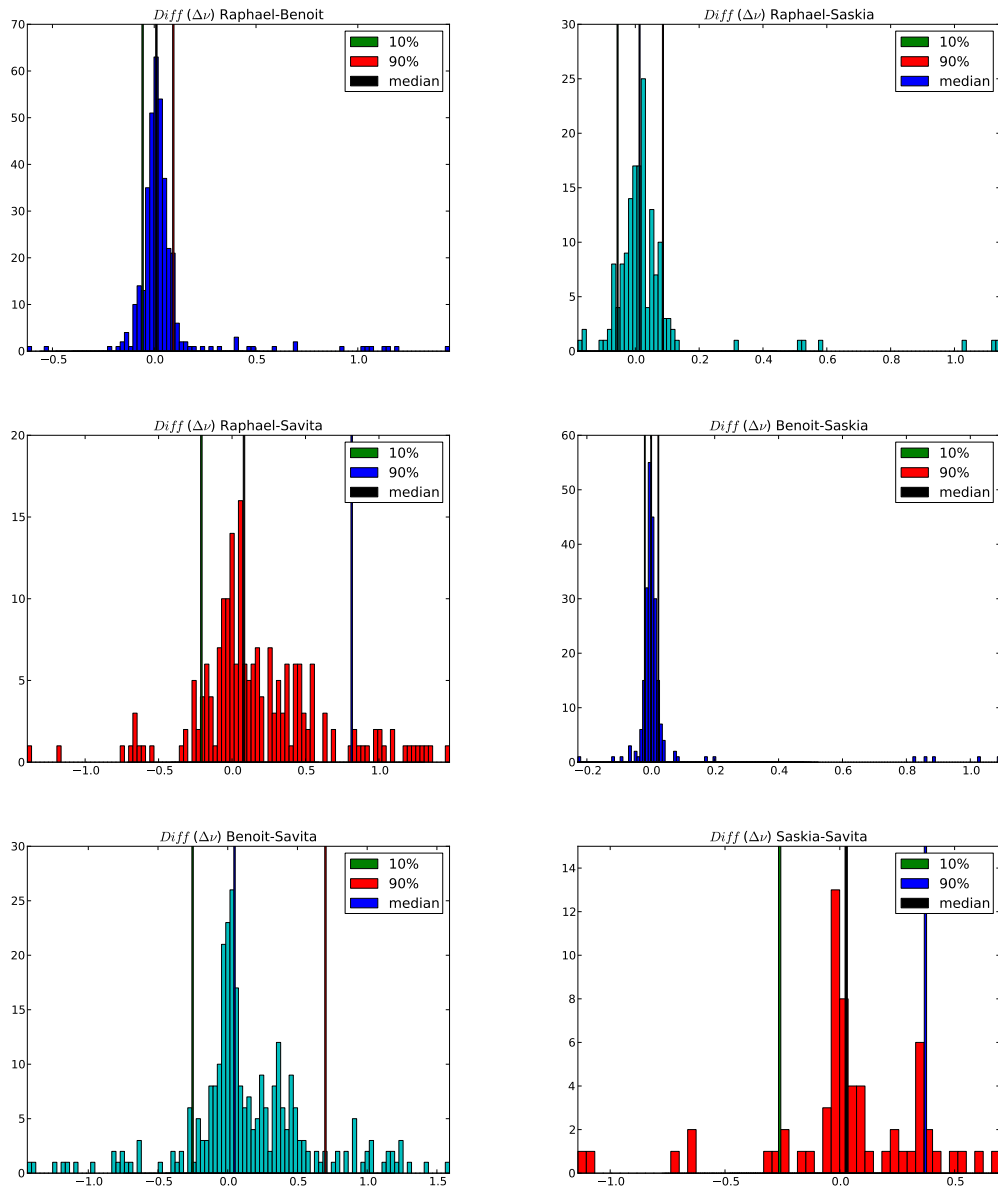
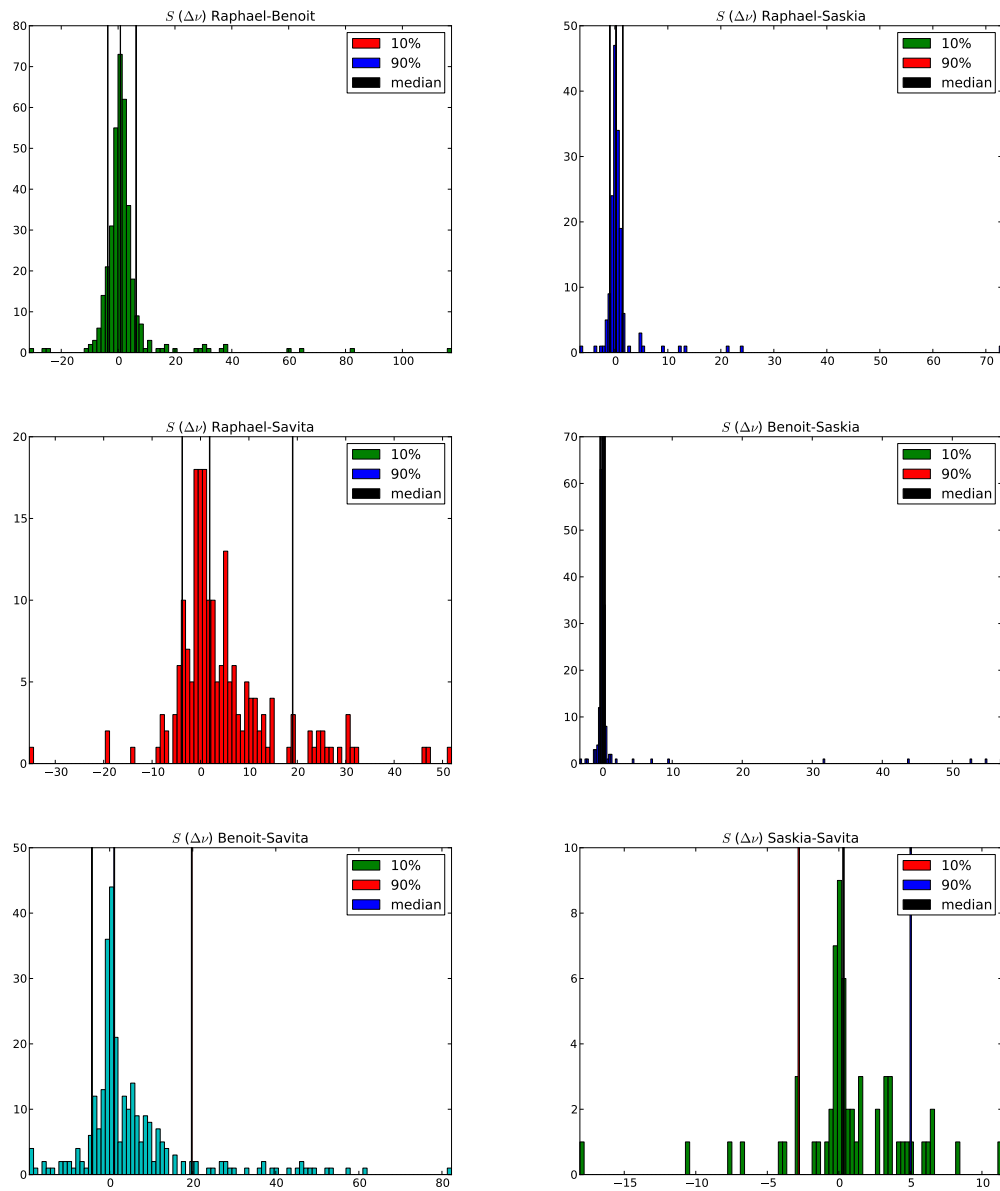


Figure 4: $S(\Delta\nu)$ - Set of histograms of cross-comparison for the seismic index $\Delta\nu$ with the indicator S .



4.2 Tests des méthodes ACF-MDC et MLEUP sur des données simulées

Au chapitre précédent, nous avons vu la description de deux méthodes : l'ACF-MDC et le MLEUP. Dans ce chapitre, nous allons comparer leurs performances à l'aide d'un simulateur de courbes de lumière. Le but de ce travail est multiple. Tout d'abord, il nous servira à quantifier la précision et l'exactitude de ces méthodes, c'est à dire les dispersions et les biais, ainsi que leurs erreurs internes par rapport aux dispersions réelles des résultats. Ensuite, il nous permettra d'étudier l'influence des modes mixtes et du stade évolutif sur l'analyse. Puis, en considérant un bruit blanc et un temps d'observation représentatifs des observations CoRoT et Kepler, nous pourrons analyser les effets liés aux conditions d'observations des deux instruments. Enfin, grâce à ces simulations, nous aurons la possibilité de comparer de manière objective les méthodes ACF-MDC et MLEUP. Cette approche repose sur le fait que ces travaux publiés ces dernières années suggèrent que la compréhension des spectres des géantes rouges est très avancée et que nous pouvons avoir relativement confiance dans le modèle utilisé dans le simulateur.

4.2.1 Description du simulateur de courbes de lumière

Le simulateur de courbes de lumière utilisé est le « *Stellar Light-Curve Simulator* » (SLS) développé par Réza Samadi. Il a pour but de simuler des courbes de lumière contenant les oscillations stochastiquement excitées, la granulation et le bruit blanc. En revanche, l'activité n'est pas considérée.

Tout d'abord, le simulateur génère individuellement le spectre de Fourier des trois composantes de la manière suivante :

- Concernant les oscillations, le SLS propose deux options pour décrire les modes : soit en fournissant en entrée un jeu de fréquences théoriques calculées à l'aide du code de pulsation adiabatique ADIPLS (Christensen-Dalsgaard 2008), soit par l'UP avec les modes mixtes dipolaires (éq. (2.11)). Nous utiliserons la deuxième option qui est plus simple à mettre en œuvre.
- Pour la granulation, le SLS s'inspire des résultats de Kallinger et al. (2014), à savoir : le simulateur calcule les deux composantes de la granulation modélisées par deux pseudo-lorentziennes (cf. éq. (2.12)), avec α_i fixé à 4 pour les deux composantes ; P_i et τ_i sont déterminées par les relations d'échelles de Kallinger et al. (2014).
- Enfin, le bruit blanc est la somme du bruit de photon et du bruit instrumental (cf. section 2.2.1) qui dépendent tout deux du flux de l'étoile et des

niveaux de référence de bruit spécifique à l'instrument d'observation (CoRoT, *Kepler*).

Ensuite, par TF inverse de la somme des composantes, le simulateur génère la courbe de lumière.

4.2.2 Les paramètres des courbes de lumière simulées

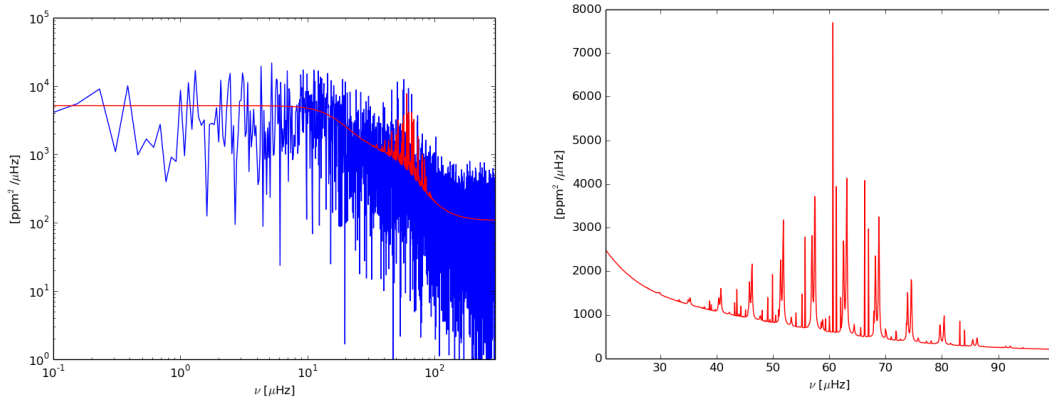


Figure 4.1: À gauche : La courbe rouge correspond au spectre théorique simulée à partir du spectre théorique d'oscillations incluant les modes mixtes dipolaires, et suivant Kallinger et al. (2014) pour la granulation.

La courbe bleue est la PSD simulée d'une étoile du clump représentative des conditions d'observation CoRoT et pour une réalisation donnée. À droite : Zoom sur le spectre théorique d'oscillations. À comparer avec la figure 3.5 qui représente l'UP, ne contenant que des modes p purs, utilisé dans la méthode MLEUP pour ajuster les oscillations.

Notre objectif est d'analyser les séries temporelles de géantes rouges observées par le satellite CoRoT et *Kepler*. Ces deux satellites ont des conditions d'observations différentes, comme la durée d'observation (T), l'échantillonnage (dt), le temps d'intégration (t_i), le niveau de bruit intrinsèque, la magnitude typique de l'étoile (V) et l'intervalle de fréquences ν_{max} où les indices sismiques peuvent être correctement déterminés. Afin de prendre en considération ces différentes caractéristiques, nous allons simuler un ensemble de données spécifiques à chaque instrument (cf. tableaux 4.1 et 4.2) :

- Pour CoRoT, nous prendrons un temps d'observation de $T = 150$ jours (correspondant aux long runs), un échantillonnage $dt = 512$ s et une magnitude stellaire de $V = 13$. Malgré une fréquence de Nyquist $\nu_{\text{Nyq}}^{\text{CoRoT}} \sim 976 \mu\text{Hz}$,

nous simulerons des courbes de lumière dont la fréquence ν_{\max} ira de 10 à 110 μHz à cause de la fréquence orbitale et ses modulations à 24 h (voir section 2.1.2). Le pas en ν_{\max} sera fixé à 20 μHz .

- Dans le cas de *Kepler*, $T = 1000$ jours, $dt = 1740$ s (également pour les long runs) et $V = 12$. Les simulations iront de la fréquence $\nu_{\max} = 10$ à 310 μHz , soit au-delà de la fréquence de Nyquist ($\nu_{\text{Nyq}}^{\text{Kepler}} \simeq 287$ μHz) afin d'étudier les effets du repliement autour de celle-ci et par conséquent d'observer les limites des méthodes. Le pas entre les simulations sera de 30 μHz .

À magnitude donnée, le bruit intrinsèque de *Kepler* est plus faible que celui de CoRoT, notamment à cause du fait que leurs miroirs primaires n'ont pas le même diamètre. En effet, CoRoT a un diamètre de $\varnothing=30$ cm, contre $\varnothing=95$ cm pour *Kepler*

Afin de prendre en compte le temps d'intégration t_i , nous multiplions le spectre de granulation et d'oscillations par le facteur d'atténuation $\eta(\nu)$ (cf. section 2.1.1), de la même manière que nous l'avons utilisé dans le modèle de la méthode MLEUP (éq. (3.11)). Le facteur d'atténuation $\eta(\nu)$ est d'autant plus important qu'on s'approche de la fréquence de Nyquist. Dans le cas de *Kepler*, l'effet sera important puisque notre analyse s'étend jusqu'à sa fréquence de Nyquist, tandis que pour CoRoT, nous nous arrêtons à 110 μHz , soit très loin de $\nu_{\text{Nyq}}^{\text{CoRoT}}$.

À chaque valeur de ν_{\max} , trois types de courbes de lumières seront simulées. Deux de ces courbes de lumière simulent respectivement des étoiles du clump et de la branche des géantes rouge (RGB). Ces étoiles sont similaires en terme de mode p et diffèrent par leurs modes mixtes (voir section 2.2.2). Elles nous serviront pour étudier l'effet du stade évolutif. La troisième courbe de lumière, sans modes mixtes, servira de référence afin d'étudier l'effet des modes mixtes sur l'analyse des indices sismiques.

Les modes mixtes sont caractérisés par deux variables : $\Delta\Pi_1$, l'espacement en période des modes de gravité (en seconde) et q , le coefficient de couplage (sans dimension). Les valeurs de ces deux paramètres sont prises de Vrad et al. (2016). Dans le cas des étoiles RGB, $\Delta\Pi_1$ dépend de $\Delta\nu$ suivant la relation : $\Delta\Pi_1 = 43\Delta\nu^{0.25}$ (Vrad et al. 2016). Pour les étoiles du clump, on considérera $\Delta\Pi_1$ comme fixe, donc indépendant de $\Delta\nu$ (Mosser et al. 2012c; Vrad et al. 2015). Par ailleurs, ces étoiles sont restreintes dans l'intervalle $3 \mu\text{Hz} \lesssim \Delta\nu \lesssim 9 \mu\text{Hz}$, correspondant à environ $30 \mu\text{Hz} \lesssim \nu_{\max} \lesssim 90 \mu\text{Hz}$ (d'après la relation d'échelle de Mosser et al. 2012a).

Nous avons vu à la section 2.2.2 que les oscillations étaient entachées du bruit de réalisation à cause de leur nature stochastique. Hekker et al. (2011b) ont étudié son effet sur l'analyse d'indices sismiques à l'aide de simulations et ont montré que son impact n'était pas négligeable dans le cas des données

disponibles actuellement (cf. section 2.3.3). Ainsi, pour étudier la variation des résultats induite par le bruit de réalisation et donc obtenir *in fine* des résultats statistiquement fiables en terme de biais, dispersion, etc., nous simulerons 1000 courbes de lumière pour chaque valeur de ν_{\max} et chaque type d'étoile.

Finalement, pour le satellite CoRoT, nous simulerons : 3 types de courbes de lumière \times 6 valeurs de ν_{\max} \times 1000 réalisations, soit l'équivalent de 18.000 courbes de lumière générées. Dans le cas de *Kepler*, on a : 3 types de courbes de lumière \times 11 valeurs de ν_{\max} \times 1000 réalisations, soit au total 33.000 courbes de lumières générées.

Les tableaux 4.1 et 4.2 résument les paramètres d'entrée pour les différents jeux de courbes de lumière simulées pour des étoiles du type CoRoT et *Kepler*.

Satellite	Simulations		Mag V
	durée (<i>jour</i>)	échantillonnage (<i>s</i>)	
CoRoT	$T = 150$	$dt = 512$	$V = 13$
<i>Kepler</i>	$T = 1000$	$dt = 1740$	$V = 12$

Table 4.1: Paramètres des simulations décrivant les conditions d'observations des satellites CoRoT et *Kepler*.

Paramètre	Modes mixtes		sans modes mixtes
	RGB	Clump	
$\Delta\Pi_1(s)$	$43\Delta\nu^{0,25}$	270	—
q	0,17	0,27	—
CoRoT ν_{\max}			
Intervalle (μHz)	10 à 110	30 à 90	10 à 110
Pas (μHz)	20	20	20
<i>Kepler</i> ν_{\max}			
Intervalle (μHz)	10 à 190	40 à 70	10 à 190
Pas (μHz)	30	30	30

Table 4.2: Paramètres des simulations ($\Delta\Pi_1$, q et ν_{\max}) pour les deux stades évolutifs considérés : RGB et clump, et pour les simulations sans mode mixte qui serviront de référence.

4.2.3 Analyse des résultats obtenus avec les simulations

Nous étudions dans cette section les résultats des analyses faites avec les méthodes ACF-MDC et MLEUP sur les jeux des courbes de lumière simulées représentatives des observations *Kepler* et CoRoT. Tout d'abord, nous commentons le paramètre *VR* (pour « Valid Results ») qui indique le pourcentage des résultats valides sur les 1000 réalisations, pour une valeur de ν_{\max} et un type de courbe de lumière donné. Sont considérés comme valides les résultats qui respectent les deux critères suivants : Premièrement, les ajustements doivent avoir correctement convergé. Deuxièmement, la hauteur de l'enveloppe d'autocorrelation $\mathcal{A}_{\text{EACF}}$ doit être supérieure ou égale au seuil de réjection $\mathcal{A}_{\text{seuil}}$, que l'on fixe ici à 8,0 (cf. chapitre 3). Ensuite, nous discutons des performances des deux méthodes suivant trois indicateurs (voir Fig. 4.2) :

1. Le biais

Le biais sera déterminé en calculant la différence relative entre la médiane des résultats valides et la valeur théorique (i.e. valeur d'entrée) : $\text{biais} = (\text{mediane}(X) - X_{\text{th}}) / X_{\text{th}}$, avec X la valeur mesurée d'un paramètre donné et X_{th} la valeur théorique correspondante.

2. La dispersion des résultats

La dispersion des résultats d'une méthode est déduite par les différences relatives entre la valeur médiane et le pourcentile 16% d'une part et 84% d'autre part : $\sigma_{\pm} = |q_{\pm} - \text{mediane}(X)| / X_{\text{th}}$, avec $q_{\pm} = \pm 34\%$ autour de la médiane. La comparaison entre σ_{+} et σ_{-} nous permet de savoir si la distribution des résultats est symétrique ou non.

3. Les erreurs internes

On calcule le rapport entre la médiane des erreurs internes δX renvoyées par la méthode d'analyse et la valeur théorique : $\text{err}_{\pm} = \text{mediane}(\delta X) / X_{\text{th}}$. Ce sont des erreurs formelles que l'on compare à la dispersion caractérisée par l'indicateur précédent.

Un biais sera considéré comme significatif si l'écart entre la médiane et la valeur théorique est plus grand que la dispersion des résultats. Les erreurs internes constituent les seules estimations d'erreurs disponibles dans les analyses des données réelles. Ici, nous utilisons les simulations pour déterminer dans quelle mesure ces erreurs internes sont bien représentatives des dispersions de mesures réelles.

Pour les raisons expliquées dans la section 2.3.1, nous ne pouvons pas comparer directement les valeurs des paramètres de granulation P_{gran} , τ_{gran} et α_{gran} données par nos méthodes avec celles du simulateur car le nombre de composantes de

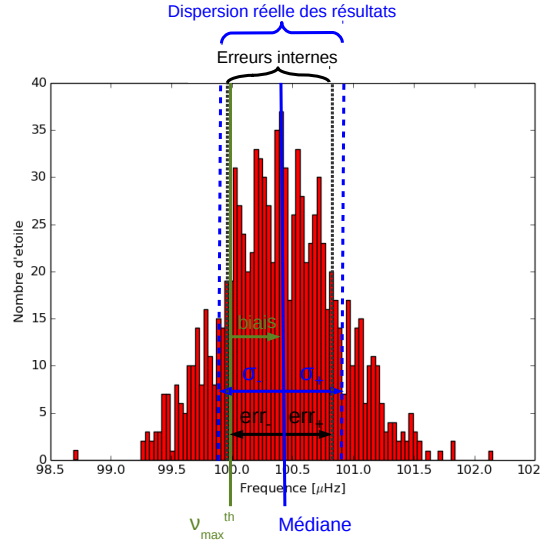


Figure 4.2: Histogramme illustrant les trois indicateurs utilisés pour l'étude des résultats des simulations. Il s'agit ici des résultats du paramètre ν_{\max} à la fréquence $\nu_{\max} = 100 \mu\text{Hz}$ obtenu avec la méthode MLEUP pour les simulations RGB, représentatives des conditions d'observations *Kepler* (cf. Fig. 4.11). Le biais est de 0,4%, mais n'est pas significatif au regard de la dispersion des résultats. Cette dernière est de $\pm 0,5\%$. Enfin, les erreurs internes sont cohérentes avec la dispersion.

granulation et les fonctions utilisées diffèrent. On comparera donc les paramètres σ^2 , la variance de la fluctuation de la luminosité et τ_{eff} , le temps effectif.

Résultats de la méthode ACF-MDC

- Nombre de résultats valides VR
 Pour les simulations *Kepler*, la méthode ACF-MDC présente d'excellentes performances de $\nu_{\max} = 10$ à $160 \mu\text{Hz}$, avec quasiment 100% de résultats valides. VR chute ensuite rapidement ($VR \lesssim 10\%$) après la fréquence $\nu_{\max} = 200 \mu\text{Hz}$. Ce comportement est légèrement accentué par la présence des modes mixtes. Ceci peut s'expliquer par le fait qu'à partir de $\nu_{\max} \sim 200 \mu\text{Hz}$, la fréquence de Nyquist commence à intervenir en causant, d'une part le repliement de certaines fréquences propres du spectre d'oscillations, perturbant ainsi l'ajustement de la PSD lissée, d'autre part l'atténuation devient de moins en moins négligeable, diminuant le rapport signal à bruit.

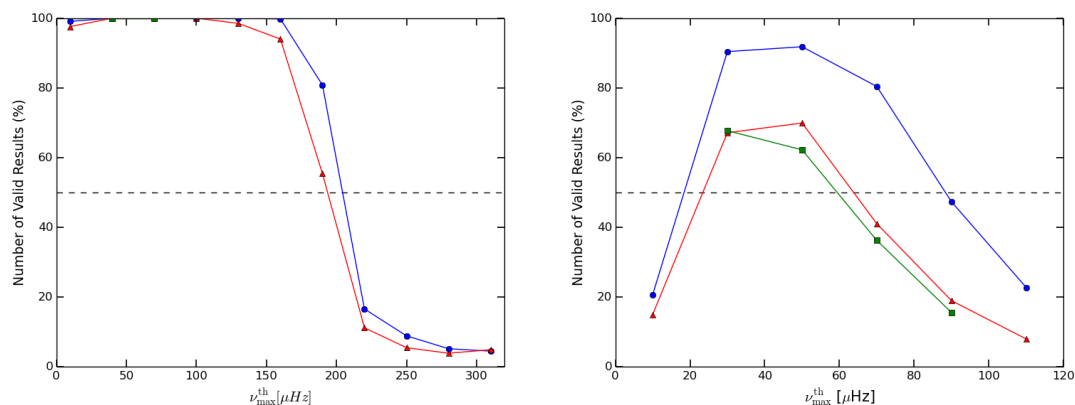


Figure 4.3: Figures représentant le pourcentage de résultats valides (VR) en fonction de la fréquence ν_{\max} obtenu avec la méthode ACF-MDC pour les simulations du type *Kepler* (à gauche) et *CoRoT* (à droite). Les cercles bleus correspondent aux simulations sans modes mixtes, les triangles rouges, à celles de la RGB et les carrés verts, à celles du clump.

Pour les simulations *CoRoT*, VR a une forme de cloche. Cette forme est principalement dictée par le deuxième critère de validation donné par l'ACF ($\mathcal{A}_{\text{EACF}} \geq 8, 0$) qui est très sensible à la durée des observations et au rapport signal sur bruit, qui sont nettement plus en défaveur de *CoRoT* que de *Kepler* (cf. section 4.2.2). D'où la différence du nombre de résultats valides entre les deux satellites.

Nous obtenons plus de 50% de résultats valides sur l'intervalle de fréquences $25 \mu\text{Hz} \lesssim \nu_{\max} \lesssim 65 \mu\text{Hz}$ pour les simulations RGB et clump. La différence entre les deux stades évolutifs est faible (de l'ordre de 5% en défaveur du clump). En deçà de cet intervalle ($\nu_{\max} < 25 \mu\text{Hz}$), le temps d'observation est le principale facteur qui limite le taux de résultats valides. En effet, plus le temps d'observation est court, moins les modes d'oscillations sont résolus. Par ailleurs, le nombre de modes est plus faible à basse fréquence. Ces deux effets se combinent et induisent un niveau de corrélation plus faible. À plus haute fréquence ($\nu_{\max} > 65 \mu\text{Hz}$), la hauteur des oscillations devient du même ordre que le bruit, il devient alors plus difficile de détecter les modes. On constate que la présence de modes mixtes abaisse significativement les performances (d'un facteur 1,3 à 2). Cette différence suggère que les performances de la méthode ACF-MDC sont perturbées par la présence de modes mixtes. Ce résultat n'est pas étonnant dans la mesure où les modes mixtes perturbent la régularité des modes, qui est plus évidente lorsqu'il n'y a que des modes purs (cf. Fig. 3.5 et 4.1).

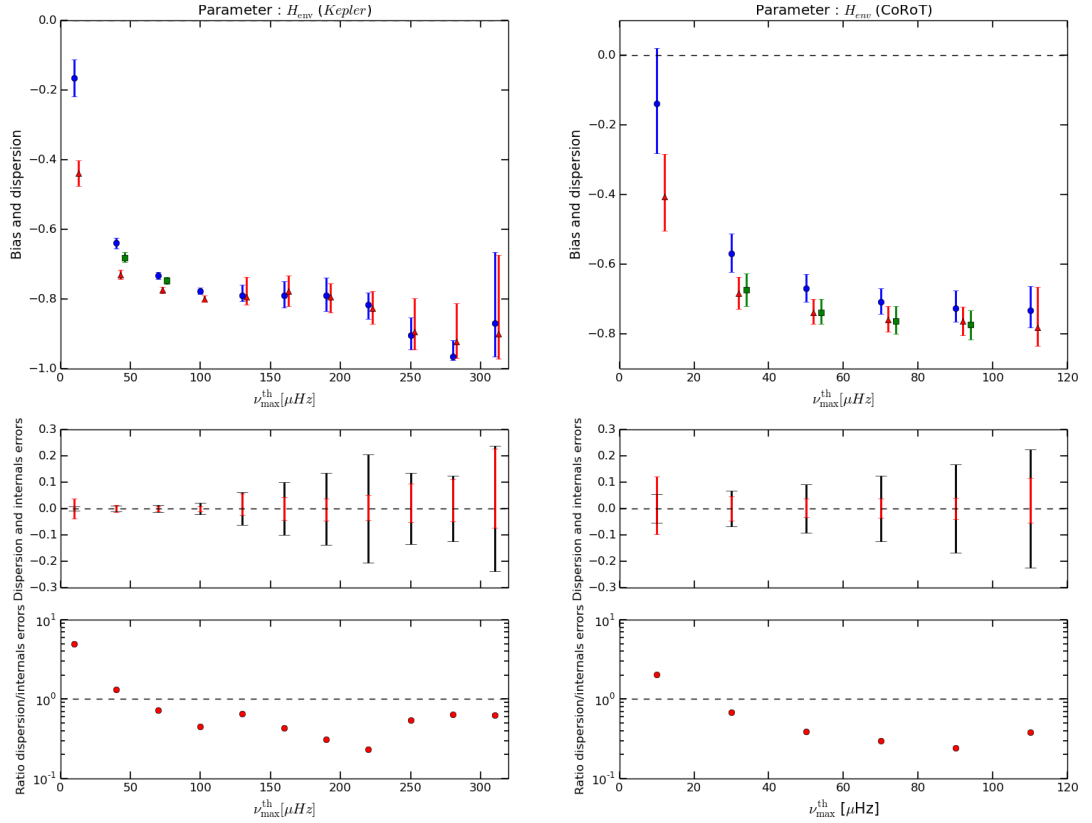


Figure 4.4: Figures représentant les résultats obtenus avec le paramètre H_{env} en fonction de la fréquence ν_{\max} obtenus avec la méthode ACF-MDC pour les simulations du type *Kepler* (à gauche) et *CoRoT* (à droite).

En haut : Les cercles bleus représentent l'indicateur *biais* pour les simulations sans mode mixte ; les triangles rouges, pour celles de la RGB et les carrés verts, pour celles du clump. Les trois types de courbes de lumière sont volontairement légèrement décalés en fréquence pour une meilleure visibilité. Les barres d'erreurs en couleur correspondent à la dispersion réelle σ_+ et σ_- des résultats autour de la médiane à $\pm 34\%$.

Au milieu : En rouge, la dispersion réelle des résultats σ_{\pm} pour les simulations RGB et en noir, la médiane des erreurs internes err_{\pm} . Ici, la médiane des résultats est mise à zéro afin de mieux apprécier la différence entre σ_+ et σ_- , soit la symétrie des résultats autour de la médiane.

En bas : Rapport entre la dispersion σ_{\pm} et les erreurs internes err_{\pm} .

- Les paramètres sismiques

- Paramètre H_{env}

H_{env} présente un biais significatif au regard de la dispersion de

l'ordre de -80% en moyenne comme le montre les simulations *Kepler* et CoRoT. Cela veut dire que la méthode ACF-MDC sous-estime systématiquement H_{env} .

La dispersion est en moyenne de $\pm 5\%$ pour les simulations *Kepler* et CoRoT. Les erreurs internes surestiment quasiment systématiquement la dispersion d'un facteur 2 en moyenne.

Le stade évolutif induit une différence de biais de l'ordre de 5% marginalement significative, seulement pour les simulations *Kepler*. L'effet des modes mixtes n'est perceptible que sur le biais et pour les valeurs de $\nu_{\text{max}} \leq 100 \mu\text{Hz}$ pour *Kepler* et de $\nu_{\text{max}} \leq 30 \mu\text{Hz}$ pour CoRoT.

– Paramètre ν_{max}

ν_{max} exhibe un biais progressif avec la fréquence, allant de $\sim -2\%$ ($\nu_{\text{max}} = 10 \mu\text{Hz}$) à $\sim -45\%$ ($\nu_{\text{max}} = 310 \mu\text{Hz}$). Le biais est donc systématiquement négatif, traduisant la sous-estimation systématique de ν_{max} par la méthode ACF-MDC. Ce biais est significatif à quasiment toutes les fréquences.

Dans les cas des simulations *Kepler*, la dispersion dépend également de la fréquence : de $\nu_{\text{max}} = 10$ à $\simeq 100 \mu\text{Hz}$, elle est de $\pm 2\%$. Ensuite, elle passe de $\pm 7\%$ ($130 \leq \nu_{\text{max}} \leq 250 \mu\text{Hz}$) à $\pm 35\%$ ($\nu_{\text{max}} \geq 280 \mu\text{Hz}$). En ce qui concerne les simulations CoRoT, la dispersion est de 5% en moyenne pour les fréquences $\nu_{\text{max}} \leq 90 \mu\text{Hz}$. À $\nu_{\text{max}} = 110 \mu\text{Hz}$, elle double. Tant pour *Kepler* que pour CoRoT, les erreurs internes ont tendance à surestimer la dispersion d'un facteur 2 à 3.

La détermination du paramètre ν_{max} ne souffre pas significativement des modes mixtes, ni du stade évolutif.

– Paramètre $\Delta\nu$

Le biais est faible (de l'ordre du pourcent) sur toute la gamme de fréquences considérées et non significatif au regard de la dispersion, sauf à $\nu_{\text{max}} = 310 \mu\text{Hz}$ où il atteint $\simeq +40\%$.

En ce qui concerne la dispersion, la dichotomie repérée avec le paramètre VR pour les simulations *Kepler* est également présente pour $\Delta\nu$. En effet, en-dessous de la fréquence $\nu_{\text{max}} = 200 \mu\text{Hz}$, la dispersion est de $\pm 3\%$ ($\pm 8\%$ pour CoRoT), sauf à $\nu_{\text{max}} = 10 \mu\text{Hz}$, où elle est de $\pm 7\%$. Tandis qu'au-dessus, la dispersion est fortement asymétrique avec des écarts vers les valeurs négatives pouvant atteindre $\sim 40\%$. Les erreurs internes sous-estiment cette dispersion sur toute la gamme de fréquences étudiée. Dans le cas de *Kepler*, elles la sous-estiment

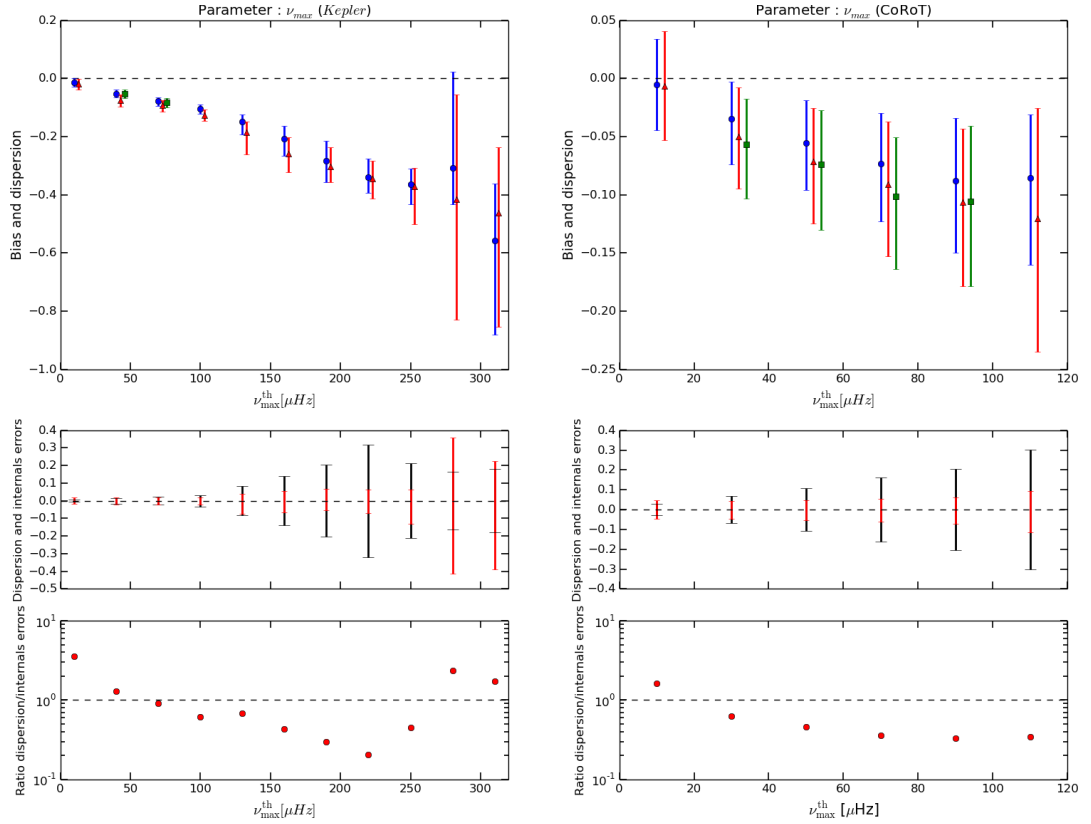


Figure 4.5: Figures représentant les résultats obtenus avec le paramètre ν_{\max} en fonction de la fréquence ν_{\max} obtenus avec la méthode ACF-MDC pour les simulations du type *Kepler* (à gauche) et *CoRoT* (à droite).

En haut : Les cercles bleus représentent l'indicateur *biais* pour les simulations sans mode mixte ; les triangles rouges, pour celles de la RGB et les carrés verts, pour celles du clump. Les trois types de courbes de lumière sont volontairement légèrement décalés en fréquence pour une meilleure visibilité. Les barres d'erreurs en couleur correspondent à la dispersion réelle σ_{+} et σ_{-} des résultats autour de la médiane à $\pm 34\%$.

Au milieu : En rouge, la dispersion réelle des résultats σ_{\pm} pour les simulations RGB et en noir, la médiane des erreurs internes err_{\pm} . Ici, la médiane des résultats est mise à zéro afin de mieux apprécier la différence entre σ_{+} et σ_{-} , soit la symétrie des résultats autour de la médiane.

En bas : Rapport entre la dispersion σ_{\pm} et les erreurs internes err_{\pm} .

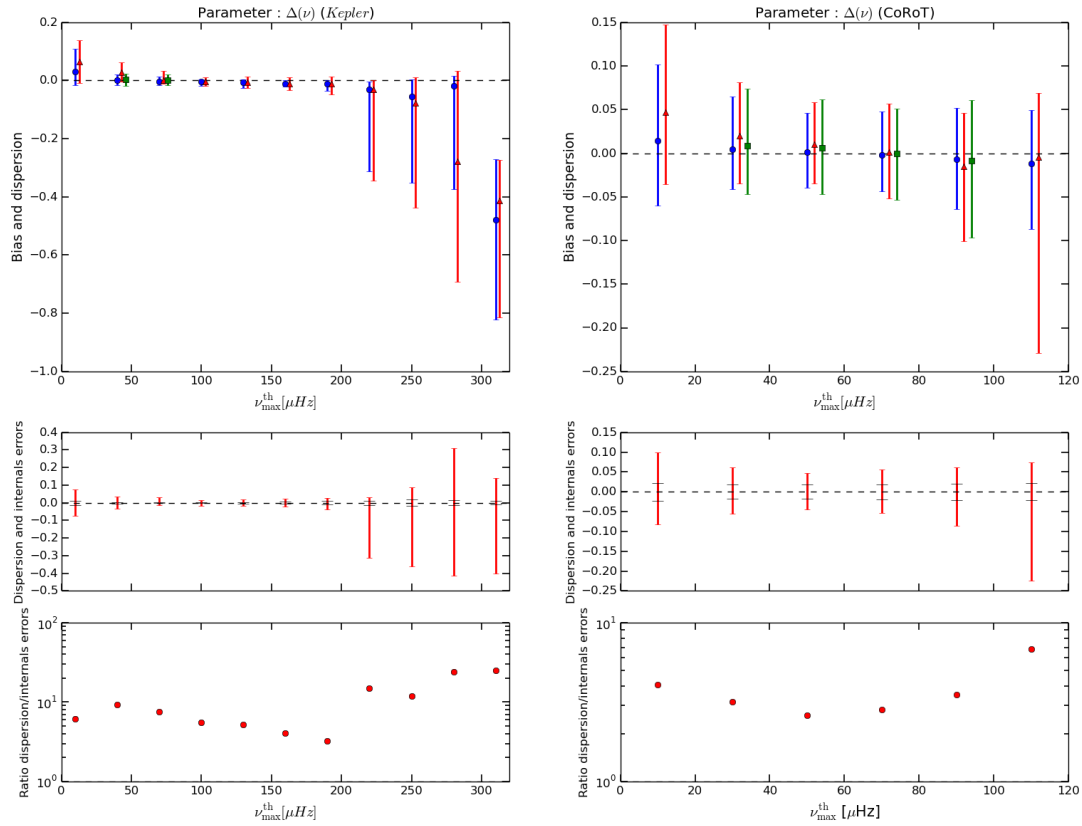


Figure 4.6: Figures représentant les résultats obtenus avec le paramètre $\Delta\nu$ en fonction de la fréquence ν_{\max} obtenus avec la méthode ACF-MDC pour les simulations du type *Kepler* (à gauche) et *CoRoT* (à droite).

En haut : Les cercles bleus représentent l'indicateur *biais* pour les simulations sans mode mixte ; les triangles rouges, pour celles de la RGB et les carrés verts, pour celles du clump. Les trois types de courbes de lumière sont volontairement légèrement décalés en fréquence pour une meilleure visibilité. Les barres d'erreurs en couleur correspondent à la dispersion réelle σ_{+} et σ_{-} des résultats autour de la médiane à $\pm 34\%$.

Au milieu : En rouge, la dispersion réelle des résultats σ_{\pm} pour les simulations RGB et en noir, la médiane des erreurs internes err_{\pm} . Ici, la médiane des résultats est mise à zéro afin de mieux apprécier la différence entre σ_{+} et σ_{-} , soit la symétrie des résultats autour de la médiane.

En bas : Rapport entre la dispersion σ_{\pm} et les erreurs internes err_{\pm} .

d'un facteur 5 pour les fréquences $\nu_{\max} \leq 200 \mu\text{Hz}$ et d'un facteur supérieur à 10 au-delà. Tandis que pour CoRoT, elles la sous-estiment d'un facteur 2,5 environ.

De façon générale, ni les modes mixtes, ni le stade évolutif n'influencent significativement les résultats.

Nous avons vu qu'il y a une dégradation dans les résultats des simulations *Kepler* à partir de $\nu_{\max} = 200 \mu\text{Hz}$, surtout concernant les paramètres VR et $\Delta\nu$. Comme mentionné plus haut, cette dégradation est probablement due au repliement du spectre au-delà de la fréquence de Nyquist. En pratique, l'application de cette méthode aux données *Kepler* pour des valeurs au-delà de $200 \mu\text{Hz}$ présente de sérieuses difficultés. La plupart des travaux publiés applique d'ailleurs cette limitation (e.g. Kallinger et al. 2014; Mosser et al. 2012a).

- Les paramètres de la granulation

- Paramètre τ_{eff}

Le biais de τ_{eff} est progressif avec la fréquence, allant de +10% ($\nu_{\max} = 10 \mu\text{Hz}$) jusqu'à +60% ($\nu_{\max} = 310 \mu\text{Hz}$). Ce biais est donc toujours positif, traduisant une surestimation systématique du paramètre τ_{eff} . De plus, il est significatif au regard de la dispersion (sauf à $\nu_{\max} = 10 \mu\text{Hz}$ pour les simulations CoRoT).

La dispersion est en moyenne de $\pm 10\%$ pour *Kepler*. Le double pour CoRoT. Dans le cas de *Kepler*, les erreurs internes sont cohérentes avec cette dispersion. Concernant CoRoT, elles la surestiment en moyenne d'un facteur 3.

Les modes mixtes ainsi que le stade évolutif n'influencent pas significativement les résultats.

- Paramètre σ^2

Contrairement à τ_{eff} , σ^2 présente un biais systématiquement négatif (sous-estimation). De la fréquence $\nu_{\max} = 10 \mu\text{Hz}$ à $\nu_{\max} \simeq 110 \mu\text{Hz}$, la valeur absolue du biais décroît, passant de -15% à -7% pour les simulations *Kepler*, et de -10% à -4% pour les simulations CoRoT. Au dessus de cette fréquence, il augmente jusqu'à la valeur de -35% (à $\nu_{\max} = 310 \mu\text{Hz}$). Ce biais est toujours significatif au regard de la dispersion pour *Kepler* mais ne l'est pas dans le cas de CoRoT.

Dans le cas des simulations *Kepler*, la dispersion est en moyenne de

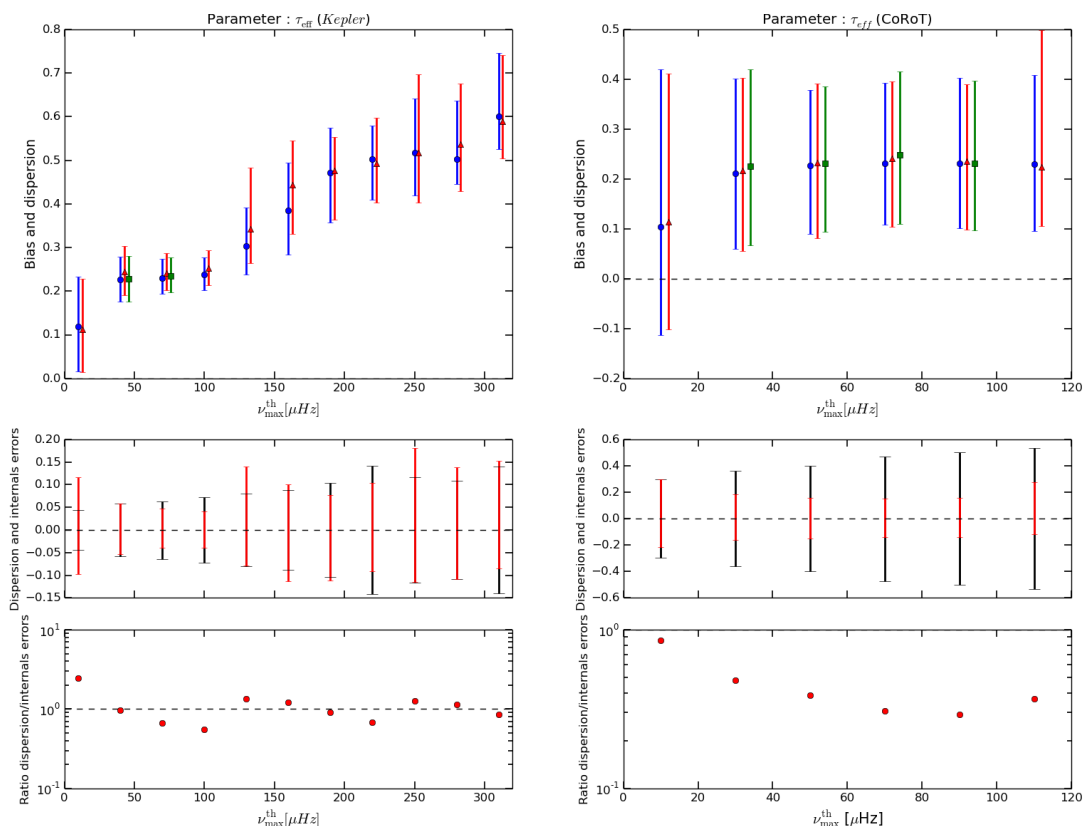


Figure 4.7: Figures représentant les résultats obtenus avec le paramètre τ_{eff} en fonction de la fréquence ν_{\max} obtenus avec la méthode ACF-MDC pour les simulations du type *Kepler* (à gauche) et *CoRoT* (à droite).

En haut : Les cercles bleus représentent l'indicateur *biais* pour les simulations sans mode mixte ; les triangles rouges, pour celles de la RGB et les carrés verts, pour celles du clump. Les trois types de courbes de lumière sont volontairement légèrement décalés en fréquence pour une meilleure visibilité. Les barres d'erreurs en couleur correspondent à la dispersion réelle σ_+ et σ_- des résultats autour de la médiane à $\pm 34\%$.

Au milieu : En rouge, la dispersion réelle des résultats σ_{\pm} pour les simulations RGB et en noir, la médiane des erreurs internes err_{\pm} . Ici, la médiane des résultats est mise à zéro afin de mieux apprécier la différence entre σ_+ et σ_- , soit la symétrie des résultats autour de la médiane.

En bas : Rapport entre la dispersion σ_{\pm} et les erreurs internes err_{\pm} .

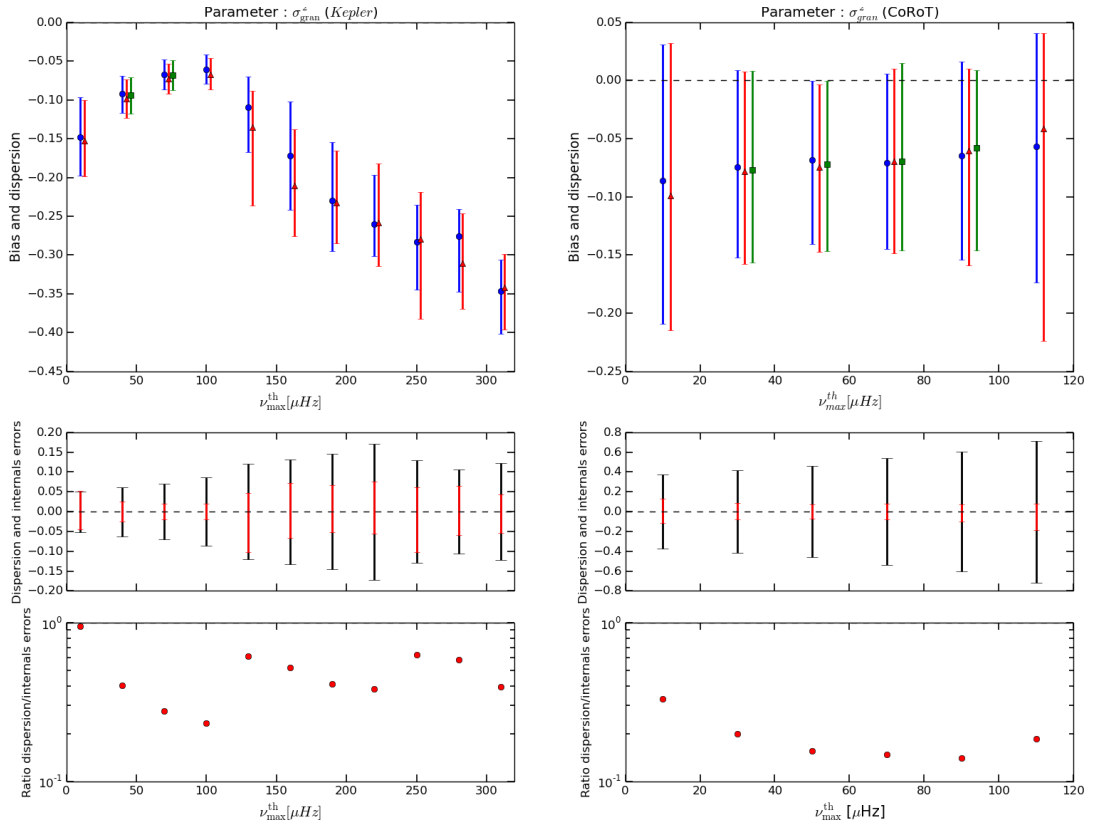


Figure 4.8: Figures représentant les résultats obtenus avec le paramètre σ^2 en fonction de la fréquence ν_{\max} obtenus avec la méthode ACF-MDC pour les simulations du type *Kepler* (à gauche) et *CoRoT* (à droite).

En haut : Les cercles bleus représentent l'indicateur *biais* pour les simulations sans mode mixte ; les triangles rouges, pour celles de la RGB et les carrés verts, pour celles du clump. Les trois types de courbes de lumière sont volontairement légèrement décalés en fréquence pour une meilleure visibilité. Les barres d'erreurs en couleur correspondent à la dispersion réelle σ_+ et σ_- des résultats autour de la médiane à $\pm 34\%$.

Au milieu : En rouge, la dispersion réelle des résultats σ_{\pm} pour les simulations RGB et en noir, la médiane des erreurs internes err_{\pm} . Ici, la médiane des résultats est mise à zéro afin de mieux apprécier la différence entre σ_+ et σ_- , soit la symétrie des résultats autour de la médiane.

En bas : Rapport entre la dispersion σ_{\pm} et les erreurs internes err_{\pm} .

$\pm 5\%$. Le double pour CoRoT. Dans tous les cas, les erreurs internes surestiment la dispersion : d'un facteur 2,5 pour *Kepler* et d'un facteur 6,5 pour CoRoT.

Les modes mixtes ainsi que le stade évolutif n'influencent pas significativement les résultats.

Résultats de la méthode MLEUP

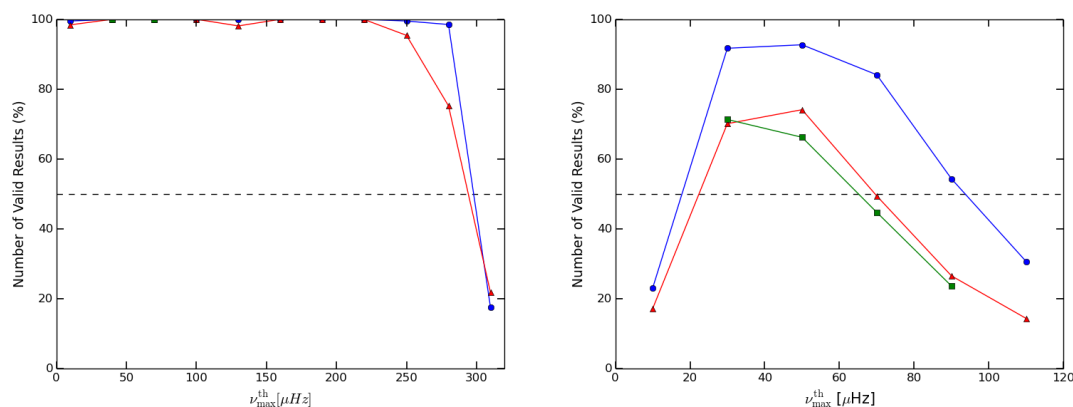


Figure 4.9: Figures représentant le pourcentage de résultats valides (VR) en fonction de la fréquence ν_{\max} obtenu avec la méthode MLEUP pour les simulations du type *Kepler* (à gauche) et CoRoT (à droite). Les cercles bleus correspondent aux simulations sans modes mixtes, les triangles rouges, à celles de la RGB et les carrés verts, à celles du clump.

- Paramètre VR

Pour les simulations *Kepler*, nous obtenons d'excellentes performances en terme de nombre d'objets valides, avec $VR \sim 100\%$ jusqu'à $\nu_{\max} = 250 \mu\text{Hz}$. Ensuite VR diminue à $\sim 75\%$ à $\nu_{\max} = 280 \mu\text{Hz}$, soit très proche de la fréquence de Nyquist ($\nu_{Nyq} \simeq 287 \mu\text{Hz}$). Au-delà, VR chute et atteint la valeur de $\sim 20\%$ à $\nu_{\max} = 310 \mu\text{Hz}$.

La présence des modes mixtes influence VR à partir de $\nu_{\max} \sim 250 \mu\text{Hz}$.

Les effets du repliement ainsi que de l'atténuation se font beaucoup moins sentir qu'avec la méthode ACF-MDC pour les simulations *Kepler*. Cela peut s'expliquer par le fait que le modèle de l'UP prend en compte ces deux effets (cf. section 3.3.1).

Pour les simulations CoRoT, les performances de la méthode MLEUP sont similaires à celles de la méthode ACF-MDC (cf. Fig. 4.3). La

forme de VR est également dictée par le critère de l'ACF ($\mathcal{A}_{EACF} \geq 8,0$) qui est très sensible à la durée des observations et au rapport signal sur bruit.

- Les Paramètres sismiques

- Paramètre H_{env}

Dans le cas des simulations *Kepler*, le biais oscille entre -30% et $+40\%$ en fonction de ν_{max} . Dans la majorité des cas, il n'est pas significatif au regard de la dispersion. En ce qui concerne les simulations CoRoT, le biais est autour de 20% mais n'est pas significatif.

En moyenne, la dispersion est de l'ordre de $\pm 10\%$ pour *Kepler* et de $\pm 25\%$ pour CoRoT. Dans l'ensemble, les erreurs internes sont cohérentes avec ces dispersions.

Entre les courbes de lumière avec et sans mode mixte, on constate une différence significative en terme de biais. De même qu'entre les courbes de lumière RGB et du clump, mais uniquement à $\nu_{\text{max}} = 40 \mu\text{Hz}$.

- Paramètre ν_{max}

Le biais reste faible (maximum 2%) sur l'intégralité de l'intervalle de fréquences. Dans l'ensemble, ce biais n'est pas significatif au regard de la dispersion.

Dans le cas des simulations *Kepler*, la dispersion est en moyenne de $\pm 0,5\%$ jusqu'à $\nu_{\text{max}} = 250 \mu\text{Hz}$. Au-delà, la dispersion augmente jusqu'à 10% , avec une forte asymétrie. Dans l'ensemble, les erreurs internes sont cohérentes avec la dispersion jusqu'à la fréquence $\nu_{\text{max}} = 250 \mu\text{Hz}$. Au-dessus, elles la sous-estiment d'un facteur supérieur à 10.

Concernant les simulations CoRoT, la dispersion est de $\pm 3\%$ jusqu'à $\nu_{\text{max}} = 70 \mu\text{Hz}$. À $\nu_{\text{max}} = 90 \mu\text{Hz}$, elle augmente à 5% et à $\nu_{\text{max}} = 110 \mu\text{Hz}$, elle devient asymétrique, pouvant atteindre la valeur de 25% (traduisant une tendance à sous-estimer la valeur de ν_{max}). Les erreurs internes sont cohérentes avec la dispersion jusqu'à la fréquence $\nu_{\text{max}} = 70 \mu\text{Hz}$. Au-dessus, elles la sous-estiment d'un facteur 3 ($\nu_{\text{max}} = 90 \mu\text{Hz}$) à 10 ($\nu_{\text{max}} = 110 \mu\text{Hz}$).

La présence de modes mixtes influence la dispersion qu'à la fréquence $\nu_{\text{max}} = 280 \mu\text{Hz}$ dans le cas de *Kepler* et à partir de $\nu_{\text{max}} \simeq 70 \mu\text{Hz}$ pour CoRoT. En ce qui concerne le stade évolutif, on ne note pas de différence significative compte tenu des dispersions entre les courbes de lumière de la RGB et du clump pour les simulations *Kepler* et CoRoT.

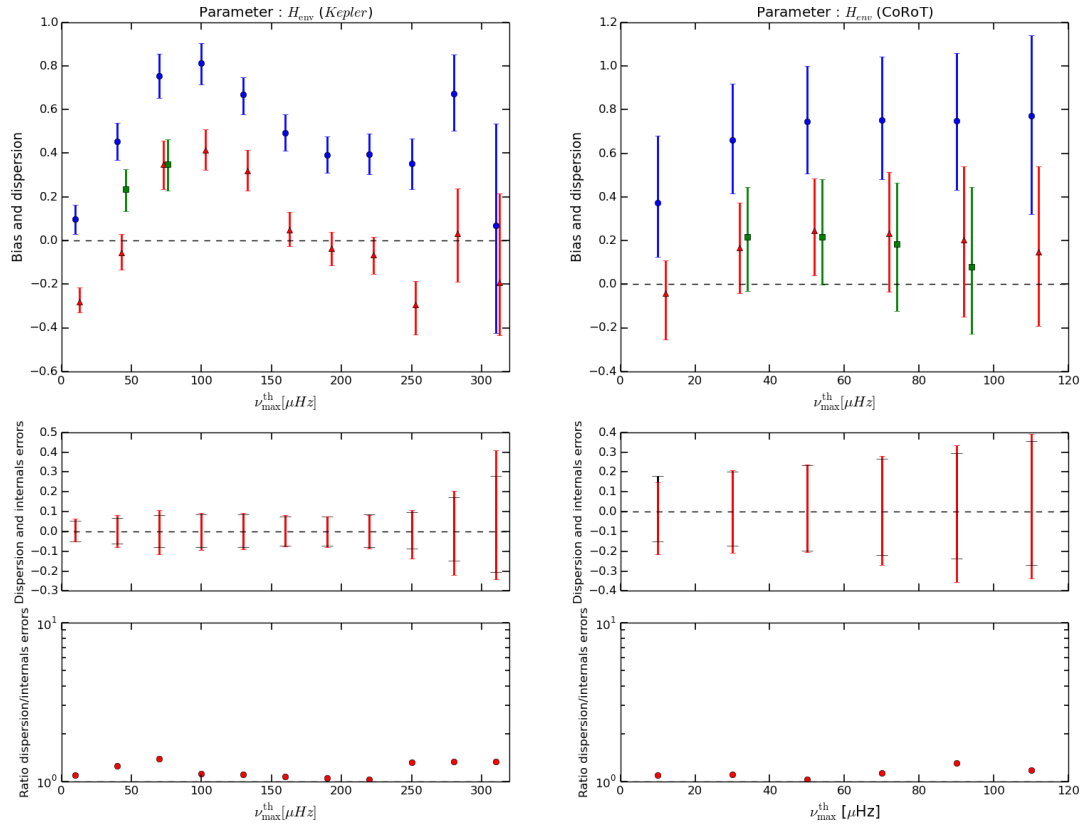


Figure 4.10: Figures représentant les résultats obtenus avec le paramètre H_{env} en fonction de la fréquence ν_{\max} obtenus avec la méthode MLEUP pour les simulations du type *Kepler* (à gauche) et *CoRoT* (à droite).

En haut : Les cercles bleus représentent l'indicateur *biais* pour les simulations sans mode mixte ; les triangles rouges, pour celles de la RGB et les carrés verts, pour celles du clump. Les trois types de courbes de lumière sont volontairement légèrement décalés en fréquence pour une meilleure visibilité. Les barres d'erreurs en couleur correspondent à la dispersion réelle σ_{+} et σ_{-} des résultats autour de la médiane à $\pm 34\%$.

Au milieu : En rouge, la dispersion réelle des résultats σ_{\pm} pour les simulations RGB et en noir, la médiane des erreurs internes err_{\pm} . Ici, la médiane des résultats est mise à zéro afin de mieux apprécier la différence entre σ_{+} et σ_{-} , soit la symétrie des résultats autour de la médiane.

En bas : Rapport entre la dispersion σ_{\pm} et les erreurs internes err_{\pm} .

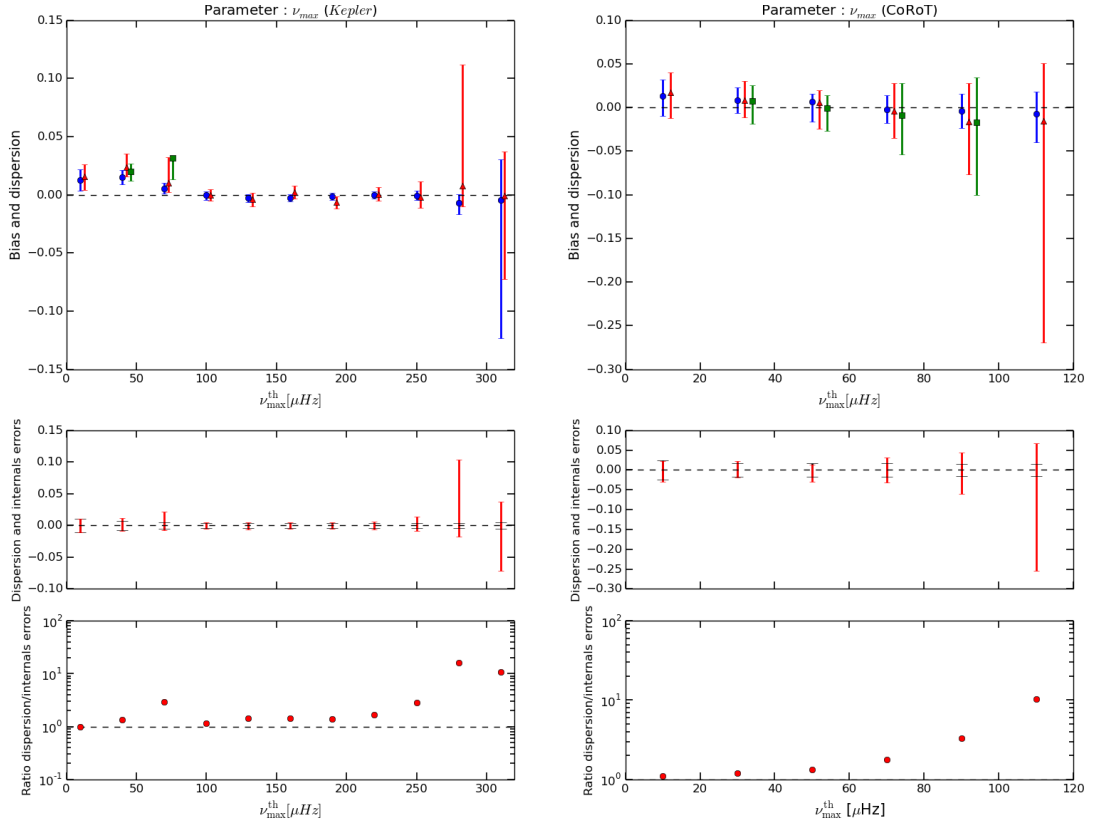


Figure 4.11: Figures représentant les résultats obtenus avec le paramètre ν_{\max} en fonction de la fréquence ν_{\max} obtenus avec la méthode MLEUP pour les simulations du type *Kepler* (à gauche) et *CoRoT* (à droite).

En haut : Les cercles bleus représentent l'indicateur *biais* pour les simulations sans mode mixte ; les triangles rouges, pour celles de la RGB et les carrés verts, pour celles du clump. Les trois types de courbes de lumière sont volontairement légèrement décalés en fréquence pour une meilleure visibilité. Les barres d'erreurs en couleur correspondent à la dispersion réelle σ_{+} et σ_{-} des résultats autour de la médiane à $\pm 34\%$.

Au milieu : En rouge, la dispersion réelle des résultats σ_{\pm} pour les simulations RGB et en noir, la médiane des erreurs internes err_{\pm} . Ici, la médiane des résultats est mise à zéro afin de mieux apprécier la différence entre σ_{+} et σ_{-} , soit la symétrie des résultats autour de la médiane.

En bas : Rapport entre la dispersion σ_{\pm} et les erreurs internes err_{\pm} .

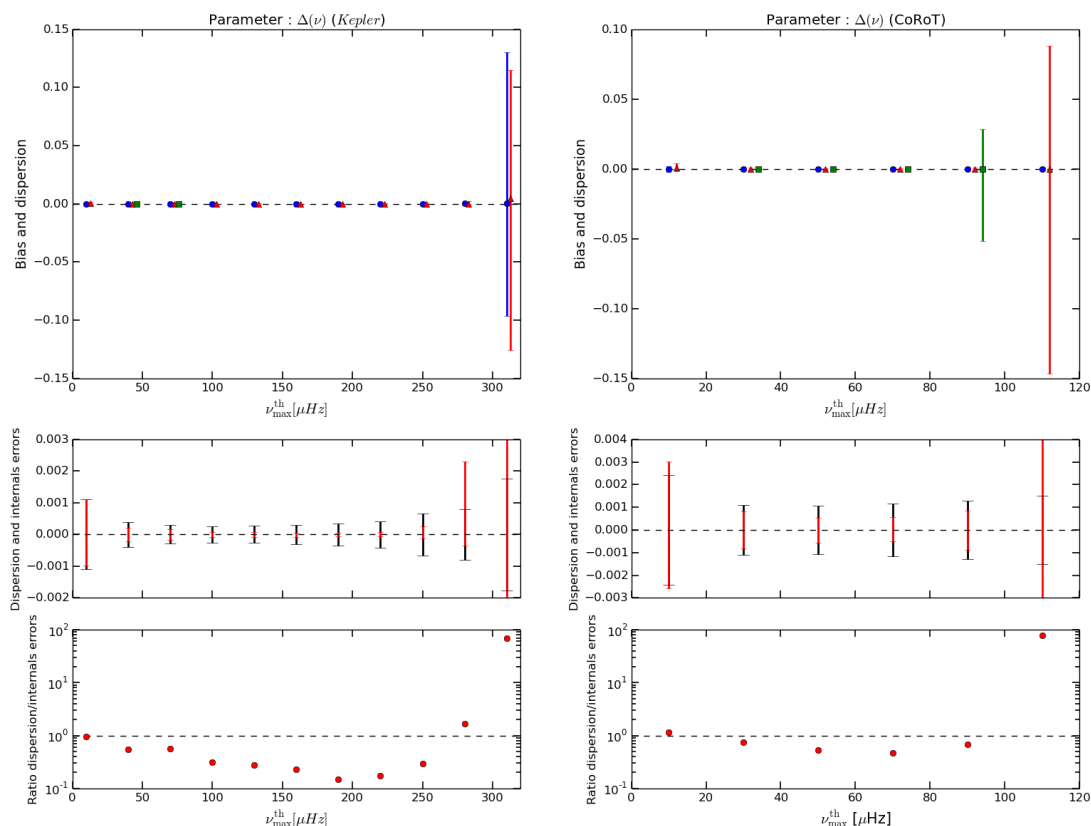


Figure 4.12: Figures représentant les résultats obtenus avec le paramètre $\Delta\nu$ en fonction de la fréquence ν_{\max} obtenus avec la méthode MLEUP pour les simulations du type *Kepler* (à gauche) et *CoRoT* (à droite).

En haut : Les cercles bleus représentent l'indicateur *biais* pour les simulations sans mode mixte ; les triangles rouges, pour celles de la RGB et les carrés verts, pour celles du clump. Les trois types de courbes de lumière sont volontairement légèrement décalés en fréquence pour une meilleure visibilité. Les barres d'erreurs en couleur correspondent à la dispersion réelle σ_+ et σ_- des résultats autour de la médiane à $\pm 34\%$.

Au milieu : En rouge, la dispersion réelle des résultats σ_{\pm} pour les simulations RGB et en noir, la médiane des erreurs internes err_{\pm} . Ici, la médiane des résultats est mise à zéro afin de mieux apprécier la différence entre σ_+ et σ_- , soit la symétrie des résultats autour de la médiane.

En bas : Rapport entre la dispersion σ_{\pm} et les erreurs internes err_{\pm} .

- Paramètre $\Delta\nu$

Les biais du paramètre $\Delta\nu$ sont extrêmement faibles : entre 10^{-3} et quelques $10^{-2}\%$ sur l'intégralité du domaine de fréquences étudiés. Ils ne sont pas significatifs au regard de la dispersion.

De la même manière, la dispersion est très faible, entre 10^{-3} et $10^{-1}\%$. Globalement, les erreurs internes surestiment la dispersion, jusqu'à un facteur 4 pour *Kepler* ; excepté à la fréquence $\nu_{\max} = 310 \mu\text{Hz}$ pour *Kepler* et $\nu_{\max} = 110 \mu\text{Hz}$ pour CoRoT, où elles la sous-estiment très fortement (d'un facteur supérieur à 10).

Les modes mixtes influencent significativement les résultats en terme de dispersion uniquement à hautes fréquences : à $\nu_{\max} = 280 \mu\text{Hz}$ pour *Kepler* et à $\nu_{\max} = 110 \mu\text{Hz}$ pour CoRoT. Concernant le stade évolutif, les courbes de lumière du clump présentent une dispersion supérieure à celle de la RGB uniquement à $\nu_{\max} = 90 \mu\text{Hz}$ et pour CoRoT.

Grâce aux longues durées d'observation qu'offre *Kepler*, le MLEUP présente de très bons résultats pour les paramètres d'oscillations et ce, jusqu'à environ $\nu_{\max} = 250 \mu\text{Hz}$, voir $280 \mu\text{Hz}$ dans certain cas.

- Les paramètres de la granulation

- Paramètre τ_{eff}

Dans le cas des simulations *Kepler*, le biais sur τ_{eff} dépend de la fréquence, allant de -30% à $+50\%$. Sur tout l'intervalle de fréquences étudié, il est significatif au regard de la dispersion. En revanche, avec les simulations CoRoT, le biais est plus faible (autour de -5%) et n'est globalement pas significatif au regard de la dispersion.

La dispersion est en moyenne de $\pm 3\%$ pour *Kepler*, contre $\pm 8\%$ pour CoRoT. Les erreurs internes sont cohérentes avec ces dispersions.

Les modes mixtes n'influencent pas significativement les résultats. Idem pour le stade évolutif, excepté à $\nu_{\max} = 70 \mu\text{Hz}$ pour les simulations *Kepler*.

- Paramètre σ^2

Le biais est de $\pm 7\%$ pour CoRoT et est non significatif, excepté à $\nu_{\max} = 110 \mu\text{Hz}$. Pour *Kepler*, il est de $\pm 30\%$ et est globalement significatif.

La dispersion est en moyenne de $\pm 3\%$ pour *Kepler*, le double pour CoRoT. Dans le cas de *Kepler*, les erreurs internes sous-estiment la

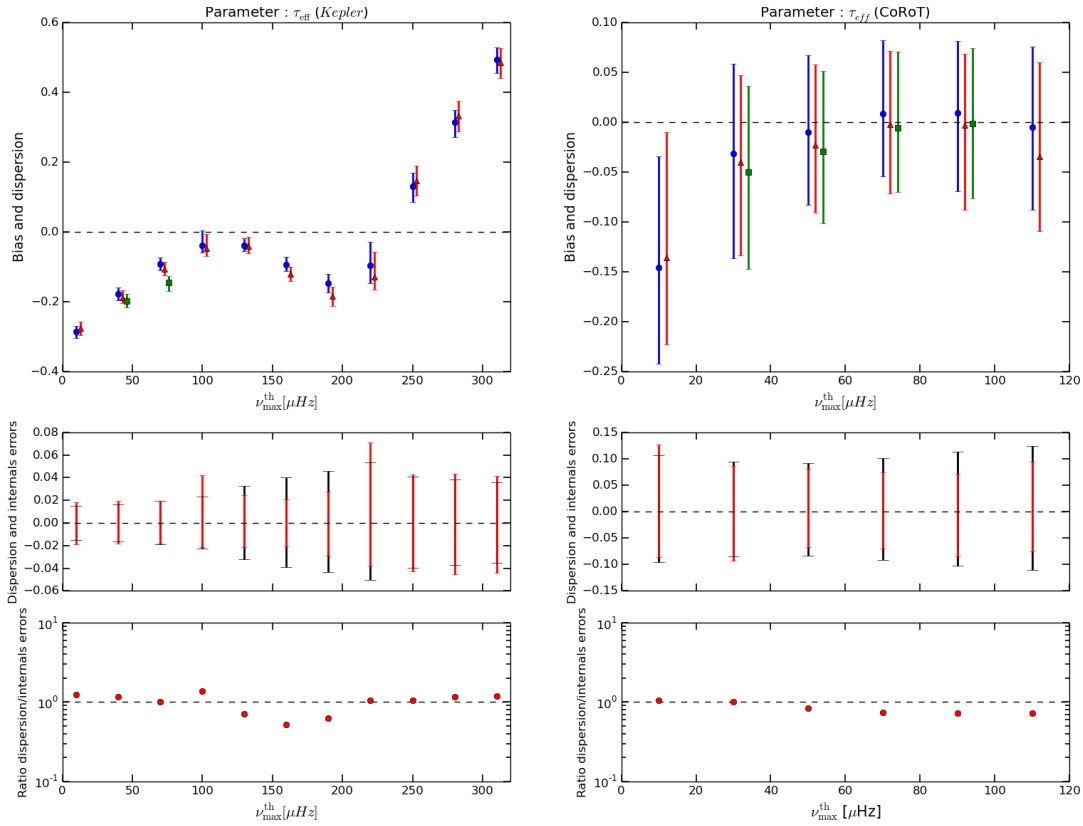


Figure 4.13: Figures représentant les résultats obtenus avec le paramètre τ_{eff} en fonction de la fréquence ν_{\max} obtenus avec la méthode MLEUP pour les simulations du type *Kepler* (à gauche) et *CoRoT* (à droite).

En haut : Les cercles bleus représentent l'indicateur *biais* pour les simulations sans mode mixte ; les triangles rouges, pour celles de la RGB et les carrés verts, pour celles du clump. Les trois types de courbes de lumière sont volontairement légèrement décalés en fréquence pour une meilleure visibilité. Les barres d'erreurs en couleur correspondent à la dispersion réelle σ_+ et σ_- des résultats autour de la médiane à $\pm 34\%$.

Au milieu : En rouge, la dispersion réelle des résultats σ_{\pm} pour les simulations RGB et en noir, la médiane des erreurs internes err_{\pm} . Ici, la médiane des résultats est mise à zéro afin de mieux apprécier la différence entre σ_+ et σ_- , soit la symétrie des résultats autour de la médiane.

En bas : Rapport entre la dispersion σ_{\pm} et les erreurs internes err_{\pm} .

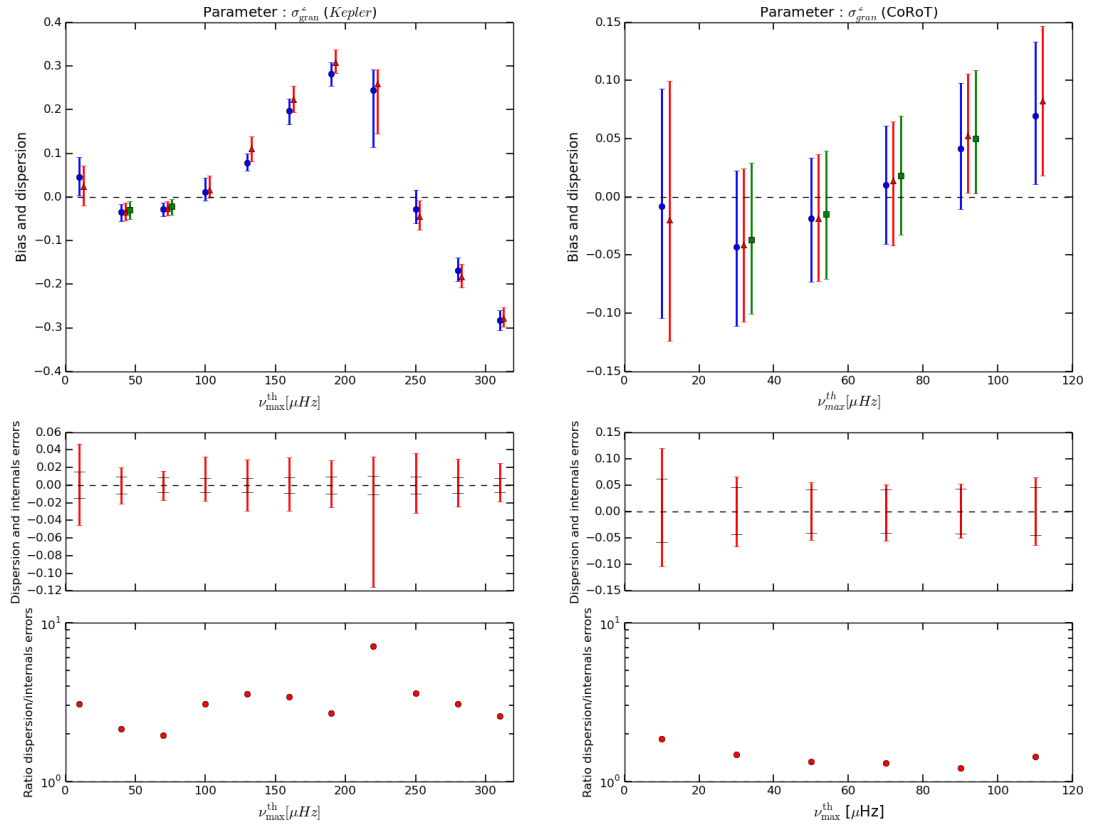


Figure 4.14: Figures représentant les résultats obtenus avec le paramètre σ^2 en fonction de la fréquence ν_{max} obtenus avec la méthode MLEUP pour les simulations du type *Kepler* (à gauche) et *CoRoT* (à droite).

En haut : Les cercles bleus représentent l'indicateur *biais* pour les simulations sans mode mixte ; les triangles rouges, pour celles de la RGB et les carrés verts, pour celles du clump. Les trois types de courbes de lumière sont volontairement légèrement décalés en fréquence pour une meilleure visibilité. Les barres d'erreurs en couleur correspondent à la dispersion réelle σ_+ et σ_- des résultats autour de la médiane à $\pm 34\%$.

Au milieu : En rouge, la dispersion réelle des résultats σ_{\pm} pour les simulations RGB et en noir, la médiane des erreurs internes err_{\pm} . Ici, la médiane des résultats est mise à zéro afin de mieux apprécier la différence entre σ_+ et σ_- , soit la symétrie des résultats autour de la médiane.

En bas : Rapport entre la dispersion σ_{\pm} et les erreurs internes err_{\pm} .

dispersion d'un facteur 3 environ. Tandis que pour CoRoT, elles sont globalement cohérentes avec la dispersion.

Il n'y a pas de différence significative entre les simulations avec et sans mode mixte ainsi qu'entre les deux stades évolutifs.

Contrairement aux simulations CoRoT, celles de *Kepler* présentent un biais significatif sur les deux paramètres de granulation et sur la totalité de l'intervalle de fréquences étudié. L'origine de ce biais pourrait être liée au nombre de composantes de granulation considéré dans le modèle du MLEUP (1 composante au lieu de 2 dans les simulations). Des tests avec une seule composante dans les simulations ou deux composantes dans le modèle du MLEUP seraient nécessaires pour tester cette hypothèse.

4.2.4 Comparaison entre des méthodes ACF-MDC et MLEUP

Grâce aux simulations, nous avons pu mettre en évidence de manière objective les différences entre les deux méthodes. Le tableau 4.4 résume les tendances générales des deux méthodes.

En terme de performance (VR), la méthode MLEUP présente l'énorme avantage de demeurer performante jusqu'à au moins la fréquence de Nyquist pour les simulations *Kepler*. Ce qui n'est pas le cas de la méthode ACF-MDC dont les performances s'écroulent à partir de $\nu_{\max} \simeq 200 \mu\text{Hz}$. Toutefois, ces deux méthodes ont des performances comparables en ce qui concerne les simulations CoRoT. En outre, la méthode MLEUP possède globalement moins de biais significatifs au regard de la dispersion que la méthode ACF-MDC et ce, avec des dispersions bien plus faibles. En effet, le MLEUP montre des dispersions sur les paramètres de granulations deux fois plus faibles que la méthode ACF-MDC ; jusqu'à dix fois plus faibles pour le paramètre ν_{\max} et plus de cent fois plus faibles pour $\Delta\nu$. On comprend bien ces différences de dispersion en faveur du MLEUP car, d'une part on ne lisse pas le spectre, ce qui permet de le conserver dans son intégralité sans le dégrader, d'autre part le modèle d'oscillations utilisé par le MLEUP est bien plus proche de la réalité que l'enveloppe gaussienne utilisée par l'ACF-MDC. Enfin, les erreurs internes sont mieux estimées par rapport à la dispersion par la méthode MLEUP que par l'ACF-MDC.

Au vu de ce bilan, nous constatons que la méthode MLEUP présente des biais et des dispersions plus faibles et s'avère être globalement plus performante. Par conséquent, nous garderons par la suite cette méthode pour les analyses des données d'étoiles.

Méthode ACF-MDC	Biais significatif (valeur moyenne) étendue [min; max]		Dispersion (valeur moyenne)		Erreurs internes par rapport à la dispersion	
	<i>Kepler</i>	CoRoT	<i>Kepler</i>	CoRoT	<i>Kepler</i>	CoRoT
H_{env}	oui (-80%) [-95; -45%]	oui (-70%) [-80; -40%]	±5%	±5%	surestimation (×2)	surestimation (×2)
ν_{max}	oui (-25%) [-2; -45%]	oui (-7%) [-12; -1%]	±4%	±5%	surestimation (×2, 5)	surestimation (×2, 5)
$\Delta\nu$	non (-7%) [-40; +6%]	non (+1%) [-2; +4%]	±3% (< 200 μHz) ±40% (> 200 μHz)	±8%	sous-estimation (> ×5)	sous-estimation (×2, 5)
τ_{eff}	oui (+40%) [+10; +60%]	oui (+20%) [+10; +25%]	±10%	±20%	cohérents	surestimation (×3)
σ^2	oui (-20%) [-7; -35%]	non (-7%) [-10; -4%]	±5%	±10%	surestimation (×2, 5)	surestimation (×6, 5)

Méthode MLEUP	Biais significatif (valeur moyenne) étendue [min; max]		Dispersion (valeur moyenne)		Erreurs internes par rapport à la dispersion	
	<i>Kepler</i>	CoRoT	<i>Kepler</i>	CoRoT	<i>Kepler</i>	CoRoT
H_{env}	oui (+1%) [-30; +40%]	non (+15%) [-5; +25%]	±10%	±25%	cohérents	cohérents
ν_{max}	non ($10^{-1}\%$) [-0, 5; +2%]	non ($10^{-2}\%$) [-2; +2%]	±0, 5%	±4%	cohérents	cohérents
$\Delta\nu$	non ($10^{-3}\%$) [- 10^{-4} ; + $10^{-1}\%$]	non ($10^{-2}\%$) [- 10^{-2} ; + $10^{-1}\%$]	± $10^{-3}\%$	± $10^{-1}\%$	surestimation (×4)	cohérents
τ_{eff}	oui (-2%) [-30; +50%]	non (-5%) [-15; -0, 5%]	±3%	±8%	cohérents	cohérents
σ^2	oui (+3%) [-30; +30%]	non (+1%) [-4; +8%]	±3%	±6%	sous-estimation (×3)	cohérents

Table 4.3: Tableau récapitulatif des tendances générales en terme de biais, dispersion et d'erreurs internes de la méthode ACF-MDC (en haut) et MLEUP (en bas), pour les simulations RGB représentatives des conditions d'observations *Kepler* et CoRoT.

4.2.5 Caractérisation des biais

Nous avons vu que les méthodes présentaient des biais plus ou moins importants en fonction du paramètre et de la fréquence. Parfois, ils sont significatifs au regard de la dispersion. Il s'agit donc dans cette section de caractériser ces biais en les ajustant par moindres carrées à l'aide d'un polynôme. Ces biais pourront ainsi être pris en compte dans l'analyse au chapitre 5.

Seule la méthode MLEUP fera l'objet de cette caractérisation étant donné que nous n'utiliserons plus que celle-ci pour l'analyse de données. De plus, nous n'ajustons que les résultats des simulations RGB car leurs biais sont représentatifs de ceux du clump. Tous les paramètres feront l'objet de cette caractérisation de biais, excepté $\Delta\nu$, dont les biais demeurent très faibles sur l'ensemble de l'intervalle de fréquences étudié.

Dans le cas de CoRoT, un polynôme de degré trois est utilisé tandis que pour *Kepler*, nous utilisons un polynôme de degré six. La différence vient du fait que pour *Kepler*, la gamme de fréquences étudiées est plus grande et les variations des biais sont plus importantes.

	degrés	0	1	2	3	4	5
CoRoT	H_{env}	$-1, 9.10^{-1}$	$1, 8.10^{-2}$	$-2, 2.10^{-4}$	$7, 8.10^{-7}$	—	—
	ν_{max}	$1, 4.10^{-2}$	$3, 8.10^{-4}$	$-1, 6.10^{-5}$	$9, 3.10^{-8}$	—	—
	τ_{eff}	$-5, 3.10^{-1}$	$5, 7.10^{-3}$	$-2, 4.10^{-5}$	$6, 5.10^{-8}$	—	—
	σ^2	$7, 7.10^{-3}$	$-3, 5.10^{-3}$	$7, 5.10^{-5}$	$-3, 3.10^{-7}$	—	—
Kepler	H_{env}	$-2, 8.10^{-1}$	$-4, 8.10^{-3}$	$4, 6.10^{-4}$	$-5, 1.10^{-6}$	$2, 0.10^{-8}$	$-2, 6.10^{-11}$
	ν_{max}	$1, 5.10^{-2}$	$3, 1.10^{-4}$	$-6, 6.10^{-6}$	$2, 2.10^{-8}$	$3, 6.10^{-11}$	$-1, 6.10^{-13}$
	τ_{eff}	$-7, 1.10^{-1}$	$1, 2.10^{-2}$	$-2, 3.10^{-4}$	$2, 3.10^{-6}$	$-9, 1.10^{-9}$	$1, 2.10^{-11}$
	σ^2	$-1, 5.10^{-2}$	$5, 4.10^{-3}$	$-2, 2.10^{-4}$	$2, 6.10^{-6}$	$-1, 1.10^{-8}$	$1, 5.10^{-11}$

Table 4.4: Coefficients (par ordre croissant) des polynômes caractérisant les biais de la méthode MLEUP pour les données *Kepler* et CoRoT pour les paramètres H_{env} , ν_{max} , τ_{eff} et σ^2 . Ces coefficients ont été obtenu après un ajustement par moindres carrés des biais des simulations RGB à l'aide d'un polynôme de degré 5 pour *Kepler* et de degré 3 pour CoRoT.

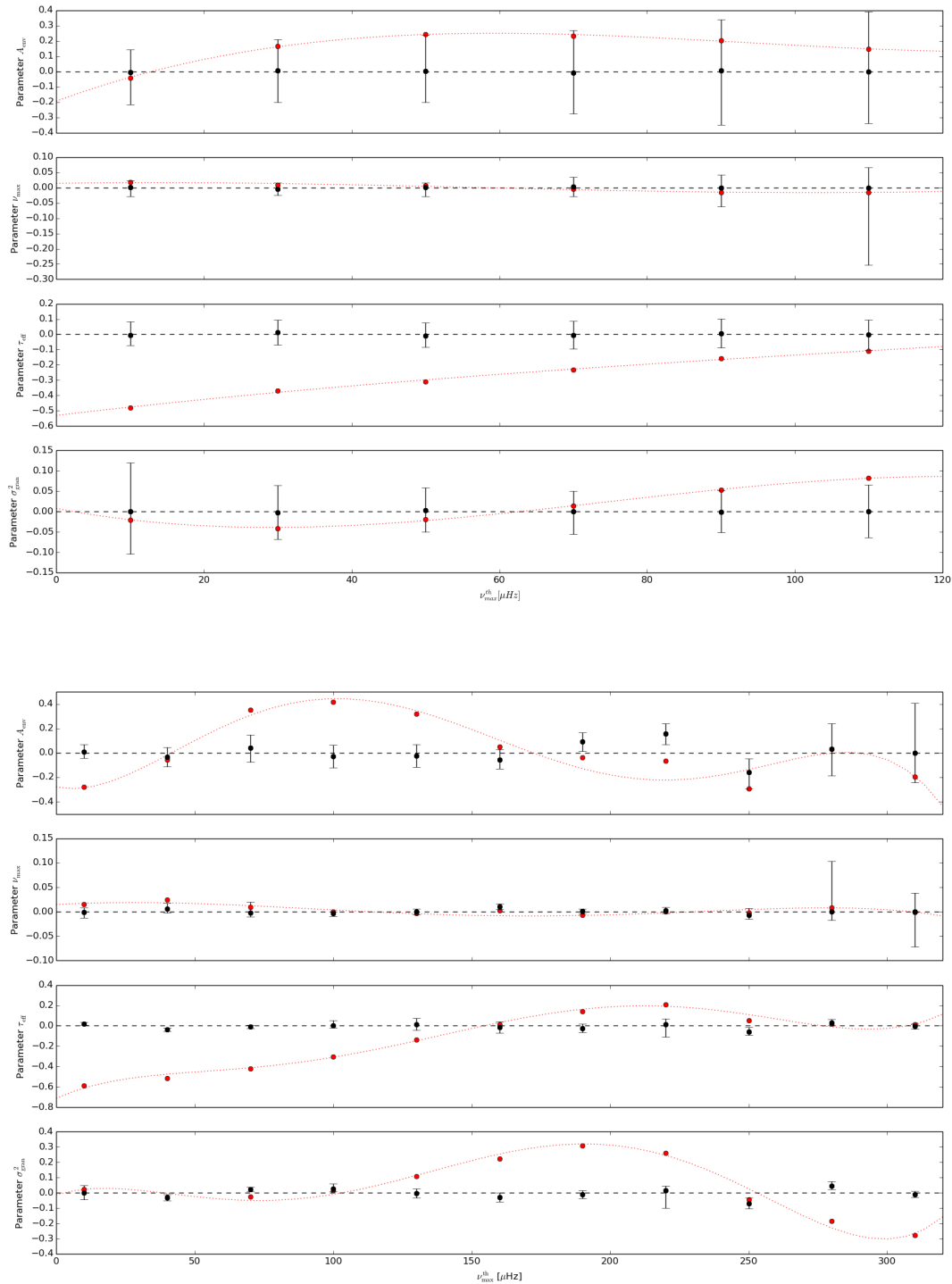


Figure 4.15: Caractérisation des biais des simulations CoRoT (en haut) et *Kepler* (en bas) des courbes de lumière RGB.

Les points rouges représentent la différence relative avec les valeurs théoriques. La ligne noire en tiret indique la parfaite correspondance. L'écart entre les points rouges et les tirets représente le biais. La ligne rouge en pointillé est l'ajustement des biais par un polynôme. Les points noirs sont les nouvelles valeurs des différences relatives avec les valeurs théoriques corrigées du biais. Les barres d'erreurs qui les accompagnent représentent la dispersion des résultats.

Chapitre 5

Analyse des données CoRoT et *Kepler*

Nous disposons aujourd’hui d’un grand nombre de données accessibles et de très bonnes qualités, tant pour CoRoT que pour *Kepler*. Dans ce chapitre, nous présentons l’analyse des indices sismiques (H_{env} , ν_{max} , $\Delta\nu$) et de granulation (τ_{eff} , σ^2) extraits à l’aide de la méthode MLEUP à partir d’un grand échantillon d’étoiles du type géantes rouges observées par CoRoT et *Kepler*. Notre étude concerne plus de 36.500 étoiles CoRoT et *Kepler*, parmi lesquelles nous obtenons des indices pour ~ 13.500 étoiles. Ce nombre est de l’ordre de dix fois supérieur à celui considéré dans les études précédentes.

Dans la section 5.1, nous commençons par présenter la sélection des échantillons d’étoiles pour les deux satellites. Puis, dans les sections 5.2 et 5.3, nous commentons les résultats de l’analyse des deux jeux de données. Pour chaque indice, nous étudions la dépendance présentée par nos résultats en fonction de ν_{max} . Nous commentons la dispersion et la distribution des résultats au regard des simulations réalisées au précédent chapitre. Nous déduisons des relations d’échelle que nous comparons à celles publiées dans la littérature. La dernière section (5.4) présente des résultats obtenus dans le cadre de nos collaborations avec d’autres équipes en dehors de la communauté stellaire.

Concernant les points faibles de notre méthode d’analyse, nous nous limitons ici à une analyse critique. Le bilan et les pistes éventuelles d’amélioration seront considérées au chapitre 6.

5.1 Sélection des échantillons d'étoiles CoRoT et *Kepler*

Nous décrivons dans cette sous-section comment les échantillons d'étoiles de CoRoT et de *Kepler* ont été sélectionnés.

CoRoT

L'échantillon d'étoiles CoRoT a été réalisé à partir des six runs complets ayant subi les nouvelles corrections de courbes de lumière (LRc01, LRa01, LRa03, LRc08, LRc09, LRc10). Cet ensemble représente 44.751 étoiles. Nous avons considéré les deux régions galactiques observées par le satellite, le centre (c) et l'anticyentre (a), et uniquement les longs runs (LR), de manière à assurer un minimum de signal à bruit et une résolution fréquentielle suffisante. La gamme de magnitude de cet échantillon d'étoiles se situe entre 10 et 15.

Sachant que l'ensemble de ces étoiles ne sont pas des géantes rouges, donc ne présentent pas de pulsations dans l'intervalle de fréquences étudié, nous les avons présélectionné à l'aide de l'algorithme de l'ACF (cf. section 3.1). En effet, cet algorithme très rapide permet, via la hauteur de l'enveloppe de l'autocorrelation $\mathcal{A}_{\text{EACF}}$, de discriminer le signal du bruit suivant une probabilité P donnée. Pour la présélection, nous garderons toutes les étoiles dont $\mathcal{A}_{\text{EACF}} \geq 5, 7$, soit $P = 90\%$.

Après cette présélection, nous obtenons 21.028 étoiles CoRoT, avec une durée minimale d'observation de $T_{\min} = 83$ jours, maximale de $T_{\max} = 152$ jours et médiane de $T_{\text{med}} = 131$ jours.

Kepler

Dans l'archive de données *Kepler*¹, nous avons récupéré toutes les étoiles classées comme géantes rouges. Cette liste a été réalisée à partir de l'ensemble des objets observés durant les quatre années d'observation de *Kepler* (soit les 17 trimestres ou *quarters* du satellite) puis sélectionnés suivant leurs températures effectives T_{eff} ainsi que leurs gravités de surface $\log g$ selon Ciardi et al. (2011). La gamme de magnitude de cet échantillon d'étoiles est de $7,9 < \text{Mag} < 14,0$. Quasiment toutes ces étoiles ont été observées avec une cadence longue ($dt = 29,42$ min), seules une quarantaine l'ont été avec une cadence courte ($dt = 58,82$ sec).

Nous comptabilisons au total 15.626 étoiles *Kepler*. La durée minimale

¹Archive de *Kepler* : <https://archive.stsci.edu/kepler/>

d'observation est de $T_{\min} = 212$ jours, maximale de $T_{\max} = 2535$ jours et médiane de $T_{\text{med}} = 1218$ jours.

5.2 Taux de résultats valides

Les résultats obtenus doivent être filtrés suivant plusieurs critères. Tout d'abord, nous utilisons les mêmes critères que pour les simulations (cf. section 4.2.3). À savoir, il faut que tous les paramètres de la granulation et des oscillations aient correctement convergés et que la hauteur de l'ACF $\mathcal{A}_{\text{EACF}}$ soit supérieure ou égale à 8,0 afin de pouvoir discriminer le signal potentiel du bruit avec une probabilité $P = 99\%$ (cf. section 3.1). À ces deux critères, nous en ajoutons d'autres, adaptés à chaque satellite, dans le but de raffiner les résultats.

CoRoT

Dans le cas de CoRoT, nous limitons l'intervalle d'étude à $1 \leq \nu_{\max} \leq 110 \mu\text{Hz}$ car, en-deçà, la résolution est trop faible et au-delà, comme l'ont montré les simulations, la dispersion pour les paramètres ν_{\max} et $\Delta\nu$ devient grande et les erreurs internes ne sont plus représentatives de celle-ci. Ensuite, dans le but de s'affranchir des points aberrants, nous supprimons ceux qui sont typiquement dix fois supérieurs ou inférieurs aux relations d'échelle. Enfin, les résultats possédant des erreurs internes relatives anormalement élevées (supérieures à 100%) sont rejetés.

Finalement, nous obtenons des résultats valides pour 1583 étoiles sur les 21.028 initiales, soit un taux de 7,5%. Or, les simulations nous ont montré que pour un ensemble de 1000 étoiles de magnitude 13 et possédant des oscillations, le MLEUP montre une performance d'environ $VR \sim 40\%$ (cf. section 4.2.3). Le faible ratio obtenu ici malgré la présélection peut être expliqué en partie par les étoiles dont les oscillations sont trop faibles pour être correctement analysées. En effet, le critère concernant le rapport signal sur bruit de l'ACF ($\mathcal{A}_{\text{EACF}} < 8,0$) écarte plus de 9500 étoiles, ce qui représente près de la moitié de l'échantillon initial.

Kepler

Concernant *Kepler*, nous limitons l'intervalle d'étude à $0,1 \leq \nu_{\max} \leq 320 \mu\text{Hz}$. Ensuite, les résultats ne devront pas être supérieurs ou inférieurs à environ cinq fois les relations d'échelle. Pour *Kepler*, cette contrainte est plus sévère que pour CoRoT car les résultats présentent une dispersion plus faible. Enfin, la condition de réjection sur les erreurs internes demeure la même (supérieures à 100%).

Au total, nous obtenons des résultats valides pour 11.937 étoiles, soit environ 76% de l'échantillon initial. Ce pourcentage est bien meilleur qu'avec les données CoRoT car d'une part, la sélection de cet échantillon est meilleure, ne contenant quasiment que des géantes rouges ; d'autre part, comme l'ont montré les simulations, la performance du MLEUP est nettement supérieure (VR proche de 100%, cf. section 4.2.3).

5.3 Analyse des résultats par paramètres

Dans cette partie, nous présentons les résultats concernant dans un premier temps les paramètres sismiques, H_{env} , ν_{max} et $\Delta\nu$, qui caractérisent la composante des oscillations dans les spectres des géantes rouges observées. Puis, nous présentons les paramètres τ_{eff} et σ^2 qui permettent de caractériser la granulation et dont la définition est indépendante du modèle utilisé pour l'ajustement (cf. section 2.3.3). Pour complétude, nous présentons également les paramètres auxiliaires de granulation, α_{gran} , P_{gran} et τ_{gran} qui n'ont de sens que pour un modèle de granulation à une composante. Ces derniers paramètres nous serviront essentiellement à mieux interpréter nos résultats. Enfin, nous présentons les résultats des paramètres fondamentaux que nous déduisons grâce aux données de Huber et al. (2014) (voir ci-dessous).

Nous comparons nos résultats à différentes relations d'échelle établies dans la littérature. Nous utilisons les relations d'échelle les plus récentes, qu'elles soient théoriques, observationnelles, ou bien déduites à partir de modélisation 3D (voir section 5.2). Ces relations d'échelles sont rassemblées dans le tableau 5.1.

Par ailleurs, nous utiliserons les résultats de deux études qui viendront enrichir notre analyse :

- La première étude, réalisée par Huber et al. (2014), concerne la détermination des paramètres fondamentaux via plusieurs techniques observationnelles (photométrie, spectroscopie, astéroseismologie, et transites d'exoplanètes). Nous avons ainsi la température effective T_{eff} de 15.587 étoiles de cet échantillon. En combinant la température effective avec les indices sismiques ν_{max} et $\Delta\nu$ déterminés à l'aide de la méthode MLEUP, nous sommes en mesure de déduire la masse et le rayon sismiques des étoiles (cf. section 5.3.4).
- La deuxième, de Vrad et al. (2016), porte sur la détermination du stade évolutif de plus de 4655 géantes rouges réalisée via un pipeline automatique d'extraction du paramètre sismique $\Delta\Pi_1$ (cf. section 2.2.2).

Les relations d'échelles que nous obtenons pour les divers paramètres sont

rassemblées dans le tableau 5.2. Le tableau 5.3 renseigne sur la médiane des erreurs relatives.

Paramètre	Théorique	Observations	Modèles 3D
H_{env}	$\propto \nu_{\text{max}}^{-1,73}$	$(2,03 \pm 0,05)10^7 \nu_{\text{max}}^{-2,38 \pm 0,01}$ (4)	—
$\Delta\nu$	$\propto \nu_{\text{max}}^{0,75}$ (6)	$(0,274 \pm 0,002) \nu_{\text{max}}^{0,751 \pm 0,002}$ (4)	—
P_{gran}	$\propto \nu_{\text{max}}^{-2}$ (2)	$\nu_{\text{max}}^{-1,90 \pm 0,01}$ (3) $\nu_{\text{max}}^{-2,1}$ (7)	— —
τ_{eff}	$\propto \nu_{\text{max}}^{-1}$ (3)	$\nu_{\text{max}}^{-0,89 \pm 0,005}$ (3) $(836 \pm 4) \nu_{\text{max}}^{-0,886 \pm 0,002}$ (7)	$3,28.10^5 \nu_{\text{max}}^{-0,94}$ (5)
σ	$\propto \nu_{\text{max}}^{-0,5}$ (1)	$(3382 \pm 9) \nu_{\text{max}}^{-0,609 \pm 0,002}$ (7)	$2,42.10^3 \nu_{\text{max}}^{-0,51}$ (5)
R/R_{\odot}	$\propto \nu_{\text{max}}^{-0,5}$ (1)	$(56,7 \pm 1,0) \nu_{\text{max}}^{-0,48 \pm 0,01}$ (8)	—

Table 5.1: Les relations d'échelle utilisées comme référence, provenant de la théorie, d'observations et de modèles 3D. Elles sont estimées comme une loi de puissance de ν_{max} : $(\alpha \pm \delta\alpha)\nu_{\text{max}}^{\beta \pm \delta\beta}$. Le chiffre entre parenthèses indique la référence où ces relations sont mentionnées : (1) Ludwig (2006) ; (2) Kjeldsen & Bedding (2011) ; (3) Mathur et al. (2011) ; (4) Mosser et al. (2012a) ; (5) Samadi et al. (2013) ; (6) Mosser et al. (2013c) ; (7) Kallinger et al. (2014) ; (8) Mosser et al. (2010).

5.3.1 Paramètres sismiques

Paramètre H_{env}

Globalement, les valeurs de H_{env} obtenues pour les données CoRoT sont comparables à celles obtenues pour les données *Kepler* (cf. figures 5.1a et b). La dispersion dans le cas des données CoRoT est plus grande comme on pouvait s'y attendre et comme l'avaient déjà suggéré les simulations (cf. section 4.2.3). Nous remarquons que les résultats CoRoT présentent tout le long de l'intervalle de fréquence, une forte dispersion au-dessus de la relation d'échelle, que les erreurs internes ne peuvent expliquer (comme le montre la valeur du χ^2 réduit - cf. Tab. 5.2). En effet, on a montré que les erreurs internes étaient représentatives de la dispersion observée dans les simulations (cf. section 4.2.3). Lorsque nous faisons la distinction entre les runs d'une durée T inférieure à 100 jours (en noir sur la figure 5.1a) et ceux d'une durée supérieure (en cyan), nous nous apercevons que

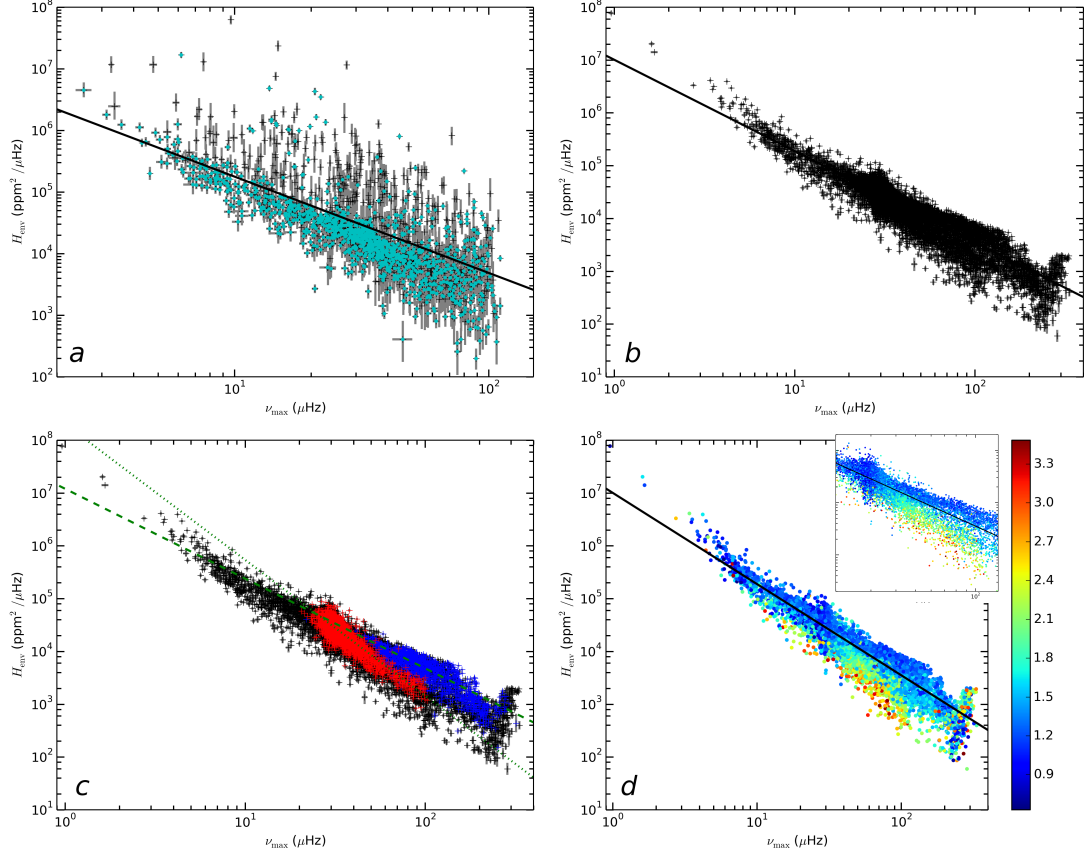


Figure 5.1: *a et b* : Hauteur de l'enveloppe gaussienne H_{env} obtenue avec 1583 étoiles CoRoT (*a*) et 11.937 étoiles *Kepler* (*b*). Les croix noires représentent les valeurs obtenues, avec leurs barres d'erreurs en gris. Pour CoRoT, les données dont la durée d'observation est supérieure à 100 jours sont représentées en cyan. La ligne noire est la relation d'échelle déduite des résultats.

c : Même figure que *b* avec respectivement en bleu et en rouge, les étoiles de la RGB et du clump. La ligne verte en tiret et celle en pointillée représentent respectivement la relation d'échelle des étoiles de la RGB et du clump.

d : Même figure que *b* avec la masse indiquée en code couleur. Pour une meilleure visibilité de la variation de la masse, nous n'affichons que les masses comprises entre $0,6 \leq M/M_{\odot} \leq 3,5$. L'encadré est un zoom dans l'intervalle $20 \leq \nu_{\max} \leq 130 \mu\text{Hz}$.

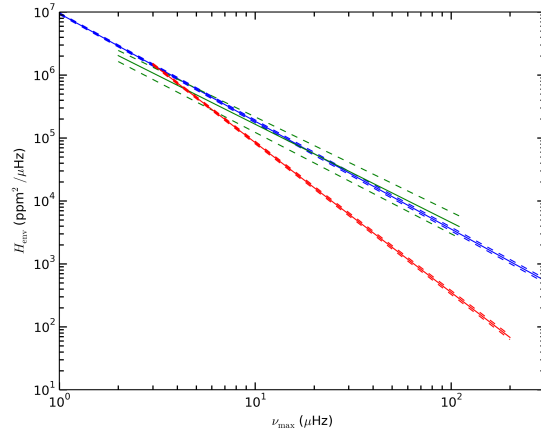


Figure 5.2: Relations d'échelle du paramètre H_{env} que nous avons obtenu avec les données CoRoT (en vert) et *Kepler* (en bleu), ainsi que celle obtenue par Mosser et al. (2012a) (en rouge). Les traits pleins représentent les relations d'échelle déduites de l'ensemble des résultats après un ajustement par moindres carrés en considérant les erreurs internes suivant l'axe des ordonnées. Les tirets représentent les valeurs extrêmes que les relations d'échelle peuvent prendre en considérant les erreurs associées sur le coefficient α et l'exposant β .

cette dispersion est fortement corrélée avec la durée d'observation. Cette dernière peut induire un biais qui tend à surestimer le paramètre H_{env} .

Dans le cas des données *Kepler*, la dispersion des résultats est suffisamment faible pour nous permettre de distinguer des structures. En effet, à partir de $\nu_{\text{max}} \simeq 30 \mu\text{Hz}$, nous voyons un élargissement des points en-dessous de la relation d'échelle déduite (ligne noire). Grâce aux informations sur le stade évolutif de certaines étoiles, nous pouvons expliquer l'origine de cet élargissement (cf. Fig. 5.1c). Dans le cas des étoiles du clump (en rouge), H_{env} décroît significativement plus rapidement avec ν_{max} que dans le cas des étoiles de la RGB (en bleu). Cette dépendance de H_{env} avec le stade évolutif a été observée sur un échantillon plus restreint pour la première fois par Mosser et al. (2011a) puis par Mosser et al. (2012a). Ici, avec 2450 étoiles du clump et 1110 de la RGB, nous obtenons des pentes $\beta_{\text{clump}} = -2,54 \pm 0,02$ et $\beta_{\text{RGB}} = -1,68 \pm 0,03$.

L'information sur la masse conforte cette interprétation. La figure 5.1d montre que les étoiles les plus massives sont absentes de la composante associée à la RGB. Ceci est en accord avec la théorie de l'évolution stellaire, qui indique que les étoiles de masse supérieure à $\sim 2,3M_{\odot}$ enclenchent la fusion de l'hélium en leur cœur alors que celui-ci est non dégénéré. Elles ne passent pas par le flash de l'hélium et vont directement peupler, dans le diagramme HR, une région proche du clump appelée *clump secondaire* (Kippenhahn & Weigert 1994).

Après un ajustement par moindre carré en considérant les erreurs internes suivant l'axe des ordonnées, de l'ensemble des données de chaque échantillon CoRoT et *Kepler* (figures 5.1a et b), nous obtenons les relations d'échelle suivantes :

- $H_{\text{env}} = (6 \pm 1)10^6 \nu_{\text{max}}^{-1,56 \pm 0,05}$ (CoRoT)
- $H_{\text{env}} = (9,5 \pm 0,3)10^6 \nu_{\text{max}}^{-1,712 \pm 0,008}$ (*Kepler*)

Dans la figure 5.2, nous représentons ces relations d'échelle et celle de Mosser et al. (2012a) avec leurs incertitudes respectives. La comparaison montre que les relations d'échelle obtenues avec CoRoT et *Kepler* sont compatibles entre elles dans l'intervalle de fréquences commun aux deux jeux de données. Cependant, elles diffèrent significativement de celle de Mosser et al. (2012a). Cette différence pourrait être expliquée par le fait que dans l'analyse de Mosser et al. (2012a) le spectre est lissé, ce qui a pour conséquence d'intégrer l'énergie des modes. Tandis que dans notre cas, nous conservons la hauteur des modes. Par ailleurs, la valeur de β obtenue avec *Kepler* ($\beta = -1,712 \pm 0,008$) est très proche de la valeur théorique ($\beta = -1,73$, cf. tableau 5.1).

Paramètre $\Delta\nu$

Les valeurs du paramètre $\Delta\nu$ obtenues avec les données CoRoT et *Kepler* (figures 5.3a et b) montrent une faible dispersion, comme l'indiquaient les simulations (cf. section 4.2.3). Ici encore, les données *Kepler* permettent de distinguer des structures, notamment explicables par le stade évolutif comme l'indique la figure 5.3c. Cette dernière montre que le paramètre $\Delta\nu$ dépend légèrement du stade évolutif.

Sur l'ensemble de chacun des jeux de données, nous obtenons les relations d'échelles suivantes :

- $\Delta\nu = (0,317 \pm 0,005) \nu_{\text{max}}^{0,717 \pm 0,004}$ (CoRoT)
- $\Delta\nu = (0,289 \pm 0,001) \nu_{\text{max}}^{0,7494 \pm 0,0009}$ (*Kepler*)

Ces relations d'échelle sont comparées avec celle de Mosser et al. (2012a) dans la figure 5.4 à gauche, où l'on peut constater aucune différence importante. Toutefois, comme le montre la figure 5.4 à droite, tandis que les relations d'échelle entre CoRoT et *Kepler* sont compatibles sur l'intervalle $7 \lesssim \nu_{\text{max}} \lesssim 60 \mu\text{Hz}$, on trouve un écart significatif entre la loi d'échelle *Kepler* et celle de Mosser et al. (2012a) sur tout l'intervalle de ν_{max} considéré. Cet écart peut s'expliquer par le

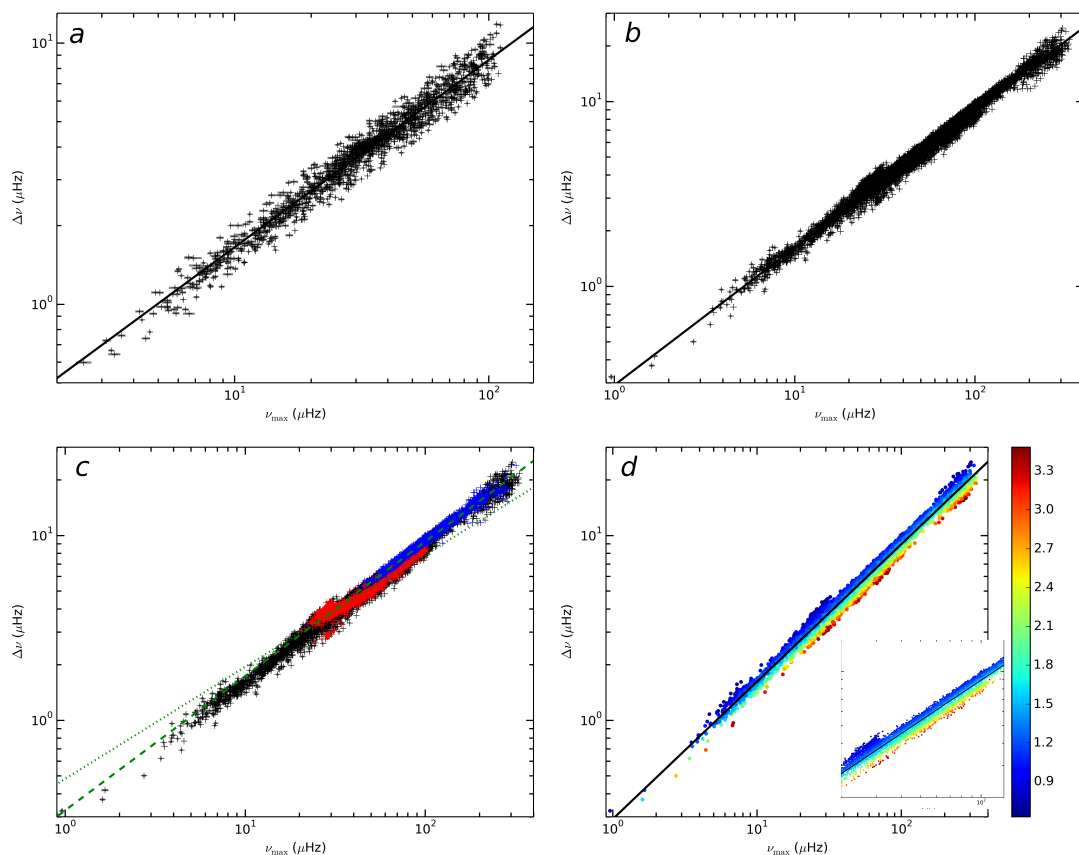


Figure 5.3: *a et b* : Grande séparation $\Delta\nu$ obtenue avec 1583 étoiles CoRoT (*a*) et 11.937 étoiles *Kepler* (*b*). Les croix noires représentent les valeurs obtenues, avec leurs barres d'erreurs en gris. La ligne noire est la relation d'échelle déduite des résultats.

c : Même figure que *b* avec respectivement en bleu et en rouge, les étoiles de la RGB et du clump. La ligne verte en tiret et celle en pointillée représentent respectivement la relation d'échelle des étoiles de la RGB et du clump.

d : Même figure que *b* avec la masse indiquée en code couleur. Pour une meilleure visibilité de la variation de la masse, nous n'affichons que les masses comprises entre $0,6 \leq M/M_{\odot} \leq 3,5$. L'encadré est un zoom dans l'intervalle $20 \leq \nu_{\max} \leq 130 \mu\text{Hz}$.

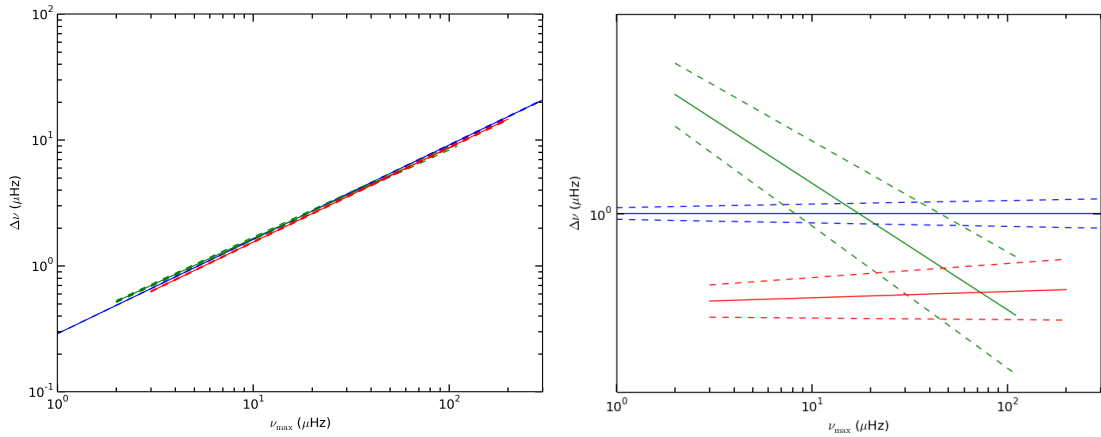


Figure 5.4: Relations d'échelle du paramètre $\Delta\nu$ que nous avons obtenu avec les données CoRoT (en vert) et *Kepler* (en bleu), ainsi que celle obtenue par Mosser et al. (2012a) (en rouge). Les traits pleins représentent les relations d'échelle déduites de l'ensemble des résultats après un ajustement par moindres carrés en considérant les erreurs internes suivant l'axe des ordonnées. Les tirets représentent les valeurs extrêmes que les relations d'échelle peuvent prendre en considérant les erreurs associées sur le coefficient α et l'exposant β .

À droite, nous avons divisé les trois relations d'échelle par celle de *Kepler* (en bleu) afin de mieux apprécier leurs différences.

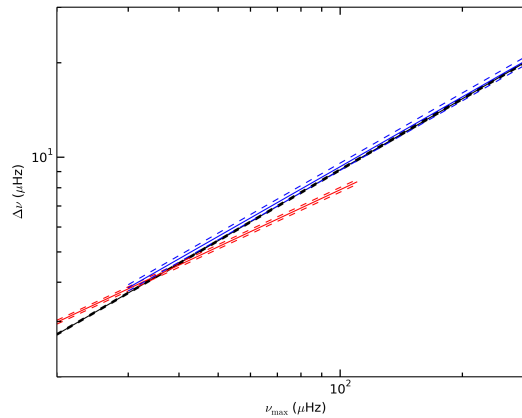


Figure 5.5: Relations d'échelle du paramètre $\Delta\nu$, avec leurs encadrements, déterminées en utilisant l'ensemble des données *Kepler* (en noir), uniquement les étoiles du clump (en rouge) et uniquement celles de la RGB (en bleu).

fait que la loi d'échelle de Mosser et al. (2012a) résulte de la moyenne des lois d'échelle obtenues par différentes méthodes.

Notre analyse des étoiles *Kepler* pour lesquelles nous avons une indication du stade évolutif révèle deux lois d'échelle différentes pour le clump et la RGB :

- $\Delta\nu = (0, 490 \pm 0, 004) \nu_{\max}^{0,603 \pm 0,002}$ (clump)
- $\Delta\nu = (0, 313 \pm 0, 004) \nu_{\max}^{0,737 \pm 0,003}$ (RGB)

Ces deux lois d'échelle sont comparées sur la figure 5.5 avec pour référence la loi d'échelle obtenue sur l'ensemble de l'échantillon *Kepler*. Alors que la composante RGB montre un bon accord avec la référence, la composante du clump montre un écart significatif. Une telle différence n'a jamais été identifiée auparavant.

5.3.2 Paramètres de granulation

Paramètre τ_{eff}

Les valeurs de τ_{eff} obtenues pour l'échantillon CoRoT (cf. Fig. 5.6a) montrent une dispersion qui semble trop importante pour être expliquée par les erreurs internes (comme le montre la valeur du χ^2 réduit - cf. Tab. 5.2). alors que les simulations ont montré que, pour ce paramètre, les erreurs internes étaient représentatives de la dispersion (cf. section 4.2.3). Les données *Kepler* ne montrent pas cette tendance dans le domaine de ν_{\max} concerné. Nous n'avons trouvé aucune corrélation avec la durée des observations ni avec la magnitude des étoiles. En revanche, comme le montre la figure 5.6a, on peut distinguer deux tendances suivant que l'algorithme d'analyse a exclu ou pas la composante d'activité de l'ajustement. Les valeurs correspondant aux analyses sans composantes d'activité (en noir) sont systématiquement supérieures aux autres (en vert).

En ce qui concerne les valeurs obtenues pour l'échantillon *Kepler* (Fig. 5.6b), elles montrent ici encore des structures marquées, en particulier dans l'intervalle $100 < \nu_{\max} < 200 \mu\text{Hz}$ où l'on peut voir des valeurs de τ_{eff} très en-dessous de la relation d'échelle. Ce comportement s'explique par les valeurs présent par α_{gran} , comme nous le verrons dans le paragraphe 5.3.3. Dans l'intervalle $20 < \nu_{\max} < 100 \mu\text{Hz}$, on voit un renflement dû au clump comme le montrent les figures 5.6c et d, avec une accumulation de petites masses autour de $\nu_{\max} = 30 \mu\text{Hz}$ puis de masses plus élevées qui s'étalent jusqu'à $\nu_{\max} \simeq 100 \mu\text{Hz}$. La figure 5.6d fait également apparaître une composante beaucoup moins dispersée de faibles masses, qu'on associe à la RGB. Néanmoins, la distinction entre les deux stades évolutifs demeure beaucoup moins marquée qu'elle ne l'est avec les paramètres

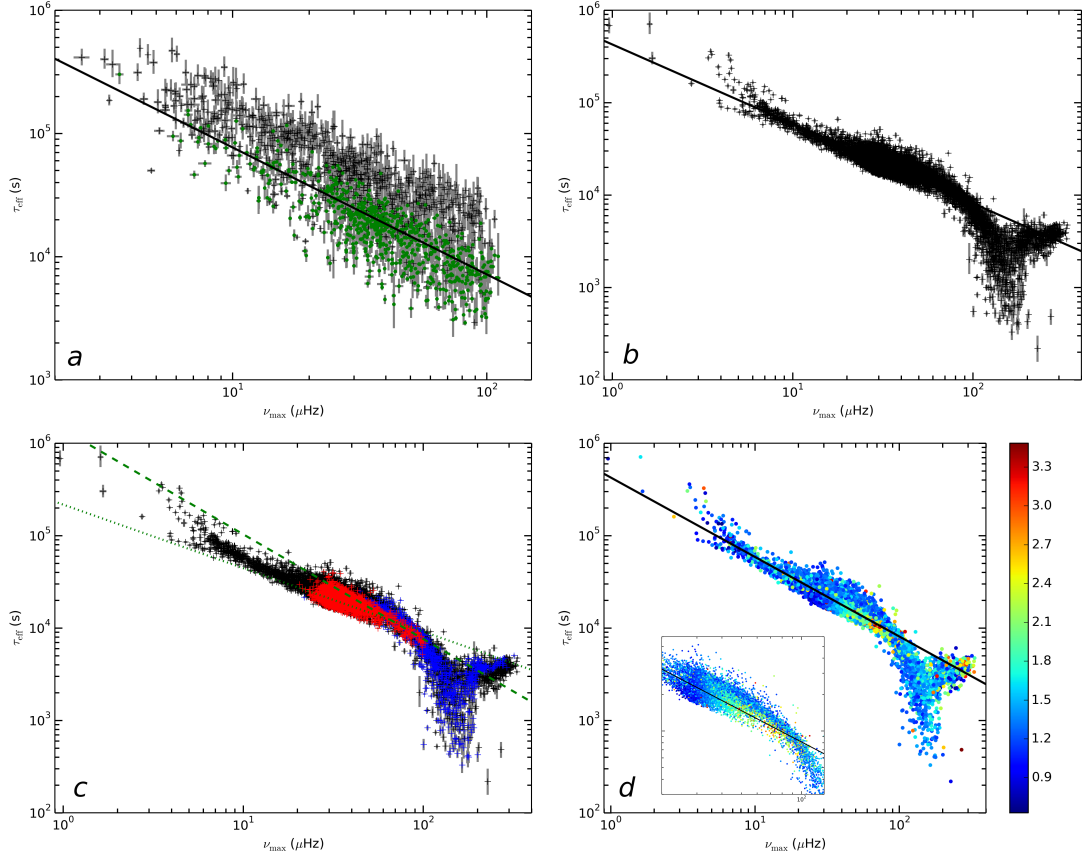


Figure 5.6: *a et b* : Temps effectif de granulation τ_{eff} obtenue avec 1583 étoiles CoRoT (*a*) et 11.937 étoiles *Kepler* (*b*). Les croix noires représentent les valeurs obtenues, avec leurs barres d'erreurs en gris. Pour CoRoT, les résultats pour lesquels l'algorithme d'analyse a inclus la composante d'activité de l'ajustement sont représentés en vert. La ligne noire est la relation d'échelle déduite des résultats.

c : Même figure que *b* avec respectivement en bleu et en rouge, les étoiles de la RGB et du clump. La ligne verte en tiret et celle en pointillée représentent respectivement la relation d'échelle des étoiles de la RGB et du clump.

d : Même figure que *b* avec la masse indiquée en code couleur. Pour une meilleure visibilité de la variation de la masse, nous n'affichons que les masses comprises entre $0,6 \leq M/M_{\odot} \leq 3,5$. L'encadré est un zoom dans l'intervalle $20 \leq \nu_{\text{max}} \leq 130 \mu\text{Hz}$.

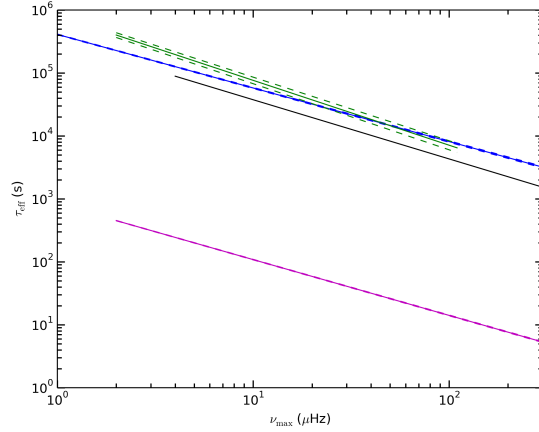


Figure 5.7: Relations d'échelle du paramètre τ_{eff} que nous avons obtenues avec les données CoRoT (en vert) et *Kepler* (en bleu), ainsi que celle obtenue par Kallinger et al. (2014) (en magenta) et par Samadi et al. (2013) (en noir). Les traits pleins représentent les relations d'échelle déduites de l'ensemble des résultats après un ajustement par moindre carré en considérant les erreurs internes suivant l'axe des ordonnées. Les tirets représentent les valeurs extrêmes que les relations d'échelle peuvent prendre en considérant les erreurs associées sur le coefficient α et l'exposant β .

H_{env} et σ^2 .

Les relations d'échelle que nous obtenons après l'ajustement de l'ensemble de chaque échantillon CoRoT et *Kepler* sont les suivantes :

- $\tau_{\text{eff}} = (8, 2 \pm 0, 6) 10^5 \nu_{\text{max}}^{-1,03 \pm 0,02}$ (CoRoT)
- $\tau_{\text{eff}} = (4, 11 \pm 0, 05) 10^5 \nu_{\text{max}}^{-0,851 \pm 0,003}$ (*Kepler*)

Ces relations d'échelle, celle de Kallinger et al. (2014) ainsi que celle de Samadi et al. (2013) sont illustrées dans la figure 5.7. On constate une différence significative entre les relations d'échelle CoRoT et *Kepler* pour $\nu_{\text{max}} < 30 \mu\text{Hz}$. Cette différence peut être attribuée au biais lié à la composante d'activité commenté ci-dessus pour l'échantillon CoRoT. La pente obtenue avec les données *Kepler* est très proche de celle de Kallinger et al. (2014) et de celle de Mathur et al. (2011). En revanche, la constante α que nous obtenons diffère significativement de celle publiée par Kallinger et al. (2014). Il semblerait difficile d'expliquer cette différence par le seul fait que le modèle utilisé par Kallinger et al. (2014) comprend deux composantes pour la granulation.

Par ailleurs, la relation d'échelle obtenue par les modèles 3D donne des valeurs

de l'ordre de 40% inférieures à celle obtenue avec *Kepler*. Ce résultat confirme l'estimation faite dans Samadi et al. (2013) qui avait effectué une comparaison avec des valeurs obtenues sur un échantillon de 1200 géantes rouges observées par *Kepler* en utilisant un α_{gran} fixé à deux. Par ailleurs, on observe un écart entre la pente obtenue avec *Kepler* et la pente théorique ($\beta = -1$). Comme l'ont souligné Samadi et al. (2013), cet écart s'expliquerait par la nécessité de prendre en compte le nombre de Mach \mathcal{M}_a (cf. éq. (2.33)).

Paramètre σ^2

Les valeurs obtenues avec l'échantillon CoRoT montrent une forte dispersion. Comme dans le cas du paramètre τ_{eff} , nous constatons que cette dispersion est principalement due à l'ajustement ou non de la composante d'activité par l'algorithme.

Concernant les valeurs obtenues avec les données *Kepler*, nous pouvons de nouveau voir plusieurs structures, grâce à une faible dispersion. Le renflement vers $\nu_{\text{max}} \simeq 30 \mu\text{Hz}$ s'explique par la présence de la composante associée au clump comme le montre la figure 5.8c. Cette composante est également visible dans la distribution de masse (cf. Fig. 5.8d). La structure située dans l'intervalle $100 < \nu_{\text{max}} < 200 \mu\text{Hz}$ est associée, comme pour τ_{eff} , au comportement du paramètre α_{gran} dans cet intervalle de fréquence. Ce point sera explicité au paragraphe 5.3.3.

Les relations d'échelle obtenues pour les échantillons CoRoT et *Kepler* sont les suivantes :

- $\sigma^2 = (1,8 \pm 0,2)10^7 \nu_{\text{max}}^{-0,93 \pm 0,03}$ (CoRoT)
- $\sigma^2 = (2,82 \pm 0,06)10^7 \nu_{\text{max}}^{-1,230 \pm 0,005}$ (*Kepler*)

Ces deux relations d'échelle sont tracées avec celle de Kallinger et al. (2014) et de Samadi et al. (2013) sur la figure 5.9. La relation obtenue avec l'échantillon CoRoT est compatible avec celle obtenue avec l'échantillon *Kepler* jusqu'à $\nu_{\text{max}} \simeq 10 \mu\text{Hz}$. Comme nous l'avons vu, les valeurs de σ^2 obtenues avec CoRoT sont perturbées par la prise en compte ou non de la composante de l'activité. La différence entre la relation d'échelle obtenue avec les données *Kepler* et celle de Kallinger et al. (2014) est faible mais significative au regard des incertitudes respectives, probablement due à la différence du nombre de composantes utilisées pour ajuster la granulation.

Notre relation d'échelle obtenue avec l'échantillon *Kepler*, montre une pente plus forte que celle obtenue avec les modèles 3D ($\beta = -1,02$) et que la valeur théorique ($\beta = -1$).

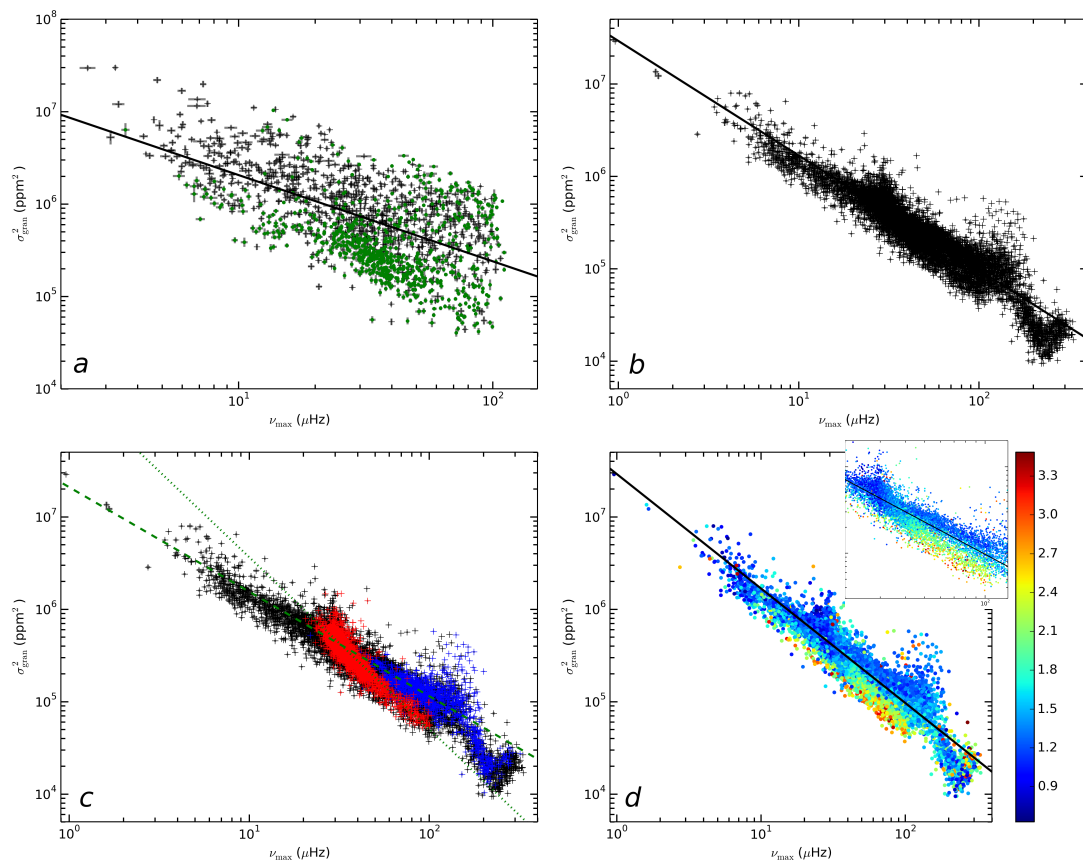


Figure 5.8: *a et b* : Variance de la fluctuation de la luminosité de granulation σ^2 obtenue avec 1583 étoiles CoRoT (*a*) et 11.937 étoiles *Kepler* (*b*). Les croix noires représentent les valeurs obtenues, avec leurs barres d'erreurs en gris. Pour CoRoT, les résultats pour lesquels l'algorithme d'analyse a inclus la composante d'activité de l'ajustement sont représentés en vert. La ligne noire est la relation d'échelle déduite des résultats.

c : Même figure que *b* avec respectivement en bleu et en rouge, les étoiles de la RGB et du clump. La ligne verte en tiret et celle en pointillée représentent respectivement la relation d'échelle des étoiles de la RGB et du clump.

d : Même figure que *b* avec la masse indiquée en code couleur. Pour une meilleure visibilité de la variation de la masse, nous n'affichons que les masses comprises entre $0,6 \leq M/M_\odot \leq 3,5$. L'encadré est un zoom dans l'intervalle $20 \leq \nu_{\max} \leq 130 \mu\text{Hz}$.

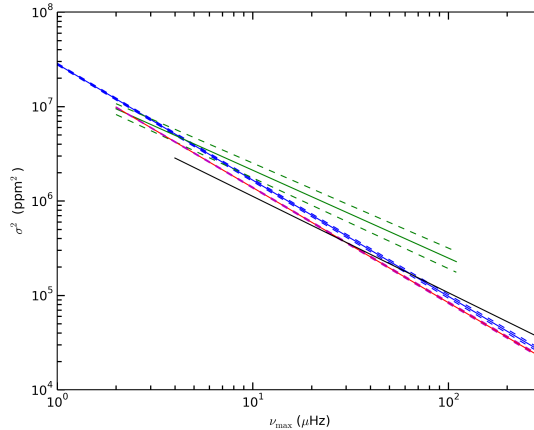


Figure 5.9: Relations d'échelle du paramètre σ^2 que nous avons obtenues avec les données CoRoT (en vert) et *Kepler* (en bleu), ainsi que celle obtenue par Kallinger et al. (2014) (en magenta) et par Samadi et al. (2013) (en noir). Les traits pleins représentent les relations d'échelle déduites de l'ensemble des résultats après un ajustement par moindre carré en considérant les erreurs internes suivant l'axe des ordonnées. Les tirets représentent les valeurs extrêmes que les relations d'échelle peuvent prendre en considérant les erreurs associées sur le coefficient α et l'exposant β .

5.3.3 Paramètres auxiliaires de la granulation

Paramètre α_{gran}

On retrouve bien la même forme globale pour les valeurs α_{gran} obtenues avec l'échantillon *Kepler* (figure 5.10, à gauche) et celles obtenues avec les simulations (figure 5.10, à droite). En effet, nous obtenons des valeurs de l'ordre de 4 autour de $\nu_{\text{max}} = 10 \mu\text{Hz}$, puis qui décroissent jusqu'à $\nu_{\text{max}} = 200 \mu\text{Hz}$, pour remonter ensuite. Cette décroissance, observée dans les données et les simulations, peut s'expliquer par le fait que les deux composantes de granulation ont des temps de vie qui évoluent différemment avec ν_{max} . Plus ν_{max} augmente, plus les deux composantes s'écartent l'une de l'autre. Ainsi, puisque nous n'ajustons qu'une seule composante de granulation, α_{gran} prend des valeurs de plus en plus faibles afin de prendre en compte la contribution de l'ensemble des deux composantes. Ce résultat semble conforter la présence de deux composantes, comme proposé dans le modèle de Kallinger et al. (2014) (cf. section 2.3.1). On constate également une nette corrélation entre α_{gran} et la luminosité apparente : les étoiles les moins lumineuses présentent des α_{gran} systématiquement plus faibles (cf. Fig. 4.2.3a). Néanmoins, dans l'intervalle $100 < \nu_{\text{max}} < 200 \mu\text{Hz}$, les valeurs obtenues avec les données *Kepler* sont nettement plus faibles (entre 1,0 et 1,7) que celles obtenues

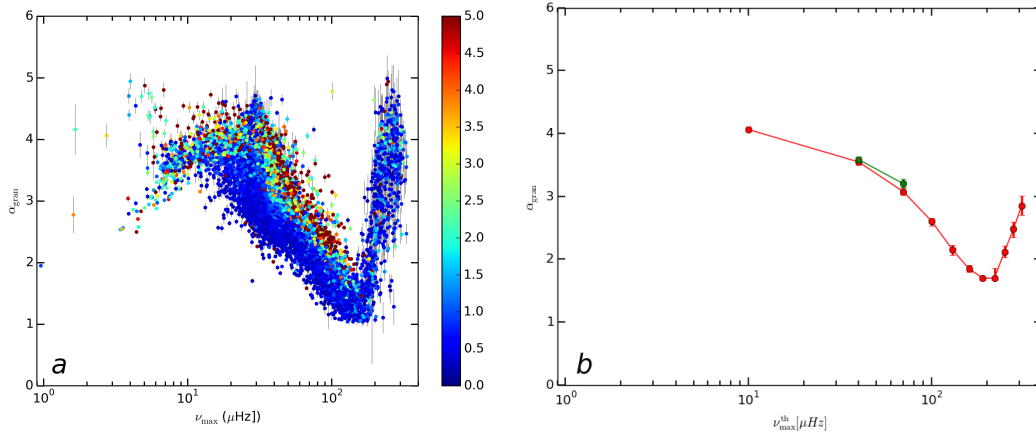


Figure 5.10: *a* : Pente de la granulation α_{gran} obtenue avec 11.937 étoiles *Kepler*. Le code couleur représente le flux des étoiles normalisé au flux d’une étoile de magnitude 12,5. Les barres d’erreurs en gris correspondent aux incertitudes sur les valeurs de α_{gran} suivant les deux axes.
b : Résultats de l’analyse des simulations du type *Kepler* obtenus avec la méthode MLEUP pour les courbes de lumières RGB (en rouge) et du clump (en vert) (cf. section 4.2.3).

avec les simulations ($\simeq 1,7$). Ceci est vrai quelle que soit la magnitude considérée. Ce résultat suggère un écart entre le modèle de Kallinger et al. (2014) et les observations qui peut être lié au fait que les pentes des deux composantes utilisées dans les simulations ne varient pas avec ν_{max} et sont fixées à 4 (cf. section 4.2.1). Par ailleurs, des valeurs si faibles de α_{gran} ($\sim 1,0$) correspondent à une chute rapide du temps de la cohérence de la granulation. Ceci est associé à des valeurs faibles de τ_{eff} et des valeurs fortes de σ^2 , expliquant les écarts aux relations d’échelle observés pour ces paramètres aux paragraphes précédents.

Enfin, pour $200 < \nu_{\text{max}} < 300 \mu\text{Hz}$, l’augmentation de α_{gran} dans les simulations s’explique par le fait que pour les valeurs de ν_{max} proches de la fréquence de Nyquist, une dégénérescence de l’ajustement entraîne une surestimation du bruit blanc et une sous-estimation de la puissance de granulation à haute fréquence, ce qui induit une augmentation de la pente. On retrouve ce comportement dans les observations (Fig. 5.10a) avec une amplitude plus importante, qui ne peut s’expliquer par la variété des magnitudes des étoiles.

Paramètre P_{gran}

Les valeurs de P_{gran} obtenues avec l’échantillon CoRoT montrent une forte dispersion (figure 5.11a) qui ne peut pas être expliquée par les erreurs internes, comme

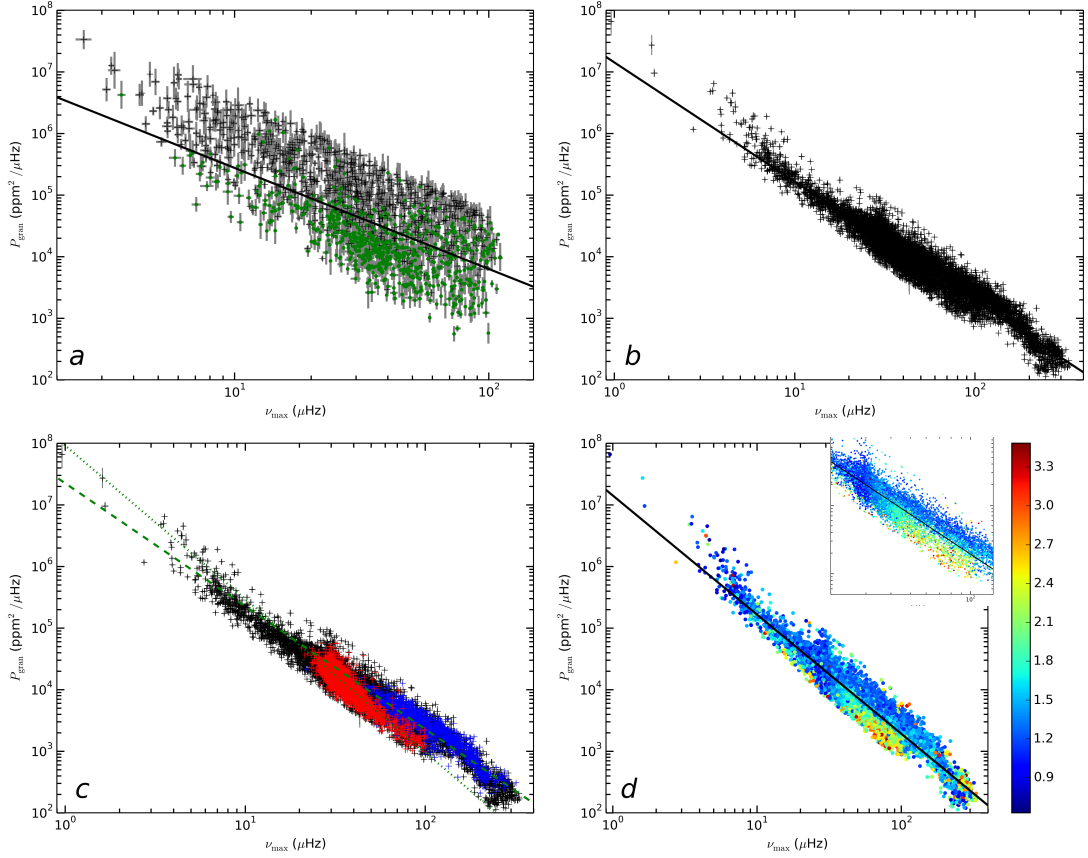


Figure 5.11: *a et b* : Puissance de granulation P_{gran} obtenue avec 1583 étoiles CoRoT (*a*) et 11.937 étoiles *Kepler* (*b*). Les croix noires représentent les valeurs obtenues, avec leurs barres d'erreurs en gris. Pour CoRoT, les résultats pour lesquels l'algorithme d'analyse a inclus la composante d'activité de l'ajustement sont représentés en vert. La ligne noire est la relation d'échelle déduite des résultats.

c : Même figure que *b* avec respectivement en bleu et en rouge, les étoiles de la RGB et du clump. La ligne verte en tiret et celle en pointillée représentent respectivement la relation d'échelle des étoiles de la RGB et du clump.

d : Même figure que *b* avec la masse indiquée en code couleur. Pour une meilleure visibilité de la variation de la masse, nous n'affichons que les masses comprises entre $0,6 \leq M/M_{\odot} \leq 3,5$. L'encadré est un zoom dans l'intervalle $20 \leq \nu_{\text{max}} \leq 130 \mu\text{Hz}$.

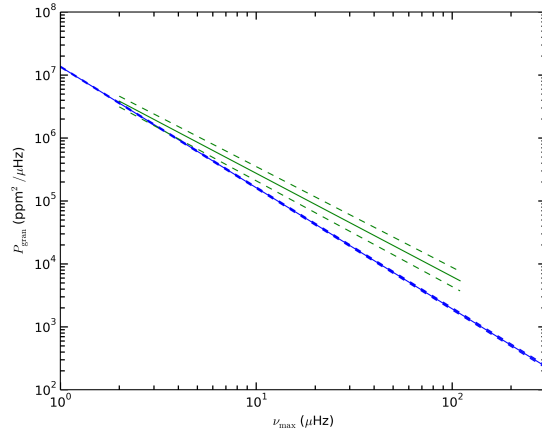


Figure 5.12: Relations d'échelle du paramètre P_{gran} que nous avons obtenues avec les données CoRoT (en vert) et *Kepler* (en bleu). Les traits pleins représentent les relations d'échelle déduites de l'ensemble des résultats après un ajustement par moindres carrés en considérant les erreurs internes suivant l'axe des ordonnées. Les tirets représentent les valeurs extrêmes que les relations d'échelle peuvent prendre en considérant les erreurs associées sur le coefficient α et l'exposant β .

le confirme la valeur du χ^2 réduit (cf. Tab. 5.2). Lorsque nous isolons les données dont la composante d'activité a été ajustée (en vert), nous remarquons, une fois encore, qu'elle intervient dans la dispersion des résultats. Dans le cas des valeurs obtenues avec l'échantillon *Kepler* (figure 5.11b), la dispersion est nettement plus faible, permettant d'apercevoir des structures, comme celle observée dans l'intervalle $20 < \nu_{\text{max}} < 100 \mu\text{Hz}$. Sur les figures 5.11c et d, on voit très nettement que cette structure est due aux étoiles du clump qui ont une puissance de granulation évoluant significativement plus vite avec ν_{max} que celles des étoiles de la RGB. On constate que contrairement à τ_{eff} et σ^2 , le paramètre P_{gran} ne présente pas l'anomalie précédemment remarquée dans l'intervalle $100 < \nu_{\text{max}} < 200 \mu\text{Hz}$.

Sur l'ensemble de chacun des jeux de données, nous obtenons les relations d'échelles suivantes :

- $P_{\text{gran}} = (1, 2 \pm 0, 2) 10^7 \nu_{\text{max}}^{-1,64 \pm 0,04}$ (CoRoT)
- $P_{\text{gran}} = (1, 36 \pm 0, 03) 10^7 \nu_{\text{max}}^{-1,923 \pm 0,005}$ (*Kepler*)

Leur comparaison est illustrée dans la figure 5.12. On constate qu'au dessus de $\nu_{\text{max}} \simeq 10 \mu\text{Hz}$, la différence est significative entre les deux relations d'échelle.

Nos résultats ne sont pas directement comparables à ceux de Kallinger et al. (2014) et ceux de Mathur et al. (2011) qui, dans le premier cas, utilisent deux composantes de granulation et dans le deuxième résultent de la moyenne de différentes méthodes.

Néanmoins, on constate que la pente de notre relation d'échelle obtenue avec les données *Kepler* est proche de celle de Mathur et al. (2011), de Kallinger et al. (2014) et de la pente théorique (cf. Tab. 5.1).

Paramètre τ_{gran}

Comme pour P_{gran} , les valeurs du paramètre τ_{gran} obtenues avec l'échantillon CoRoT (Fig. 5.13a) montrent une dispersion significative qui, ici aussi, est liée à l'ajustement ou non de la composante d'activité par le MLEUP.

Dans le cas de *Kepler* (Fig. 5.13b), la dispersion des résultats est en revanche assez différente de celle obtenue avec le paramètre τ_{eff} . Nous constatons un renflement bien plus important sur l'intervalle $20 < \nu_{\text{max}} < 200 \mu\text{Hz}$. Dans l'intervalle $20 < \nu_{\text{max}} < 100 \mu\text{Hz}$, nous pouvons assimiler ce renflement autour de la relation d'échelle à la présence des étoiles du clump (cf figures 5.13c et d). Quant à la remontée des valeurs de τ_{gran} sur l'intervalle $100 < \nu_{\text{max}} < 200 \mu\text{Hz}$, qui correspond à la sous-estimation des valeurs de τ_{eff} , elle est liée au comportement de α_{gran} dans cet intervalle. Si ce dernier est trop faible à cause de la double composante de la granulation (cf. paragraphe 5.3.3), alors τ_{gran} prend une valeur trop grande et donc, on surestime sa valeur. Ainsi, la structure observée entre 100 et 200 μHz pour les paramètres de granulation τ_{eff} et σ^2 est principalement imputable au paramètre α_{gran} .

Nous obtenons les relations d'échelle suivantes en utilisant respectivement le jeu de données CoRoT et *Kepler* :

- $\tau_{\text{gran}} = (3, 0 \pm 0, 3)10^5 \nu_{\text{max}}^{-0,93 \pm 0,03}$ (CoRoT)
- $\tau_{\text{gran}} = (5, 71 \pm 0, 08)10^4 \nu_{\text{max}}^{-0,542 \pm 0,004}$ (*Kepler*)

La figure 5.14 montre qu'à partir de $\nu_{\text{max}} \sim 35 \mu\text{Hz}$, les relations d'échelle obtenues avec l'échantillon CoRoT et *Kepler* sont compatibles. En-deçà, la différence est significative.

5.3.4 Paramètres fondamentaux

Il est possible de déduire une estimation de la masse et du rayon à l'aide des paramètres sismiques ν_{max} et $\Delta\nu$ et de la température effective T_{eff} , via les relations d'échelle suivantes (cf. section 2.4.7 pour plus de détail) :

$$\frac{M}{M_{\odot}} = \left(\frac{\nu_{\text{max}}}{\nu_{\text{ref}}} \right)^3 \left(\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_{\text{ref}}} \right)^{-4} \left(\frac{T_{\text{eff}}}{T_{\odot}} \right)^{3/2} \quad (5.1)$$

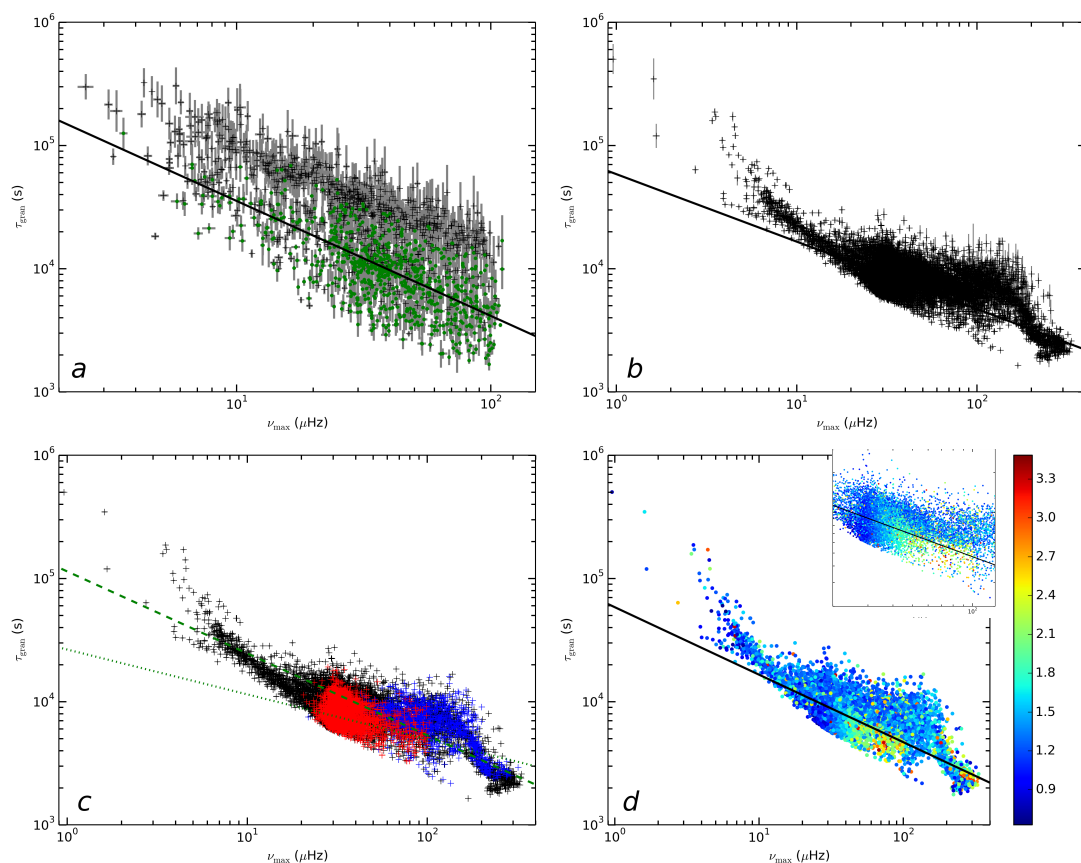


Figure 5.13: *a et b* : Temps caractéristique de granulation τ_{gran} obtenue avec 1583 étoiles CoRoT (*a*) et 11.937 étoiles *Kepler* (*b*). Les croix noires représentent les valeurs obtenues, avec leurs barres d'erreurs en gris. Pour CoRoT, les résultats pour lesquels l'algorithme d'analyse a inclus la composante d'activité de l'ajustement sont représentés en vert. La ligne noire est la relation d'échelle déduite des résultats.

c : Même figure que *b* avec respectivement en bleu et en rouge, les étoiles de la RGB et du clump. La ligne verte en tiret et celle en pointillée représentent respectivement la relation d'échelle des étoiles de la RGB et du clump.

d : Même figure que *b* avec la masse indiquée en code couleur. Pour une meilleure visibilité de la variation de la masse, nous n'affichons que les masses comprises entre $0,6 \leq M/M_{\odot} \leq 3,5$. L'encadré est un zoom dans l'intervalle $20 \leq \nu_{\text{max}} \leq 130 \mu\text{Hz}$.

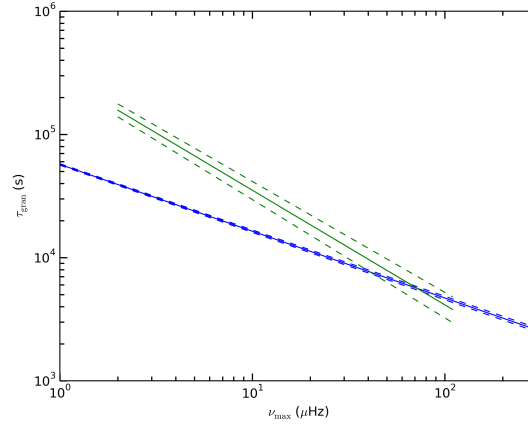


Figure 5.14: Relations d'échelle du paramètre τ_{gran} que nous avons obtenues avec les données CoRoT (en vert) et *Kepler* (en bleu). Les traits pleins représentent les relations d'échelle déduites de l'ensemble des résultats après un ajustement par moindre carré en considérant les erreurs internes suivant l'axe des ordonnées. Les tirets représentent les valeurs extrêmes que les relations d'échelle peuvent prendre en considérant les erreurs associées sur le coefficient α et l'exposant β .

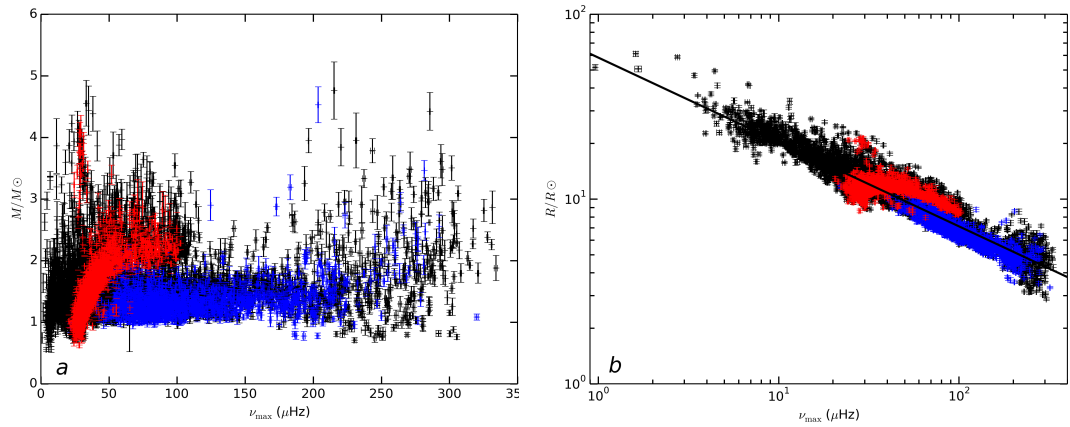


Figure 5.15: Distribution de la masse (*a*) et du rayon (*b*) en fonction de ν_{max} , obtenus pour 11.937 étoiles *Kepler*. Les étoiles identifiées comme appartenant respectivement au clump et à la RGB sont représentées en rouge et en bleu. La ligne noire correspond à la relation d'échelle ajustée entre le rayon et ν_{max} .

$$\frac{R}{R_{\odot}} = \left(\frac{\nu_{\max}}{\nu_{\text{ref}}} \right) \left(\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_{\text{ref}}} \right)^{-2} \left(\frac{T_{\text{eff}}}{T_{\odot}} \right)^{1/2} \quad (5.2)$$

Nous normalisons les valeurs du rayon et de la masse à l'aide des valeurs de références utilisées par Mosser et al. (2013b) : $\Delta\nu_{\text{ref}} = 138,8 \mu\text{Hz}$, $\nu_{\text{ref}} = 3104 \mu\text{Hz}$ et $T_{\odot} = 5777 \text{ K}$.

Les erreurs associées à ces deux paramètres sont :

$$\delta M = M \sqrt{\left(\frac{3\delta\nu_{\max}}{\nu_{\max}} \right)^2 + \left(\frac{4\delta\Delta\nu}{\Delta\nu} \right)^2 + \left(\frac{3}{2} \frac{\delta T_{\text{eff}}}{T_{\text{eff}}} \right)^2} \quad (5.3)$$

$$\delta R = R \sqrt{\left(\frac{\delta\nu_{\max}}{\nu_{\max}} \right)^2 + \left(\frac{2\delta\Delta\nu}{\Delta\nu} \right)^2 + \left(\frac{1}{2} \frac{\delta T_{\text{eff}}}{T_{\text{eff}}} \right)^2} \quad (5.4)$$

Nous pouvons remarquer que l'estimation de la masse est davantage sensible aux erreurs liées aux paramètres sismiques et à T_{eff} que ne l'est le rayon.

Sur la figure représentant la variation de la masse en fonction de ν_{\max} (Fig. 5.15a), nous pouvons voir clairement que les étoiles de la RGB (en bleu) ont des masses principalement comprises entre ~ 1 et $2M_{\odot}$. Les étoiles de plus faibles masses sont inexistantes sur la RGB car leurs durées de vie sur la séquence principale dépassent l'âge de l'Univers. Celles ayant une masse supérieure évoluent plus rapidement.

Les étoiles du clump (en rouge) couvrent un intervalle de masse plus large que les étoiles de la RGB, entre $\sim 0,5$ et $3,5M_{\odot}$. Typiquement, les étoiles ayant de faibles masses ($< 1M_{\odot}$) sont des étoiles qui ont parcouru toute la RGB et ont perdu de la masse lorsqu'elle ont atteint le haut de la RGB, avant d'allumer la combustion de l'hélium. Quant aux étoiles du clump de masse supérieure à $\sim 2M_{\odot}$, elles sont typiquement les étoiles du clump secondaire qui n'ont pas eu besoin de monter toute la RGB et d'atteindre le flash de l'hélium pour pouvoir démarrer la combustion de l'hélium dans leur cœur.

En ce qui concerne la distribution du rayon (Fig. 5.15b), nous constatons le phénomène inverse de la masse. En effet, les étoiles de la RGB présentent une étendue en rayon bien plus grande que celles du clump car, en montant la RGB, leurs rayons augmentent fortement. Tandis que dans le clump, les étoiles ont des rayons stables.

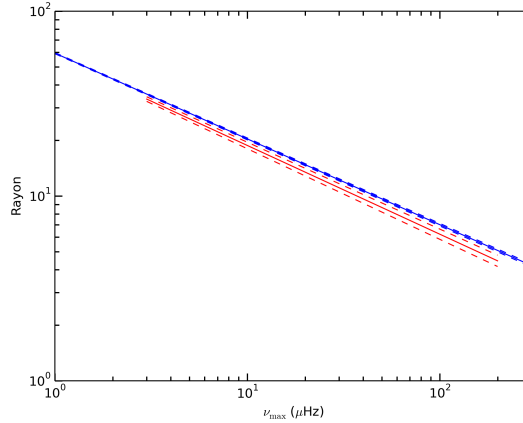


Figure 5.16: Relations d'échelle pour le rayon R/R_{\odot} obtenue avec les données *Kepler* (en bleu) ainsi que celle déduite par Mosser et al. (2010) (en rouge). Les traits pleins représentent les relations d'échelle déduites de l'ensemble des résultats après un ajustement par moindre carré en considérant les erreurs internes suivant l'axe des ordonnées. Les tirets représentent les valeurs extrêmes que les relations d'échelle peuvent prendre en considérant les erreurs associées sur le coefficient α et l'exposant β .

Concernant l'évolution du rayon avec ν_{\max} , nous remarquons une forte dépendance. Après avoir ajusté l'ensemble de l'échantillon des données *Kepler*, nous obtenons la relation d'échelle suivante :

$$R/R_{\odot} = (59, 3 \pm 0, 4) \nu_{\max}^{-0,464 \pm 0,002} \quad (5.5)$$

Comparée à la relation d'échelle déduite par Mosser et al. (2010), $R/R_{\odot} = (56, 7 \pm 1.0) \nu_{\max}^{-0,48 \pm 0,01}$, nous remarquons que les pentes sont compatibles et comme le montre la figure 5.16, les deux lois d'échelle sont marginalement compatibles sur toute la gamme de ν_{\max} considérée.

La pente de notre relation d'échelle est également très proche de la valeur théorique ($\beta = -0, 5$).

		Relations d'échelle : $\alpha \nu_{\max}^{\beta}$					
	Pop	Kepler			CoRoT		
		Coefficient α	Exposant β	χ^2	Coefficient α	Exposant β	χ^2
H_{env}	Tous	$(9,5 \pm 0,3)10^6$	$-1,712 \pm 0,008$	93,6	$(6 \pm 1)10^6$	$-1,56 \pm 0,05$	47,0
	Clump	$(1,8 \pm 0,1)10^8$	$-2,54 \pm 0,02$	30,5	—	—	—
	RGB	$(1,11 \pm 0,2)10^7$	$-1,68 \pm 0,03$	90,1	—	—	—
$\Delta\nu$	Tous	$0,289 \pm 0,001$	$0,7494 \pm 0,0009$	44088,5	$0,317 \pm 0,005$	$0,717 \pm 0,004$	12269,6
	Clump	$0,490 \pm 0,004$	$0,603 \pm 0,002$	11657,5	—	—	—
	RGB	$0,313 \pm 0,004$	$0,737 \pm 0,003$	47004,2	—	—	—
τ_{eff}	Tous	$(4,11 \pm 0,05)10^5$	$-0,851 \pm 0,003$	45,5	$(8,2 \pm 0,6)10^5$	$-1,03 \pm 0,02$	12,6
	Clump	$(2,05 \pm 0,08)10^5$	$-0,67 \pm 0,01$	24,1	—	—	—
	RGB	$(1,3 \pm 0,1)10^6$	$-1,12 \pm 0,02$	75,3	—	—	—
σ^2	Tous	$(2,82 \pm 0,06)10^7$	$-1,230 \pm 0,005$	876,4	$(1,8 \pm 0,2)10^7$	$-0,93 \pm 0,03$	257,6
	Clump	$(2,5 \pm 0,1)10^8$	$-1,84 \pm 0,01$	376,1	—	—	—
	RGB	$(1,8 \pm 0,3)10^7$	$-1,10 \pm 0,03$	1708,1	—	—	—
P_{gran}	Tous	$(1,36 \pm 0,03)10^7$	$-1,923 \pm 0,005$	78,7	$(1,2 \pm 0,2)10^7$	$-1,64 \pm 0,04$	25,0
	Clump	$(7,1 \pm 0,5)10^7$	$-2,42 \pm 0,02$	60,4	—	—	—
	RGB	$(2,2 \pm 0,2)10^7$	$-1,99 \pm 0,02$	68,0	—	—	—
τ_{gran}	Tous	$(5,71 \pm 0,08)10^4$	$-0,542 \pm 0,004$	69,2	$(3,0 \pm 0,3)10^5$	$-0,93 \pm 0,03$	18,8
	Clump	$(2,5 \pm 0,1)10^4$	$-0,35 \pm 0,01$	46,6	—	—	—
	RGB	$(1,12 \pm 0,08)10^5$	$-0,66 \pm 0,02$	54,3	—	—	—
R/R_{\odot}	Tous	$59,3 \pm 0,4$	$-0,464 \pm 0,002$	44,9	—	—	—

Table 5.2: Les relations d'échelle estimées comme une loi de puissance de ν_{\max} des paramètres H_{env} , $\Delta\nu$, τ_{eff} , σ^2 , P_{gran} et τ_{gran} . Elles sont déterminées en utilisant 11.937 géantes rouges observées par *Kepler* et 1583 par CoRoT. Pour *Kepler*, nous indiquons également celles obtenues avec 2450 étoiles du clump et 1110 de la RGB. Ces relations d'échelle ont été déduites en utilisant un ajustement par moindre carrée des différents ensembles d'étoiles en considérant les erreurs internes des paramètres suivant l'axe des ordonnées. Le χ^2 réduit obtenu est indiqué pour chaque relation.

Paramètre	$\delta(err)$ CoRoT (%)		$\delta(err)$ Kepler (%)	
	négatif	positif	négatif	positif
H_{env}	-18%	+23%	-6%	+6%
ν_{max}	2%	2%	-0,5%	+0,5%
$\Delta\nu$	0,1%	0,1%	-0,03%	+0,03%
τ_{eff}	-18%	+22%	-3%	+4%
σ^2	-6%	+6%	-1%	+1%
P_{gran}	-24%	+32%	-4%	+4%
τ_{gran}	-18%	+22%	-3%	+4%
α_{gran}	-6%	+6%	-2%	+2%
M/M_{\odot}	—	—	-6%	+6%
R/R_{\odot}	—	—	-2%	+2%

Table 5.3: Médiane des erreurs internes relatives $\delta(err)$ en % pour les résultats de l'échantillon CoRoT et Kepler.

5.4 Collaboration

Nous présentons dans cette section des résultats obtenus dans le cadre de nos collaborations avec d'autres équipes en dehors de la communauté stellaire. Les articles sont dans l'annexe A.

5.4.1 Application à l'étude du milieu interstellaire

Les DIBs (*Diffuse Interstellar bands*) sont des raies d'absorption irrégulières provenant du milieu interstellaire et qui apparaissent dans les spectres stellaires. On ne sait pas encore toujours par quelles molécules ils sont créés, mais ils font l'objet de recherches actives. En effet, les DIBs présentent certains avantages. Observationnellement, les DIBs sont répartis sur un intervalle étendu de longueur d'onde (du visible à l'IR) et ne présentent pas de saturation avec la distance ou l'opacité du milieu le long de la ligne de visée. Un autre avantage est la possibilité de déduire via l'intensité (profondeur et largeur) et le décalage Doppler de leurs raies, respectivement la quantité de matière interstellaire ainsi que la vitesse radiale des nuages le long de la ligne de visée. Ce qui fait des DIBs des outils précieux pour localiser les nuages interstellaires galactiques, étudier leur cinématique et sonder les conditions moyennes dans le milieu interstellaire.

Dans le but d'étudier la variation des DIBs en fonction de la distance le long de l'axe de visée et leur relation avec l'extinction dans différentes régions de la Voie Lactée, Puspitarini et al. (2015, noté P2015 ci-après) ont analysé des spectres

de 225 étoiles observées par le relevé spectroscopique *Gaia*-ESO (GES, Gilmore et al. 2012). Ces étoiles de notre Galaxie sont situées à différentes distances (de ~ 0 à 10 kpc du Soleil) et dans cinq directions (cf. figures 1 et 20 de P2015). À l'aide de leur méthode d'analyse, ils ont déduit la largeur équivalente EW et la vitesse radiale des DIBs, la distance des étoiles d ainsi que l'extinction A_0 des nuages interstellaires le long de la ligne de visée.

Parmi les étoiles GES, 172 ont été observées avec CoRoT dans le centre et l'anti-centre (voir Table 1 de P2015). Nous avons eu l'occasion de participer à cette étude en apportant des contraintes sismiques. Pour cela, nous avons analysé l'ensemble de ces étoiles CoRoT à l'aide de la méthode ACF-MDC (la méthode MLEUP n'avait pas encore été implémentée) dans le but d'extraire les indices sismiques ν_{\max} et $\Delta\nu$. Environ 80% de ces étoiles ne présentent pas d'oscillations ou sont trop faibles pour être détectées. Parmi les 20% restants, nous avons pu extraire des indices sismiques dont nous sommes sûrs pour une quinzaine d'étoiles, soit 9% de l'ensemble des étoiles. Puis, en utilisant ces paramètres avec les températures effectives T_{eff} (GES, Data Release 1), nous avons déduit les masses, les rayons et les gravités de surface dits *sismiques*.

Les masses et les rayons ont été calculés comme expliqué à la section 5.3.4. Concernant le logarithme de la gravité de surface $\log g$, sachant que $\nu_{\max} \propto g T_{\text{eff}}^{-1/2}$ (cf. section 2.4.1), on a :

$$\log g = \log g_{\odot} + \log \left(\frac{\nu_{\max}}{\nu_{\max,\odot}} \right) + \frac{1}{2} \log \left(\frac{T_{\text{eff}}}{T_{\text{eff},\odot}} \right), \quad (5.6)$$

avec $g_{\odot} = 27416 \text{ cm/s}^2$, $\nu_{\max,\odot} = 3104 \text{ } \mu\text{Hz}$ et $T_{\text{eff},\odot} = 5777 \text{ K}$.

L'erreur associée à $\log g$ est :

$$\delta \log g = \frac{1}{\ln 10} \sqrt{\left(\frac{\delta \nu_{\max}}{\nu_{\max}} \right)^2 + \left(\frac{1}{2} \frac{\delta T_{\text{eff}}}{T_{\text{eff}}} \right)^2} \quad (5.7)$$

Nous constatons que $\log g$ est faiblement sensible à T_{eff} . En effet, une erreur de $\delta T_{\text{eff}} = 100 \text{ K}$, induit une erreur de $\delta \log g = 0,005 \text{ dex}$.

Lorsque nous comparons les $\log g$ sismiques avec ceux déduits par l'analyse spectroscopique (GES DR1), nous constatons que les premiers sont systématiquement plus grands que les seconds d'au moins 0,2 dex, la médiane étant de 0,5 dex (cf. Fig. 5.17). La figure 5.18 illustre l'apport des contraintes sismiques sur la détermination de la valeur de l'extinction A_0 et de la distance d . Nous notons une nette différence des valeurs et une amélioration des incertitudes.

L'équation (5.6) fournit de bonnes estimations du $\log g$. Grâce à de faibles erreurs sur ν_{\max} ($\sim 1,4 \text{ } \mu\text{Hz}$ en moyenne), nous atteignons ici une précision

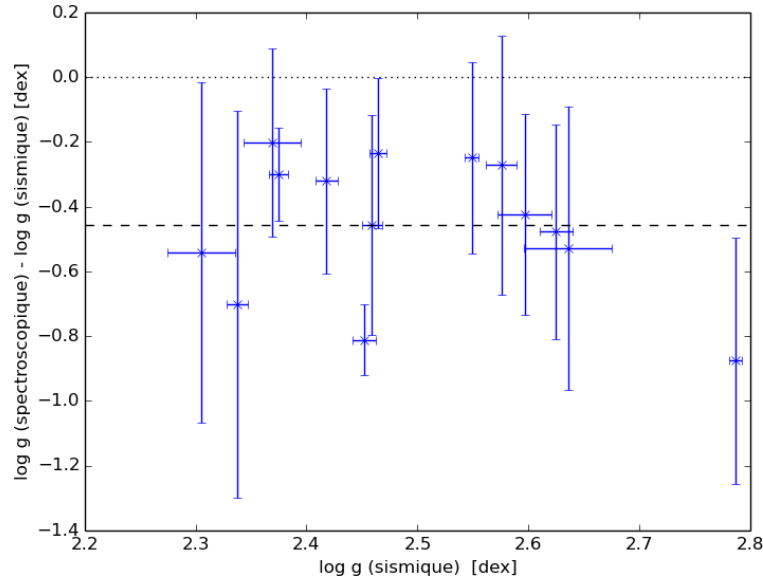


Figure 5.17: Différence des valeurs de la gravité de surface $\log g$ déduits à partir des données spectroscopiques (GES DR1) et astérosismiques (CoRoT) en fonction des valeurs astérosismiques. Les tirets indiquent la moyenne des différences : $\langle \log g_{\text{spectroscopique}} - \log g_{\text{sismique}} \rangle = -0,46 \pm 0,21$ [dex].

sur $\log g$ de 0,015 dex en moyenne. La différence des $\log g$ observée serait donc principalement due à la faible résolution avec laquelle ces étoiles ont été observées ($R \simeq 17.000$ - GIRAFFE). Les travaux de Morel et al. (2014) viennent conforter cette idée car, en comparant les valeurs des $\log g$ sismiques et spectroscopiques pour 17 étoiles, dont la plupart ont été observées avec l'instrument HARPS ($R \simeq 80.000$), ils obtiennent une différence beaucoup plus faible, de l'ordre de $0,04 \pm 0,13$ dex en moyenne.

Grâce à ces contraintes sismiques les résultats de certaines étoiles ont pu être validés ou invalidés et donc rejetés de l'étude (e.g. Fig. 6 de P2015). Ainsi, à partir de l'ensemble des résultats, Puspitarini et al. (2015) montrent que les largeurs équivalentes EW des raies des DIBs sont linéairement corrélées avec l'extinction A_0 (e.g. Fig. 7 de P2015) et par conséquent, corrélées à la quantité de matière interstellaire présente entre les étoiles observées et nous. De plus, ils montrent que les EW sont corrélées avec la distance estimée des étoiles observées (e.g. Fig. 8 de P2015). La figure 5.19 (adapté de la figure 6 de P2015) montre la variation de EW de deux raies DIBs en fonction de la distance des étoiles du champs anticentre de CoRoT. On voit clairement l'augmentation de EW de 0 à 1 kpc, suivit d'un plateau, puis d'une seconde remontée à partir de 3 kpc environs. Chaque rampe correspond

à la traversée d'un nuage interstellaire dense. Le premier est identifié comme étant le bras local et le deuxième, le bras Perseus. Enfin, le plateau correspond à l'absence de matière générant les DIBs, autrement dit, à une région située entre deux bras galactiques (appelée inter-bras). Ainsi, les mesures de l'intensité des DIBs pourront améliorer la construction d'une carte en 3D du milieu interstellaire

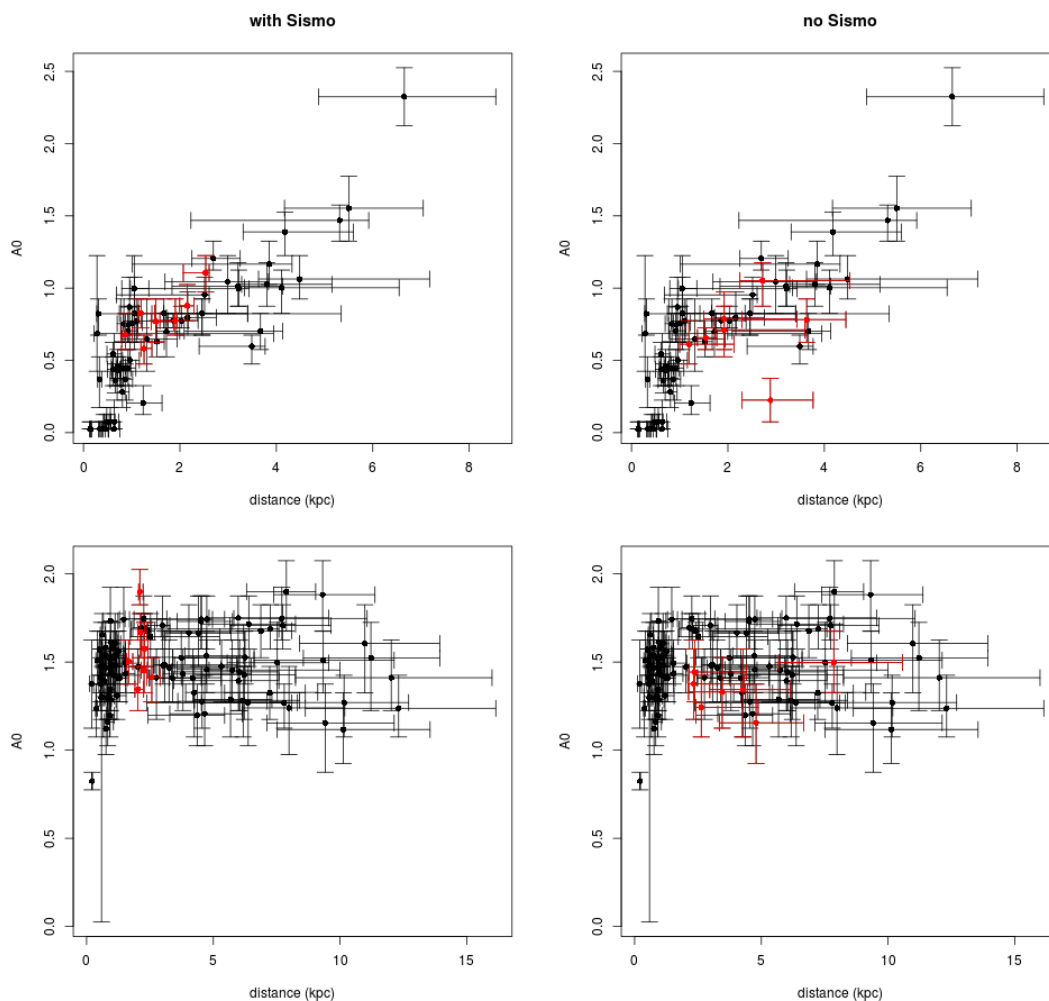


Figure 5.18: Résultats de l'extinction A_0 en fonction de la distance d pour les étoiles du champ CoRoT : de l'antcentre (en haut) et du centre (en bas). En rouges sont les étoiles pour lesquelles nous avons obtenu des indices sismiques. La colonne de gauche représente les résultats (en rouge) de A_0 et de d obtenus en utilisant les données sismiques et la colonne de droite, en utilisant les données spectroscopiques (GES DR1). Crédit : L. Puspitarini/C. Babusiaux

déterminée à l'aide des distances très précises attendues de *Gaia*.

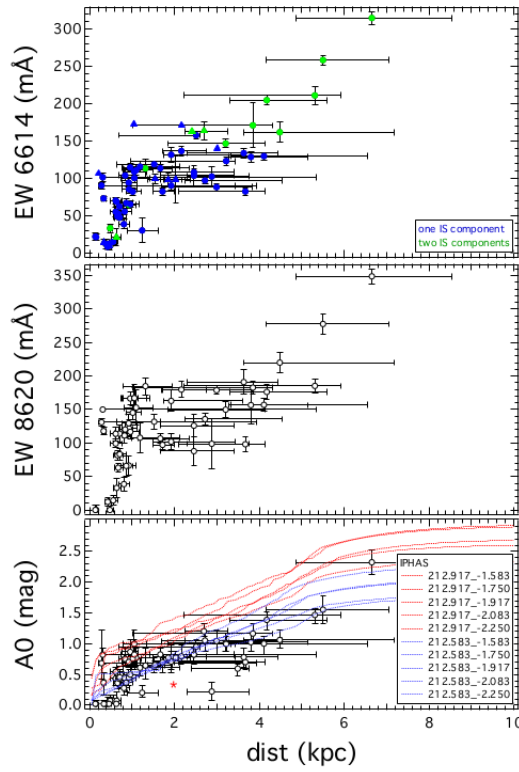


Figure 5.19: Résultats pour les étoiles du champ anticentre de CoRoT pour les largeurs équivalentes EW de deux raies DIBs (6614 Å, en haut, et 8620 Å, au milieu) et l'extinction A_0 (en bas) en fonction de la distance estimée d . Les cercles et les triangles montrent respectivement les observations GIRAFFE et UVES. L'étoile 06441428-0057447, marquée par une étoile rouge (en bas), est une étoile dont les paramètres spectroscopiques sont fortement en désaccord avec ceux de la sismologie. Ce désaccord permet de dire que la distance et l'extinction ne sont pas précis pour cette étoile. Adapté de Puspitarini et al. (2015)

5.4.2 Application à l'étude des populations galactiques

Les rapports d'abondances stellaires $[\alpha/\text{Fe}]$ sont généralement utilisés comme un indicateur indirect de l'âge des étoiles car les modèles standards d'évolution chimique de la Voie Lactée prédisent que l'abondance stellaire $[\alpha/\text{Fe}]$ est proportionnelle à l'âge. L'idée est la suivante : Le milieu interstellaire s'enrichit en éléments lourds au cours du temps avec la mort des étoiles. En fonction de la masse de ces étoiles, les éléments libérés au cours du temps ne seront

pas identiques. Les étoiles massives ayant des durées de vie courtes, viennent enrichir rapidement le milieu interstellaire en éléments dit α (O , Ne , Mg , Si , S , Ar , Ca , Ti) après avoir explosé en supernovæ de type II. Puis, suivant un temps beaucoup plus long, les étoiles moins massives enrichissent à leur tour le milieu via les stades de type supernovæ de type Ia ou de la branche asymptotique des géantes avec, cette fois-ci, les éléments du pic du fer (Cr , Mn , Fe , Co , Ni). Par conséquent, les rapports d'abondances $[\alpha/Fe]$ sont proportionnels à l'âge de l'étoile. Ainsi, la comparaison des abondances entre les éléments α et le fer est traditionnellement utilisée comme horloge chimique de la Galaxie. C'est ce que l'on appelle l'Archéologie Galactique.

Nous pouvons estimer à partir des indices sismiques et de la T_{eff} , des masses, des rayons, des $\log g$, à l'aide desquels on peut déterminer des âges via des modèles d'évolution stellaire (Lebreton et al. 2014). Ainsi, la combinaison des paramètres sismiques et spectroscopiques, nous permet d'augmenter considérablement notre connaissance des étoiles. Dans ce but, la collaboration CoRoGEE a été créée. Elle est constituée d'équipes internationales de CoRoT et de APOGEE (Majewski et al. 2015), un grand relevé spectroscopique à haute résolution spectrale dans l'infrarouge.

C'est dans ce contexte que Chiappini et al. (2015, noté C2015 ci-après) ont découvert un groupe d'étoiles géantes rouges dont les rapports d'abondance $[\alpha/Fe]$ sont élevés (cf. figures 1 et 3 de C2015), correspondant donc à des étoiles vieilles mais qui présentent en même temps des propriétés sismiques inhérentes à de plus jeunes étoiles.

Pour cette étude, les deux premiers champs d'observations CoRoT ont été considérés car ils présentent l'avantage de correspondre à deux lignes de visées différentes dans la galaxie (cf. Fig. 2 de C2015) et donc à deux populations d'étoiles différentes (Miglio et al. 2013). Nous avons eu l'opportunité de participer à cette étude dans le but de fournir les données sismiques pour les 690 étoiles. Ces données sismiques combinées aux données spectroscopiques et photométriques ont permis de déterminer des âges, des distances et des extinctions en utilisant le code bayésien PARAM (Rodrigues et al. 2014). Pour une dizaine d'étoiles, les âges ainsi estimés et le rapport d'abondance $[\alpha/Fe]$ sont en désaccord avec le modèle d'évolution chimique galactique de Chiappini (2009).

L'origine de ces étoiles n'est pas encore bien comprise car leurs existences n'est pas expliquée par les modèles standards d'évolution chimique de la Voie Lactée, montrant ainsi que l'histoire chimique de l'enrichissement du disque galactique est plus complexe qu'on ne le pensait. De nombreuses études sont en cours (e.g. Martig et al. 2015, dans le champ *Kepler*). Chiappini et al. (2015) suggèrent que

ces étoiles reflètent la complexité de l'évolution chimique ayant lieu près de la région de corotation de la barre galactique.

Chapitre 6

Conclusion et perspectives

6.1 Conclusion

Comme nous l'avons vu, nous sommes désormais capables d'extraire des indices sismiques (e.g. ν_{\max} et $\Delta\nu$) pour un grand nombre d'étoiles, particulièrement des géantes rouges. Par le biais de relations dimensionnelles théoriques, ces indices permettent de déterminer les paramètres fondamentaux, tels que leurs masses, rayons et $\log g$ par exemple. Les observations photométriques nous permettent également de caractériser la granulation en terme de puissance et de temps caractéristique dans ces mêmes objets.

De nombreuses méthodes d'extraction d'indices sismiques ont été développées, ce qui a permis un essor dans notre compréhension de ces étoiles. La majeure partie de ces méthodes étaient focalisées sur la détermination des indices sismiques mais traitaient la granulation de manière non satisfaisante. En effet, dans ces applications, les spectres de puissance étaient lissés, ce qui a pour conséquence de dégrader l'estimation des paramètres de granulation. Seuls Kallinger et al. (2010a) proposaient une autre approche, qui consiste à optimiser un modèle de granulation sur un spectre non lissé. Tandis que cette approche est satisfaisante pour la granulation, elle ne l'est pas pour les oscillations, modélisées par une simple gaussienne. Par ailleurs, les biais et les erreurs associés de ces méthodes n'ont été étudiés que de manière limitée (Hekker et al. 2011b; Verner et al. 2011b). Enfin, ces méthodes n'avaient été appliquées qu'à des nombres réduits d'objets (de l'ordre d'un millier) et sur des séries temporelles de durées limitées (maximum deux ans), seules données disponibles à l'époque. Or, aujourd'hui nous disposons de plusieurs dizaines de milliers de courbes de lumières de géantes rouges, dont beaucoup attendent encore d'être analysées.

Mon projet consistait à développer une méthode automatique et caractérisée,

dans le but d'analyser de manière homogène l'ensemble des données CoRoT et *Kepler* actuellement disponibles et d'en extraire simultanément les indices sismiques fondamentaux d'oscillations ($\Delta\nu$, ν_{\max} et H_{env}) et les paramètres de la granulation (τ_{eff} et σ). Ces indices et paramètres seront mis à disposition de toute la communauté scientifique, stellaire et au-delà, dans la base de donnée appelée *Stellar Seismic Indices* (SSI), dont l'ouverture est prévue pour fin 2016.

Pour cela, j'ai étudié plusieurs méthodes existantes en identifiant leurs avantages et leurs inconvénients. À la suite de cette étude et à titre de comparaison, j'ai implémenté la méthode ACF-MDC, représentative de la plupart des méthodes utilisées. Elle utilise l'autocorrelation filtrée (ACF) pour déterminer $\Delta\nu$. Puis, sur la PSD lissée, elle ajuste par la méthode des moindres carrés (MDC) une pseudo-lorentzienne pour le signal de granulation et une gaussienne pour déterminer ν_{\max} . J'ai ensuite développé une nouvelle méthode, appelée MLEUP. À l'aide du maximum de vraisemblance (MLE), elle ajuste sur la PSD non lissée (donc non dégradée), une pseudo-lorentzienne pour le signal de granulation et le patron universel d'oscillations (UP) des géantes rouges pour le spectre d'oscillations.

Dans les étoiles, la granulation est généralement modélisée à l'aide d'une seule composante. La présence de deux composantes observée dans le Soleil, n'a été remarquée qu'en 2013, pour quelques étoiles peu évoluées (séquence principale et sous-géantes - cf. Karoff et al. 2013). En 2014, Kallinger et al. (2014) ont confirmé la présence de la double composante dans une dizaine de géantes rouges. L'interprétation de ces deux composantes est sujette à débats et n'a pour l'instant aucun support théorique. Dans ce contexte, j'ai fait le choix de n'utiliser qu'une seule composante pseudo-lorentzienne car cela permet un ajustement plus robuste et adapté à de grands échantillons d'étoiles. Quant à l'utilisation du patron universel d'oscillations, elle constitue l'originalité de cette méthode et permet de contraindre simultanément les indices sismiques et les paramètres de granulation qui sont fortement dépendants.

Les performances de ces deux méthodes ont été évaluées à l'aide d'un ensemble de courbes de lumière simulées. Ceci m'a permis de quantifier les biais, de mesurer les dispersions et d'en comprendre les sources et de déterminer dans quelle mesure les erreurs internes retournées par les méthodes étaient représentatives des dispersions. Cette étude a confirmé la supériorité de la méthode MLEUP. En effet, cette méthode présente d'excellentes performances : de faibles biais, de faibles dispersions, particulièrement pour $\Delta\nu$ et ν_{\max} et des erreurs internes qui sont généralement représentatif de la dispersion. Autant d'avantages qui font de cette méthode, une méthode tout à fait compétitive par rapport à celles déjà existantes, et capable d'analyser avec une grande précision de grands ensembles d'étoiles.

J'ai ensuite utilisé cette méthode pour analyser d'une part, les six longs runs CoRoT ayant subi les dernières corrections, et d'autre part, l'ensemble des étoiles

Kepler identifiées comme géantes rouges. Au total, plus de 36.500 étoiles ont été analysées, parmi lesquelles j'ai obtenu des indices sismiques ($\Delta\nu$, ν_{\max} et H_{env}) et des paramètres de granulation (τ_{eff} et σ) pour plus de 13.500 étoiles. Aucune étude publiée aujourd'hui n'a analysé autant d'étoiles.

Grâce à la très bonne précision des paramètres déterminés, couplés aux informations sur le stade évolutif ainsi qu'à la masse déduite, j'ai pu faire ressortir des dépendances particulières qui n'avaient jamais été observées. Par exemple, j'ai mis en évidence que les étoiles du clump secondaire ont les paramètres $\Delta\nu$ et σ^2 qui varient plus rapidement avec ν_{\max} que celles de la RGB.

Les indices sismiques sont obtenus avec les erreurs internes données dans le tableau 5.3. D'après nos simulations, ces erreurs internes sont généralement représentatives des incertitudes estimées, sauf dans le cas de *Kepler* pour le paramètre $\Delta\nu$ (sur-estimations d'un facteur 4) et σ^2 (sous-estimations d'un facteur 3). Par ailleurs, pour les données *Kepler*, les valeurs des paramètres de granulation obtenues à ce jour pour $\nu_{\max} > 100 \mu\text{Hz}$ ne sont pas satisfaisantes.

Très prochainement, tous les longs runs CoRoT (dix-sept en tout) auront fait l'objet des dernières corrections, ce qui me permettra d'augmenter mon échantillon d'étoile CoRoT. J'estime ainsi obtenir des indices sismiques et des paramètres de granulation pour environ 3000 à 5000 géantes rouges observées par CoRoT.

Toutes les données (CoRoT et *Kepler*) analysées seront bientôt disponibles dans la base de données SSI, accompagnées des caractéristiques détaillées de ma méthode. Actuellement, je suis en train de finir un article (R. de Assis Peralta et al. in prep) contenant la description complète de la méthode MLEUP ainsi que les résultats des simulations et ceux obtenus avec les données CoRoT et *Kepler* à ce jour.

6.2 Perspectives

Pistes d'amélioration de la méthode MLEUP

Malgré ces résultats très encourageant, il reste encore quelques améliorations à apporter à la méthode MLEUP.

- Nous avons vu que dans l'intervalle $100 < \nu_{\max} < 200 \mu\text{Hz}$, j'obtiens des structures particulières pour les paramètres τ_{eff} et σ^2 , principalement à cause des faibles valeurs que prend α_{gran} . En effet, avec l'augmentation de la fréquence ν_{\max} , les deux composantes de la granulation sont de plus en plus distantes l'une de l'autre. Alors, de manière à prendre en considération l'éloignement de ces deux composantes, α_{gran} prend des valeurs de plus en plus faibles. Ceci pourrait expliquer les valeurs anormalement basses de τ_{eff} et élevées de σ^2 que j'obtiens dans ce domaine de fréquence. Ainsi, une

amélioration possible serait de trouver le moyen d'éviter que α_{gran} prennent des valeurs si faibles dans cet intervalle de fréquence. On pourrait également essayer de considérer un modèle de granulation à deux composantes et voir dans quelle mesure la méthode ne perd pas en efficacité.

- Aujourd'hui, mon modèle d'oscillations n'est composé que de modes p pures. On pourrait envisager d'améliorer ce modèle en intégrant également les modes mixtes pour analyser les géantes rouges. Ceci permettrait de mesurer par la même occasion $\Delta\Pi_1$, c'est à dire l'espacement en période des modes mixtes dipolaires et de déduire le stade évolutif des étoiles.
- OGLE (*Optical Gravitational Lensing Experiment*) est un observatoire au sol qui scrute le ciel en photométrie avec pour objectif initial de détecter des naines brunes par effet de micro-lentilles gravitationnelles. Ses objectifs scientifiques ont été élargis, notamment à la recherche d'exoplanète et à l'étude d'étoiles variables. Mosser et al. (2013a) ont montré que ces données de très longues durées (ici huit ans) permettent de déterminer les indices sismiques des étoiles du haut de la RGB ou de la branche asymptotique des géantes (AGB). Ainsi, ils ont pu étudier de nombreuses étoiles situées dans le Grand Nuage de Magellan, avec des ν_{max} allant de 0,1 à 0,6 μHz . Il serait alors intéressant d'adapter ma méthode à ce type de données.
- Le MLEUP a été optimisé pour analyser les géantes rouges car ce sont des étoiles abondantes, lumineuses, avec de fortes oscillations. Néanmoins, il devrait être possible de l'adapter à l'analyse d'étoiles sous-géantes et de séquence principale. En effet, les spectres d'oscillations de ces pulsateurs de types solaires contiennent moins de modes mixtes que ceux des géantes rouges, ce qui devrait faciliter l'ajustement de l'UP. Toutefois, l'extrapolation de l'UP à ces stades précoces n'est pas évidente.

Collaborations

Je participe actuellement à plusieurs collaborations :

- Aux collaborations CoRoGEE et GES, en fournissant régulièrement des indices sismiques, ce qui permet d'apporter des contraintes additionnelles dans les études des populations stellaires, comme dans le cas de ma contribution dans les articles de Puspitarini et al. (2015) et de Chiappini et al. (2015).
- Je fais partie de l'équipe qui étudie les données sismiques des observations *K2*. Ce dernier est le nom de la nouvelle mission de *Kepler* après qu'il ait

perdu deux gyroscopes sur quatre. Les courbes de lumière fournies ont une durée de 80 jours, mais les observations couvrent différents champs dans le plan de l'écliptique.

- En se basant sur le catalogue Tycho-2 qui fournit des positions et des mouvements propres d'étoiles, Michalik et al. (2015) proposent d'utiliser les données de ce catalogue pour obtenir des parallaxes avec Gaia dès la première diffusion des données (prévu pour l'été 2016) pour plus de 2,5 millions d'étoiles. On appelle cela la *Tycho-Gaia astrometric solution* (TGAS). Aussi, je travaille avec une équipe du GEPI (Observatoire de Paris) qui a besoin de contraintes sismiques dans le but de valider et de calibrer les données TGAS.

Les futures missions

De nombreuses missions en cours ou prochainement lancées, contribueront grandement à l'astérosismologie :

- Lancé le 13 décembre 2013, le satellite Gaia est une mission de l'ESA qui scanne tout le ciel afin d'observer plus d'un milliard d'étoiles. À l'aide de plusieurs instruments à bord, il est capable de faire des mesures : i) astrométriques, pour connaître la position, la distance et le mouvement propre des étoiles ; ii) photométriques, pour déterminer la magnitude dans différentes bandes spectrales ; iii) spectroscopiques, pour l'acquisition de vitesses radiales et de paramètres astrophysiques.

Grâce aux mesures que fournira le satellite Gaia et aux relations d'échelle théoriques, nous pouvons envisager de déterminer d'autres paramètres que la masse et le rayon. À titre d'exemple, on pourrait déterminer des T_{eff} « sismiques ». Aujourd'hui, nos déterminations de masses, de rayons et de gravités de surface sismiques font intervenir des T_{eff} obtenues par l'analyse spectroscopique. Or, malheureusement, ces données ne sont pas toujours très précises. L'idée serait donc d'utiliser la parallaxe, l'extinction et la magnitude apparente données par Gaia qui, combinées avec les indices sismiques ν_{max} et $\Delta\nu$, permettraient de déduire une T_{eff} sismique, via l'équation suivante (cf. Annexe B pour le calcul détaillé) :

$$T_{\text{eff}} = 10^{\frac{(\mathcal{M}_{\odot} - 5 + A_m - m)}{12,5}} p^{-2/5} \left(\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_{\odot}} \right)^{4/5} \left(\frac{\nu_{\text{max}}}{\nu_{\text{max},\odot}} \right)^{-2/5} T_{\text{eff},\odot}, \quad (6.1)$$

avec A_m , l'extinction (en mag) ; m , la magnitude apparente (en mag) ; p , la parallaxe (en arcsec) ; ν_{max} , la fréquence du maximum d'amplitude dans le spectre d'oscillations (en μHz) ; $\Delta\nu$, la grande séparation (en μHz). Les

constantes $\nu_{\max,\odot}$, $\Delta\nu_{\odot}$ et $T_{\text{eff},\odot}$ correspondent aux valeurs solaires.

Le calcul d'erreur de cette T_{eff} sismique serait donné par :

$$\delta T_{\text{eff}} = T_{\text{eff}} \sqrt{\left(\frac{\ln 10}{12,5} \delta A_m\right)^2 + \left(\frac{\ln 10}{12,5} \delta m\right)^2 + \left(\frac{2}{5} \frac{\delta p}{p}\right)^2 + \left(\frac{2}{5} \frac{\delta \nu_{\max}}{\nu_{\max}}\right)^2 + \left(\frac{4}{5} \frac{\delta \Delta\nu}{\Delta\nu}\right)^2}. \quad (6.2)$$

Les erreurs relatives obtenues avec les données *Kepler* sur les paramètres ν_{\max} et $\Delta\nu$ sont respectivement de 0,5% et de 0,05%. Les précisions fournies par Gaia devraient être de l'ordre de $\delta p \sim 10 \mu\text{as}$ pour les parallaxes, de $\delta m \sim 3 \text{ mmag}$ pour les magnitudes apparentes et de $\delta A_m \lesssim 0,1 \text{ mag}$ pour les extinctions. Un rapide calcul montre que l'incertitude sur l'extinction domine dans l'expression (6.2), portant l'incertitude relative sur T_{eff} à une valeur de $\sim 2\%$, soit une incertitude de l'ordre de 100 K pour une étoile de $T_{\text{eff}} = 5000 \text{ K}$. Avec une meilleure précision sur l'extinction, cette approche deviendrait performante par rapport à l'analyse spectroscopique.

On pourrait également imaginer utiliser les mêmes relations pour déterminer l'extinction en utilisant les T_{eff} spectroscopiques.

- Les successeurs des satellites CoRoT et *Kepler* seront bientôt mis en orbite. Ils fourniront de grandes quantités de données. Aussi, une méthode comme le MLEUP sera précieuse pour analyser de manière automatique et avec une bonne précision toutes ces données.
 - En août 2017, le successeur du satellite *Kepler*, TESS (*Transiting Exoplanet Survey Satellite*, Ricker et al. 2015) sera lancé. Le but principal de TESS est de détecter les petites planètes autour d'étoiles brillantes dans le voisinage solaire. Plus de 500.000 étoiles, dont le type spectrale ira de F5 à M5, seront observées en photométrie, avec une cadence de 1 minute pour les plus brillantes (~ 200.000 étoiles) et de 30 minutes pour les autres. En fonction du recouvrement des champs d'observations, le temps d'observation varie de 27 jours, au niveau de l'écliptique, jusqu'à 351 jours, aux pôles. Les durées sont donc en moyenne relativement courtes. Toutefois, les étoiles observées seront 30 à 100 fois plus brillantes que celles observées par *Kepler* pour des télescopes (quatre en tout) environ 10 fois plus petits. Le signal d'oscillations des étoiles de types solaires devrait donc être suffisant pour être détecté et analysé.
 - Durant ma thèse, j'ai assisté à la fin de la mission CoRoT, mais j'ai eu également la chance d'assister à la sélection de son successeur, PLATO, par le Comité du Programme Scientifique de l'ESA dans le cadre de son programme « *Cosmic Vision* » pour un lancement prévu

en 2024. L'objectif de PLATO (*PLANetary Transits and Oscillation of stars*, Rauer et al. 2014) est de détecter par photométrie, des planètes rocheuses dans la zone habitable et d'étudier par la même occasion leurs étoiles hôtes par sismologie. Grâce à ses 34 caméras (32 avec une cadence de 25 sec et 2 de 2,5 s), il observera au minimum deux champs, de 2150 deg² chacun, pendant 2 ou 3 ans, puis il observera d'autres régions pendant des durées de quelques mois. Au final, PLATO scannera plus de 20.000 deg², soit environ la moitié du ciel, et observera plus d'un million d'étoiles d'une magnitude de 4 à 16, parmi lesquelles on attend plusieurs dizaines de milliers de géantes rouges sur lesquelles on pourra détecter des oscillations.

De belles perspectives se profilent donc à l'horizon, signes de merveilleuses aventures !

Appendix A

Publications

The *Gaia*-ESO Survey: Extracting diffuse interstellar bands from cool star spectra^{★,★★}

DIB-based interstellar medium line-of-sight structures at the kpc scale

L. Puspitarini¹, R. Lallement¹, C. Babusiaux¹, H.-C. Chen², P. Bonifacio¹, L. Sbordone^{3,4,5}, E. Caffau¹, S. Duffau^{3,4,5}, V. Hill⁶, A. Monreal-Ibero¹, F. Royer¹, F. Arenou¹, R. Peralta⁷, J. E. Drew⁸, R. Bonito^{9,10}, J. Lopez-Santiago¹¹, E. J. Alfaro¹², T. Bensby¹³, A. Bragaglia¹⁴, E. Flaccomio⁹, A. C. Lanzafame¹⁵, E. Pancino^{14,16}, A. Recio-Blanco⁶, R. Smiljanic¹⁷, M. T. Costado¹², C. Lardo^{18,14}, P. de Laverny⁶, and T. Zwitter¹⁹

(Affiliations can be found after the references)

Received 12 June 2014 / Accepted 5 October 2014

ABSTRACT

Aims. We study how diffuse interstellar bands (DIBs) measured toward distance-distributed target stars can be used to locate dense interstellar (IS) clouds in the Galaxy and probe a line-of-sight (LOS) kinematical structure, a potentially useful tool when gaseous absorption lines are saturated or not available in the spectral range. Cool target stars are numerous enough for this purpose.

Methods. We devised automated DIB-fitting methods appropriate for cool star spectra and multiple IS components. The data were fitted with a combination of a synthetic stellar spectrum, a synthetic telluric transmission, and empirical DIB profiles. The initial number of DIB components and their radial velocity were guided by HI 21 cm emission spectra, or, when available in the spectral range, IS neutral sodium absorption lines. For NaI, radial velocities of NaI lines and DIBs were maintained linked during a global simultaneous fit. In parallel, stellar distances and extinctions were estimated self-consistently by means of a 2D Bayesian method from spectroscopically-derived stellar parameters and photometric data.

Results. We have analyzed *Gaia*-ESO Survey (GES) spectra of 225 stars that probe between ~2 and 10 kpc long LOS in five different regions of the Milky Way. The targets are the two CoRoT fields, two open clusters (NGC 4815 and γ Vel), and the Galactic bulge. Two OGLE fields toward the bulge observed before the GES are also included (205 target stars). Depending on the observed spectral intervals, we extracted one or more of the following DIBs: $\lambda\lambda$ 6283.8, 6613.6, and 8620.4. For each field, we compared the DIB strengths with the Bayesian distances and extinctions, and the DIB Doppler velocities with the HI emission spectra.

Conclusions. For all fields, the DIB strength and the target extinction are well correlated. For targets that are widely distributed in distance, marked steps in DIBs and extinction radial distance profiles match each other and broadly correspond to the expected locations of spiral arms. For all fields, the DIB velocity structure agrees with HI emission spectra, and all detected DIBs correspond to strong NaI lines. This illustrates how DIBs can be used to locate the Galactic interstellar gas and to study its kinematics at the kpc scale, as illustrated by Local and Perseus Arm DIBs that differ by ≥ 30 km s⁻¹, in agreement with HI emission spectra. On the other hand, if most targets are located beyond the main absorber, DIBs can trace the differential reddening within the field.

Key words. ISM: general – dust, extinction – ISM: lines and bands – Galaxy: general

1. Introduction

About 500 diffuse interstellar bands (DIBs) have been detected in the optical domain between 4400 and 8600 Å (Hobbs et al. 2008, 2009; McCall & Griffin 2013; Maíz Apellániz et al. 2014), and their number in the infrared and ultraviolet windows is still growing (Joblin et al. 1990; Geballe et al. 2011). Identifying the carriers of these irregular features that appear in absorption in stellar spectra has been a subject of active research for many years (see reviews by Herbig 1995; Sarre 2006; Friedman et al. 2011; Cami & Cox 2014, and references therein). Much effort has been extended to extract the most precise information on the DIBs from high-resolution, high-signal stellar spectra and

derive their various properties, in particular their fine structure and the way they react to the radiation field (see, e.g. Jenniskens & Desert 1994; Krelowski et al. 1995; Galazutdinov et al. 2000; Tuairisg et al. 2000; Cox et al. 2005; Welty et al. 2006; Hobbs et al. 2009; Vos et al. 2011). In these spectral studies, DIBs were extracted from hot (early-type) stars because of their smooth, easily fitted continuum. This introduces a limitation on the number of potential target stars that can be used to study DIBs. For nearby stars, it favors highly variable conditions in irradiation and in subsequent DIB carrier destruction or ionization state changes (e.g., Vos et al. 2011).

Recently, progress was made on extracting DIBs from cool (late-type) star spectra, in particular with a method devised by Chen et al. (2013) that is using synthetic stellar models. This technique has the advantage of enormously increasing the number of potential targets, probing average conditions in the interstellar medium (ISM) far away from the strong radiation field of UV stars, and simultaneously providing some feedback to improve both the synthetic stellar spectrum and the DIB detection (Monreal-Ibero et al., in prep.). Other methods have been applied

* Based on observations made with the ESO/VLT at Paranal Observatory, under programs 188.B-3002 (The *Gaia*-ESO Public Spectroscopic Survey) and 079.B-0662.

** Tables with the basic data and observed parameters for the 429 stars are only available at the CDS via anonymous ftp to cdsarc.u-strasbg.fr (130.79.128.5) or via <http://cdsarc.u-strasbg.fr/viz-bin/qcat?J/A+A/573/A35>

to cool stars, such as using comparisons with unreddened star spectra (Kos et al. 2013), or interpolations within a grid of models (Zasowski & Ménard 2014).

Independently of the search for their carriers, our goal here is to study how DIBs can be used to trace the ISM at the Galactic scale, both its distribution and kinematics (see previous works in this direction by van Loon et al. 2013; van Loon 2014; Zasowski & Ménard 2014). In particular, DIBs used as an interstellar (IS) tracer may potentially help building 3D ISM maps by means of inversion methods, similar to the inversion of neutral sodium or extinction data (Vergely et al. 2001, 2010; Lallement et al. 2014). Thanks to the *Gaia* mission, which was launched 19 December 2013, parallax distances will become available for a huge number of Milky Way stars, which will allow us to build more accurate maps. One of the observational advantages of DIBs over gaseous lines is that they are spread over a wide wavelength interval (from optical to IR), and, more importantly, the absence of saturation for distant or particularly opaque sightlines. Another strong advantage over the use of photometric extinction is that kinematic information can be derived, that is, the radial velocities of the IS clouds.

All of the individual IS clouds that are present along a line-of-sight (LOS) imprint a specific DIB absorption whose strength and Doppler shift reflect the IS matter content and cloud radial velocity, respectively. This is why measuring DIB equivalent widths in a single-component approach becomes inappropriate when the radial velocity interval that is spanned by all cloud motions is not negligible with respect to the DIB spectral width, which means that it is an unsuitable technique for narrow DIB and/or distant sight-lines. However, the extraction of multicomponent DIBs together with their kinematics has rarely been attempted. Cox et al. (2005) used the convolution of a template DIB profile and the multicomponent KI absorption profile, while Cordiner et al. (2008) (resp. Cordiner et al. 2011) separately fitted the Milky Way and M31 (resp. M33) DIBs using Gaussian profiles. Here, we present improved fitting methods allowing for multicomponent DIBs. The methods are fully automated. Automated here means that no intervention by the user is needed during the series of fittings that are launched in a unique run for a large number of spectra. More precisely, no spectral interval selection for continuum fitting is needed, nor are there any manual “guesses” (most profile-fitting methods are only partly automated and require these “manual” steps). Each component has a pre-determined shape derived from high-resolution spectra of hot nearby stars. The methods are suitable for any type of stars as long as their stellar parameters have been determined and their synthetic spectra can be computed.

We applied these new fitting techniques to a series of spectra of cool target stars for which stellar atmospheric parameters and estimated distances have been determined spectroscopically. Part of the data are taken from the *Gaia*-ESO Spectroscopic Survey (GES; Gilmore et al. 2012), a public spectroscopic survey that started in 2011 and aims at recording VLT/FLAMES spectra of $\sim 100\,000$ stars in our Galaxy down to magnitude 19, systematically covering all the major components of the Milky Way and the selected open clusters. This survey will provide a wealth of precise radial velocity and abundance determinations. The other data are part of an earlier program devoted to the study of the inner disk (Hill et al. 2012, Hill et al., in prep.). Deducing properties of the ISM is a by-product of these stellar-oriented programs.

Seven FLAMES fields were selected for their wide distribution in Galactic longitudes, to probe very different interstellar cloud complexes, and because they are located close to the

Galactic plane, to ensure significant absorptions. They were chosen totally independently of the primary objectives (i.e., open-cluster studies, bulge star properties, etc., and of the target star properties themselves). We also gave priority to fields with targets that are widely distributed in distance. Our goal is (i) to test our interstellar absorption fitting methods; (ii) to study the variation of the DIBs as a function of the distance along the LOS and show the potential of the DIBs for 3D mapping purposes; and (iii) to study the DIB-extinction relationship in different regions of the Milky Way disk.

Section 2 presents the data and some general properties of the selected DIBs. Section 3 describes the spectral analysis method for multicomponent DIB extraction and illustrates how it is applied. Section 4 describes the results and the observed DIB properties. In this section we compare the DIB equivalent widths with the estimated extinctions and draw LOS profiles of DIBs in the various directions. Section 5 discusses future improvements and the mapping potential.

2. Data and choice of DIBs

Of the seven fields, five fields are GES data. We complemented the GES data with previously recorded spectra from two fields toward the bulge. Along with one of the GES LOS, this allows comparisons between DIBs in directions that differ by a few degrees. Overall, we tried to probe a variety of cases to test our methods. All of the selected spectra are characterized by a good signal-to-noise ratio (S/N), $S/N \gtrsim 50$, which ensures good results.

Figure 1 shows the distribution of the fields in the sky, superimposed on a HI 21 cm emission map. The projections on the Galactic plane are also shown in Fig. 20. All targets were observed with the FLAMES multi-object spectrograph at the VLT-UT2. We used both GIRAFFE ($R \simeq 17\,000$) and UVES ($R \simeq 47\,000$) observations (see Dekker et al. 2000, for UVES). The UVES spectra cover the 5822 to 6831 Å spectral range, which contains the classical NaI (D2-D1 5889.9–5895.9 Å) IS lines as well as some rather strong DIBs, such as the 6283.8 (hereafter called 6283) and 6613.6 (6614) Å bands. Depending on the observed field, the GIRAFFE observations were made with the H665 (HR15N) setting (spectral range 6444–6816 Å), which allows studying the 6614 Å DIB at a lower resolution than UVES, and with the H875 (HR21) setting (spectral range 8475–8982 Å), which includes the 8620.4 (8620) Å DIB (informally known as the *Gaia* DIB, since it is contained in the spectral interval of the Radial Velocity Spectrometer (RVS) onboard the satellite). The additional inner disk bulge data was observed with GIRAFFE H13 setting (spectral range 6170–6309 Å). The GES UVES and GIRAFFE reduced spectra are issued from the dedicated pipeline (Sacco et al. 2014), while the two OGLE field spectra were reduced by means of using our dedicated GIRAFFE tool based on the ESO pipeline.

Table 1 lists the selected fields, the number of targets in each field, the field center coordinates, the observing modes, and the whole range of estimated stellar distances and extinctions (see the next section). The full list of target stars along with their coordinates, estimated extinction, and distances can be found at the CDS. There are 429 target stars, from which about half (224) have been observed as part of GES. A majority of those GES target stars are within the GES-CoRoT (CONvection ROTation et Transits planétaires) fields (172 stars).

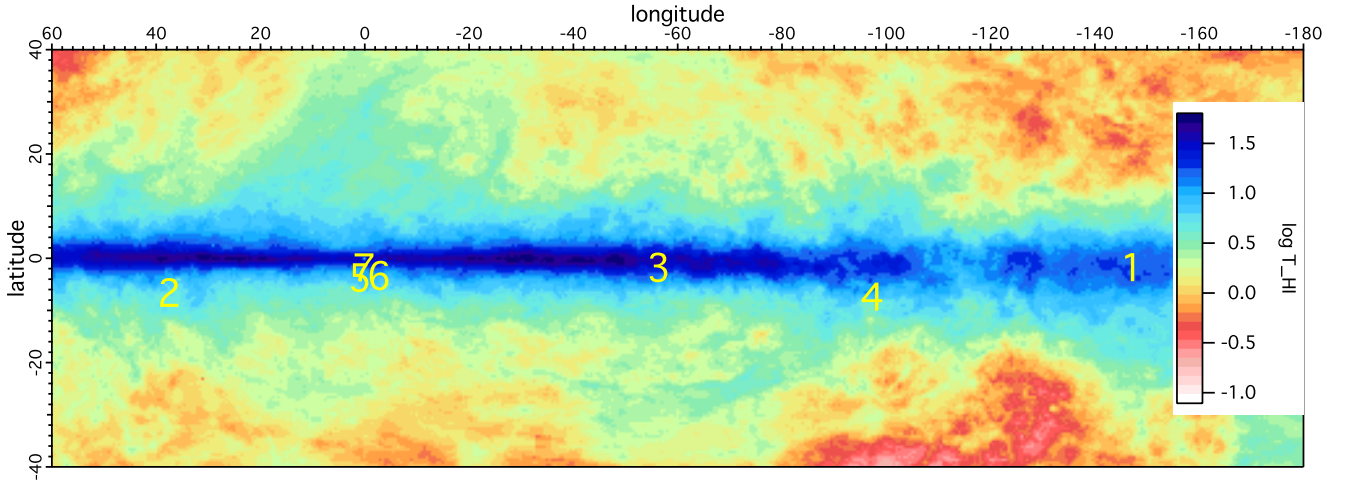


Fig. 1. Distribution of the selected fields, numbered as in Table 1. The distribution is superimposed on the HI 21 cm brightness temperature map (Kalberla et al. 2005) in the radial velocity interval $-100 \text{ km s}^{-1} \leq v_{\text{LSR}} \leq 100 \text{ km s}^{-1}$. The map is in Galactic coordinates, centered on $l = -60^\circ$.

Table 1. Selected fields with FLAMES observations.

Field	GIR. targ.	UVES targ.	l_c ($^\circ$)	b_c ($^\circ$)	D_{min} (kpc)	D_{max} (kpc)	$A0_{\text{min}}$ mag	$A0_{\text{max}}$ mag	Ang. size ($^\circ$)	Setting(s)	Studied DIBs
1 COROT-ANTICENTER	57	7	212.9	-2.0	0.1	8.6	0.0	2.5	0.4	UVES5800,HR15N,HR21	6283, 6614, 8620
2 COROT CENTER	105	5	37.5	-7.0	0.1	16.1	0.0	2.1	0.3	UVES5800,HR15N,HR21	6283, 6614
3 NGC 4815		13	303.6	-2.1	0.9	5.0	1.0	2.5	0.1	UVES5800	6283, 6614
4 γ Vel		25	262.8	-7.7	0.7	2.3	0.0	1.0	0.9	UVES5800	6283, 6614
5 OGLE BUL_SC45		12	1.0	-4.0	1.3	2.8	0.8	1.2	0.3	UVES5800	6283, 6614
6 OGLE BUL_SC24(O)	99		357.3	-3.6	0.5	10.0	1.6	3.1	0.4	HR13	6283
7 OGLE BUL_SC3,4(W)	106		0.1	-2.1	0.7	9.6	0.7	2.7	0.4	HR13	6283

Notes. Fields 1 to 5 are from GES. Fields 6 and 7 are part of the ESO program 079.B-0662.

We focus on the 6614 and 6283 Å DIBs that are strong enough to ensure a detection in most targets. When recorded, we also analyzed the shallower 8620 Å DIB. The 6614 Å DIB is a widely studied, strong and narrow DIB and has a good correlation with $E(B - V)$ (see Sonnentrucker et al. 1997; Friedman et al. 2011; Vos et al. 2011; Puspitarini et al. 2013; Kos & Zwitter 2013, etc). The broader 6283 Å DIB is a strong, broad DIB that was also widely studied and is known for being significantly influenced by the radiation field (Vos et al. 2011). The 8620 Å DIB is a rather weak band that has recently been studied as part of the RAVE Spectroscopic Survey (see Munari et al. 2008; Kos et al. 2013) and is of particular interest in the frame of *Gaia*. It seems to be quite well correlated with the reddening, although the number of studies is still limited.

3. Data analysis

3.1. Description of the fitting method

The principles of the fitting method are essentially the same as in Chen et al. (2013), the main difference being that we allow here for multicomponent DIBs and subsequently extract kinematic information. As the length of LOS increases, differences in cloud radial velocities may become similar to or larger than the DIB width, making the use of a multicomponent fit necessary. We modeled the observed spectrum as the product of a synthetic stellar spectrum (S_λ), a synthetic telluric transmission (T_λ), and a DIB model that is itself the product of several DIB profiles, each one representing one absorbing cloud complex. When the

telluric absorption is very weak or negligible, $T_\lambda \approx 1$. Finally, to take into account the local slope of the unnormalized spectrum, we allowed for a continuum that is simply represented by a linear polynomial with A and B as the coefficients. This appears to be sufficient for our limited wavelength interval around each DIB. The model spectrum (M) can be therefore written as

$$M(\lambda) = S_\lambda[V_{\text{star}}] \times T_\lambda[V_{\text{tell}}]^{\alpha_{\text{tell}}} \times \prod^i (DIB_\lambda^i [vel^i]^{\alpha_i}) \times ([A] + [B] \times \lambda). \quad (1)$$

V_{star} is the stellar radial velocity, V_{tell} is the Earth motion, and vel^i is the interstellar cloud radial velocity. These various terms are detailed below, as well as the coefficients α_{tell} and α_i .

The computation of the stellar model S_λ requires the preliminary knowledge of the stellar parameters. For each of our target stars, the effective temperature, gravity, metallicity, and micro-turbulence have been determined previously: (i) for the GES targets we used the stellar parameters jointly determined by the GES team members (Smiljanic et al. 2014; Lanzafame et al. 2014, Recio-Blanco et al., in prep.); (ii) for the additional archival data, see Hill et al. (2012). Based on the stellar parameters, a synthetic stellar model was computed for each target star using an ATLAS 9 model atmosphere and the SYNTH suite (Kurucz 2005; Sbordone et al. 2004; Sbordone 2005). For GES targets, this may yield a synthetic spectrum that is not exactly the same as the one of the synthetic spectral library used in GES. Similarly, inner disk spectra may be slightly different from those used in the first analysis. However, in both cases the differences probably are too small to influence the determinations of the DIBs, see Sect. 5.

The synthetic telluric transmissions T_λ were computed by means of the LBLRTM code (Line-By-Line Radiative Transfer Model, Clough et al. 2005), using the molecular database HITRAN (HIGH-resolution TRANsmision molecular absorption (Rothman et al. 2009)). This telluric transmission model is available online from the TAPAS web-based service (Bertaux et al. 2014). Telluric lines are strong in the 6283 Å spectral region and negligible for the 6614 Å band. We make use of the same telluric models to derive of the fitting of neutral sodium lines. The coefficient α_{tell} is proportional to the optical depth of the telluric lines.

The models for the 6614 and 6283 Å bands are empirical profiles that have been determined previously from high S/N spectra of nearby stars (Puspitarini et al. 2013). Since the laboratory wavelengths for the DIBs are currently unknown and their profiles are irregular, the choice of rest wavelengths that correspond to a null Doppler shift of the absorbing matter is somewhat arbitrary. Throughout this work, we used for these first two DIBs the wavelength values derived by Hobbs et al. (2008), who cross-calibrated the DIB profiles and interstellar KI absorption lines. We assumed that the rest wavelength corresponds to the deepest point in the profile. Because our model profiles may slightly differ from the profiles of Hobbs et al. (2008), a small offset may exist between the rest wavelengths, about a few km s^{-1} , which we neglect here. On the other hand, it is well established that the 6614 Å DIB has substructures and that these substructures may slightly vary from one LOS to the other (Galazutdinov et al. 2002). This results in small changes of the overall profile. In our case, the GIRAFFE and UVES spectral resolutions do not allow these subtle changes to be distinguished. We ignored the profile variability to simplify the modeling. For at least the 6614 Å DIB, it has been shown that in very rare, extreme conditions for the radiation field, the DIB profile may evolve and be characterized by a redward wing (Oka et al. 2013). We neglected this possibility here, which is a reasonable assumption because our LOS do not target particular strong infrared sources. The model for the 8620 Å DIB is also an empirical model, obtained by averaging DIB profiles from several spectra based on the data analysis reported by Chen et al. (2013). For this band the rest wavelength is chosen to be the one defined by Munari et al. (2008). The three empirical DIB profiles are defined over the $\lambda\lambda$ 6609–6619 Å, 6263–6303 Å, and 8612–8628 Å intervals. Finally, α_i is an adjustable coefficient that is the ratio between the optical depth of the absorber that produces the DIB and the optical depth of the reference.

The fitting procedure adjusts the convolution of this product by the instrumental function (here represented by a Gaussian G) to the data. During the adjustment of the composite stellar-DIB-telluric model, we allowed Doppler shifting of the stellar model by a free quantity V_{star} to take into account the stellar radial velocity, of the telluric transmission model by a free quantity V_{tell} to take into account the Earth motion, and of the DIB profile i by a radial velocity vel^i to take into account the ISM kinematics. We might have used the star radial velocity that comes out from the stellar spectrum analysis and is derived over a much wider wavelength range, and we might also use of the telluric information linked to the observing conditions. However, a cross-correlation operation has been integrated into our code to make a first estimate of these offset values, which is convenient for handling any spectroscopic data and allows fine-tuning them during the adjustment. Our derived values conform to the expected values. We allowed for changes of the α_{tell} parameter and α^i to adjust the telluric lines and DIB strength.

The DIB equivalent width (EW) was derived in two different ways: (i) by using the best-fit DIB strength α^i and the EW of the DIB model, which provides a first result we refer to as the fitted EW (EW_f), or (ii) by measuring the true area of the absorption band with respect to the continuum, which provides a second result that is independent of the DIB model; we name this the continuum-integrated EW (EW_{ci}). The EW_{ci} is obtained after subtracting the other components (stellar and telluric lines) in the normalized spectrum. In the multiple-component case, the EW for each absorbing cloud can be independently derived using the EW_f method. The total intervening matter corresponds to the sum of the fitted EWs from each DIB component. In contrast, the EW_{ci} method does not detect the individual components, but only measures the total absorption. The spectral interval used for computing the DIB EW is the same as that of Friedman et al. (2011); for the 8620 Å DIB it was taken from -7 to $+7$ Å from the DIB center.

In principle, sky emission lines disappear after background subtraction, but there are potential residuals. The spectral ranges we considered here for the DIB extraction are free of strong sky emission lines: OI at 6300 Å for instance, does not overlap with the 6283 Å DIB. The red wing of the 8620 Å DIB is an exception: here emission line residuals may influence the DIB fitting (see next sections). Similarly, there may be features within strong stellar lines that are not accounted for by stellar atmosphere models, such as circumstellar H α emissions or interstellar permitted and forbidden emissions, but they do not overlap with our selected DIBs.

3.2. Fitting strategies and adjustment examples

For all multicomponent adjustments, it is necessary to start with initial parameters that are as close as possible to the actual solutions to avoid secondary minima and to converge more rapidly toward the final solution. Here, the initial guesses for the number of required velocity components, their radial velocities, and their strengths come either from interstellar NaI lines as for UVES spectra, or, in the absence of any absorption line, from a simplified decomposition of the HI emission spectrum, taken from the spectral HI cube in the direction of the target star as for GIRAFFE spectra. Before using these guesses we performed profile-fitting tests without any such initial parameters, and compared this with the subsequent results. We did not find any negative influence of the guesses such as biases toward an unrealistic solution, instead we always found the expected positive effects of fast convergence toward the primary minimum.

3.2.1. Using NaI absorption lines

NaI lines are not only used as sources of the first guesses of the cloud parameters, but also enter in the global analysis of lines and DIBs, which means that they are simultaneously measured together with the DIB components. Their radial velocities are linked so that they remain identical throughout the adjustment, component by component. This method is justified by the fact that any NaI line must have a (strong or weak) DIB counterpart. From the previous observations, we know that all of the detected DIBs were found to be associated with strong neutral sodium lines. There may be a small Doppler shift between the DIB and interstellar NaI line center due to the preferential presence of the DIBs carriers in a particular phase, for example at the cloud periphery or in the core. However, these shifts remain small compared with the DIB widths, and we neglected this effect. On the

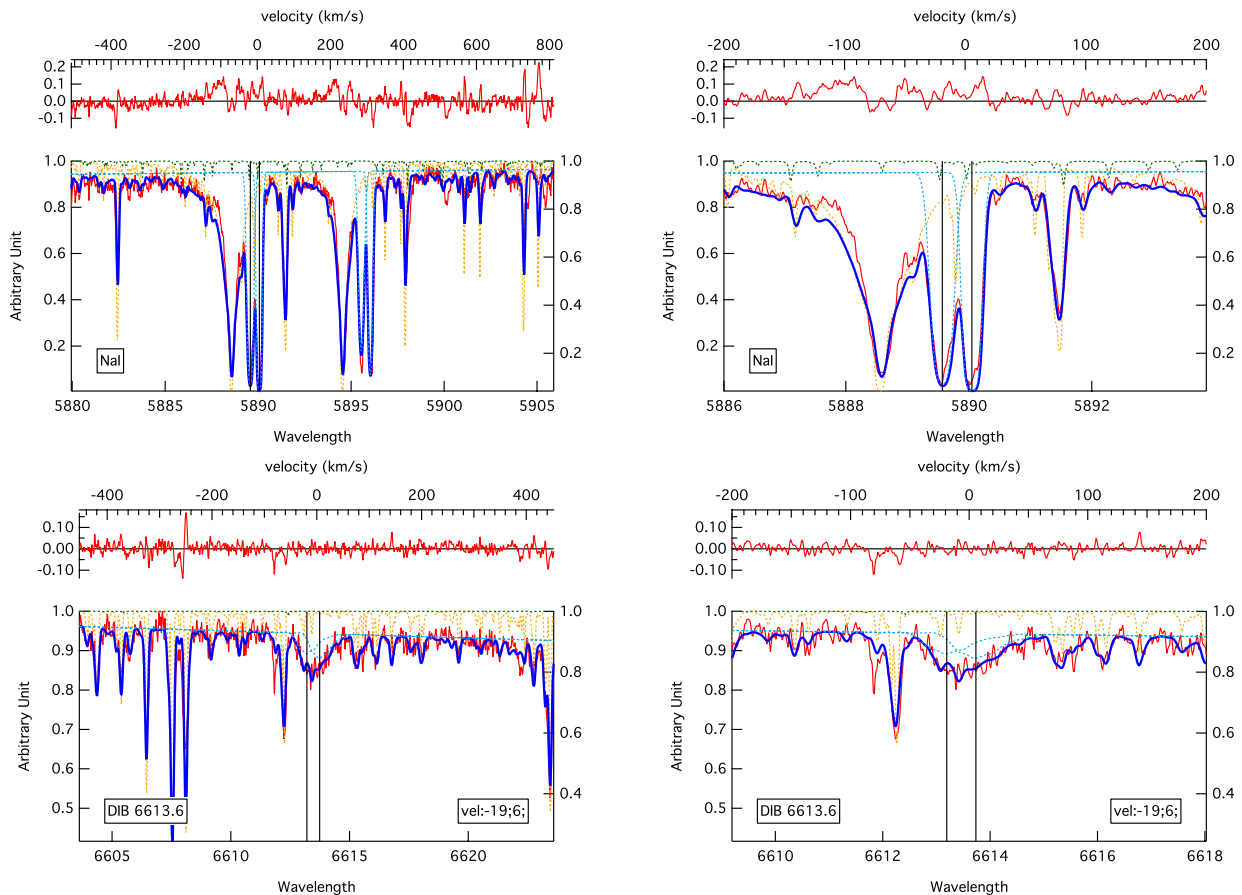


Fig. 2. NaI doublet/6614 Å DIB global, multicomponent analysis, here for the GES star 12574905-6458511 (field 3). The NaI region is shown in the *top panel* and the DIB region in the *lower panel*. The entire fitted spectral interval is shown in the *left panels*, while the *right panels* display enlarged the NaI-D2 region (*top*) and the DIB region (*lower*). In each figure the red line shows the stellar spectrum (*lower plot*) and the fitting residuals (*upper plot*). The dotted lines are the models: stellar (orange), telluric (green), and interstellar components (blue). The thick blue line is the final adjustment. The radial velocities of the NaI and DIB components are linked throughout (see the black vertical line). Velocities are heliocentric.

other hand, this global fitting method is particularly tractable here because the initial guesses for the parameters can be determined quite precisely, especially if the interstellar lines used are not saturated.

The automated global analysis procedure is developed in the frame of the software and environment *Igor Pro* (2009), which allows fitting multiple datasets simultaneously while linking some of their parameters. Initial-guess values for the radial velocities of the interstellar NaI components were preliminarily determined from the observed spectrum on the basis of the main absorption peaks. The sodium lines were modeled by Voigt profiles with three free parameters: opacity, radial velocity, and apparent temperature. In normal, realistic profile fitting of NaI lines, the apparent temperature (combination of thermal broadening and turbulence) is constrained to be $T < 10\,000$ K, since NaI is negligible in warmer gas. However, here we are interested only in the first-order kinematics, and neither the actual number of clouds nor the NaI columns need to be known in detail. To avoid having too many interstellar components, we therefore extended the line broadening and allowed for a significantly higher apparent temperature ($T < 100\,000$ K). In turn, we only listed EWs, and omitted NaI column densities that are too imprecise. Figure 2 illustrates the global analysis of the NaI- D2/D1 lines and the 6614 Å DIB. In all cases the fitting results for the

DIB/NaI radial velocities and the main HI 21 cm velocities agree well. Figure 3 is a similar illustration for the 6283 Å DIB.

3.2.2. Using HI 21 cm emission profiles

In the second case, when no NaI lines are available and HI emission spectra (Kalberla et al. 2005) are used instead, the fitting scheme is different. Since the HI emission spectrum represents the totality of the IS clouds, both in front of and beyond the target star, a global analysis based on all main HI components is inappropriate. The HI emission spectrum was therefore used to construct a table of velocity guesses (v_{rHI}) and provide upper and lower limits to the velocity range. Then, the DIBs were fitted independently of the actual HI measurement, using the hierarchical sequence of velocity prior values described below. Another significant difference in this second case is that the initial values of the cloud Doppler shifts are much less precise than for the sodium lines, and the cloud velocity profiles strongly overlap (for the same gas temperature the Doppler width is about five times wider than for sodium). Finally, the HI map has a spatial resolution of $\sim 0.6^\circ$, which is higher than the FLAMES field of view. Still, the emission spectra provide an appropriate starting point for the fitting and initial parameters of the interstellar cloud components.

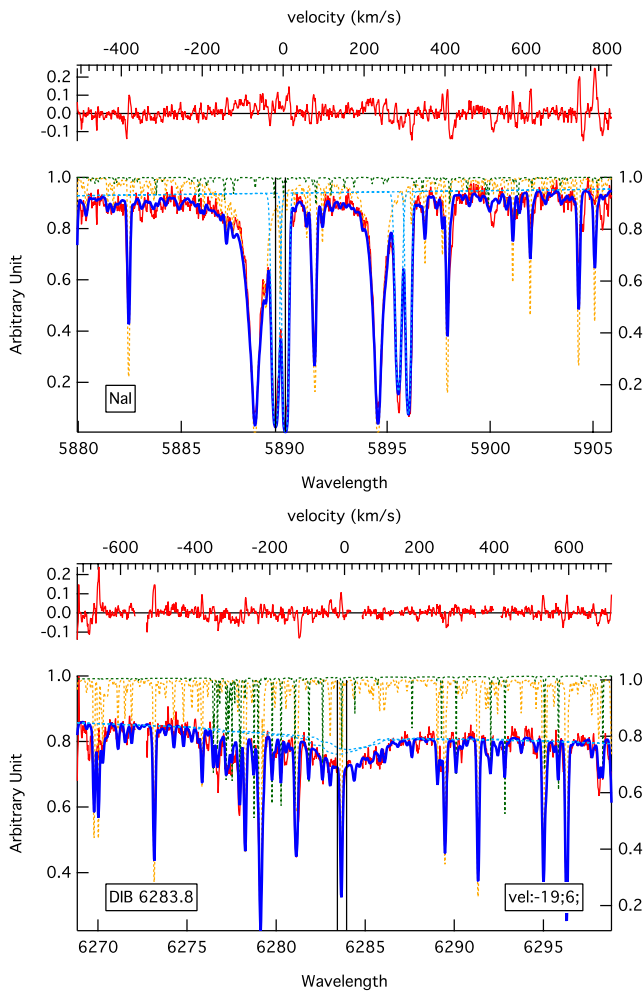


Fig. 3. Same as Fig. 2 (except for the enlarged figure) for the 6283 Å DIB.

However, the 6614 and 8620 Å DIBs have very different widths, and only the 6614 Å DIB is narrow enough to distinguish multicomponents with velocity differences on the order of 10 km s^{-1} in an automated way. Figure 4 shows an example of such a fitting of this DIB based on the HI initial guesses. The first adjustment involves a single component $v_{r_{\text{HI}}}$ and uses as a guess the lowest absolute value of the HI velocities, which in all cases corresponds to local gas. When the single-component velocity derived from the fit is significantly different from $v_{r_{\text{HI}}}$, the second velocity component from the $v_{r_{\text{HI}}}$ table is included and a fit with these two prior values is performed, and so on. Using two components gives a significantly better fit, see the red part of the DIB.

The very broad 8620 Å band does not react with enough sensitivity to changes on the order of $10\text{--}20 \text{ km s}^{-1}$ to guide the fit to multivelocity solutions, at least for our present dataset. Moreover, many spectra are contaminated by sky emission residuals, which make the fitting even more difficult. For these reasons and after several negative tests, we chose to keep the monocloud procedure, that is, we considered only the first step (see Fig. 5), and the prior was the velocity that corresponds to the lowest absolute value (the local value). Still, the DIB EW was derived with a rather good precision, as tests made with one or more components have shown, again due to the large width of

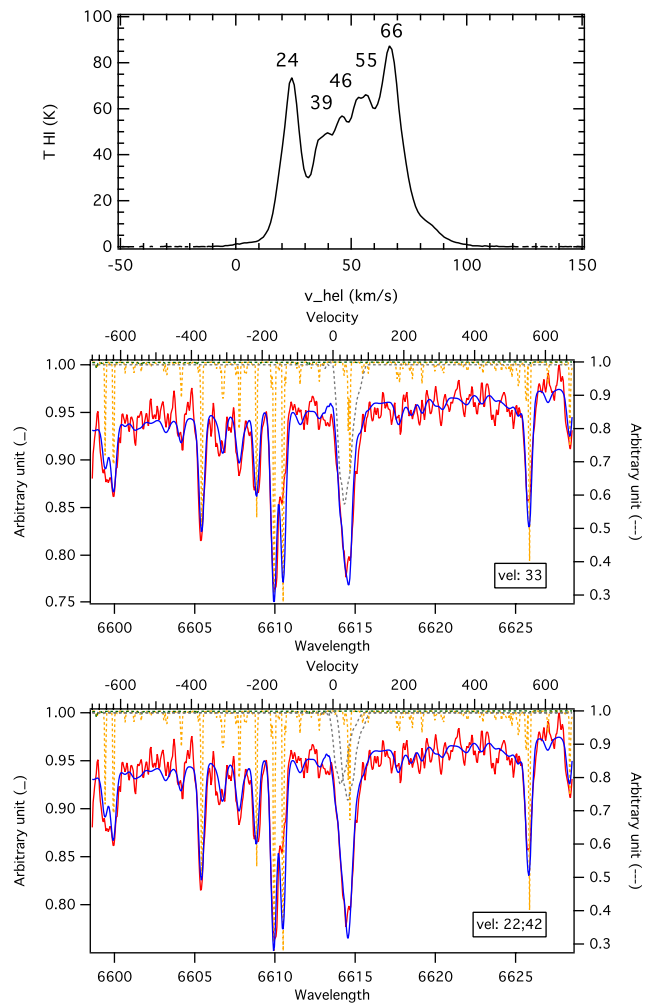


Fig. 4. Multicomponent 6614 Å DIB fitting: GIRAFFE field 1, GES target 06441034-0048254. The red line shows the stellar spectrum. The dotted lines are the models: stellar (orange), telluric (green), empirical DIBs (gray). The thick blue line is the best model adjustment. The initial guesses for the DIB velocity centroids are 24, 40, and 50 km s^{-1} and are based on the HI spectrum in the same direction (see *top plot*). *Middle*: an example of a preliminary adjustment with a unique DIB component. The DIB velocity is found to be $\sim 33 \text{ km s}^{-1}$. The large difference from the initial guess (24 km s^{-1}) demonstrates the need for a second cloud component. *Bottom*: an example of a subsequent adjustment with two DIB components. The two fitted velocities are now close to the first two HI emission peaks.

this absorption band. Very rarely, we used the velocity results from the 6614 Å DIB fitting as the initial guesses of the 8620 Å DIB fitting to avoid the artificial effects of the sky emission contamination.

3.3. Deriving the DIB equivalent width and error estimate

As previously discussed, the DIB EW can be derived using two different ways: the EW_f and the EW_{c_i} . The results and figures that are presented in this article all correspond to the first method. As already said, it allows for the distribution into separate components, but it has also the additional advantage of being less influenced by the potential errors in the computed stellar lines. The reason why both EWs are computed in each case

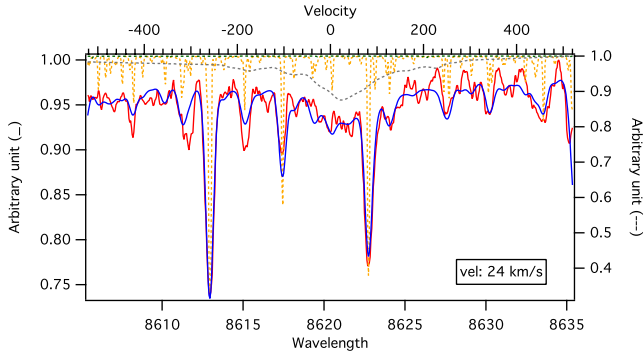


Fig. 5. Same as Fig. 4 (middle), but for 8620 Å (GES target 06441034-0048254). There are sky residuals in the red wing of the DIB. For this broad DIB a single velocity component is used (see text).

is that their comparisons acts as a flag for the quality of the fit and reveals poor quality spectra. For all data we present, the two EWs are found to agree within the observational and model uncertainties.

The errors on the EW have three distinct sources: errors on the stellar continuum determination, statistical noise, and errors on the stellar model: $\sigma^2 = \sigma_{\text{cont}}^2 + \sigma_{\text{S/N}}^2 + \sigma_{\text{stellar}}^2$. The error on the stellar continuum placement is mainly linked to the statistical noise and both errors are estimated in a joined manner. To obtain a first estimate of these combined errors, we performed a preliminary study that is a series of simulations with varying random noise. For each simulation, we fitted the DIB and then compared all resulting EWs. For a random noise representative of the typical S/N of the spectra ($S/N \approx 100$), we obtained a typical relative error of about 5% on the EW (more specifically, a deviation of ~ 5 mÅ when the EW is 100 mÅ). This gives an estimate of the contribution of the first two errors. For the third error linked to the stellar model, we already know that the data-model residuals are higher than average for some specific stellar lines and depend mainly on the stellar effective temperature and metallicity (see Chen et al. 2013). Figures A.1 and A.2 show the stacked residual of the DIB fitting for the 6614 Å and 8620 Å bands for ~ 160 GIRAFFE stars, and examples of dependence on the stellar effective temperature. To study the order of magnitude of the contribution of the stellar model to the error, we extracted all of the residuals and estimated their highest level at the center of the DIB. This corresponds to the most contaminated cases for which the stellar line falls close to the DIB center. Then we again performed a random noise simulation with this new variance instead of the measurement noise and obtained a new error estimation on the order of 13% and 15% for the 6614 and 8620 Å DIBs respectively. We estimate that this gives us a realistic estimate of the largest total error from the three sources. Although our final estimate for individual spectra is based on another method, described below, this range for the errors linked to the signal and the model illustrates the gain in precision we can expect in future by improving the stellar model. Applying this method to each of individual targets would be too time-consuming. Instead, we used a different approximation. For the first two errors, we used the following formulation: $\sigma_{\text{S/N+cont}} = \sigma_{\text{S/N}} \times \frac{\Delta\lambda}{\sqrt{N}}$; $\Delta\lambda$ is width of DIB and N is number of data points covering this width. The S/N was estimated for each spectrum based on a linear fit in a clean area. Secondly, to obtain the third error, σ_{stellar} , we performed two consecutive fits without, then with masking of the strong stellar lines that fall in the

DIB interval. The number of masked lines depends on the DIB and on the stellar radial velocity (it varies between one and three lines). The difference between the two calculated EWs (when stellar lines are not masked and when they are masked) gives us an estimate of σ_{stellar} , $\sigma_{\text{stellar}} = \Delta EW_f = EW_f - EW_{f,\text{masked}}$. Finally, the total error is $\sigma^2 = \sigma_{\text{S/N+cont}}^2 + \sigma_{\text{stellar}}^2$. This method gives errors that agree with those from the preliminary study described above.

For the 8620 Å DIB, we have an additional complication because the right wing of the DIB region is sometimes contaminated by sky emission residual σ_{sky} . Correcting for this emission is beyond the scope of this work and its effects cannot be estimated in the same way as for the two other DIBs because the contamination results in a bumpy feature that changes the absorption shape and produces an unrealistic runaway shift from the true DIB radial velocity. Instead, we calculated the error as the sum of four terms: $\sigma^2 = \sigma_{\text{cont}}^2 + \sigma_{\text{S/N}}^2 + \sigma_{\text{stellar}}^2 + \sigma_{\text{sky}}^2$. The term σ_{sky} was obtained by calculating the variance in the region of sky contamination and multiplying by the full width at half maximum (FWHM) of the DIB profile. We plan to incorporate the pixel-by-pixel estimated uncertainties provided by the pipeline in the future.

3.4. Distance and reddening estimates

To estimate the distance and extinction of the GES data, we used the 2D Bayesian method described in Babusiaux et al. (2014) (see also Burnett & Binney 2010). All our targets have 2MASS NIR photometry (Cutri et al. 2003) as well as V magnitude from different sources: from OGLE-II photometry as reported by Udalski et al. (2002) for the bulge directions, from Deleuil et al. (2009) for the CoRoT fields, and from Bragaglia et al. (in prep.) for the open clusters. We used here the $V - K$ color, which is more sensitive to the extinction than the $J - K$ color used in Babusiaux et al. (2014).

We used the isochrones reported by Bressan et al. (2012) (PARSEC 1.1) with a step of 0.05 in $\log(\text{Age})$ between [6.6, 10.13] and a step of 0.05 dex in $[\text{M}/\text{H}]$ between [-2.15, 0.5]. Each isochrone point i , corresponding to a metallicity $[\text{M}/\text{H}]_i$, age τ_i and mass M_i , has a weight associated to it $P(i)$ according to the Initial Mass Function (IMF) $\xi(M)$ and Star Formation Rate (SFR) $\psi(\tau)$. We used here the lognormal IMF (integrated over the mass interval between isochrone points) following Chabrier (2001) and a constant SFR (considering that we have a grid sampled in $\log(\text{Age})$ this means that the weight associated with the SFR is proportional to the age), and we did not introduce any age-metallicity correlation.

We computed the probability of a star with the observed parameters $\tilde{O}(\overline{T_{\text{eff}}}, \overline{\log g}, \overline{[\text{Fe}/\text{H}]}, \overline{V}, \overline{K})$ to have the physical parameters of the isochrone point i ($T_{\text{eff}i}, \log g_i, [\text{Fe}/\text{H}]_i, \tau_i, M_i, V_i^0, K_i^0$),

$$P(i|\tilde{O}) \propto P(\tilde{O}|i)P(i). \quad (2)$$

To compute $P(\tilde{O}|i)$, we assumed Gaussian (\mathcal{N}) observational errors ϵ_O on the atmospheric parameters and the magnitudes. Assuming a distance d and an extinction A_0 for the isochrone point i , we have

$$P(\tilde{O}|i, d, A_0) \propto \prod_O \mathcal{N}(\tilde{O} - O_i, \epsilon_O). \quad (3)$$

However, the atmospheric parameters derived from spectroscopy ($\overline{T_{\text{eff}}}, \overline{\log g}, \overline{[\text{Fe}/\text{H}]}$) are not independent. For the inner disk fields

we derived correlation coefficients that we applied in the above equation using a multivariate normal distribution. For the GES UVES parameters, the GES Consortium provides the individual node values, so instead of using only the recommended value, we used all nodes individual values (in general about 5 nodes provide parameters for the same star), which mimic the correlation we want to introduce on a star-by-star basis. For the GES GIRAFFE parameters we have no information about the correlations available.

The apparent magnitude m_i derived from the isochrone i is a function of the absolute magnitude M_i^0 , the extinction A_m , and the distance d :

$$m_i = M_i^0 + 5 \log d - 5 + A_m. \quad (4)$$

We therefore derived $P(\tilde{O}|i, d, A_0)$ for a very thin 2D grid of distances d and extinction A_0 . A_0 is the absorption at 5500 Å and is roughly equivalent to A_V (e.g., Bailer-Jones 2011). To derive the extinction in the different photometric bands A_m , we used the extinction law $E_\lambda = 10^{-0.4k_\lambda}$ of Fitzpatrick & Massa (2007). We used a typical red clump SED F_λ^0 from Castelli & Kurucz (2003) ATLAS9 models. With T_λ the photometric total instrumental transmission we have

$$A_m = -2.5 \log_{10} \left(\frac{\int F_\lambda T_\lambda E_\lambda^{A_0} d\lambda}{\int F_\lambda T_\lambda d\lambda} \right). \quad (5)$$

To take the nonlinearity of this equation into account, we used a discrete table of A_m as a function of A_0 . We did not add a prior on the distance or the extinction.

We seek the distance probability $P(d, A_0|\tilde{O})$, which we obtained by marginalization over the isochrone points:

$$P(d, A_0|\tilde{O}) \propto \sum_i P(\tilde{O}|i, d, A_0)P(i). \quad (6)$$

Marginalization over the extinction leads to $P(d|\tilde{O})$, and marginalization over the distance leads to $P(A_0|\tilde{O})$. The resulting distance and extinction estimates used hereafter correspond to the mode of the distribution, and the errors corresponds to the 68% highest Bayesian confidence interval (or highest density interval, HDI).

4. Results

The first subsection discusses the measurements of the two CoRoT fields, while the second subsection discusses the measurements of the five other fields that have less targets.

4.1. CoRoT fields

The DIBs in these sightlines were derived following the fitting strategy described above. All of the measured EWs, uncertainties, and NaI/DIB velocities are listed in the Appendix A.

For the CoRoT anticenter field, the target stars are located about the Galactic plane and are widely distributed in distances (from 0 to 7 kpc from the Sun). This allows us to probe not only the local arm, but we also expect to cross external Galactic arms. As the distance of the target star increases, the LOS intersects a greater part of the ISM and therefore the EW of the DIB is expected to increase, with abrupt increases corresponding to crossings of dense clouds and plateaus to interclouds or interarms. Figure 6 shows the 6614 and 8620 bands DIB strength and the estimated extinction A_0 as a function of the target distance. We

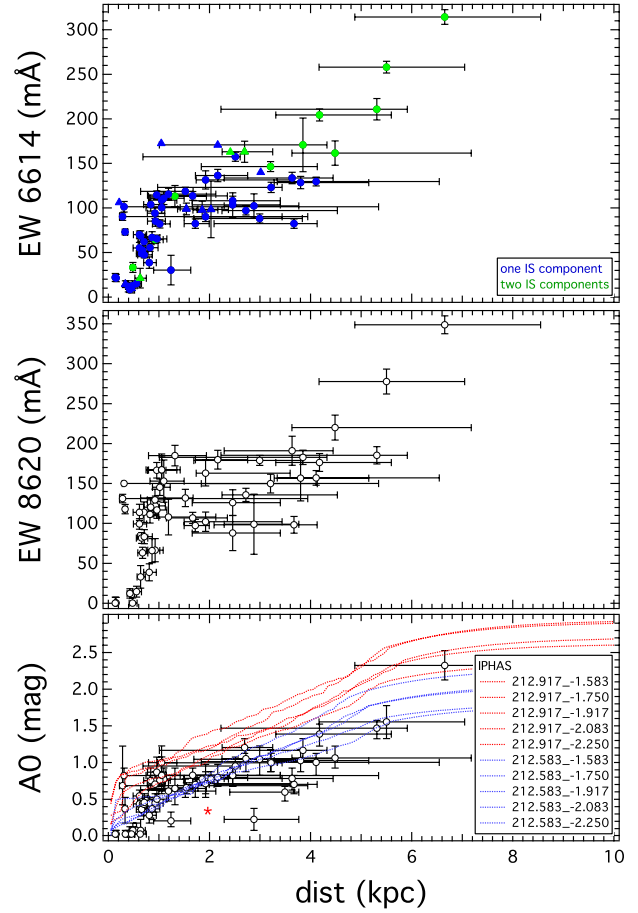


Fig. 6. Results for target stars in field 1 (CoRoT anticenter). 6614 Å DIB EW (top), 8620 Å DIB EW (middle) and extinction A_0 (bottom) vs. the estimated distance. Circles show GIRAFFE observations. Triangles show UVES observations. Colors in the top panel correspond to the number of IS components used to fit the IS line or band. All nearby targets ($D \leq 1$ kpc) have only one IS component, or, for three targets, a very weak, negligible second component. Distant targets have more than one velocity component, in agreement with the crossing of at least one external arm (see the text). The outlier star 06441428-0057447 marked by a red star has stellar spectroscopic parameters that strongly disagree with stellar seismology information, which indicates that their distance and extinction are inaccurate for this target.

do not show the 6283 band profile because of the very limited distance range of the measurements. The DIBs and A_0 profiles, that is three quantities that are totally independently derived, agree well. They all show a clear increasing trend, which is expected for a field of view as narrow as that of FLAMES, and they also show the same overall pattern. There is an increase between distances 0 and 1 kpc, and a second increase beyond 2.5 kpc, up to 6 kpc. These two ramps correspond to two distinct interstellar cloud complexes, which we identify as the local and Perseus arms. The plateau from 1 to 2.5 kpc most likely corresponds to the gap between the two Galactic arms. In this distance range there are two groups of stars with EWs that differ by about 30%. They seem to correspond to two different regions within the field of view and most likely, the two groups do not intersect the same parts of the densest clouds, which is expected because the targets are distributed over ~ 30 arcmin. Better precisions on distances and extinctions, which will be provided by *Gaia*, may help refine this point. We note a very discrepant point in the A_0 -distance

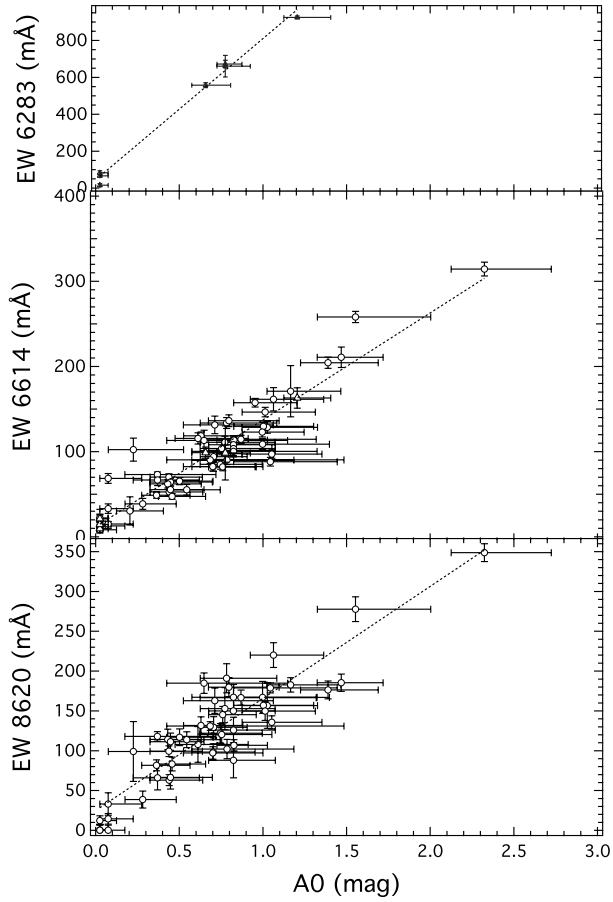


Fig. 7. 6283, 6614, and 8620 Å DIB EWs as a function of the extinction for CoRoT ANTI CENTER field targets.

curve, lower panel), with no corresponding anomalously small DIBs. Interestingly, this target star has seismological parameters that markedly disagree with the spectrophotometric determinations (R.A. Peralta, priv. comm.), and for this reason its distance and extinction determination may be incorrect. It is encouraging that our most discrepant result points to this contradiction. At large distance, it is unclear whether the strong increase beyond 4 kpc corresponds to the Outer Arm. Its location agrees well with a crossing of the Outer Arm internal part as it appears in the schematic Galactic map of Churchwell et al. (2009) (see Fig. 20). Moreover, the total reddening $E(B - V)$ from the *Planck* map (Planck Collaboration XI 2014) varies between 0.5 and 0.9 across the field covered by the targets ($\sim 20 \times 25$ arcmin wide), and the spectrophotometric extinction (or the similar DIB-based extinction) for the most distant stars is found to reach the *Planck* integrated value (the highest value is even slightly above the *Planck* value in the direction of the corresponding target). However, we do not detect clearly a corresponding distinct and strong shift in radial velocity (see the discussion about the kinematics below).

Figure 7 displays the variations of the three DIBs as a function of the estimated extinction A_0 based on all of the target stars in the field. The figure clearly shows that the three DIBs appear to be linearly correlated with the extinction. Our three selected DIBs are among those that are reasonably well correlated with extinction in average conditions. However, previous studies based on early-type stars have revealed a strong dispersion

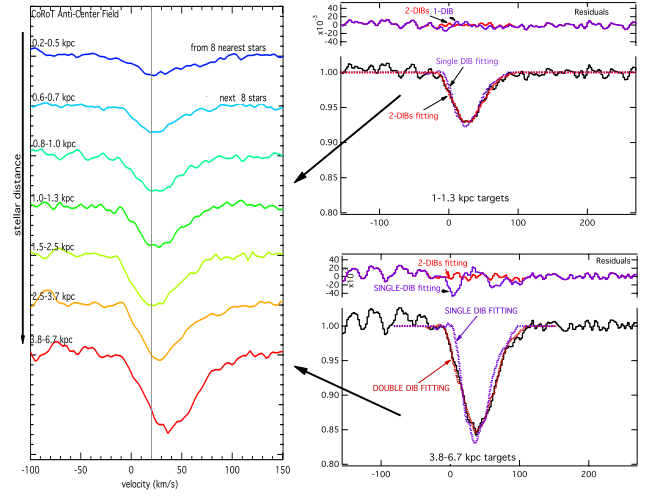


Fig. 8. Evolution of the DIB profile with target distance. *Left:* the 6614 Å DIB absorption spectral profile up to stars at increasing distances along the CoRoT anticentre direction ($l, b = 213^\circ, -2^\circ$). We show the average of stacked extracted, normalized absorption spectra sorted by stellar distances (an offset of 0.5 in y -axis separates the two spectra). The continuum on the blue side of the DIB is affected by strong stellar lines that are insufficiently corrected for. The first (*top*) spectrum corresponds to the first kpc, the last (*bottom*) spectrum to distances between 4 and 6 kpc. *Right:* comparisons between one- and two-DIB component adjustments for close and distant stars. Distant stars require at least two DIBs separated by more than 20 km s^{-1} (see text).

about the mean relationship and in particular many *outliers* that correspond to the bright UV stars. Here we note that there are no equivalent *outliers*, which is probably due to our cool target stars and our integrations over large distances. This corresponds to a less severely modulated character of the sightline, or the ISM varies more moderately (see the combined results in Sect. 4.3).

The need for a multicomponent analysis for the CoRoT AC field and the narrow 6614 Å band is illustrated in Fig. 8. For each star we derived the full absorption attributable to the DIB in the following manner: the full profile-fitting (whose results are described below) was performed first. The fitted continuum and the adjusted stellar spectrum were used to subtract the modeled stellar lines from the normalized spectrum, leaving solely the DIB. Within stellar line residuals, this provides the full DIB absorption independently of its assumed intrinsic shape and the number of components. After sorting the targets by increasing distance, we averaged the absorption profiles over groups of eight stars each. The resulting profiles for each distance bin are displayed in Fig. 8 as a function of the heliocentric velocity. The figure shows that the DIB depth increase with distance is accompanied by a significant velocity shift toward higher positive values, as expected from the rotation curves in this direction. The value of the strongest shift, on the order of 20 km s^{-1} , is not negligible w.r.t. the DIB width for a single cloud and requires a multi-cloud fitting procedure. We show how this need for at least two shifted DIBs is a function of the LOS extent by fitting with one and then two components the mean profiles obtained from stars located between 1 and 1.3 kpc on one hand, and from stars located beyond 5 kpc on the other hand. For the most distant stars there is a strong, highly visible discrepancy between the observed profile and the adjustment with a single DIB, while the adjustment with two DIBs separated by about 30 km s^{-1} is acceptable. For the closer stars the differences between the two adjusted models

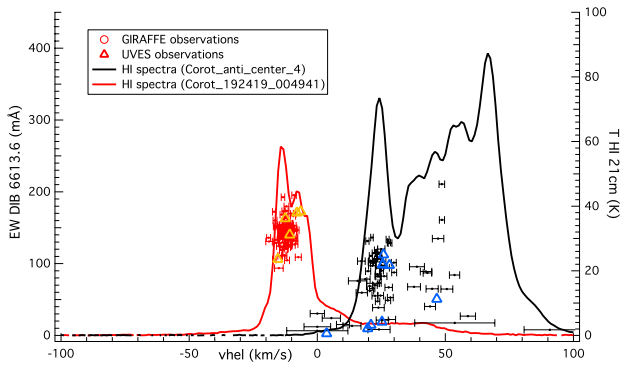


Fig. 9. Comparison between the fitted DIB radial velocities and EWs and the HI 21 cm emission spectra. Black (red) markers and lines are GIRAFFE results and HI spectra from field 1 (field 2). Error bars on the velocities are based on the full covariance matrix for the various parameters. For the narrow 6614 Å DIB (GIRAFFE observations) a significant number of spectra require two velocity components, which very likely correspond to the Local and Perseus arms. Small EWs and large error bars on velocities correspond to marginal results in low S/N spectra. UVES target results are displayed with triangles (yellow and blue for fields 1 and 2). At variance with GIRAFFE, UVES velocities are linked to the strong sodium lines through global fitting. Their agreement with the velocity structure derived from the GIRAFFE targets shows the link between NaI and DIB velocities.

are smaller and not easily detected by-eye. We performed several statistical tests to derive the reliability of the two-DIB model using standard deviations derived from the continuum outside the DIB for both narrow or broad spectral intervals. The standard deviation varies depending on whether spectral regions that are the most contaminated by stellar line residuals are included or not. We also caution that because of these stellar lines residuals, errors on the continuum are not regularly distributed and such statistical tests are approximate, but they provide some first-order useful indications. For the distant stars the reduced chi-square increases by more than a factor of 2 from two components to one component, which means that this second component is statistically extremely probable and confirms the discrepancy between the observed profile and the single-DIB shape. A second test based on the Bayesian Information Criterion (BIC) similarly shows that a second, shifted DIB is also extremely likely (ΔBIC is always high above 10). For the stars located between 1 and 1.3 kpc (middle curve in Fig. 8) the reduced chi-square increases by at least 20%, showing that the measured profile is also very likely broadened, which is confirmed by the BIC test. This is expected because within the Local Arm the velocity dispersion may reach 20 km s^{-1} . For the closest stars (top curve in Fig. 8), stellar residuals in the DIB area become half of the DIB itself, and a better correction of those residuals is necessary to conclude unambiguously, as confirmed by all tests.

We represent in Fig. 9 the velocities of the detected components that result from the automated fitting following the strategy described in the previous section. For all individual stars standard deviations including the measurement uncertainties and the stellar line residuals were estimated from the best adjustments, and new adjustments were performed using these standard deviations. The errors on the free parameters were estimated using the full covariance matrix and take into account all correlations between the parameters. Resulting errors are displayed in Fig. 9. The resulting DIB velocities belong to two groups centered on $v_{\text{hel}} \approx 15\text{--}32$ and $v_{\text{hel}} \approx 40\text{--}55 \text{ km s}^{-1}$ (or $v_{\text{LSR}} \approx -2\text{--}15$ and

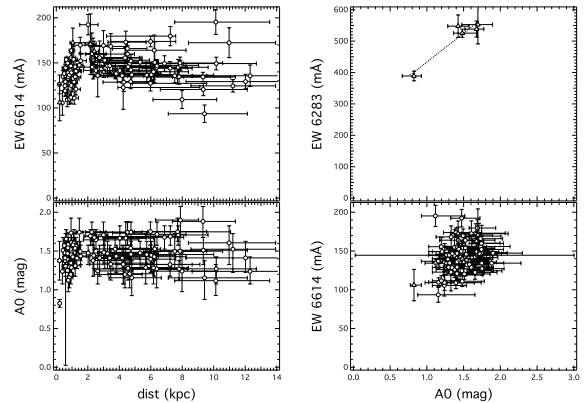


Fig. 10. CoRoT CENTER FIELD field. *Left:* DIB/ A_0 vs. distance profile. *Right:* DIB vs. A_0 : 6283 and 6614.

$v_{\text{LSR}} \approx 23\text{--}38$). Velocity results for targets for which the DIB velocities were determined by global fitting and which are consequently linked to the strong sodium absorptions are marked by triangles. They agree with the main groups of radial velocities, showing a general agreement between the main HI, NaI, and DIB structures. The first velocity group is tightly associated with the first HI peak, which corresponds to the Local Arm. The second group corresponds to the second or blended second and third HI components at $\sim 35\text{--}45 \text{ km s}^{-1}$, which correspond to Perseus. Interestingly, none of our targets requires absorption at around $+65 \text{ km s}^{-1}$, the heliocentric radial velocity of the reddest, strong HI emission peak (see Fig. 9). It is unclear whether this highest velocity component seen in HI corresponds to the Perseus or a more distant arm, in this case the Outer (or Cygnus) Arm. In their synthetic Fig. 3, Dame et al. (2001) are attributing a heliocentric velocity interval $v_{\text{hel}} = 37\text{--}67 \text{ km s}^{-1}$ ($v_{\text{LSR}} = 20\text{--}50 \text{ km s}^{-1}$) to the Perseus Arm in the direction of the CoRoT anti-center field, while lower velocities are predicted by Vallée (2008). If the higher HI velocity corresponds to the Outer Arm, then apparently none of our targets is beyond a significant column of gas or dust belonging to this arm, and all the detected IS matter is from Perseus, even though (i) the target estimated distances reach at least 4.8 kpc (6.8 kpc is the most probable distance); (ii) there is a strong and coherent increase of DIBs and extinction with distance found for the six most distant targets; and (iii) as discussed above, the *Planck* integrated reddening is on the same order as the reddening toward our most distant targets. In this case, the fastest HI arises beyond 5–6 kpc and is too poor in dust to produce a significant additional reddening. Conversely, if the faster gas belongs to Perseus, a potential explanation is that the ensemble of distant targets may miss these clouds. HI maps have a lower resolution than *Planck*, the Perseus Arm is highly fragmented, and the distant targets are distributed across ~ 15 arcmin. If there is a strong inhomogeneity within the field, the path to the distant targets may not cross the higher velocity matter. More data are needed and more accurate distances will help in answering this question.

For the CoRoT center field, the target stars are also widely distributed in distance, but its higher latitude ($b = -7^\circ$) has a strong impact on the results. For this field, the 8620 Å DIB was not extracted because of significant sky emission line residuals. Figure 10 displays the DIBs and the extinctions as a function of the target distance. Although distributed over large distances, we do not detect any EW increase (ramp) in addition to the one associated with the Local Arm. Instead, the DIB strength appears

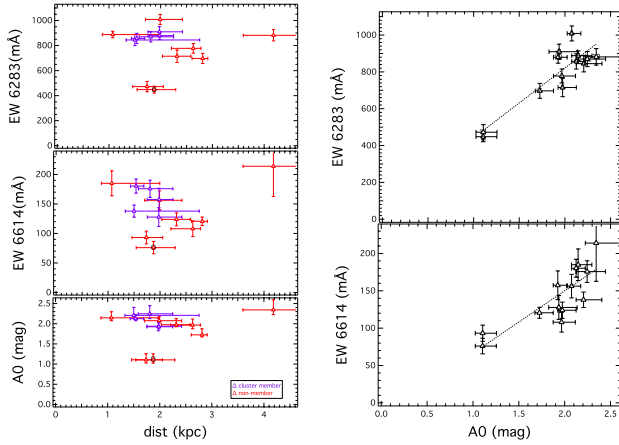


Fig. 11. NGC 4815 field: (*left*) DIB and A_0 distance profiles. Stars identified by Friel et al. (2014) as cluster members correspond to blue, non-members to red markers. *Right*: 6283 (top) and 6614 (lower panel) Å DIB EW vs the estimated extinction A_0 . The black “0” sign indicates the unique star with a single DIB velocity, for all other targets the adjustment to the data requires two velocity components.

to form a plateau. This shows that the LOS do not intersect inner arms because the distant target stars are significantly below the Galactic plane. The measured profile implies that most of the absorbing matter is closer than 1.5 kpc. The relationships between the DIB strength and the extinction is shown in Fig. 10. As a result of the quite small DIB and extinction interval covered by the targets in this field, all of the data points are clustered. Still, an increasing trend is clearly observed. For this field, the kinematics is also rather simple (Fig. 9). There was no need for more than one IS component, all velocities fall close to each other, in agreement with the peak of the HI emission spectrum at $v_{\text{hel}} \approx -14 \text{ km s}^{-1}$.

4.2. Fields 3 to 7

For the field3/NGC 4815 direction (see Friel et al. 2014; Magrini et al. 2014), we analyzed 14 red clump stars that were observed with UVES. Only six are open cluster members. We simultaneously fitted the NaI lines and the 6283 Å DIB (respectively the 6614 Å DIB). The NaI absorption is characterized by two velocity components at $v_{\text{hel}} \approx -25$ and -5 km s^{-1} (see Fig. 12) that are well separated, and it was useful to test our multicomponent technique. The results are displayed in Fig. 11. The extinctions and DIB strengths are on the same order for most stars, showing that at their distances on the order of 2 kpc, they are located beyond the main, nearby absorber, in agreement with the 3D ISM map (Lallement et al. 2014). The two stars with lower extinction are not cluster members and must be foreground stars. Their most probable distances are 1.7 and 1.9 kpc, which shows that not all the absorption is local and pinpoints another absorber between 1.9 kpc and 2.5 kpc (cluster distance). According to the results of the most distant target, there is no significant additional IS absorption between 2 and 4 kpc. The comparison between the DIBs and the estimated extinctions shows they are well correlated (Fig. 11 right). Radial velocities of the NaI lines and DIBs correspond to two strong peaks in the HI spectrum. These cloud complexes also appear in the CO survey of Dame et al. (1987) and probably correspond to the Coalsack complex and another dense cloud. In none of the spectra do we detect velocities above $+10 \text{ km s}^{-1}$, which implies that these HI structures at higher velocity are located beyond 4 kpc.

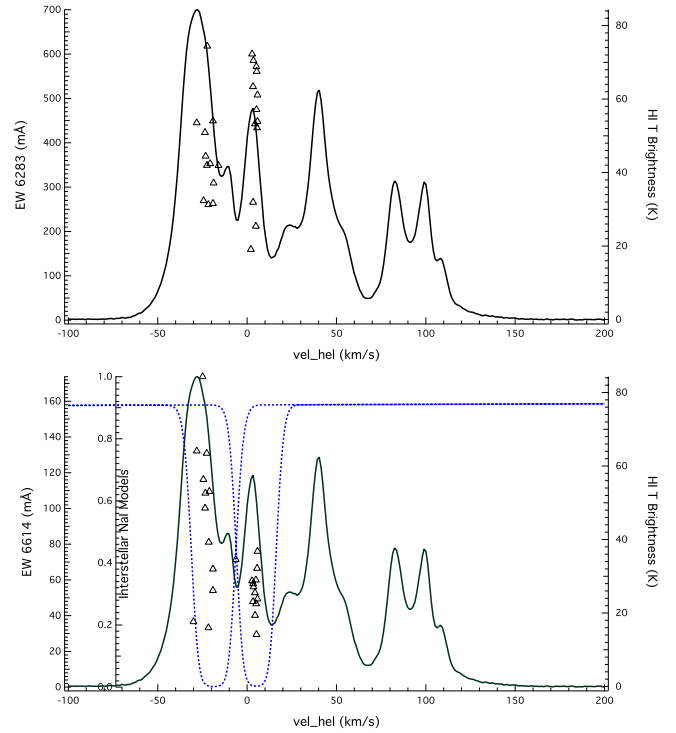


Fig. 12. NGC 4815 field: kinematics. *Top*: the 6283 Å DIB. *Bottom*: the 6614 Å DIB. The black line represents the HI 21 cm emission spectrum (LAB Survey). The dashed blue lines are an example of the fitted IS NaI lines (here from star 12581939-6453533) and triangles are the velocities of the DIB components derived from the global fit for all targets.

For the γ Vel direction (field 4) (see Jeffries et al. 2009, 2014; Spina et al. 2014), the most significant difference from the other directions is the distribution of targets over a wider area ($1^\circ \times 1^\circ$). We show in Fig. 13 that this has a strong impact on the star-to-star variability, especially for this region which is well-known for its complex interstellar density and ionization structure, partly under the strong influence from the Wolf-Rayet (WR) star. For the 6614 Å DIB the profile is also significantly contaminated by strong stellar line residuals, which produces large relative errors. The HI spectrum presents a strong peak at $v_{\text{hel}} 35 \text{ km s}^{-1}$, a velocity that agrees well with the NaI and DIB absorptions (see Fig. 14). The second component in the HI spectrum at $v_{\text{hel}} 50 \text{ km s}^{-1}$ is found to be very weak or null, while the HI component at $\approx 100 \text{ km s}^{-1}$ is not detected in any of the spectra and corresponds to more distant clouds.

The last three fields lie in the direction of the Galactic bulge. The first field corresponds to the commonly used, low-extinction direction at $(l, b) \approx (1^\circ, -4^\circ)$, the Baade’s window (BW). Figure 15 (left) shows the extinction, and the 6283 and 6614 EWs along this LOS. As for the previous field, the 6614 Å profile is consistent with the two others, but much less precisely defined because the absorption is weaker and the stellar line residuals have a stronger impact. Figure 16 shows the HI emission spectrum in this bulge direction; the spectrum is characterized by a dominant emission peak at -5 km s^{-1} (heliocentric frame). Here again, the comparison with the DIB velocity that results from the automated fitting agrees well with HI, with a dispersion of a few km s^{-1} around the central velocity.

For the next two fields (INNERDISK O and W), IS absorptions are expected to be confined within a narrow interstellar

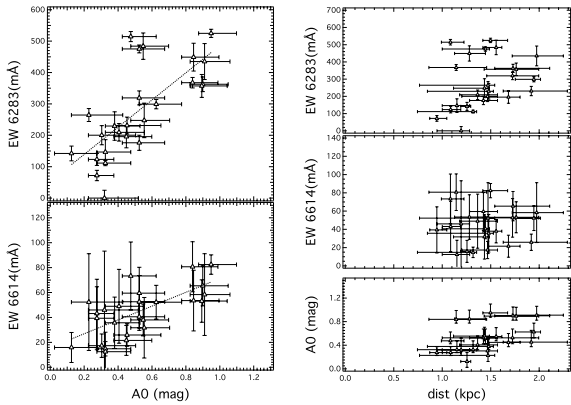


Fig. 13. γ Vel field. *Left:* DIB EW and estimated extinction as a function of target distance. Two star groups are present that probe different regions of the foreground cloud. *Right:* the relation between EWs and extinction. There is a significant scatter, the largest of the 7 fields. Several *outliers* have stronger DIBs than the averaged relation. These departures from linearity are very likely linked to the influence of the Wolf-Rayet star environment.

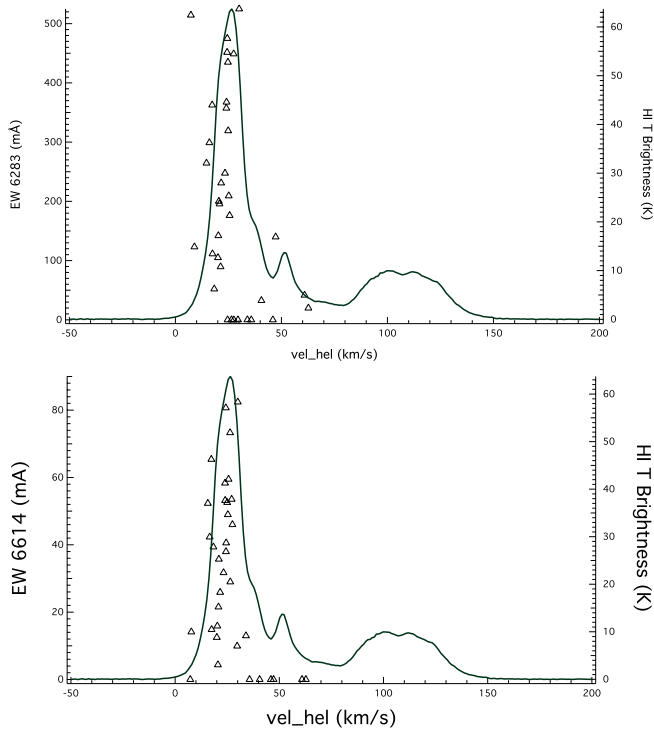


Fig. 14. γ Vel field: kinematics. *Top:* the 6283 Å DIB. *Bottom:* the 6614 Å DIB. Line and markers are the same as in Fig. 12.

radial velocity range, which is confirmed by the HI emission spectra, and the DIBs were analyzed by means of the single-component method. We checked for several stars that allowing for more than one component results in EW values that are fully compatible with those from the single-component method, within our estimated uncertainties. Figures 17 and 18 show the radial profiles of the DIB strength and the estimated extinction. They both gradually increase. The profiles agree with the profiles derived by Marshall et al. (2006) from 2MASS and the Besanon model in adjacent directions. We used $A_{K_s}/A_0 = 0.11$ for the

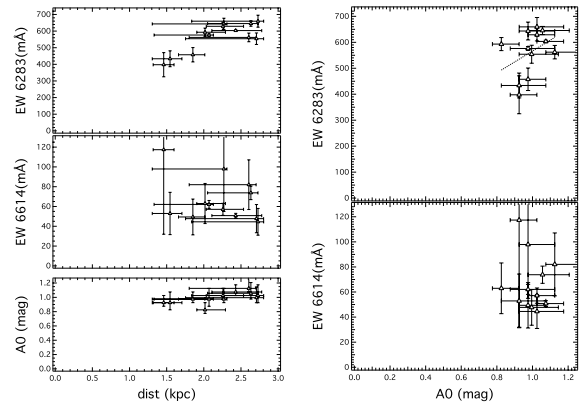


Fig. 15. Baade's window direction: DIB vs. distance and A_0 vs. distance

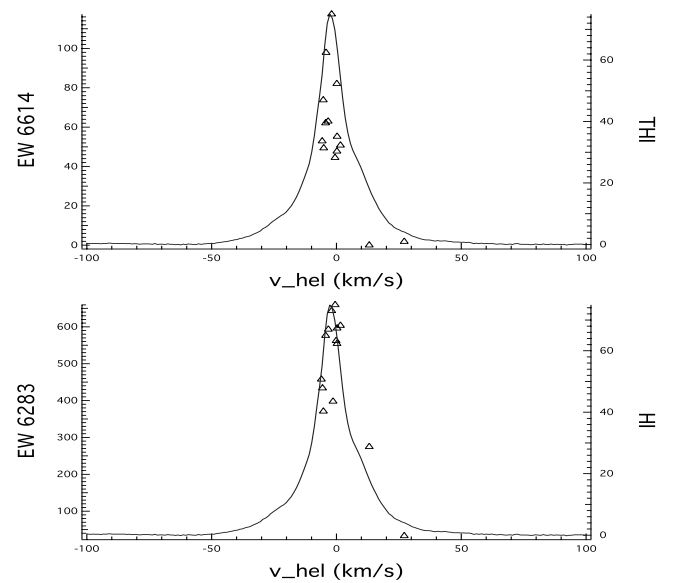


Fig. 16. Baade's window direction: kinematics. All DIB velocities are found to be consistent with the local HI, around 5 km s^{-1} . The second velocity component allowed by the fitting procedure is found to be unnecessary or negligible. Note that the discrepant data point at $+15 \text{ km s}^{-1}$ for the 6283 Å DIB (*lower panel*) is due to the effect of a strongly discrepant stellar line and disappears when the fitting is repeated after masking the corresponding region (the total EW is found to be unchanged).

conversion. The DIB-extinction correlation is shown in lower panel and is compatible with a linear relationship within the measurements and the model uncertainties. The Pearson coefficients are found to be 0.55 and 0.76 for INNERDISK O and W.

4.3. All fields: correlation with extinction

As discussed in Sect. 1, many studies were devoted to the correlation between the DIBs and extinction. Our results provide an opportunity to study this relation in more detail, with a large selection of DIBs in very different regions of the Galaxy for the first time. Figure 19 shows the whole set of 6283 and 6614 Å DIB EWs as a function of extinction. We also display the DIB-extinction relations obtained from previous studies using early-type star data (Puspitarini et al. 2013; Vos et al. 2011). To convert the color excess values $E(B-V)$ listed in the previous works

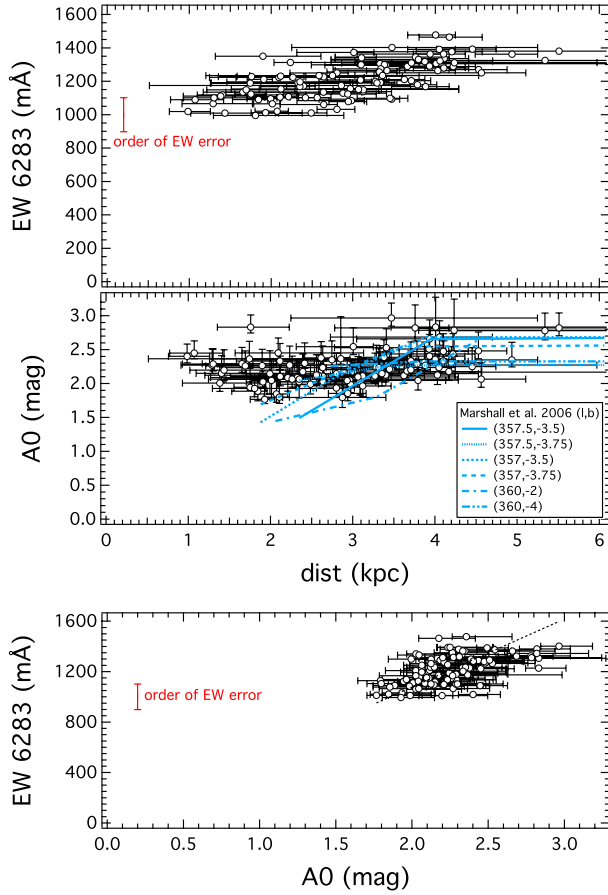


Fig. 17. 6283 DIB EW and estimated extinction as a function of distance (*top*) and DIB extinction relationship (*lower panel*) for the OGLE BUL_SC24 (INNERDISK O) field. We compare our estimated extinction with the profiles from Marshall et al. (2006) (see text) for the closest directions.

into extinction values A_0 , we assumed that $A_0/E(B - V) = 3.2882 + 0.04397 \times E(B - V)$ in all directions. We fitted the DIB-extinction relationship independently of the error bars, and also using both errors (in extinction and EW) using the orthogonal distance regression (ODR) method (Boggs et al. 1989).

We compared our correlation coefficients with those obtained from previous studies based on early-type target stars, characterized by well-known extinctions and excellent spectra. It is remarkable that despite the complexity of the global adjustment and the stellar lines, the correlation between the 6283 Å DIB and the reddening is found to be tighter, as shown by the error-independent Pearson correlation coefficient of 0.91. This value is above most previous determinations, for example the coefficient of 0.82 reported by Friedman et al (2011). Using late-type stars is probably the main reason for a generally decreased dispersion, because we avoided the radiation field effects on the DIB carriers that arise around hot stars. Instead, our LOS mainly cross clouds that are far from these radiation sources. This conclusion agrees with the results of Chen et al. (2013).

For the weaker and narrower 6614 DIB, our correlation coefficient is 0.83, which is on the same order as the coefficient reported by Friedman et al (2011). Here, the absence of a correlation increase is probably due to the strong impact of the residual stellar features. This impact is much stronger than on the 6283 DIB because of the smaller DIB width, which is closer to

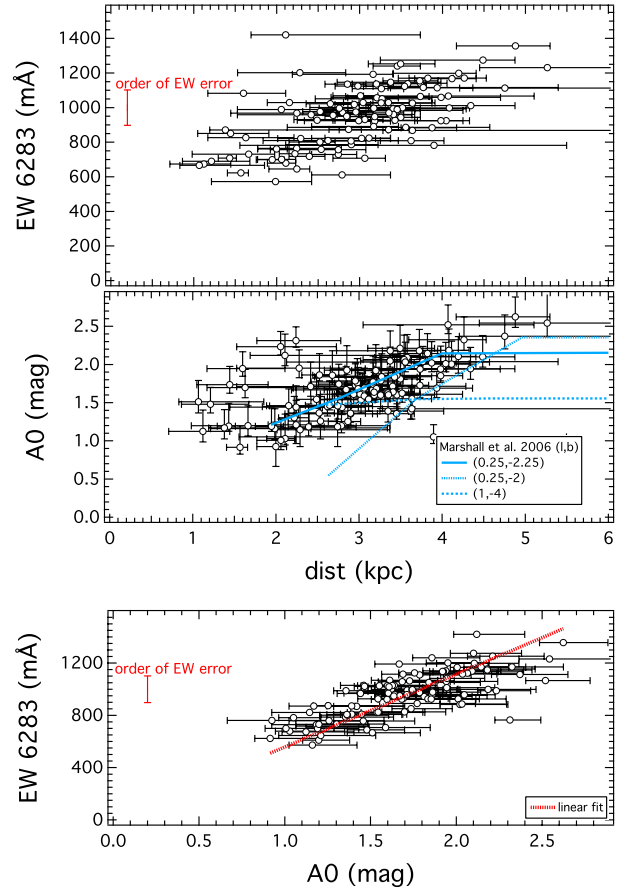


Fig. 18. INNERDISK W field: DIB vs. distance, A_0 vs. distance, and DIB vs. A_0 . The EW vs. A_0 linear relationship (*lower panel*) has a slope of 567 ± 7 mÅ per magnitude (forcing the intercept to be 0). The Pearson correlation coefficient is 0.76.

the stellar line width. Better synthetic stellar models will help in reducing this source of uncertainty.

Figure 19 shows that our measured EWs are overall higher than what has generally been derived from early-type stars. This is especially clear for the inner disk and CoRoT anticenter fields and may be explained by the fact that we avoided some of the strong DIB suppressions that arise in the environment of UV-bright stars. For other sight lines such as the one toward NGC 4815 there are no significant differences from the DIB-color excess relations based on early-type stars. Finally, we note that more dispersion seems to be present for the local clouds, which may be explained by averaging effects along large distances.

4.4. Spatial distribution

Figure 20 shows the projections of the target stars onto the Galactic plane, superimposed on a face-on map of the Milky Way. The color represents the 6283 DIB EW when it is measured, and a 6283-equivalent value deduced by simply scaling the 6614 or 8620 DIBs based on the mean ratios of 6614 to 6283 and of 8620 to 6283. When the LOS is along the Galactic plane, the EW reflects the spiral arm crossings. This is no longer the case when the latitude increases, as can be seen in the figure where the latitudes are indicated for each LOS.

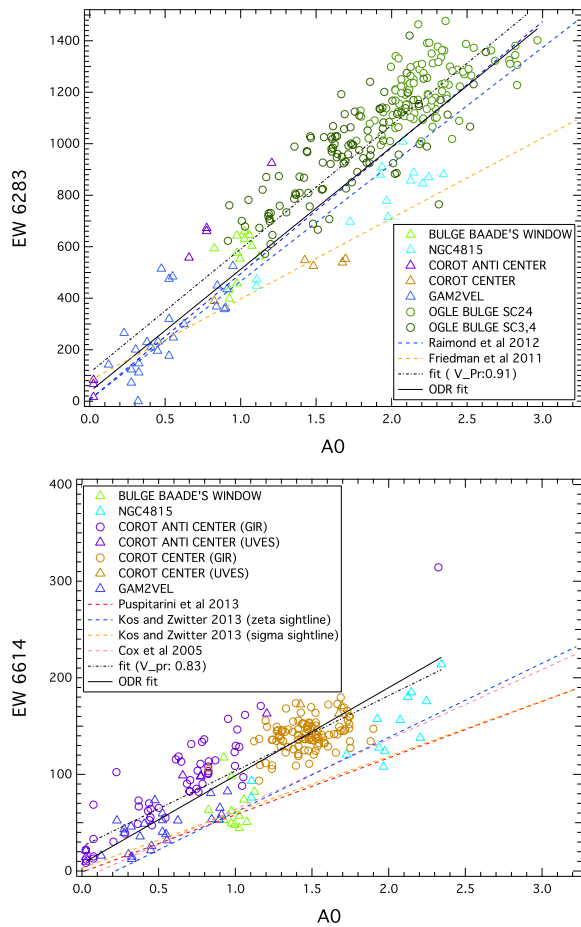


Fig. 19. DIB vs. A0, all fields.

5. Discussion and perspectives

We have developed and applied automated methods for extracting multicomponent DIBs from stellar spectra. These methods can be applied to any kind of stellar spectrum as long as the stellar parameters are known. In particular, it can handle cool star spectra despite their complex continua. Here we have presented the results of our automated adjustments when they are applied to ESO/FLAMES high-resolution spectra of red giants and F, G, K dwarfs that are part of the GES first data release and about the same number of FLAMES spectra from a previous program about the inner disk. We extracted three DIBs and studied their strengths and velocity shifts.

The comparison between the DIB strengths and spectrophotometric estimated extinctions reveals a significant correlation and demonstrates that we successfully extracted the DIB EWs despite the stellar and telluric absorptions. This correlation suggests that the link between the DIB strength and the extinction does not vary by much among regions of the Galaxy that span galactocentric radii from 2.5 to 13 kpc. This dataset shows a broad consistency between the DIB distance profiles and the estimated locations or extents of the Local and Perseus arms. The LOS velocity structure deduced from the HI 21 cm emission spectra and the DIBs velocities also agree. This shows that on large scales DIBs may be a kinematical tool in the same way as IS gaseous lines are commonly used. This opens perspectives for studying the most external arms for which very few measurements of the DIB abundance exist to date.

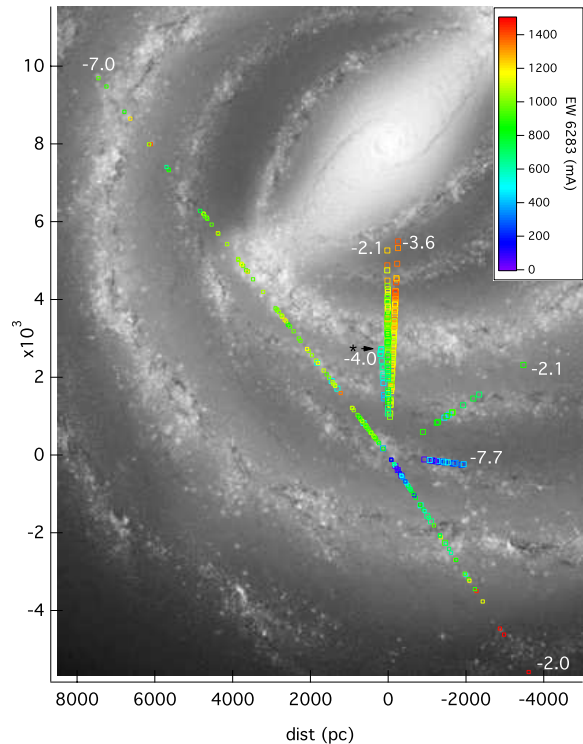


Fig. 20. Projections of the target stars onto the face-on map of the Galaxy (image from Churchwell et al. 2009). Units are parsecs, counted from the Sun, with $d_{\text{Sun}} \approx 8$ kpc. The color-coding corresponds to the equivalent of the 6283 Å DIB, either directly measured, or, when not measured, estimated from the other DIB measurements using the average $EW(6283)/EW(8620)$ or $EW(6283)/EW(6614)$ ratios computed from the whole dataset. The black asterisk and small arrow mark bulge field 5 (Baade's window direction) for which the X coordinate has been multiplied by 4 to avoid confusion with the other directions. The Galactic latitude of each field is indicated at the extremity of the sightline.

Altogether, these results show how DIBs can be used to reconstruct the large-scale distribution of the ISM in the Galaxy, and may be especially useful for distant clouds because in this case they are strong enough, but not saturated. In addition, DIBs in more distant clouds (such as Perseus) are found to be more tightly correlated with the extinction and less spatially or angularly variable than in the local clouds, which we interpret as an effect of distance-averaging. It also confirms that when using cool (or cool and distant) stars, the effects of a strong radiation field on the DIB abundance and/or ionization are minimized (or minimized and averaged out), and DIBs follow the extinction more closely. This latter aspect is quantitatively confirmed by the correlation coefficients we obtained when assembling all measurements. For the broad 6283 Å DIB, the Pearson coefficient is 0.91, significantly above previous determinations that were based on early-type stars despite the extremely large distances between the probed areas and the stellar lines. This implies that DIBs can be used as a first prior for the extinction in the absence of any other information. However, we note that for one field, the γ Vel cluster direction, the relationship between DIBs and extinction estimates is more complex. The proximity of the absorber and the presence of bright UV stars is probably responsible for this complexity and the departures from the average conditions. Finally, we note that for two sightlines the measured DIBs are slightly stronger than previous relationships

based on early-type targets have predicted. This is probably also due to the absence of strong environmental effects. This deserves a more detailed study because the data presented here are still too limited to permit drawing definitive conclusions.

There is still room for a number of improvements of the synthetic stellar spectrum computations, and subsequent DIB measurements. Here we used the most probable values of the stellar parameters, and did not allow for any uncertainty. Moreover, we did not make any use of individual abundances, although most of them are determined for the GES spectra. One reason is our choice of a homogenous treatment of both GES spectra and other data for which the individual abundance measurements were not available. The second reason is, as previously developed by [Chen et al. \(2013\)](#), that the main source of poor quality adjustments of the stellar synthetic spectra to the data is clearly linked to specific spectral lines that are systematically under- or overestimated, or simply missing (see Figs. A.1, A.2), and allowing for small changes of the parameters would not solve for those discrepancies. Work is in progress to correct for these systematics, which must be done before fine-tuning of the parameters within the GES error bars or individual abundances are used. This should result in a better accuracy of the DIB strength and allow us to proceed in the kinematical analysis, which is still limited to the detection of velocity shifts above 5 to 10 km s⁻¹ depending on DIBs and the signal. Improvements of the fitting strategy are also in progress, in particular the simultaneous adjustment of NaI lines and all measurable DIBs is expected to provide more reliable results. There is also room for an improved strategy for choosing the number of velocity components. We explored criteria based on the DIB velocity shift, but other methods need also to be developed and tested. This will be the subject of future studies based on larger datasets. Finally, residuals from sky emission removal are still significantly limiting the DIB extraction in some cases, and special attention must be devoted to this problem.

In general, these results pave the way to three-dimensional mapping of the Galactic ISM based on DIB absorption measurements from current or future stellar spectroscopic surveys. Like all three-dimensional maps, future DIB-based maps are expected to gain in accuracy in a considerable way when *Gaia* parallax measurements will be available. Finally, as illustrated by the CoRoT anticenter LOS, a very promising aspect that is specific to these DIB spectroscopic measurements is the potential detailed comparison, sight line by sight line, between the distance-limited absorption measurements and emission spectra that trace the gas at all distances. This comparison by means of the radial velocities will bring interesting information on the location of the poorly known dust-poor distant gas in the outer parts of the spiral arms.

Acknowledgements. R.L., L. P., C. B., F. A., and A.M.-I. acknowledge support from the French National Research Agency (ANR) through the STILISM project. L. S. and S. D. acknowledge the support of Sonderforschungsbereich SFB 881 “The Milky Way system” (subprojects A4 and A5) of the German Research Foundation (DFG), and of Project IC120009 “Millennium Institute of Astrophysics (MAS)” of Iniciativa Científica Milenio del Ministerio de Economía, Fomento y Turismo de Chile. E. C. is grateful to the FONDATION MERAC for funding her fellowship. This work was partly supported by the European Union FP7 programme through ERC grant number 320360 and by the Leverhulme Trust through grant RPG-2012-541. We acknowledge the support from INAF and Ministero dell’ Istruzione, dell’ Università e della Ricerca (MIUR) in the form of the grant “Premiale VLT 2012”. The results presented here benefit from discussions held during the *Gaia*-ESO workshops and conferences supported by the ESF (European Science Foundation) through the GREAT Research Network Programme.

Appendix A: Estimate of the error on the DIB equivalent width

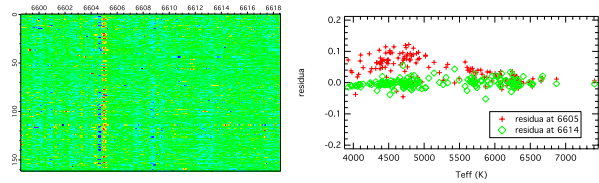


Fig. A.1. *Left:* fit residuals (the difference between the data spectrum and the fitted model) for all of target stars in the CoRoT fields observed by GIRAFFE (6613.6 Å DIB). The left axis is the star stacking axis and the top axis is the wavelength (after spectra have all been shifted to their respective stellar frames). The color shows the residual intensity. Zero value (green) corresponds to well-fitted spectra. The residual (red and blue for positive and negative residuals) is due to imperfect stellar modeling. *Right:* the residuals at chosen wavelengths: at ~6605 Å (shown as red marks) and at ~6614 Å (shown in green). The ~6605 Å region shows higher positive residuals because the model overestimates the stellar line in this area. At 6614 Å, we have fit residuals about 0.

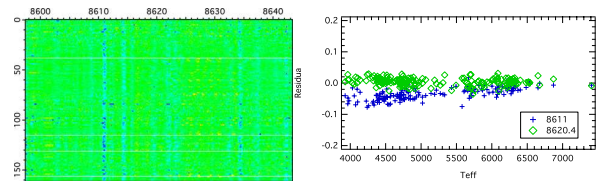


Fig. A.2. Same as Fig. A.1, but for 8620 DIB. *Left:* fit residuals for all of target stars over the entire wavelength range. *Right:* the residuals at chosen wavelengths. The 8611 Å region shows higher negative residuals because the model underestimates the stellar line in this area.

References

- Babusiaux, C., Katz, D., Hill, V., et al. 2014, *A&A*, 563, A15
 Bailer-Jones, C. A. L. 2011, *MNRAS*, 411, 435
 Bertaux, J. L., Lallement, R., Ferron, S., Boonne, C., & Bodichon, R. 2014, *A&A*, 564, A46
 Boggs, P. T., Byrd, R. H., Donaldson, J. R., & Schnabel, R. B. 1989, *ACM Transactions on Mathematical Software*, 15, 348
 Bressan, A., Marigo, P., Girardi, L., et al. 2012, *MNRAS*, 427, 127
 Burnett, B., & Binney, J. 2010, *MNRAS*, 407, 339
 Cami J., & Cox, N. L. J. 2013, Diffuse interstellar bands, *Proc. IAU 297 Symp.*
 Castelli, F., & Kurucz, R. L. 2003, *Modelling of Stellar Atmospheres*, 210, 20
 Chabrier, G. 2001, *ApJ*, 554, 1274
 Chen, H.-C., Lallement, R., Babusiaux, C., et al. 2013, *A&A*, 550, A62
 Churchwell, E., Babler, B. L., Meade, M. R., et al. 2009, *PASP*, 121, 213
 Clough, S. A., Shephard, M. W., & Mlawer, E. J. 2005, *J. Quant. Spectr. Rad. Transf.*, 91, 233
 Cordiner, M. A., Cox, N. L. J., Trundle, C., et al. 2008, *A&A*, 480, L13
 Cordiner, M. A., Cox, N. L. J., Evans, C. J., et al. 2011, *ApJ*, 726, 39
 Cox, N. L. J., Kaper, L., Foing, B. H., & Ehrenfreund, P. 2005, *A&A*, 438, 187
 Cutri, R. M., Skrutskie, M. F., van Dyk, S., et al. 2003, *ViZier Online Data Catalog: II/246*
 Dame, T. M., Ungerechts, H., Cohen, R. S., et al. 1987, *ApJ*, 322, 706
 Dame, T. M., Hartmann, D., & Thaddeus, P. 2001, *ApJ*, 547, 792
 Dekker, H., D’Odorico, S., Kaufer, A., Delabre, B., & Kotzlowski, H. 2000, *Proc. SPIE*, 4008, 534
 Deleuil, M., Meunier, J. C., Moutou, C., et al. 2009, *AJ*, 138, 649
 Fitzpatrick, E. L., & Massa, D. 2007, *ApJ*, 663, 320
 Friedman, S. D., York, D. G., McCall, B. J., et al. 2011, *ApJ*, 727, 33
 Friel, E. D., Donati, P., Bragaglia, A., et al. 2014, *A&A*, 563, A117
 Galazutdinov, G. A., Musaev, F. A., Krelowski, J., & Walker, G. A. H. 2000, *PASP*, 112, 648
 Galazutdinov, G., Moutou, C., Musaev, F., & Krelowski, J. 2002, *A&A*, 384, 215
 Geballe, T. R., Najjarro, F., Figer, D. F., Schlegelmilch, B. W., & de La Fuente, D. 2011, *Nature*, 479, 200
 Gilmore, G., Randich, S., Asplund, M., et al. 2012, *The Messenger*, 147, 25
 Herbig, G. H. 1995, *ARA&A*, 33, 19
 Hill, V., Babusiaux, C., Gómez, A., et al. 2012, *Eur. Phys. J. Web Conf.*, 19, 6001

- Hobbs, L. M., York, D. G., Snow, T. P., et al. 2008, *ApJ*, 680, 1256
 Hobbs, L. M., York, D. G., Thorburn, J. A., et al. 2009, *ApJ*, 705, 32
 IGOR Pro 2009. WaveMetrics Inc., Lake Oswego, OR, USA, <http://www.wavemetrics.com>
 Jeffries, R. D., Naylor, T., Walter, F. M., Pozzo, M. P., & Devey, C. R. 2009, *MNRAS*, 393, 538
 Jeffries, R. D., Jackson, R. J., Cottaar, M., et al. 2014, *A&A*, 563, A94
 Jenniskens, P., & Desert, F.-X. 1994, *A&AS*, 106, 39
 Joblin, C., D'Hendecourt, L., Leger, A., & Maillard, J. P. 1990, *Nature*, 346, 729
 Kalberla, P. M. W., Burton, W. B., Hartmann, D., et al. 2005, *A&A*, 440, 775
 Kos, J., & Zwitter, T. 2013, *ApJ*, 774, 72
 Kos, J., Zwitter, T., Grebel, E. K., et al. 2013, *ApJ*, 778, 86
 Krelowski, J., Sneden, C., & Hiltgen, D. 1995, *Planet. Space Sci.*, 43, 1195
 Kurucz, R. L. 2005, *Mem. Soc. Astron. It. Suppl.*, 8, 14
 Lallement, R., Vergely, J.-L., Valette, B., et al. 2014, *A&A*, 561, A91
 Lanzafame, A. C., Frasca, A., Damiani, F., et al. 2014, *A&A*, submitted
 Magrini, L., Randich, S., Romano, D., et al. 2014, *A&A*, 563, A44
 Maíz Apellániz, J., Sota, A., Barbá, R. H., et al. 2014, *IAU Symp.*, 297, 117
 Marshall, D. J., Robin, A. C., Reylé, C., Schultheis, M., & Picaud, S. 2006, *A&A*, 453, 635
 McCall, B. J., & Griffin, R. E. 2013, *Proc. R. Soc. A*, 469, 2151
 Munari, U., Tomasella, L., Fiorucci, M., et al. 2008, *A&A*, 488, 969
 Oka, T., Welty, D. E., Johnson, S., et al. 2013, *ApJ*, 773, 42
 Planck Collaboration XI. 2014, *A&A*, 571, A11
 Puspitarini, L., Lallement, R., & Chen, H.-C. 2013, *A&A*, 555, A25
 Rothman, L. S., Gordon, I. E., Barbe, A., et al. 2009, *J. Quant. Spectr. Rad. Transf.*, 110, 533
 Sacco, G. G., Morbidelli, L., Franciosini, E., et al. 2014, *A&A*, 565, A113
 Sarre, P. J. 2006, *J. Mol. Spectr.*, 238, 1
 Sbordone, L. 2005, *Mem. Soc. Astron. It. Suppl.*, 8, 61
 Sbordone, L., Bonifacio, P., Castelli, F., & Kurucz, R. L. 2004, *Mem. Soc. Astron. It. Suppl.*, 5, 93
 Smiljanic R., Korn, A. J., Bergemann, M., et al. 2014, *A&A*, 570, A122
 Spina, L., Randich, S., Palla, F., et al. 2014, *A&A*, 567, A55
 Sonnentrucker, P., Cami, J., Ehrenfreund, P., & Foing, B. H. 1997, *A&A*, 327, 1215
 Tuairisg, S. Ó., Cami, J., Foing, B. H., Sonnentrucker, P., & Ehrenfreund, P. 2000, *A&AS*, 142, 225
 Udalski, A., Szymanski, M., Kubiak, M., et al. 2002, *Acta Astron.*, 52, 217
 Vallée, J. P. 2008, *AJ*, 135, 1301
 van Loon, J. T. 2014, *IAU Symp.*, 297, 79
 van Loon, J. T., Bailey, M., Tatton, B. L., et al. 2013, *A&A*, 550, A108
 Vergely, J.-L., Freire Ferrero, R., Siebert, A., & Valette, B. 2001, *A&A*, 366, 1016
 Vergely, J.-L., Valette, B., Lallement, R., & Raimond, S. 2010, *A&A*, 518, A31
 Vos, D. A. I., Cox, N. L. J., Kaper, L., Spaans, M., & Ehrenfreund, P. 2011, *A&A*, 533, A129
 Welty, D. E., Federman, S. R., Gredel, R., Thorburn, J. A., & Lambert, D. L. 2006, *ApJS*, 165, 138
 Zasowski, G., & Ménard, B. 2014, *IAU Symp.*, 297, 68
 Zhang, B., Reid, M. J., Menten, K. M., et al. 2013, *ApJ*, 775, 79
-
- ¹ GEPI, Observatoire de Paris, CNRS UMR8111, Université Paris Diderot, Place Jules Janssen, 92190 Meudon, France
e-mail: [lucky.puspitarini;rosine.lallement]@obspm.fr
 - ² Institute of Astronomy, National Central University, Chungli, Taiwan
 - ³ Zentrum für Astronomie der Universität Heidelberg, Landessternwarte, Königstuhl 12, 69117 Heidelberg, Germany
 - ⁴ Millennium Institute of Astrophysics, Av. Vicuña Mackenna 4860, 782-0436 Macul, Santiago, Chile
 - ⁵ Pontificia Universidad Católica de Chile, Av. Vicuña Mackenna 4860, 782-0436 Macul, Santiago, Chile
 - ⁶ Laboratoire Lagrange (UMR7293), Université de Nice Sophia Antipolis, CNRS, Observatoire de la Côte d'Azur, Bd. de l'Observatoire, BP 4229, 06304 Nice Cedex 4, France
 - ⁷ LESIA, Observatoire de Paris, CNRS UMR8109, Université Pierre et Marie Curie (Paris 6), 5 Place Jules Janssen, 92190 Meudon, France
 - ⁸ Centre for Astrophysics Research, STRI, University of Hertfordshire, College Lane Campus, Hatfield AL10 9AB, UK
 - ⁹ Dipartimento di Fisica e Chimica, Università di Palermo, Piazza del Parlamento 1, 90134 Palermo, Italy
 - ¹⁰ INAF – Osservatorio Astronomico di Palermo, Piazza del Parlamento 1, 90134 Palermo, Italy
 - ¹¹ S. D. Astronomia y Geodesia, Facultad de Ciencias Matemáticas, Universidad Complutense de Madrid, 28040 Madrid, Spain
 - ¹² Instituto de Astrofísica de Andalucía-CSIC, Apdo. 3004, 18080 Granada, Spain
 - ¹³ Lund Observatory, Department of Astronomy and Theoretical Physics, Box 43, 221 00 Lund, Sweden
 - ¹⁴ INAF – Osservatorio Astronomico di Bologna, via Ranzani 1, 40127 Bologna, Italy
 - ¹⁵ Dipartimento di Fisica e Astronomia, Sezione Astrofisica, Università di Catania, via S. Sofia 78, 95123 Catania, Italy
 - ¹⁶ ASI Science Data Center, Via del Politecnico snr, 00133 Roma, Italy
 - ¹⁷ Department for Astrophysics, Nicolaus Copernicus Astronomical Center, ul. Rabiniańska 8, 87-100 Toruń, Poland
 - ¹⁸ Astrophysics Research Institute, Liverpool John Moores University, 146 Brownlow Hill, Liverpool L3 5RF, UK
 - ¹⁹ Faculty of Mathematics and Physics, University of Ljubljana, Jadranska 19, 1000 Ljubljana, Slovenia

L E

Young $[\alpha/\text{Fe}]$ -enhanced stars discovered by CoRoT and APOGEE: What is their origin?*

C. Chiappini^{1,2}, F. Anders^{1,2}, T. S. Rodrigues^{2,3,4}, A. Miglio⁵, J. Montalbán⁴, B. Mosser⁶, L. Girardi^{2,3}, M. Valentini¹, A. Noels⁷, T. Morel⁷, I. Minchev¹, M. Steinmetz¹, B. X. Santiago^{2,8}, M. Schultheis⁹, M. Martig¹⁰, L. N. da Costa^{2,11}, M. A. G. Maia^{2,11}, C. Allende Prieto^{12,13}, R. de Assis Peralta⁶, S. Hekker^{14,15}, N. Themeßl^{14,15}, T. Kallinger¹⁶, R. A. García¹⁷, S. Mathur¹⁸, F. Baudin¹⁹, T. C. Beers²⁰, K. Cunha¹¹, P. Harding²¹, J. Holtzman²², S. Majewski²³, Sz. Mészáros^{24,25}, D. Nidever²⁶, K. Pan^{22,27}, R. P. Schiavon²⁸, M. D. Shetrone²⁹, D. P. Schneider^{30,31}, and K. Stassun³²

(Affiliations can be found after the references)

Received 11 February 2015 / Accepted 18 March 2015

ABSTRACT

We report the discovery of a group of apparently young CoRoT red-giant stars exhibiting enhanced $[\alpha/\text{Fe}]$ abundance ratios (as determined from APOGEE spectra) with respect to solar values. Their existence is not explained by standard chemical evolution models of the Milky Way, and shows that the chemical-enrichment history of the Galactic disc is more complex. We find similar stars in previously published samples for which isochrone-ages could be reliably obtained, although in smaller relative numbers. This might explain why these stars have not previously received attention. The young $[\alpha/\text{Fe}]$ -rich stars are much more numerous in the CoRoT-APOGEE (CoRoGEE) inner-field sample than in any other high-resolution sample available at present because only CoRoGEE can explore the inner-disc regions and provide ages for its field stars. The kinematic properties of the young $[\alpha/\text{Fe}]$ -rich stars are not clearly thick-disc like, despite their rather large distances from the Galactic mid-plane. Our tentative interpretation of these and previous intriguing observations in the Milky Way is that these stars were formed close to the end of the Galactic bar, near corotation – a region where gas can be kept inert for longer times than in other regions that are more frequently shocked by the passage of spiral arms. Moreover, this is where the mass return from older inner-disc stellar generations is expected to be highest (according to an inside-out disc-formation scenario), which additionally dilutes the in-situ gas. Other possibilities to explain these observations (e.g., a recent gas-accretion event) are also discussed.

Key words. Galaxy: abundances – Galaxy: disk – Galaxy: formation – Galaxy: stellar content – stars: fundamental parameters – asteroseismology

1. Introduction

One of the pillars of Galactic Archaeology is the use of stellar $[\alpha/\text{Fe}]$ abundance ratios as an indirect age estimator: $[\alpha/\text{Fe}]$ -enhancement is an indication that a star has formed from gas enriched by core-collapse supernovae; longer-timescale polluters, such as supernovae of type Ia or asymptotic giant-branch stars, did not have sufficient time to enrich the interstellar medium (Pagel 2009; Matteucci 2001). High-resolution spectroscopy of the solar neighbourhood stars, for which H parallaxes are available (e.g. Haywood et al. 2013), have indeed shown this paradigm to work well. One of the best examples is the very local ($d < 25$ pc) volume-complete sample of solar-like stars by Fuhrmann (2011, and references therein), for which it was possible to obtain robust isochrone ages for a small number of subgiants, which confirmed that stars exhibiting $[\alpha/\text{Fe}]$ -enhancements were all older than ~ 10 Gyr and identified them as thick-disc stars. Fuhrmann's data also show a clear chemical discontinuity in the $[\alpha/\text{Fe}]$ vs. $[\text{Fe}/\text{H}]$ plane, which can be interpreted as the result of a star-formation gap between the thick and thin discs (Chiappini et al. 1997; Fuhrmann 2011).

However, as we demonstrate in this Letter, α -enhancement is no guarantee that a star is actually old. Only recently has it become possible to obtain more precise ages for field stars far beyond the solar circle, thanks to asteroseismology, with CoRoT

(Baglin et al. 2006) and *Kepler* (Gilliland et al. 2010). Even more important, the CoRoT mission allows for age and distance determination of stars spanning a wide range of Galactocentric distances, as shown by Miglio et al. (2013a,b). The latter authors have shown that when asteroseismic scaling relations are combined with photometric information, mass and age can be obtained to a precision of about 10% and 30%, respectively, even for distant objects¹. High-resolution spectroscopy of the seismic targets plays a key role, not only allowing for more precise ages and distances, but also providing full chemical and kinematical information.

We have initiated a collaboration between CoRoT and the Apache Point Observatory Galactic Evolution Experiment (APOGEE; Majewski et al., in prep.). APOGEE is a high-resolution ($R \sim 22\,000$) infrared survey ($\lambda = 1.51\text{--}1.69\ \mu\text{m}$) and part of the Sloan Digital Sky Survey III (SDSS-III; Eisenstein et al. 2011), which uses the Sloan 2.5 m telescope (Gunn et al. 2006). Here, we analyse data from the SDSS-III data release 12 (DR12; Alam et al. 2015), which contains 690 red-giant stars in the CoRoT fields LRa01 and LRc01 from an ancillary APOGEE campaign.

¹ The quoted uncertainties in Miglio et al. (2013a) were computed assuming global seismic parameter uncertainties from Mosser et al. (2010). Similar age uncertainties are found here, despite using spectroscopic information – as we have now adopted not only individual uncertainties but also a more conservative uncertainty estimate for the seismic parameters (details can be found in Anders et al., in prep.).

* Appendix A is available in electronic form at <http://www.aanda.org>

The CoRoT-APOGEE sample (CoRoGEE) studied here is briefly described in Sect. 2, while a more detailed description can be found in Anders et al. (in prep.; hereafter A15). The latter paper describes the analysis performed to extract the main stellar properties for this sample, such as masses, radii, ages, distances, extinctions, and kinematic parameters. The authors also present some immediate results that can be obtained with the CoRoGEE sample, such as the variation of the disc metallicity gradient with time or age-chemistry relations outside the solar vicinity. In the present Letter, we focus on a group of stars which, despite being enhanced in $[\alpha/\text{Fe}]$, appear to be relatively young. Because these stars, at first sight, challenge the currently accepted paradigm, we carry out several tests to consolidate our assigned ages and abundances in our companion paper. In Sect. 3 we identify the young high- $[\alpha/\text{Fe}]$ stars and describe their main properties, and in Sect. 4 we discuss possible interpretations for their origin. Our main conclusions are summarised in Sect. 5.

2. Observations

The CoRoT data we employed are a subset of the larger sample analysed by Miglio et al. (2013a). Red-giant oscillation spectra have been analysed as in Mosser et al. (2010). The global seismic parameters $\Delta\nu$ and ν_{max} were measured following the method described in Mosser & Appourchaux (2009). When possible, a more precise determination of the large spacing was derived from the correlation of the power spectrum with the universal red-giant oscillation pattern (Mosser et al. 2011). Outliers to the $\Delta\nu$ - ν_{max} relation, which would correspond to unrealistic stellar masses, were excluded.

These targets were observed by APOGEE, and the high-resolution infrared spectra were analysed with the APOGEE Stellar Parameter and Chemical Abundances Pipeline (ASPCAP; Mészáros et al. 2013; García Pérez et al., in prep.). Here, we adopted internally calibrated DR12 abundances (Holtzman et al. 2015; see more details in A15).

We used the Bayesian code PARAM (da Silva et al. 2006) to estimate stellar parameters. Masses, ages, distances, and extinctions were obtained with an updated version of the code (Rodrigues et al. 2014), which uses the combined photometric, seismic, and spectroscopic information to compute the probability density functions of these stellar properties. The final sample adopted here contains 622 red giant stars from the CoRoT LRA01 ($(l, b) = (212, -2)$) and LRC01 ($(l, b) = (37, -7)$) fields, for which a) high-quality spectroscopic criteria are fulfilled (APOGEE spectra with $S/N > 90$, $4000 \text{ K} < T_{\text{eff}} < 5300 \text{ K}$, $1 < \log g < 3.5$); b) the PARAM code converged; and c) the seismic and calibrated spectroscopic $\log g$ are consistent within 0.5 dex. For this sample, median statistical uncertainties of about 0.02 dex in $\log g$, 4% in radius, 10% in mass, 25% in age, and 2.5% in distance were obtained (more details can be found in A15). As a caveat, stellar ages might still be affected by systematic uncertainties related to different stellar models and helium content, among other sources of errors (Lebreton et al. 2014; Lebreton & Goupil 2014; Martig et al. 2015; Miglio et al., in prep.).

Our dataset is complemented with similar information coming from two other high-resolution samples for which isochrone ages were available, the F & G solar-vicinity stars of Bensby et al. (2014), and the *Gaia*-ESO first internal data release of UVES spectra analysed in Bergemann et al. (2014). The total number of stars in each each sample is reported in Table 1.

Table 1. Abundance of young α -enhanced stars (*yar*) in recent high-resolution spectroscopic surveys.

Sample	R_{Gal}^a [kpc]	N^b	$1\sigma/2\sigma$ <i>yar</i>
Fuhrmann ^c , $d < 25$ pc	8	424	0/0
Bensby et al. ^d	8	714	8 (1.1%)/1 (0.1%)
GES ^e , $ Z_{\text{Gal}} < 0.3$ kpc	6–9	55	0/0
GES ^e , $ Z_{\text{Gal}} > 0.3$ kpc	6–9	91	3 (3.3%)/1 (1.1%)
LRA01 ^f	9–14	288	3 (1.0%)/2 (0.7%)
LRC01 ^f , $ Z_{\text{Gal}} < 0.3$ kpc	6–7.5	151	4 (2.6%)/2 (1.3%)
LRC01 ^f , $ Z_{\text{Gal}} > 0.3$ kpc	4–6.5	183	21 (11.5%)/13 (7.1%)
APOKASC ^g	7–8	1639	14 (0.8%)

Notes. ^(a) Galactocentric range covered by different samples; ^(b) N = total number of stars in the sample; ^(c) The volume-complete sample of Fuhrmann (2011); ^(d) H volume (Bensby et al. 2014); ^(e) iDR1 (Bergemann et al. 2014); ^(f) CoRoGEE, this work – see Appendix for detailed information on each star; ^(g) Martig et al. (2015). Outliers were defined in a different manner than in the present work.

3. Discovery of young $[\alpha/\text{Fe}]$ -rich stars in the Galactic disc

Figure 1 presents the age- $[\alpha/\text{Fe}]$ abundance relation for two local high-resolution spectroscopy samples: GES-UVES (Bergemann et al. 2014) and Bensby et al. (2014). The lower row shows the same relation for our CoRoGEE sample split into 1) outer-field (LRA01) stars; 2) inner-field (LRC01) stars with $Z_{\text{Gal}} < 0.3$ kpc; and 3) inner-field stars with $Z_{\text{Gal}} > 0.3$ kpc. The latter is necessary because for the inner field, stars of different heights below the mid-plane span different Galactocentric distance ranges. This behaviour is a consequence of the way the LRC01 CoRoT field was positioned (see Fig. 2; for more information on the population content of the LRC01 and LRA01 fields, see Miglio et al. 2013a).

We also show in Fig. 1 (upper-left panel) the predictions for the $[\text{Mg}/\text{Fe}]$ vs. age chemical evolution of Chiappini (2009) for different Galactocentric annuli of the thick and thin discs. These models assume that the thick disc was formed on much shorter timescales and with a higher star formation efficiency than the thin disc. The shaded area corresponds to a parameter space not covered by a standard chemical evolution model of the thick and thin discs. Figure 1 demonstrates that while most of the data can be explained by standard chemical evolution models plus observational uncertainties (most probably accompanied by significant radial mixing, as discussed in Chiappini 2009; and Minchev et al. 2013, 2014), several stars are found to possess rather high $[\alpha/\text{Fe}]$ ratios, despite their young ages, and hence cannot be accounted for by the models. These stars are depicted as stars (1σ -outliers) and pentagons (2σ -outliers) in all figures. The young $[\alpha/\text{Fe}]$ -rich stars are more numerous in the inner field (see Fig. 2 and Table 1).

Table 1 shows the occurrence rates of young $[\alpha/\text{Fe}]$ -rich stars in the different analysed samples. Interestingly, there is a sudden rise in the fraction of young $[\alpha/\text{Fe}]$ -rich stars when smaller Galactocentric distances are sampled (which is the case of the CoRoT LRC01 field for $Z_{\text{Gal}} > 0.3$ kpc), and the absence of these stars in the Fuhrmann (2011) sample, as well as other less volumed-confined samples such as Ramírez et al. (2007) – which might be due to a statistical effect.

The young $[\alpha/\text{Fe}]$ -rich stars cover a wide range of stellar parameters ($4200 \text{ K} < T_{\text{eff}} < 5100 \text{ K}$, $1.7 < \log g < 2.7$; see also Fig. 10 of Martig et al. 2015). The abundance pattern of these stars compared to the entire CoRoGEE sample is displayed in

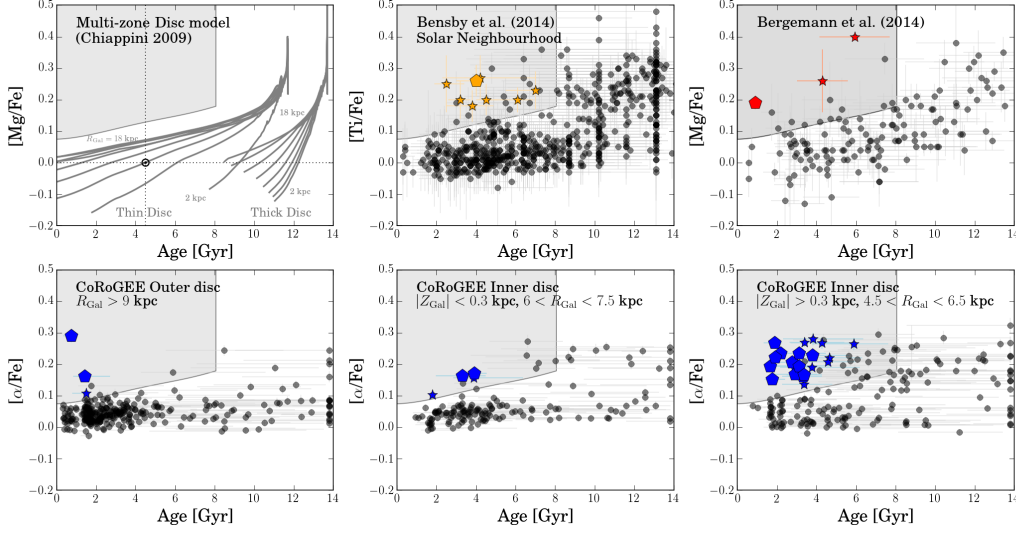


Fig. 1. Age- $[\alpha/\text{Fe}]$ relation in different regions of the Galactic disc. *Upper left panel:* the grey curves indicate the predictions of the multi-zone Galactic chemical-evolution model of Chiappini (2009) for the thin and thick discs, where different tracks were calculated for different Galactocentric annuli situated between 2 and 18 kpc from the Galactic Centre. The solar position is indicated in the diagram for the 6 kpc curve, the distance of the most probable birth position of the Sun (Minchev et al. 2013). Within these models, it is not possible to explain stars that fall into the grey-shaded region of the diagram: young, $[\alpha/\text{Fe}]$ -enhanced stars. The grey shadings provide a heuristic estimate of the typical $N\sigma$ ($N = 1, 2, 3$) uncertainties in $[\text{Mg}/\text{Fe}]$ and age. *Upper middle and right panels:* the solar cylinder data from Bensby et al. (2014, middle panel) and the Gaia-ESO survey (Bergemann et al. 2014; right panel) show a clear correlation between isochrone-derived age estimates and relative $[\alpha/\text{Fe}]$ abundances. Stars whose age and abundance estimates are 1σ -incompatible with any of the chemical evolution curves are represented by stars; 2σ -outliers are represented by pentagons. *Lower panels:* the same diagram for the CoRoT-APOGEE sample. *Left:* the LRA01 outer-disc field. *Middle:* the LRC01 inner-disc field, close to the Galactic plane ($|Z_{\text{Gal}}| < 0.3$ kpc, $R_{\text{Gal}} > 6.0$ kpc). *Right:* the LRC01 field, below the Galactic plane ($Z_{\text{Gal}} < -0.3$ kpc, $R_{\text{Gal}} < 6.5$ kpc). In this region, the fraction of young α -enhanced stars is much larger than in all other regions. Considering normal stars alone, the age- $[\alpha/\text{Fe}]$ relation is much flatter than locally because the CoRoT stars span a wide range in Galactocentric distances.

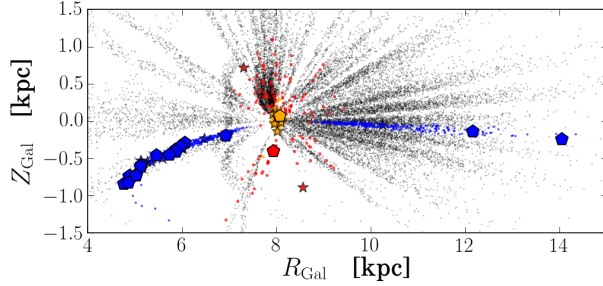


Fig. 2. Location of the APOGEE high-quality sample of Anders et al. (2014) in a Z_{Gal} vs. R_{Gal} plane (grey points). Also shown are the locations of the CoRoGEE stars (blue), the subgiant stars from Bergemann et al. (2014, red), and the Bensby et al. (2014) solar-velocity dwarf stars (orange). As in Fig. 1, the discovered young $[\alpha/\text{Fe}]$ -rich stars are represented by the pentagons and stars.

Fig. 3. These stars are compatible with being formed from a gas that has not been processed by many stellar generations, as indicated by the systematically lower abundance of iron-peak elements (lower contribution of type Ia supernovae to the chemical enrichment), as well as by the lower $[\text{N}/\text{O}]$ and $[\text{C}/\text{O}]$ abundance ratios (further indicating a mild contribution from intermediate-mass stars) with respect to the bulk of the CoRoGEE sample. However, when we restrict the comparison to stars with $[\text{O}/\text{H}] < -0.2$, no significant differences are detected any more.

We also investigated the kinematic properties of the young $[\alpha/\text{Fe}]$ -rich stars. Despite their $[\alpha/\text{Fe}]$ enhancements, many of them exhibit thin-disc like kinematics (although biased to hotter orbits because the inner CoRoT field samples Galactocentric

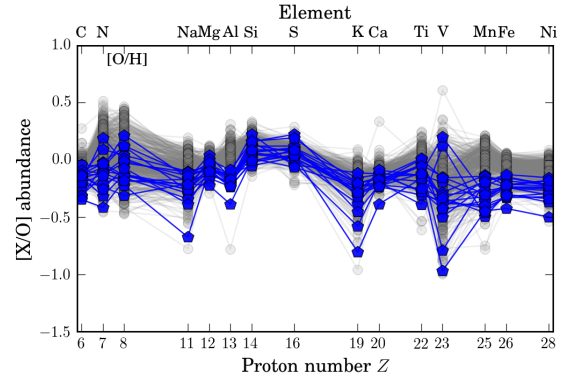


Fig. 3. Chemical-abundance patterns relative to oxygen for the CoRoGEE stars marked as chemically peculiar in Fig. 1 (blue hexagons, 2σ -outliers in the age- $[\alpha/\text{Fe}]$ diagram). The chemical abundance pattern of the rest of the CoRoGEE sample is presented in grey for comparison.

distances below ~ 5 kpc only at larger distances from the mid-plane, $Z_{\text{Gal}} > 0.3$ kpc). As a result of sample selection effects, stars with small Galactocentric distances are only reachable at large distances from the mid-plane and should not be mistaken for genuine thick-disc stars.

Focusing on the youngest stars (ages younger than 4 Gyr), where most of the 2σ outliers are found (see Fig. 1), we checked the locus of the young $[\alpha/\text{Fe}]$ -rich stars in the $[\text{Fe}/\text{H}]$ vs. Galactocentric distance diagram (Fig. 4, left panel) and in the $[\text{Fe}/\text{H}]$ vs. guiding radius diagram (Fig. 4, right panel). Similar to Minchev et al. (2014), we estimated the guiding-centre radius of

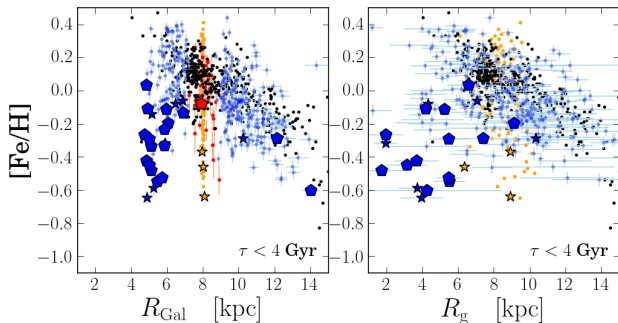


Fig. 4. Radial $[\text{Fe}/\text{H}]$ distribution (*left*: as a function of Galactocentric distance R_{Gal} , *right*: w.r.t. the guiding radius R_g) over the extent of the Galactic disc (4–14 kpc range). As in Fig. 2, the CoRoGEE sample is shown in blue, the Bergemann et al. (2014) stars in red, and the Bensby et al. (2014) sample in orange. Again, hexagons and stars represent the young $[\alpha/\text{Fe}]$ -enhanced stars defined in Fig. 1. The locations of Galactic cepheids (black; data from Genovali et al. 2014) are also indicated.

a stellar orbit using the approximation $R_g = \frac{L_z}{v_c} = \frac{v_\phi \cdot R_{\text{Gal}}}{v_c}$, with L_z being the angular momentum, v_ϕ the ϕ -component of the space velocity in a Galactocentric cylindrical coordinate frame, and v_c the circular velocity at the star position – which for simplicity we assumed to be constant and equal to 220 km s^{-1} (see A15 for more details).

It is clear that most of the anomalous stars tend to be metal poor and to have small guiding radii ($R_g \lesssim 6 \text{ kpc}$ – dashed line in Fig. 4). This is also the case of the young $[\alpha/\text{Fe}]$ -rich stars in the other two more local samples. In particular, a large number of these anomalous objects appear near the corotation region (with the caveat that there are large uncertainties in the estimate of the guiding radii). It is expected that as the age increases, more of these stars can also be found farther away from the corotation radius because radial migration would have had enough time to displace them from their birth position (Minchev et al. 2014). A larger age-baseline is discussed in A15, where we focus on the time evolution of abundance gradients.

4. What is their origin?

One possible interpretation is that the young $[\alpha/\text{Fe}]$ -rich stars might be evolved blue stragglers, that is, binary mergers. These have a higher mass and thus look like a young population. However, these stars should be present in all directions, at all metallicities, but in smaller numbers (see discussion in Martig et al. 2015).

The young α -rich stars appear to have been born from a relatively pristine gas, with metallicities above $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -0.7$ (see Fig. 4, and Table A.1). One possibility is that these are objects formed from a recent gas accretion event. One caveat here is that outliers are also present in older age bins, suggesting that the processes responsible for creating these stars have been continuously working during the Milky Way evolution. A more plausible interpretation is to assume that the region near the bar corotation is the site for the formation of the young $[\alpha/\text{Fe}]$ -rich stars. In this region, gas can be kept inert for longer times than in other regions that are more often shocked by the passage of the spiral arms (Bissantz et al. 2003; Combes 2014). Additional dilution is expected from gas restored from the death of old low-mass stars in this inner-disc region (Minchev et al. 2013).

If this interpretation holds and the process is still taking place in a region near the end of the Galactic bar, we also expect to find young metal-poor, $[\alpha/\text{Fe}]$ -enhanced stars in that same region

of the Galactic plane. Interestingly, there are some intriguing young objects in the MW that might be related to the same phenomenon: a) the puzzling low-metallicity supergiants located near the end of the Galactic bar (Davies et al. 2009a,b, see discussion in Genovali et al. 2014 and Origlia et al. 2013); b) the young $[\alpha/\text{Fe}]$ -enhanced stars reported by Cunha et al. (2007) near the Galactic Centre, and; c) the unusual Cepheid BC Aql which, despite being young (Whitlock, priv. comm.) and located at $R_{\text{Gal}} \sim 5 \text{ kpc}$, is also $[\alpha/\text{Fe}]$ -enhanced and metal-poor (Luck & Lambert 2011). Other Cepheids, recently discovered far from the Galactic plane on the opposite side of the Galaxy (Feast et al. 2014), also appear to be young (i.e., their period-age relations are compatible with ages $\lesssim 130 \text{ Myr}$).

Within our framework, we expect similar stars to have been forming in that same region (i.e., near the bar corotation) for the past 4–5 Gyr. As extensively discussed by Minchev et al. (2013, 2014), stars born at the corotation radius have a high probability of being expelled to an outer region via radial migration. This result suggests that the mechanism proposed here could have a strong effect on the thin disc by contaminating the entire disc with this metal-poor and $[\alpha/\text{Fe}]$ -rich population and that it might be related to the observed $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -0.7$ floor in the abundance gradients. One possible observable signature of this process might be the intermediate-age α -enhanced open clusters found by Yong et al. (2012, and references therein).

5. Conclusions

In this Letter we reported the discovery of young $[\alpha/\text{Fe}]$ -enhanced stars in a sample of CoRoT stars observed by APOGEE (CoRoGEE). These stars have a lower iron-peak element content than the rest of the CoRoGEE sample and are more abundant towards the inner Galactic disc regions. Almost all of the young $[\alpha/\text{Fe}]$ -rich stars we discovered have guiding radii $R_g \leq 6 \text{ kpc}$. Therefore, we tentatively suggest that the origin of these stars is related to the complex chemical evolution that takes place near the corotation region of the Galactic bar.

Unfortunately, some ambiguity remains because the inner Galactic regions accessible to CoRoT are above $|Z_{\text{Gal}}| = 0.3 \text{ kpc}$. This situation is expected to improve by combining future APOGEE-2 data with *Kepler* seismology from the K2 Campaign (Howell et al. 2014), a goal for SDSS-IV. Further into the future, more information will be obtained from *Gaia* and the PLATO-2 mission (Rauer et al. 2014), both complemented by spectroscopy for example with the 4MOST facility (de Jong et al. 2014).

In a companion paper (Martig et al. 2015), we report the discovery of young- $[\alpha/\text{Fe}]$ -rich stars in the *Kepler* field (although in smaller numbers). Finally, in an ongoing *Gaia*-ESO follow-up of the CoRoT inner-field stars, more of these stars are found (Valentini et al., in prep.), providing better statistics and complementing the results shown in this Letter.

Acknowledgements. The CoRoT space mission, launched on December 27 2006, was developed and operated by CNES, with the contribution of Austria, Belgium, Brazil, ESA (RSSD and Science Program), Germany and Spain. C.C. thanks A. Baglin, J. Storm and G. Cescutti for helpful discussions. T.S.R. acknowledges support from CNPq-Brazil. L.G. acknowledges support from PRIN INAF 2014. T.M. acknowledges financial support from Belspo for contract PRODEX *Gaia*-DPAC. S.M. acknowledges the support of the NASA grant NNX12AE17G. T.C.B. acknowledges partial support from grants PHY 08-22648; Physics Frontier Center/JINA, and PHY 14-30152; Physics Frontier Center/JINA Center for the Evolution of the Elements (JINA-CEE), awarded by the US National Science Foundation. The research leading to the presented results has received funding from the European Research Council under the European Community’s Seventh Framework Programme (FP7/2007-2013) / ERC grant agreement No. 338251 (StellarAges). Funding for the SDSS-III Brazilian Participation Group has been provided by the Ministério de Ciência e Tecnologia (MCT), Fundação Carlos

Chagas Filho de Amparo à Pesquisa do Estado do Rio de Janeiro (FAPERJ), Conselho Nacional de Desenvolvimento Científico e Tecnológico (CNPq), and Financiadora de Estudos e Projetos (FINEP). Funding for SDSS-III has been provided by the Alfred P. Sloan Foundation, the Participating Institutions, the National Science Foundation, and the US Department of Energy Office of Science. The SDSS-III web site is <http://www.sdss3.org/>. SDSS-III is managed by the Astrophysical Research Consortium for the Participating Institutions of the SDSS-III Collaboration including the University of Arizona, the Brazilian Participation Group, Brookhaven National Laboratory, Carnegie Mellon University, University of Florida, the French Participation Group, the German Participation Group, Harvard University, the Instituto de Astrofísica de Canarias, the Michigan State/Notre Dame/JINA Participation Group, Johns Hopkins University, Lawrence Berkeley National Laboratory, Max Planck Institute for Astrophysics, Max Planck Institute for Extraterrestrial Physics, New Mexico State University, New York University, Ohio State University, Pennsylvania State University, University of Portsmouth, Princeton University, the Spanish Participation Group, University of Tokyo, University of Utah, Vanderbilt University, University of Virginia, University of Washington, and Yale University.

References

- Alam, S., Albareti, F. D., Allende Prieto, C., et al. 2015, *ApJS*, submitted [[arXiv:1501.00963](https://arxiv.org/abs/1501.00963)]
- Anders, F., Chiappini, C., Santiago, B. X., et al. 2014, *A&A*, **564**, A115
- Baglin, A., Auvergne, M., Barge, P., et al. 2006, in *ESA SP 1306*, eds. M. Fridlund, A. Baglin, J. Lochar, & L. Conroy, 33
- Bensby, T., Feltzing, S., & Oey, M. S. 2014, *A&A*, **562**, A71
- Bergemann, M., Ruchti, G. R., Serenelli, A., et al. 2014, *A&A*, **565**, A89
- Bissantz, N., Englmaier, P., & Gerhard, O. 2003, *MNRAS*, **340**, 949
- Chiappini, C. 2009, in *IAU Symp. 254*, eds. J. Andersen, B. Nordström, & J. Bland-Hawthorn, 191
- Chiappini, C., Matteucci, F., & Gratton, R. 1997, *ApJ*, **477**, 765
- Combes, F. 2014, in *Structure and Dynamics of Disk Galaxies*, eds. M. S. Seigar, & P. Treuhardt, *ASP Conf. Ser.*, **480**, 211
- Cunha, K., Sellgren, K., Smith, V. V., et al. 2007, *ApJ*, **669**, 1011
- da Silva, L., Girardi, L., Pasquini, L., et al. 2006, *A&A*, **458**, 609
- Davies, B., Origlia, L., Kudritzki, R.-P., et al. 2009a, *ApJ*, **694**, 46
- Davies, B., Origlia, L., Kudritzki, R.-P., et al. 2009b, *ApJ*, **696**, 2014
- de Jong, R. S., Barden, S., Bellido-Tirado, O., et al. 2014, in *SPIE Conf. Ser.*, **9147**
- Eisenstein, D. J., Weinberg, D. H., Agol, E., et al. 2011, *AJ*, **142**, 72
- Feast, M. W., Menzies, J. W., Matsunaga, N., & Whitelock, P. A. 2014, *Nature*, **509**, 342
- Fuhrmann, K. 2011, *MNRAS*, **414**, 2893
- Genovali, K., Lemasle, B., Bono, G., et al. 2014, *A&A*, **566**, A37
- Gilliland, R. L., Brown, T. M., Christensen-Dalsgaard, J., et al. 2010, *PASP*, **122**, 131
- Gunn, J. E., Siegmund, W. A., Mannery, E. J., et al. 2006, *AJ*, **131**, 2332
- Haywood, M., Di Matteo, P., Lehnert, M. D., Katz, D., & Gómez, A. 2013, *A&A*, **560**, A109
- Holtzman, J. A., Shetrone, M., Johnson, J. A., et al. 2015, *AJ*, submitted [[arXiv:1501.04110](https://arxiv.org/abs/1501.04110)]
- Howell, S. B., Sobek, C., Haas, M., et al. 2014, *PASP*, **126**, 398
- Lebreton, Y., & Goupil, M.-J. 2014, *A&A*, **569**, A21
- Lebreton, Y., Goupil, M. J., & Montalbán, J. 2014, in *EAS Pub. Ser.*, **65**, 99
- Luck, R. E., & Lambert, D. L. 2011, *AJ*, **142**, 136
- Martig, M., Rix, H.-W., Silva Aguirre, V., et al. 2015, *MNRAS*, submitted [[arXiv:1412.3453](https://arxiv.org/abs/1412.3453)]
- Matteucci, F. 2001, The chemical evolution of the Galaxy, *Astrophys. Space Sci. Libr.*, **253**
- Mészáros, S., Holtzman, J., García Pérez, A. E., et al. 2013, *AJ*, **146**, 133
- Miglio, A., Chiappini, C., Morel, T., et al. 2013a, *MNRAS*, **429**, 423
- Miglio, A., Chiappini, C., Morel, T., et al. 2013b, in *EPJ Web Conf.*, **43**, 3004
- Minchev, I., Chiappini, C., & Martig, M. 2013, *A&A*, **558**, A9
- Minchev, I., Chiappini, C., & Martig, M. 2014, *A&A*, **572**, A92
- Mosser, B., & Appourchaux, T. 2009, *A&A*, **508**, 877
- Mosser, B., Belkacem, K., Goupil, M.-J., et al. 2010, *A&A*, **517**, A22
- Mosser, B., Barban, C., Montalbán, J., et al. 2011, *A&A*, **532**, A86
- Origlia, L., Oliva, E., Maiolino, R., et al. 2013, *A&A*, **560**, A46
- Pagel, B. E. J. 2009, *Nucleosynthesis and Chemical Evolution of Galaxies* (Cambridge, UK: Cambridge University Press)
- Ramírez, I., Allende Prieto, C., & Lambert, D. L. 2007, *A&A*, **465**, 271
- Rauer, H., Catala, C., Aerts, C., et al. 2014, *Exp. Astron.*, **38**, 249
- Rodrigues, T. S., Girardi, L., Miglio, A., et al. 2014, *MNRAS*, **445**, 2758
- Yong, D., Carney, B. W., & Friel, E. D. 2012, *AJ*, **144**, 95

- ¹ Leibniz-Institut für Astrophysik Potsdam (AIP), An der Sternwarte 16, 14482 Potsdam, Germany
e-mail: Cristina.Chiappini@aip.de
- ² Laboratório Interinstitucional de e-Astronomia, – LIneA, Rua Gal. José Cristino 77, 20921-400 Rio de Janeiro, Brazil
- ³ Osservatorio Astronomico di Padova – INAF, Vicolo dell’Osservatorio 5, 35122 Padova, Italy
- ⁴ Dipartimento di Fisica e Astronomia, Università di Padova, Vicolo dell’Osservatorio 3, 35122 Padova, Italy
- ⁵ School of Physics and Astronomy, University of Birmingham, Edgbaston, Birmingham, B15 2TT, UK
- ⁶ LESIA, Université Pierre et Marie Curie, Université Denis Diderot, Obs. de Paris, 92195 Meudon Cedex, France
- ⁷ Institut d’Astrophysique et de Géophysique, Allée du 6 août, 17 – Bât. B5c, 4000 Liège 1 (Sart-Tilman), Belgium
- ⁸ Instituto de Física, Universidade Federal do Rio Grande do Sul, Caixa Postal 15051, 91501-970 Porto Alegre, Brazil
- ⁹ Observatoire de la Côte d’Azur, Laboratoire Lagrange, CNRS UMR 7923, BP 4229, 06304 Nice Cedex, France
- ¹⁰ Max-Planck-Institut für Astronomie, Königstuhl 17, 69117 Heidelberg, Germany
- ¹¹ Observatório Nacional, Rua Gal. José Cristino 77, 20921-400 Rio de Janeiro, Brazil
- ¹² Instituto de Astrofísica de Canarias, 38205 La Laguna, Tenerife, Spain
- ¹³ Universidad de La Laguna, Departamento de Astrofísica, 38206 La Laguna, Tenerife, Spain
- ¹⁴ Max-Planck-Institut für Sonnensystemforschung, Justus-von-Liebig-Weg 3, 37077 Göttingen, Germany
- ¹⁵ Stellar Astrophysics Centre, Department of Physics and Astronomy, Aarhus University, Ny Munkegade 120, 8000 Aarhus C, Denmark
- ¹⁶ Institut für Astronomie, Universität Wien, Türkenschanzstr. 17, 1180 Wien, Austria
- ¹⁷ Laboratoire AIM, CEA/DSM – CNRS – Univ. Paris Diderot – IRFU/SAP, Centre de Saclay, 91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France
- ¹⁸ Space Science Institute, 4750 Walnut Street Suite 205, Boulder CO 80301, USA
- ¹⁹ Institut d’Astrophysique Spatiale, UMR8617, CNRS, Université Paris XI, Bâtiment 121, 91405 Orsay Cedex, France
- ²⁰ Dept. of Physics and JINA-CEE: Joint Institute for Nuclear Astrophysics – Center for the Evolution of the Elements, Univ. of Notre Dame, Notre Dame, IN 46530, USA
- ²¹ 57 Department of Astronomy, Case Western Reserve University, Cleveland, OH 44106, USA
- ²² New Mexico State University, Las Cruces, NM 88003, USA
- ²³ Department of Astronomy, University of Virginia, PO Box 400325, Charlottesville VA 22904-4325, USA
- ²⁴ ELTE Gothard Astrophysical Observatory, 9704 Szombathely, Szent Imre herceg st. 112, Hungary
- ²⁵ Department of Astronomy, Indiana University, Bloomington, IN 47405, USA
- ²⁶ Dept. of Astronomy, University of Michigan, Ann Arbor, MI 48104, USA
- ²⁷ Apache Point Observatory PO Box 59, Sunspot, NM 88349, USA
- ²⁸ Astrophysics Research Institute, Liverpool John Moores University, IC2, Liverpool Science Park 146 Brownlow Hill Liverpool L3 5RF, UK
- ²⁹ McDonald Observatory, University of Texas at Austin, HC75 Box 1337-MCD, Fort Davis, TX 79734, USA
- ³⁰ Department of Astronomy and Astrophysics, The Pennsylvania State University, University Park, PA 16802, USA
- ³¹ Institute for Gravitation and the Cosmos, The Pennsylvania State University, University Park, PA 16802, USA
- ³² Vanderbilt University, Dept. of Physics & Astronomy, VU Station B 1807, Nashville, TN 37235, USA

Appendix A: Best-candidate young α -enhanced stars in the CoRoGEE sample

Table A.1 summarises our measured quantities for the best-candidate young α -enhanced stars (17 2σ -outliers; blue large pentagons in Fig. 1, and 11 1σ -outliers; blue stars in Fig. 1). We first report our input values: the adopted seismic parameters $\Delta\nu$ and ν_{\max} (as computed by automatic as well as supervised analyses of the CoRoT light curves), ASPCAP spectroscopic parameters T_{eff} , $[\text{Fe}/\text{H}]$, $[\alpha/\text{Fe}]$, and the number of APOGEE observations, N_{APO} . We note that all stars in question have been observed at very high signal-to-noise ratios ($S/N > 140$ per resolution element). The radial-velocity scatter between subsequent observations is always smaller than 0.6 km s^{-1} ; meaning that their values are consistent with all stars being single stars or widely separated binaries.

We also present the estimated stellar masses M_{scale} , as determined from seismic scaling relations and the 1σ upper-limits for the ages (as determined by PARAM). A comparison of the masses estimated by PARAM and those inferred directly from the scaling relations is reported in A15 for the full CoRoGEE sample. Also listed are the current Galactocentric positions R_{Gal} and Z_{Gal} and the guiding radius R_g of each star.

We also show a note on the quality of the light curves (Q) and a flag based on the supervised analysis. Because the automated and supervised analyses sometimes yield different results,

we recomputed masses and ages using the individually obtained $\Delta\nu$ and ν_{\max} values and updated uncertainties where necessary. As expected, the numbers of the young α -enhanced stars are slightly different. In Table A.1, we only report the robust 2σ - and 1σ -outliers.

The individual supervised analysis shows that:

1. After the individual analysis, still 28 stars out of 39 candidates fulfilled our outlier criterion;
2. Four stars that seemed to be 2σ -outliers were shifted to older ages: CoRoT 101093867, 101071033, 102645343, and 10264381. Similarly, seven candidate 1σ -outliers fall out of the sample: CoRoT 101057962, 101041814, 102626343, 100886873, 101208801, 101212022, and 101227666.
3. One star (CoRoT 101071033) had to be excluded from the parent sample due to the very poor quality of its light curve;
4. CoRoT 101093867 is a complex case, where both $\Delta\nu$ values appear as possible solutions; for six other stars, another solution is possible, because the light curve S/N is not high enough to undoubtedly resolve the radial/dipole mode possible mismatch (such cases cannot be seen in the general blind automated analysis);
5. For CoRoT 100958571, the solution obtained through supervised fitting, close to the one found by the automated pipeline, should be preferred. Also, for most of the remaining stars, slight improvements in the determination of the seismic parameters are possible.

Table A.1. Best-candidate young α -enhanced stars: seismic and spectroscopic adopted parameters and uncertainties, stellar masses and ages, current Galactocentric positions R_{Gal} and Z_{Gal} , and guiding-centre radii R_g .

CoRoT ID	APOGEE ID	$\Delta\nu$ [μHz]	ν_{max} [μHz]	Q^a	$\Delta\nu_i^b$ [μHz]	$\nu_{\text{max},i}^b$ [μHz]	Flag ^c	N_{APO}	T_{eff}^d [K]	[Fe/H]	$[\alpha/\text{Fe}]$	M_{scale}^e [M_{\odot}]	τ_{88U}^f [Gyr]	$\tau_{\text{88U}}^{i,f}$ [Gyr]	R_{Gal}^g [kpc]	Z_{Gal}^h [kpc]	R_g [kpc]
2 σ -outliers																	
100580176	2M19232036+0116385	1.2 \pm 0.01	8.11 \pm 0.22	OK	1.27	8.0	1	4200	-0.2 \pm 0.03	0.16 \pm 0.01	1.49 \pm 0.22	2.5	4.5	6.06	-0.29	9.1 \pm 0.5	
100692726	2M19240121+0115468	2.71 \pm 0.03	22.41 \pm 0.58	OK	2.7	22.3	0	4390	-0.11 \pm 0.03	0.16 \pm 0.01	1.48 \pm 0.14	4.3	4.3	4.91	-0.75	4.2 \pm 1.2	
100958571	2M19253009+0100237	1.94 \pm 0.04	14.72 \pm 0.65	OK	1.97	14.7	2	4410	-0.55 \pm 0.04	0.20 \pm 0.02	1.51 \pm 0.24	3.4	4.7	5.46	-0.46	5.5 \pm 0.9	
101045095	2M19260245+0003446	2.78 \pm 0.04	22.17 \pm 0.64	poor	2.8	22.6	0	4400	-0.23 \pm 0.03	0.23 \pm 0.01	1.34 \pm 0.14	6.0	5.7	5.87	-0.38	3.7 \pm 1.2	
101072104	2M19261545+0011507	3.01 \pm 0.04	23.90 \pm 0.71	OK	3.01	24.8	0	4580	-0.42 \pm 0.04	0.24 \pm 0.02	1.41 \pm 0.14	5.8	3.6	4.87	-0.74	5.3 \pm 0.7	
101100354	2M19262657+0144163	4.56 \pm 0.04	41.60 \pm 0.93	poor	4.34	43.6	2	4520	-0.12 \pm 0.03	0.21 \pm 0.01	1.74 \pm 0.14	7.6	3.0	5.97	-0.34	1.7 \pm 1.2	
101113416	2M19263149+0159448	1.11 \pm 0.01	6.79 \pm 0.20	OK	1.14	6.74	1	4360	-0.48 \pm 0.04	0.24 \pm 0.02	1.36 \pm 0.15	3.6	4.5	5.14	-0.58	2.0 \pm 1.0	
101114706	2M19263197-0035004	0.97 \pm 0.02	6.14 \pm 0.31	OK	0.98	6.14	3	4170	-0.27 \pm 0.03	0.19 \pm 0.01	1.65 \pm 0.29	3.5	3.8	4.76	-0.84	3.2 \pm 1.1	
101121769	2M19263465+0004069	1.34 \pm 0.03	8.88 \pm 0.35	OK	1.34	8.88	0	4340	-0.34 \pm 0.03	0.17 \pm 0.02	1.52 \pm 0.23	4.0	4.0	5.12	-0.61	6.6 \pm 1.2	
101138968	2M19264111+0214048	2.46 \pm 0.04	20.74 \pm 0.73	OK	2.46	20.7	0	4500	-0.45 \pm 0.04	0.27 \pm 0.02	1.79 \pm 0.22	2.1	2.3	5.03	-0.72	5.5 \pm 0.7	
101342375	2M19280053+0016331	2.06 \pm 0.04	16.69 \pm 0.74	OK	2.00	16.7	0	4340	0.03 \pm 0.03	0.15 \pm 0.01	2.03 \pm 0.32	2.6	2.4	4.86	-0.83	5.5 \pm 1.1	
101386073	2M19282189+0010322	5.21 \pm 0.07	48.40 \pm 1.41	OK	5.23	51.2	0	4610	-0.33 \pm 0.04	0.19 \pm 0.02	1.37 \pm 0.14	6.9	3.9	5.87	-0.41	4.3 \pm 4.2	
101415638	2M19283410+0006205	5.21 \pm 0.11	47.68 \pm 2.28	poor	4.80	47.7	1	4960	-0.53 \pm 0.04	0.22 \pm 0.02	1.48 \pm 0.32	2.7	2.1	5.74	-0.45	7.4 \pm 2.5	
101594554	2M19284723+0007020	2.70 \pm 0.03	21.52 \pm 0.51	OK	2.72	21.73	0	4430	-0.29 \pm 0.04	0.17 \pm 0.01	1.35 \pm 0.11	4.4	4.5	5.03	-0.73	4.3 \pm 4.2	
101748322	2M19305707-0008228	5.55 \pm 0.03	53.17 \pm 0.84	OK	5.40	52.4	2	4710	-0.14 \pm 0.03	0.17 \pm 0.01	1.34 \pm 0.08	5.5	4.5	6.93	-0.19	10.3 \pm 0.5	
102673776	2M06430619-0103534	2.23 \pm 0.05	16.83 \pm 0.77	OK	2.23	16.8	0	5070	-0.61 \pm 0.04	0.29 \pm 0.02	1.69 \pm 0.28	0.8	0.8	14.05	-0.25	10.3 \pm 0.5	
102733615	2M06442450-0100460	3.33 \pm 0.09	30.93 \pm 1.85	poor	3.06	30.9	1	4760	-0.29 \pm 0.04	0.16 \pm 0.02	2.28 \pm 0.56	3.2	2.7	12.16	-0.14	7.4 \pm 2.5	
1 σ -outliers																	
100667041	2M19235081+0111425	2.5 \pm 0.03	19.85 \pm 0.46	OK	2.59	19.8	2	4400	-0.34 \pm 0.04	0.22 \pm 0.02	1.23 \pm 0.11	4.1	6.3	5.13	-0.53	2.0 \pm 0.7	
100889852	2M19250803+0152285	5.47 \pm 0.1	53.41 \pm 2.25	poor	5.62	56.1	2	4620	-0.32 \pm 0.04	0.27 \pm 0.02	1.36 \pm 0.19	6.0	5.4	5.92	-0.33	4.0 \pm 1.2	
101029567	2M19255543+0014035	2.33 \pm 0.04	17.76 \pm 0.81	OK	2.35	17.7	0	4490	-0.65 \pm 0.04	0.28 \pm 0.02	1.34 \pm 0.21	5.8	6.4	4.9	-0.71	4.0 \pm 1.2	
101073282	2M19261630+0116446	5.63 \pm 0.09	56.33 \pm 2.01	OK	5.53	56.9	0	4900	-0.08 \pm 0.03	0.10 \pm 0.01	1.65 \pm 0.21	1.8	1.9	6.48	-0.24	4.3 \pm 0.5	
101200652	2M19270430+0120124	2.23 \pm 0.04	17.11 \pm 0.70	poor	2.36	17.5	1	4500	-0.59 \pm 0.04	0.19 \pm 0.02	1.38 \pm 0.23	3.8	6.2	5.27	-0.55	3.7 \pm 1.0	
101364068	2M1928113-0020004	2.83 \pm 0.04	21.34 \pm 0.68	OK	2.84	22.2	0	4650	-0.21 \pm 0.04	0.21 \pm 0.01	1.30 \pm 0.15	8.0	5.9	6.03	-0.38	2.8 \pm 0.5	
101392012	2M19282435+0117076	1.47 \pm 0.02	9.12 \pm 0.25	OK	1.50	9.06	1	4390	-0.65 \pm 0.04	0.26 \pm 0.02	1.10 \pm 0.10	6.2	7.6	5.35	-0.55	4.5 \pm 1.0	
101419125	2M19283555-0013131	6.40 \pm 0.09	63.78 \pm 2.14	poor	6.57	65.8	1	4810	-0.49 \pm 0.04	0.27 \pm 0.02	1.25 \pm 0.15	5.9	5.8	5.58	-0.50	4.9 \pm 0.8	
101476920	2M19285918+0036543	2.20 \pm 0.03	16.63 \pm 0.54	OK	2.25	17.3	0	4410	-0.14 \pm 0.03	0.14 \pm 0.01	1.45 \pm 0.16	5.1	4.8	5.17	-0.64	7.1 \pm 0.3	
101665008	2M19302198+0018463	6.02 \pm 0.05	61.93 \pm 1.35	OK	6.30	62.6	1	4600	-0.06 \pm 0.03	0.16 \pm 0.01	1.28 \pm 0.15	4.3	6.4	6.88	-0.20	10.3 \pm 0.5	
102768182	2M06451106-0032468	2.94 \pm 0.06	27.18 \pm 1.29	poor	2.94	27.0	0	4840	-0.29 \pm 0.04	0.11 \pm 0.02	2.17 \pm 0.37	1.7	1.7	10.25	-0.05	10.3 \pm 0.5	

Notes. ^(a) Quality of CoRoT light curve and the automated global fits; ^(b) Results of individual supervised fit to the light curves; ^(c) Flag on supervised fits (0 = automated and supervised fit are consistent within 1 σ ; 1 = there are two possible solutions for $\Delta\nu$ or ν_{max} , due to the ambiguity of radial and dipole oscillation modes; 2 = supervised fit yields improved results); ^(d) Overall uncertainties: $\sigma T_{\text{eff}} = 91$ K (Holtzman et al. 2015); ^(e) 1 σ age upper limit, using the seismic results from the automatic pipeline; ^(f) 1 σ age upper limit, using the seismic results from the supervised seismic analysis; ^(g) Typical uncertainties: ~ 0.1 kpc, for the most distant stars in LRd01 ~ 0.5 kpc; ^(h) Typical uncertainties: < 0.1 kpc, for the most distant stars in LRc01 ~ 0.4 kpc.

Appendix B

T_{eff} sismique

Nous détaillons dans cette annexe le calcul de la température effective T_{eff} sismique.

La loi de Stefan-Boltzmann, normalisée aux valeurs solaires, donne :

$$\frac{L}{L_{\odot}} = \left(\frac{R}{R_{\odot}} \right)^2 \left(\frac{T_{\text{eff}}}{T_{\text{eff},\odot}} \right)^4, \quad (\text{B.1})$$

avec L , la luminosité de l'étoile (en W) ; R , son rayon (en m). Les constantes L_{\odot} , R_{\odot} et $T_{\text{eff},\odot}$ correspondent aux valeurs solaires.

Où le rayon R peut s'exprimer à l'aide des paramètres sismiques ν_{max} et $\Delta\nu$ via la relation dimensionnelle théorique suivante (cf. section 2.4.7) :

$$\frac{R}{R_{\odot}} = \left(\frac{\nu_{\text{max}}}{\nu_{\text{max},\odot}} \right) \left(\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_{\odot}} \right)^{-2} \left(\frac{T_{\text{eff}}}{T_{\text{eff},\odot}} \right)^{1/2}, \quad (\text{B.2})$$

avec ν_{max} , la fréquence du maximum d'amplitude dans le spectre d'oscillations (en μHz) et $\Delta\nu$, la grande séparation (en μHz). Les constantes $\nu_{\text{max},\odot}$ et $\Delta\nu_{\odot}$ correspondent aux valeurs solaires.

On en déduit :

$$\frac{T_{\text{eff}}}{T_{\text{eff},\odot}} = \left(\frac{L}{L_{\odot}} \right)^{1/5} \left(\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_{\odot}} \right)^{4/5} \left(\frac{\nu_{\text{max}}}{\nu_{\text{max},\odot}} \right)^{-2/5}. \quad (\text{B.3})$$

Or, sachant que la luminosité L peut s'exprimer en fonction de la magnitude absolue \mathcal{M} (en mag) de l'étoile suivant l'équation suivante :

$$\frac{L}{L_{\odot}} = 10^{\left(\frac{\mathcal{M}_{\odot} - \mathcal{M}}{2,5} \right)}, \quad (\text{B.4})$$

avec la constante \mathcal{M}_{\odot} la valeur solaire.

Et que la magnitude absolue \mathcal{M} est dépendante de la magnitude apparente m (en mag), de la distance d (en pc) et de l'extinction A_m (en mag), comme :

$$\mathcal{M} = m - 5 \log(d) + 5 - A_m. \quad (\text{B.5})$$

On peut alors en déduire la température effective sismique en fonction de A_m , m , d , ν_{max} et $\Delta\nu$, comme :

$$\frac{T_{\text{eff}}}{T_{\text{eff},\odot}} = 10^{\frac{(\mathcal{M}_{\odot}-5+A_m-m)}{12,5}} d^{2/5} \left(\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_{\odot}} \right)^{4/5} \left(\frac{\nu_{\text{max}}}{\nu_{\text{max},\odot}} \right)^{-2/5}, \quad (\text{B.6})$$

Avec $T_{\text{eff},\odot} = 5777$ K, $\mathcal{M}_{\odot} = 4,8$ mag, $\Delta\nu_{\odot} = 135$ μHz et $\nu_{\text{max},\odot} = 3100$ μHz .

Par ailleurs, la parallaxe p de l'étoile étant petite, nous pouvons approximer la distance d par $1/p$. Ainsi, on peut également exprimer T_{eff} sismique en utilisant la parallaxe p (en arcsec) :

$$\frac{T_{\text{eff}}}{T_{\text{eff},\odot}} = 10^{\frac{(\mathcal{M}_{\odot}-5+A_m-m)}{12,5}} p^{-2/5} \left(\frac{\Delta\nu}{\Delta\nu_{\odot}} \right)^{4/5} \left(\frac{\nu_{\text{max}}}{\nu_{\text{max},\odot}} \right)^{-2/5}. \quad (\text{B.7})$$

L'erreur associée à cette T_{eff} sismique est :

$$\frac{\delta T_{\text{eff}}}{T_{\text{eff}}} = \sqrt{\left(\frac{\ln 10}{12,5} \delta A_m \right)^2 + \left(\frac{\ln 10}{12,5} \delta m \right)^2 + \left(\frac{2}{5} \frac{\delta p}{p} \right)^2 + \left(\frac{2}{5} \frac{\delta \nu_{\text{max}}}{\nu_{\text{max}}} \right)^2 + \left(\frac{4}{5} \frac{\delta \Delta\nu}{\Delta\nu} \right)^2}. \quad (\text{B.8})$$

La correction bolométrique devra également être prise en compte dans le calcul de la température effective sismique.

Références bibliographiques

- Anderson, E. R., Duvall, Jr., T. L., & Jefferies, S. M. 1990, *ApJ*, 364, 699
- Antia, H. M., Chitre, S. M., & Narasimha, D. 1984, *ApJ*, 282, 574
- Appourchaux, T., Gizon, L., & Rabello-Soares, M.-C. 1998, *Astron. Astrophys. Suppl. Ser.*, 132, 107
- Auvergne, M., Bodin, P., Boisnard, L., et al. 2009, *A&A*, 506, 411
- Baglin, A., Auvergne, M., Barge, P., et al. 2006, in *ESA Special Publication, Vol. 1306, ESA Special Publication*, ed. M. Fridlund, A. Baglin, J. Lochard, & L. Conroy, 33
- Baglin, A., Auvergne, M., Barge, P., et al. 2009, in *IAU Symposium, Vol. 253, IAU Symposium*, ed. F. Pont, D. Sasselov, & M. J. Holman, 71–81
- Bahng, J. & Schwarzschild, M. 1961, *ApJ*, 134, 312
- Balmforth, N. J. & Gough, D. O. 1990, *ApJ*, 362, 256
- Beck, P. G., Bedding, T. R., Mosser, B., et al. 2011, *Science*, 332, 205
- Beck, P. G., Montalbán, J., Kallinger, T., et al. 2012, *Nature*, 481, 55
- Bedding, T. R., Butler, R. P., Kjeldsen, H., et al. 2001, *ApJL*, 549, L105
- Bedding, T. R. & Kjeldsen, H. 2003, *PASA*, 20, 203
- Bedding, T. R., Mosser, B., Huber, D., et al. 2011, *Nature*, 471, 608
- Belkacem, K. 2012, in *SF2A-2012: Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics*, ed. S. Boissier, P. de Laverny, N. Nardetto, R. Samadi, D. Valls-Gabaud, & H. Wozniak, 173–188
- Belkacem, K., Goupil, M. J., Dupret, M. A., et al. 2011, *A&A*, 530, A142

- Belkacem, K. & Samadi, R. 2013, in *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, Vol. 865, *Lecture Notes in Physics*, Berlin Springer Verlag, ed. M. Goupil, K. Belkacem, C. Neiner, F. Lignières, & J. J. Green, 179
- Belkacem, K., Samadi, R., Mosser, B., Goupil, M.-J., & Ludwig, H.-G. 2013, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 479, *Progress in Physics of the Sun and Stars: A New Era in Helio- and Asteroseismology*, ed. H. Shibahashi & A. E. Lynas-Gray, 61
- Borucki, W. J., Koch, D., Basri, G., et al. 2010, in *Bulletin of the American Astronomical Society*, Vol. 42, *American Astronomical Society Meeting Abstracts* 215, 101.01
- Bouchy, F. & Carrier, F. 2001, *The Messenger*, 106, 32
- Brigham, E. O. 1974, *The Fast Fourier Transform*, 252
- Brown, T. M., Gilliland, R. L., Noyes, R. W., & Ramsey, L. W. 1991, *ApJ*, 368, 599
- Campante, T. L., Karoff, C., Chaplin, W. J., et al. 2010, *MNRAS*, 408, 542
- Chaplin, W. J., Elsworth, Y., Davies, G. R., et al. 2014, *MNRAS*, 445, 946
- Chaplin, W. J., Kjeldsen, H., Bedding, T. R., et al. 2011, *ApJ*, 732, 54
- Chiappini, C. 2009, in *IAU Symposium*, Vol. 254, *IAU Symposium*, ed. J. Andersen, Nordströara, B. m, & J. Bland-Hawthorn, 191–196
- Chiappini, C., Anders, F., Rodrigues, T. S., et al. 2015, *A&A*, 576, L12
- Christensen-Dalsgaard, J. 2008, *Astrophysics and Space Science*, 316, 113
- Christensen-Dalsgaard, J., Duvall, Jr., T. L., Gough, D. O., Harvey, J. W., & Rhodes, Jr., E. J. 1985, *Nature*, 315, 378
- Ciardi, D. R., von Braun, K., Bryden, G., et al. 2011, *AJ*, 141, 108
- Claverie, A., Isaak, G. R., McLeod, C. P., van der Raay, H. B., & Cortes, T. R. 1979, *Nature*, 282, 591
- De Ridder, J., Barban, C., Baudin, F., et al. 2009, *Nature*, 459, 398
- Deubner, F.-L. 1975, *A&A*, 44, 371
- Dupret, M.-A., Belkacem, K., Samadi, R., et al. 2009, *A&A*, 506, 57

- Evans, J. W. & Michard, R. 1962, *ApJ*, 136, 493
- Fischer, R. A. 1935, Edinburgh: Oliver and Boyd, 18
- Frandsen, S., Carrier, F., Aerts, C., et al. 2002, *A&A*, 394, L5
- Freytag, B., Holweger, H., Steffen, M., & Ludwig, H.-G. 1997, in *Science with the VLT Interferometer*, ed. F. Paresce, 316
- Frigo, M. & Johnson, S. G. 1998, in *Proc. 1998 IEEE Intl. Conf. Acoustics Speech and Signal Processing*, Vol. 3 (IEEE), 1381–1384
- Frigo, M. & Johnson, S. G. 2005, *Proceedings of the IEEE*, 93, 216, special issue on “Program Generation, Optimization, and Platform Adaptation”
- Gilliland, R. L., Brown, T. M., Christensen-Dalsgaard, J., et al. 2010, *PASP*, 122, 131
- Gilmore, G., Randich, S., Asplund, M., et al. 2012, *The Messenger*, 147, 25
- Grosjean, M., Dupret, M.-A., Belkacem, K., et al. 2014, *A&A*, 572, A11
- Harvey, J. 1985, in *ESA Special Publication*, Vol. 235, *Future Missions in Solar, Heliospheric & Space Plasma Physics*, ed. E. Rolfe & B. Battrock, 199–208
- Harvey, J. W., Duvall, Jr., T. L., Jefferies, S. M., & Pomerantz, M. A. 1993, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 42, *GONG 1992. Seismic Investigation of the Sun and Stars*, ed. T. M. Brown, 111
- Hekker, S., Basu, S., Stello, D., et al. 2011a, *A&A*, 530, A100
- Hekker, S., Broomhall, A.-M., Chaplin, W. J., et al. 2010, *MNRAS*, 402, 2049
- Hekker, S., Elsworth, Y., De Ridder, J., et al. 2011b, *A&A*, 525, A131
- Hekker, S., Elsworth, Y., Mosser, B., et al. 2013, *A&A*, 556, A59
- Hekker, S., Kallinger, T., Baudin, F., et al. 2009, *A&A*, 506, 465
- Houdek, G. 2008, *Communications in Asteroseismology*, 157, 137
- Huber, D., Silva Aguirre, V., Matthews, J. M., et al. 2014, *ApJS*, 211, 2
- Huber, D., Stello, D., Bedding, T. R., et al. 2009, *Communications in Asteroseismology*, 160, 74
- Kallinger, T., De Ridder, J., Hekker, S., et al. 2014, *A&A*, 570, A41

- Kallinger, T., Mosser, B., Hekker, S., et al. 2010a, *A&A*, 522, A1
- Kallinger, T., Weiss, W. W., Barban, C., et al. 2010b, *A&A*, 509, A77
- Karoff, C. 2012, *MNRAS*, 421, 3170
- Karoff, C., Campante, T. L., Ballot, J., et al. 2013, *ApJ*, 767, 34
- Karoff, C., Campante, T. L., & Chaplin, W. J. 2010, *ArXiv e-prints*
- Kippenhahn, R. & Weigert, A. 1994, *Stellar Structure and Evolution*
- Kjeldsen, H. & Bedding, T. R. 1995, *A&A*, 293, 87
- Kjeldsen, H. & Bedding, T. R. 2011, *A&A*, 529, L8
- Lebreton, Y., Goupil, M. J., & Montalbán, J. 2014, in *EAS Publications Series*, Vol. 65, *EAS Publications Series*, 177–223
- Leibacher, J. W. & Stein, R. F. 1971, *ApL*, 7, 191
- Leighton, R. B., Noyes, R. W., & Simon, G. W. 1962, *ApJ*, 135, 474
- Leroy, B. 2012, *A&A*, 545, A50
- Lomb, N. R. 1976, *Astrophysics and Space Science*, 39, 447
- Ludwig, H.-G. 2006, *A&A*, 445, 661
- Majewski, S. R., Schiavon, R. P., Frinchaboy, P. M., et al. 2015, *ArXiv e-prints*
- Martić, M., Schmitt, J., Lebrun, J.-C., et al. 1999, *A&A*, 351, 993
- Martig, M., Rix, H.-W., Aguirre, V. S., et al. 2015, *MNRAS*, 451, 2230
- Mathur, S., García, R. A., Régulo, C., et al. 2010, *A&A*, 511, A46
- Mathur, S., Hekker, S., Trampedach, R., et al. 2011, *ApJ*, 741, 119
- Mayor, M. & Queloz, D. 1995, *Nature*, 378, 355
- Michalik, D., Lindegren, L., & Hobbs, D. 2015, *A&A*, 574, A115
- Michel, E. 1993, *Delta Scuti Star Newsletter*, 6, 19
- Michel, E., Samadi, R., Baudin, F., et al. 2009, *A&A*, 495, 979
- Miglio, A., Chiappini, C., Morel, T., et al. 2013, *MNRAS*, 429, 423

- Miglio, A., Montalbán, J., Baudin, F., et al. 2009, *A&A*, 503, L21
- Miglio, A., Montalbán, J., Carrier, F., et al. 2010, *A&A*, 520, L6
- Morel, T., Miglio, A., Lagarde, N., et al. 2014, *A&A*, 564, A119
- Mosser, B. & Appourchaux, T. 2009, *A&A*, 508, 877
- Mosser, B., Barban, C., Montalbán, J., et al. 2011a, *A&A*, 532, A86
- Mosser, B., Belkacem, K., Goupil, M., et al. 2011b, *A&A*, 525, L9
- Mosser, B., Belkacem, K., Goupil, M.-J., et al. 2010, *A&A*, 517, A22
- Mosser, B., Dziembowski, W. A., Belkacem, K., et al. 2013a, *A&A*, 559, A137
- Mosser, B., Elsworth, Y., Hekker, S., et al. 2012a, *A&A*, 537, A30
- Mosser, B., Goupil, M. J., Belkacem, K., et al. 2012b, *A&A*, 548, A10
- Mosser, B., Goupil, M. J., Belkacem, K., et al. 2012c, *A&A*, 540, A143
- Mosser, B., Michel, E., Belkacem, K., et al. 2013b, *A&A*, 550, A126
- Mosser, B., Samadi, R., & Belkacem, K. 2013c, in *SF2A-2013: Proceedings of the Annual meeting of the French Society of Astronomy and Astrophysics*, ed. L. Cambresy, F. Martins, E. Nuss, & A. Palacios, 25–36
- Nyquist, H. 1928, *Transactions of the American Institute of Electrical Engineers*, Volume 47, Issue 2, pp. 617-624, 47, 617
- Peralta, R. A., Samadi, R., & Michel, E. 2015, in *European Physical Journal Web of Conferences*, Vol. 101, *European Physical Journal Web of Conferences*, 6052
- Powell, M. 1964, 7, (2):155
- Press, W., Teukolsky, S., Vetterling, W., & Flannery, B. 2007, *Numerical Recipes (Third Edition)*, ed. I. . Cambridge University Press, Vol. 506, 465–469
- Puspitarini, L., Lallement, R., Babusiaux, C., et al. 2015, *A&A*, 573, A35
- Rauer, H., Catala, C., Aerts, C., et al. 2014, *Experimental Astronomy*, 38, 249
- Ricker, G. R., Winn, J. N., Vanderspek, R., et al. 2015, *Journal of Astronomical Telescopes, Instruments, and Systems*, 1, 014003
- Rodrigues, T. S., Girardi, L., Miglio, A., et al. 2014, *MNRAS*, 445, 2758

- Roxburgh, I. W. & Vorontsov, S. V. 2006, MNRAS, 369, 1491
- Samadi, R. 2011, in Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag, Vol. 832, Lecture Notes in Physics, Berlin Springer Verlag, ed. J.-P. Rozelot & C. Neiner, 305
- Samadi, R., Belkacem, K., Goupil, M.-J., Kupka, F., & Dupret, M.-A. 2007, in IAU Symposium, Vol. 239, IAU Symposium, ed. F. Kupka, I. Roxburgh, & K. L. Chan, 349–357
- Samadi, R., Belkacem, K., Ludwig, H.-G., et al. 2013, A&A, 559, A40
- Scargle, J. D. 1982, ApJ, 263, 835
- Schou, J., Antia, H. M., Basu, S., et al. 1998, ApJ, 505, 390
- Schwarzschild, M. 1975, ApJ, 195, 137
- Shannon, C. E. 1949, IEEE Proceedings, 37, 10
- Silva Aguirre, V., Chaplin, W. J., Ballot, J., et al. 2011, ApJL, 740, L2
- Spiegel, E. A. & Zahn, J.-P. 1992, A&A, 265, 106
- Stello, D., Chaplin, W. J., Basu, S., Elsworth, Y., & Bedding, T. R. 2009, MNRAS, 400, L80
- Stello, D., Huber, D., Bedding, T. R., et al. 2013, ApJL, 765, L41
- Svensson, F. & Ludwig, H.-G. 2005, in ESA Special Publication, Vol. 560, 13th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems and the Sun, ed. F. Favata, G. A. J. Hussain, & B. Battrick, 979
- Tassoul, M. 1980, ApJS, 43, 469
- Thompson, M. J., Christensen-Dalsgaard, J., Miesch, M. S., & Toomre, J. 2003, ARA&A, 41, 599
- Tobias, S. M. 2002, Philosophical Transactions of the Royal Society of London Series A, 360, 2741
- Toutain, T. & Appourchaux, T. 1994, A&A, 289, 649
- Ulrich, R. K. 1970, ApJ, 162, 993
- Ulrich, R. K. 1986, ApJL, 306, L37

- Vázquez Ramió, H., Régulo, C., & Roca Cortés, T. 2005, *A&A*, 443, L11
- Verner, G. A., Chaplin, W. J., Basu, S., et al. 2011a, *ApJL*, 738, L28
- Verner, G. A., Elsworth, Y., Chaplin, W. J., et al. 2011b, *MNRAS*, 415, 3539
- Vrard, M., Mosser, B., Barban, C., et al. 2015, *A&A*, 579, A84
- Vrard, M., Mosser, B., & Samadi, R. 2016, *A&A*, 588, A87
- White, T. R., Bedding, T. R., Stello, D., et al. 2011, *ApJ*, 743, 161
- Woodard, M. F. 1984, PhD thesis, UNIVERSITY OF CALIFORNIA, SAN DIEGO.