



**Astérosismologie des étoiles de type solaire. Test de
composition chimique et de structure interne.
Applications aux étoiles centrales de système planétaire.**

Marion Laymand

► **To cite this version:**

Marion Laymand. Astérosismologie des étoiles de type solaire. Test de composition chimique et de structure interne. Applications aux étoiles centrales de système planétaire.. Astrophysique [astro-ph]. Université Paul Sabatier - Toulouse III, 2008. Français. NNT : . tel-00269053

HAL Id: tel-00269053

<https://theses.hal.science/tel-00269053>

Submitted on 2 Apr 2008

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

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

UNIVERSITÉ TOULOUSE III – PAUL SABATIER

U.F.R. PHYSIQUE CHIMIE AUTOMATIQUE

THÈSE

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ TOULOUSE III
(SCIENCES)

Discipline : Astrophysique

par

Marion LAYMAND

Astérosismologie des étoiles de type solaire. Test de composition chimique et de structure interne

Applications aux étoiles centrales de systèmes planétaires

Soutenue le 04 Février 2008 devant le Jury :

Pr H. Reme	Président
Dr O. Richard	Examineur
Dr Y. Lebreton	Rapporteur
Pr G. Grenon	Rapporteur
Pr A. Noels	Examineur
Pr S. Vauclair	Directeur de thèse

Laboratoire d'Astrophysique de Toulouse et de Tarbes – UMR 5572
Observatoire Midi-Pyrénées
14, avenue Edouard Belin
31400 Toulouse
FRANCE

Remerciements

La tâche s'avère maintenant difficile : remercier toutes les personnes qui m'ont aidée et soutenue pendant ces trois années et un peu plus (avec une pause d'un peu plus de quatre mois causée par l'arrivée d'Ingrid!)!!

Pour commencer, il est évident que je remercie Sylvie Vauclair sans qui cette thèse n'aurait pas existée. Je remercie également Stéphane Charpinet. Merci à toute l'équipe de physique stellaire.

Fabrice Lamareille mérite une place particulière dans ces remerciements ainsi qu'Aniss. Merci également à Cindy , notamment pour les scéances piscine et le baby-sitting!!

Merci à Carine Quang et ses longues discussions!!

Un grand merci à Mélanie et à Rim pour m'avoir supportée moi et mes râleries incessantes dans le bureau!!! Valérie, merci pour ton soutien, les pauses et ... le sirop d'érable! Merci également à Aurélie!!

Merci à Luis pour son Portugal, à Mathilde et à Marie.

N'oublions pas les autres thésards du latt : Chahinez, Alexandre, Ludovic, Matthieu Castro (qui m'a supportée dans le bureau une bonne moitié de ma thèse!), Johann Richard, Matthieu Puigt, Johann Thomas... J'espère n'oublier personne sinon toutes mes excuses!!

Merci aux "anciens du DEA" : Denis et Flo!

Je tiens également à remercier particulièrement Elodie ainsi que Pauline et Nadia.

Merci également à mes parents et mon frère.

J'ai gardé le meilleur pour la fin : un énorme merci à Ruben!! Et à ma petite Ingrid!

Table des matières

Remerciements	2
Introduction	6
1 Astérosismologie	11
1.1 Equations générales	11
1.1.1 Equations de physique stellaire	11
1.1.2 Introduction des perturbations	12
1.2 Propriétés des oscillations non-radiales adiabatiques	15
1.2.1 L’approximation de Cowling	15
1.2.2 Les modes p	16
1.2.3 Les modes g	17
1.2.4 Les modes f	18
1.3 Théorie asymptotique	19
1.3.1 Equation du second ordre en ξ_r	19
1.3.2 Solutions asymptotiques par la méthode JWKB	21
1.3.3 Application aux modes p	25
1.3.4 Théorie asymptotique générale	28
2 Les cœurs convectifs	31
2.1 Le code d’évolution de Toulouse-Genève (TGEC)	32
2.1.1 Les paramètres d’entrée	32
2.1.2 Les processus non standards	32
2.2 Apparition des c.c. dans les étoiles de type solaire	33
2.2.1 Etoiles de métallicité solaire	34
2.2.2 Etoiles surmétalliques	36
2.2.3 Cas où Y augmente proportionnellement Z	38
2.2.4 Y non proportionnel à Z	38
2.2.5 Bilan	41
2.3 Influence du cœur sur les fréquences	43
2.3.1 Effet d’une variation rapide de la vitesse du son sur les fréquences	43
2.3.2 Etude de modèles	44
2.3.3 Bilan	50
2.4 Comparaison de modèles possédant les mêmes observables	51

2.4.1	Modèles de masses et Y différents	51
2.4.2	Modèles avec et sans accrétion	55
2.4.3	Bilan	61
3	Etude de HD17051	63
3.1	Les étoiles à planètes	65
3.1.1	Les méthodes de détection	65
3.1.2	L'étoile hôte	66
3.2	Modélisation	67
3.2.1	Les boîtes d'erreurs utilisées	68
3.2.2	Etude à partir des traces évolutives	69
3.2.3	Choix des modèles et étude de leurs fréquences	74
3.3	Observations	77
3.3.1	Le spectrographe HARPS	80
3.4	Comparaison modèles-observations	85
3.4.1	Y proportionnel à Z	88
3.4.2	Y=0.271	90
3.4.3	Y=0.255	92
3.5	Bilan et discussion	96
	Conclusion	99
	Annexes	105
	A Publication 1	105
	B Publication 2	109
	Bibliographie	119

Introduction

L'un des objectifs majeurs de la physique stellaire est de comprendre l'intérieur des étoiles et leur évolution. Les observations spectroscopiques ou photométriques ne donnent accès qu'aux caractéristiques surfaciques de l'étoile. Or le développement de modélisations d'étoiles et de leur évolution permet l'apparition de modèles de plus en plus complexes. Cependant, avant l'astérosismologie, ils ne pouvaient être comparés qu'avec des observations des couches externes. En conséquence, de nombreux paramètres libres apparaissent dans les modèles. L'astérosismologie, qui consiste à mesurer les fréquences et les amplitudes des modes d'oscillation, est la seule méthode qui permet de sonder la structure interne de l'étoile et ainsi de mieux contraindre les modèles stellaires.

L'astérosismologie est une discipline en plein développement avec l'apparition d'instruments de plus en plus performants, tels que le spectrographe au sol HARPS ¹, le satellite MOST et le récent lancement de CoRoT²... Des oscillations stellaires sont observées dans de nombreuses étoiles, de masses et d'âges très variés, notamment dans les étoiles de type solaire.

La recherche d'oscillations de type solaire a été difficile. Les premières ont été faites sur Procyon (Martic et al. 1999) et β Hydri (Bedding et al. 2001). L'étoile α Cen A est la première étoile de type solaire pour laquelle les modes ont été identifiés (Bouchy & Carrier 2001). Depuis, de nombreuses oscillations de type solaire ont été détectées et il apparaît de plus en plus évident que la plupart de ces étoiles oscillent.

Les oscillations de type solaire sont provoquées par des mouvements stochastiques dans les couches externes de l'étoile, tout comme dans le Soleil. Elles correspondent à la propagation d'ondes acoustiques (modes p). Elles sont caractérisées par une période d'oscillation de l'ordre de quelques minutes à quelques dizaines de minutes et leur amplitudes sont très faibles (de l'ordre du m.s^{-1}). Les fréquences d'oscillation dépendent des caractéristiques internes de l'étoile, à savoir sa structure interne et sa composition chimique. Leur observation et leur étude permettent d'obtenir des informations importantes sur l'étoile considérée.

En parallèle, l'étude des étoiles centrales de systèmes planétaires observés est un domaine en plein essor. La première planète extra-solaire autour d'une étoile de type solaire a été découverte en 1995 (Mayor & Queloz 1995). Actuellement plus de 265 planètes sont répertoriées. Ces planètes sont pour la majorité des "Jupiter chauds",

¹<http://obswww.unige.ch/Instruments/harps/Welcome.html>

²<http://smc.cnes.fr/COROT/>

c'est à dire des planètes géantes gazeuses, de masse supérieure ou égale à celle de Jupiter, et très proches de leur étoile (0.1 U.A.), donc très chaudes.

Les étoiles centrales de système planétaire sont en général riches en métaux. Elles sont en moyenne plus métalliques que les étoiles sans planète détectée. Pour expliquer cette surmétallicité, deux scénarios sont proposés : dans le premier, l'étoile ainsi que ses planètes se sont formées à partir d'un même nuage de gaz surmétallique : l'origine de la surmétallicité est primordiale. Dans le second scénario, l'étoile n'est pas surmétallique à l'origine mais des planètes et planétésimaux sont tombés sur elle : l'étoile subit donc de l'accrétion de matière riche en métaux qui enrichit ses couches externes. Par conséquent, sa structure interne et sa composition chimique sont différentes selon le scénario, ce que peut déceler l'astérosismologie.

En effet, dans le cas d'étoiles dont la masse est autour de $1.1M_{\odot}$, un cœur convectif apparaît dans les modèles surmétalliques alors qu'il n'existe pas dans les modèles de métallicité solaire au centre, avec accrétion de matière surmétallique dans les couches externes. C'est le cas de μ Arae étudiée par Bazot et al. 2005. Pour des étoiles de telle masse, il est possible que l'astérosismologie permette de déterminer le scénario de formation, avec des mesures de fréquences assez précises.

L'abondance d'hélium joue aussi un rôle important dans l'apparition d'un cœur convectif. Au cours de l'évolution chimique des galaxies, d'une manière générale, l'abondance d'hélium varie proportionnellement à celle des métaux (Izotov & Thuan, 2004). Il existe cependant des zones où l'abondance en hélium est inférieure à cette relation de proportionnalité, comme c'est le cas dans certains amas (e.g. les Hyades). L'étude par astérosismologie des cœurs convectifs permet donc d'avoir des informations sur la composition chimique de l'étoile.

Dans ce travail, nous nous sommes intéressés à l'étoile ι Hor. C'est une étoile surmétallique de type solaire qui possède une planète découverte par Kürster et al. 2000. Elle appartient au courant des Hyades, ou super amas des Hyades. Le courant des Hyades est un ensemble d'étoiles qui se déplacent à travers la Galaxie dans la même direction que les étoiles de l'amas. Elles peuvent être très éloignées des Hyades : ι Hor est à environ 40 pc de l'amas. Il existe deux explications principales à ce phénomène : soit les super amas sont causés par des perturbations non axisymétriques du potentiel galactique, soit ces étoiles se sont formées avec l'amas des Hyades et en ont été expulsées suite à des processus internes ou à des collisions avec de grandes concentrations de masse. Si c'est le cas de ι Hor, alors sa surmétallicité serait primordiale et non pas due à de l'accrétion.

Le premier chapitre de ce manuscrit introduit la théorie des oscillations stellaires. Les principales équations qui régissent les oscillations y sont décrites, ainsi que les principales propriétés des modes de propagation. Une introduction à la théorie asymptotique y est également présentée.

Le second chapitre est consacré aux cœurs convectifs. Nous étudions, dans une première partie, leur apparition dans les étoiles en fonction de la métallicité, de la quantité d'hélium, de la masse et de l'âge. Dans une seconde partie, nous étudions

leur influence sur les fréquences et les écarts observés en utilisant la théorie asymptotique. Dans une troisième partie, nous comparons les fréquences de deux couples de modèles possédant les mêmes observables (L, T_{eff}, Z) mais ayant des structures internes différentes : en effet, deux modèles d'une même étoile peuvent avoir les mêmes observables alors qu'ils sont différents. L'étude de leurs fréquences permet de les distinguer et de donner ainsi des indications sur la structure de l'étoile observée. Les deux cas que nous étudions ici sont purement théoriques. Dans le premier cas, nous nous intéressons à deux modèles possédant la même luminosité, la même température et la même métallicité, pour lesquels l'abondance en hélium est différente : les traces évolutives de ces deux modèles se croisent sur le diagramme HR. Nous étudions la structure interne, et les fréquences d'oscillation de chaque modèle : nous montrons que l'astérosismologie permet de les distinguer. Dans le second cas, les modèles sont également situés au même endroit du diagramme HR et ils possèdent la même métallicité de surface. Cependant, le premier modèle est globalement sur-métallique, alors que le second l'est uniquement dans ses couches externes suite à un phénomène d'accrétion. Cette étude s'inscrit dans la compréhension des étoiles centrales de systèmes planétaires. Là aussi l'astérosismologie permet de les différencier.

L'étude de ι Hor est présentée dans le troisième chapitre. Dans un premier temps, nous avons calculé des modèles d'étoile à partir des observations de trois groupes d'observateurs différents et calculé les fréquences d'oscillation de ces modèles. Dans un second temps, après que l'étoile ait été observée avec le spectrographe HARPS (3 m 60, La Silla, Chili), nous avons cherché le meilleur modèle permettant de se rendre compte des observations. Nous avons trouvé que ι Hor a effectivement été formée avec l'amas des Hyades.

Chapitre 1

Astérosismologie

Le but de ce chapitre, inspiré de “Lecture Notes on the stellar Oscillations” de J.Christensen-Dalsgaard 2003, est d’introduire les équations qui régissent les oscillations stellaires. Les différents modes de propagation et les caractéristiques des ondes y sont étudiées.

1.1 Equations générales

1.1.1 Equations de physique stellaire

Cette partie décrit les équations hydrodynamiques à l’intérieur d’une étoile, utilisées dans la théorie des oscillations stellaires.

On considère le milieu stellaire comme un gaz continu régi par les équations de base de l’hydrodynamique (équations de Navier-Stokes).

L’équation de continuité (ou conservation de la masse)

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \text{div}(\rho \vec{v}) = 0 \quad (1.1)$$

où ρ est la densité et $\vec{v}$ la vitesse de l’élément fluide considéré.

L’équation du mouvement

$$\rho \frac{d\vec{v}}{dt} = -\vec{\nabla} p + \rho \vec{f} \quad (1.2)$$

où p est la pression (force surfacique) et $\vec{f}$ sont les forces volumiques (uniquement l’accélération gravitationnelle $\vec{g}$, on néglige les effets du champ magnétique).

L’accélération gravitationnelle $\vec{g}$ vérifie l’équation : $\vec{g} = -\vec{\nabla} \Phi$.

Le potentiel gravitationnel Φ satisfait l’équation de Poisson : $\nabla^2 \Phi = 4\pi G \rho$ où G est la constante gravitationnelle.

L'équation de l'énergie

$$\frac{dq}{dt} = \frac{dE}{dt} + p \frac{dV}{dt} \quad (1.3)$$

où dq/dt est le taux de perte ou de gain de chaleur, E l'énergie interne par unité de masse et $V = 1/\rho$ le volume spécifique.

Soit encore :

$$\frac{dq}{dt} = \frac{1}{\rho(\Gamma_3 - 1)} \left(\frac{dp}{dt} - \frac{\Gamma_1 p}{\rho} \frac{d\rho}{dt} \right) \quad (1.4)$$

où Γ_1 et Γ_3 sont les exposants adiabatiques.

$$\Gamma_1 = \left(\frac{\partial \ln p}{\partial \ln \rho} \right)_{ad} \text{ et } \Gamma_3 = \left(\frac{\partial \ln T}{\partial \ln \rho} \right)_{ad}$$

La relation entre la pression p , la densité ρ , la température T et les exposants adiabatiques Γ dépend de l'état thermodynamique et de la composition du gaz. On considère, en première approximation, le gaz comme complètement ionisé et on néglige les effets de la dégénérescence et de la pression de radiation. On a alors l'équation d'état :

$$p = \frac{k_b \rho T}{\mu m_u} \quad (1.5)$$

où k_b est la constante de Boltzman, μ le poids moléculaire moyen et m_u l'unité de masse atomique.

Afin d'éviter les complications de l'équation de l'énergie, on utilise l'approximation adiabatique pour le calcul des oscillations stellaires. Elle consiste à négliger le taux de perte ou de gain de chaleur.

$$\frac{dq}{dt} = 0 \implies \frac{dp}{dt} = \frac{\Gamma_1 p}{\rho} \frac{d\rho}{dt} \quad (1.6)$$

1.1.2 Introduction des perturbations

Les ondes à l'origine des oscillations stellaires proviennent de la propagation de perturbations dans le milieu fluide qui constitue l'étoile.

Dans cette partie, on introduit les variables perturbées dans les équations précédentes.

Les variables perturbées

On définit (par exemple pour la variable de pression p) :

La perturbation eulérienne :

$$p(r, t) = p_0(r) + p'(t) \quad (1.7)$$

La perturbation lagrangienne :

$$\delta p(\vec{r}, t) = p(\vec{r}_0 + \delta \vec{r}) - p(\vec{r}_0) = p'(\vec{r}_0) + \delta \vec{r} \cdot \vec{\nabla} p_0 \quad (1.8)$$

On note, par la suite, ξ_r et ξ_h les composantes radiales et horizontales du vecteur déplacement $\delta \vec{r}$.

Equations à l'équilibre

La structure à l'équilibre est supposée statique (les dérivées en temps sont négligées) et les vitesses nulles. Les équations décrivant la structure à l'équilibre sont :

$$\vec{\nabla} p_0 = \rho_0 \vec{g}_0 = -\rho_0 \vec{\nabla} \Phi_0 \quad : \text{équation du mouvement} \quad (1.9)$$

$$\nabla^2 \Phi_0 = 4\pi G \rho_0 \quad : \text{équation de Poisson} \quad (1.10)$$

$$\frac{dq}{dt} = 0 \quad : \text{équation de l'énergie} \quad (1.11)$$

Les équations des perturbations

Avec l'introduction des perturbations, les équations hydrodynamiques en coordonnées sphériques deviennent :

$$\rho' = -\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (\rho_0 r^2 \xi_r) - \rho_0 \vec{\nabla}_h \cdot \vec{\xi}_h \quad : \text{équation de continuité} \quad (1.12)$$

$$\rho_0 \frac{\partial^2 \xi_r}{\partial t^2} = -\frac{\partial p'}{\partial r} - \rho' g_0 - \rho_0 \frac{\partial \Phi'}{\partial r} \quad : \text{équation du mouvement} \quad (1.13)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 \frac{\partial \Phi'}{\partial r}) + \nabla_h^2 \Phi' = 4\pi G \rho' \quad : \text{équation de Poisson} \quad (1.14)$$

$$\frac{\partial \delta p}{\partial t} - \frac{\Gamma_{1,0} p_0}{\rho_0} \frac{\partial \delta \rho}{\partial t} = 0 \quad : \text{équation de l'énergie} \quad (1.15)$$

L'équation (1.13) est la composante radiale de l'équation du mouvement en coordonnées sphériques.

L'équation de l'énergie est écrite dans le cadre adiabatique.

Formes des solutions

Les solutions de ces équations sont à variables séparées. Elles peuvent s'écrire sous la forme :

$$\xi_r(r, \theta, \phi, t) = \sqrt{4\pi} \tilde{\xi}_r(r) Y_l^m(\theta, \phi) \exp(-i\omega t) \quad (1.16)$$

$$p'(r, \theta, \phi, t) = \sqrt{4\pi} \tilde{p}'(r) Y_l^m(\theta, \phi) \exp(-i\omega t) \quad (1.17)$$

...

On note $\tilde{\xi}_r(r)$, $\tilde{p}'(r)$, ..., les amplitudes de ces solutions. La fonction Y_l^m est appelée harmonique sphérique et définie :

$$Y_l^m(\theta, \phi) = (-1)^m c_{lm} P_l^m(\cos \theta) \exp(im\phi) \quad (1.18)$$

Où c_{lm} est une constante de normalisation et P_l^m une fonction de Legendre.

Les ondes se propagent selon différents modes, caractérisés par trois entiers n , l , m (les deux derniers, associés aux harmoniques sphériques, déterminent le comportement du mode sur la surface de l'étoile) :

- *L'ordre radial n* correspond aux nombres de noeuds de la fonction $\tilde{\xi}_r(r)$ selon la direction radiale (ou nombre de zéros de ξ_r).
- *Le degré l* caractérise le nombre d'onde horizontal par la relation : $k_h = \frac{\sqrt{l(l+1)}}{R}$ ou R est le rayon de l'étoile.
- *L'ordre azimutal m* correspond au nombre de ligne de noeuds qui passent par les pôles et on a $|m| \leq l$.

Quand $l = 0$, les oscillations sont radiales et atteignent le centre de l'étoile. Dans la suite, on étudie les oscillations non-radiales (l prend n'importe quelle valeur).

Les équations des oscillations adiabatiques

On introduit les solutions de cette forme dans les équations (1.12), (1.13), (1.14), (1.15). Les harmoniques sphériques s'éliminent et les inconnues des équations deviennent les amplitudes $\tilde{\xi}_r(r)$, $\tilde{p}'(r)$, ... Dans la suite, on note les amplitudes sans le tilde et les quantités à l'équilibre sans le "0", par commodité. Les équations s'écrivent alors :

$$\frac{d\xi_r}{dr} = -\left(\frac{2}{r} + \frac{1}{\Gamma_1 p} \frac{dp}{dr}\right)\xi_r + \frac{1}{\rho c^2} \left(\frac{S_l^2}{\omega^2} - 1\right)p' + \frac{l(l+1)}{\omega^2 r^2} \phi' \quad (1.19)$$

$$\frac{dp'}{dr} = \rho(\omega^2 - N^2)\xi_r + \frac{1}{\Gamma_1 p} \frac{dp}{dr} p' - \rho \frac{d\phi'}{dr} \quad (1.20)$$

$$\frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d\Phi'}{dr} \right) = 4\pi G \left(\frac{p'}{c^2} + \frac{\rho \xi_r}{g} N^2 \right) + \frac{l(l+1)}{r^2} \phi' \quad (1.21)$$

$$\rho' = \frac{\rho}{\Gamma_1 p} p' + \rho \xi_r \left(\frac{1}{\Gamma_1 p} \frac{dp}{dr} - \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dr} \right) \quad (1.22)$$

Deux fréquences caractéristiques apparaissent dans ces équations : la fréquence acoustique caractéristique ou fréquence de Lamb S_l , définie par :

$$S_l^2 = \frac{l(l+1)c^2}{r^2} = k_h^2 c^2 \quad (1.23)$$

et la fréquence de Brünt-Väisälä N^2 :

$$N^2 = g \left(\frac{1}{\Gamma_1 p} \frac{dp}{dr} - \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dr} \right) \quad (1.24)$$

On note que les coefficients de ce système d'équation sont réels, donc ω^2 est réel, c'est à dire que ω est réel ou imaginaire pur. Les perturbations sont donc : amorties, ou croissantes de façon exponentielle (on a alors de la convection), ou oscillantes (apparition d'ondes).

1.2 Propriétés des oscillations non-radiales adiabatiques

1.2.1 L'approximation de Cowling

Les équations générales des oscillations constituent un système d'ordre 4 qu'il est difficile d'étudier même avec une approche asymptotique. On diminue l'ordre du système grâce à l'approximation de Cowling qui consiste à négliger les perturbations du potentiel gravitationnel Φ' .

Les équations deviennent alors :

$$\frac{d\xi_r}{dr} = -\left(\frac{2}{r} - \frac{1}{\Gamma_1} H_p^{-1}\right) \xi_r + \frac{1}{\rho c^2} \left(\frac{S_l^2}{\omega^2} - 1\right) p' \quad (1.25)$$

$$\frac{dp'}{dr} = \rho(\omega^2 - N^2) \xi_r - \frac{1}{\Gamma_1} H_p^{-1} p' \quad (1.26)$$

où $H_p^{-1} = -d \ln p / dr$

Dans le cas d'oscillations d'ordre radial élevé, les fonctions propres varient beaucoup plus rapidement que les quantités à l'équilibre. En première approximation, le système devient :

$$\frac{d\xi_r}{dr} = \frac{1}{\rho c^2} \left(\frac{S_l^2}{\omega^2} - 1\right) p' \quad (1.27)$$

$$\frac{dp'}{dr} = \rho(\omega^2 - N^2) \xi_r \quad (1.28)$$

Ce système d'équation peut s'écrire sous la forme d'une équation différentielle du second ordre :

$$\frac{d^2 \xi_r}{dr^2} = \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 - \frac{N^2}{\omega^2}\right) \left(\frac{S_l}{\omega^2} - 1\right) \xi_r \quad (1.29)$$

Soit encore :

$$\frac{d^2 \xi_r}{dr^2} = -K(r) \xi_r \quad (1.30)$$

où

$$K(r) = \frac{\omega^2}{c^2} \left(\frac{N^2}{\omega^2} - 1\right) \left(\frac{S_l}{\omega^2} - 1\right)$$

On distingue deux cas :

Si $K(r) < 0$, ξ_r augmente exponentiellement ou diminue exponentiellement. Dans ce cas :

$$|N| < |\omega| < S_l$$

ou

$$S_l < |\omega| < |N|$$

Si $K(r) > 0$, ξ_r est une fonction oscillante de r . Dans ce cas :

$$|\omega| > |N| \text{ et } |\omega| > S_l : \text{modes p}$$

$$|\omega| < |N| \text{ et } |\omega| < S_l : \text{modes g}$$

1.2.2 Les modes p

La fréquence de ces modes est généralement très grande par rapport à la fréquence de Brünt-Väisälä : $\omega \gg N$. On peut donc écrire :

$$K(r) \sim \frac{1}{c^2}(\omega^2 - S_l^2) \quad (1.31)$$

La dynamique de ces modes est principalement déterminée par la variation de la vitesse du son en r : ces modes se comportent donc comme des ondes acoustiques dominées par les forces de pression. La relation (1.31) est similaire à la relation de dispersion d'une onde plane acoustique ($K(r)$ est assimilé au carré de la composante radiale du nombre d'onde). Un mode p est la superposition de plusieurs ondes sonores planes.

La fréquence de Brünt-Väisälä et la fréquence de Lamb sont tracées dans la figure (1.1) en fonction du rayon de l'étoile (dans le cas du Soleil ici).

On a vu précédemment que la pulsation de ces modes est caractérisée par une valeur telle que $|\omega| > S_l$. Comme l'illustre bien la figure (1.1), les modes p sont donc piégés dans une région de l'étoile située entre "un point de retournement" et la surface de l'étoile (par réflexion). Les points de retournement des ondes correspondent aux zéros de $K(r)$.

Le rayon du point de retournement, r_t , se calcule à partir de la relation :

$$\omega = S_l = \frac{\sqrt{l(l+1)}c}{r_t} \Rightarrow r_t = \frac{\sqrt{l(l+1)}c}{\omega} \quad (1.32)$$

La composante radiale du nombre d'onde est égale à (d'après 1.31) :

$$k_r^2 = \frac{\omega^2 - S_l^2}{c^2} \quad (1.33)$$

Sa valeur diminue avec la profondeur : la trajectoire de l'onde a donc tendance à se courber (figure 1.2). La profondeur maximale qu'elle peut atteindre est r_t . Plus

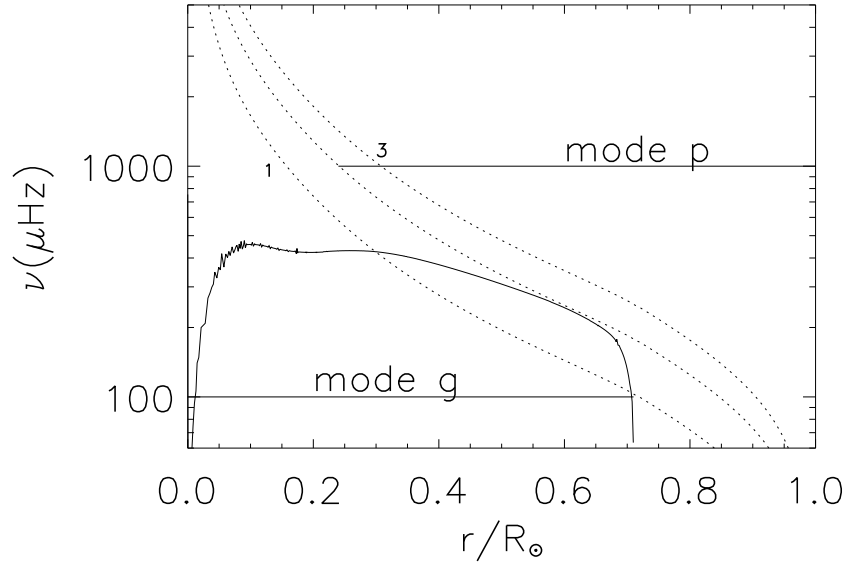


FIG. 1.1 – *Graphe représentant des fréquences de Lamb et la fréquence de Brunt-Väisälä en fonction du rayon de l'étoile. La courbe continue correspond à N et celles en pointillés aux S_l pour $l = 1, 2$ et 3 . Les zones de piégeage pour un mode g de fréquence $100\mu\text{Hz}$ et pour un mode p de fréquence $1000\mu\text{Hz}$ et de degré 2 sont représentées.*

la valeur de l est faible, à une fréquence donnée, plus la valeur de r_t est petite, plus ces modes peuvent atteindre des régions proches du centre et nous permettent de sonder profondément l'intérieur de l'étoile.

1.2.3 Les modes g

La fréquence de pulsation de ces modes est inférieure à la fréquence de Brünt-Väisälä. Pour des ordres radiaux grands, on a $\omega^2 \ll S_l^2$ et K peut s'écrire :

$$K(r) \sim \frac{l(l+1)}{r^2} \left(\frac{N^2}{\omega^2} - 1 \right) \quad (1.34)$$

La dynamique de ces modes est dominée par N^2 , c'est à dire par la gravité. En assimilant $K(r)$ à un nombre d'onde, on obtient la même relation que pour des ondes de gravité. Un mode g est une superposition d'ondes de gravité.

Rappelons que la fréquence de Brünt-Väisälä est définie par :

$$N^2 = g \left(\frac{1}{\Gamma_1 p} \frac{dp}{dr} - \frac{1}{\rho} \frac{d\rho}{dr} \right)$$

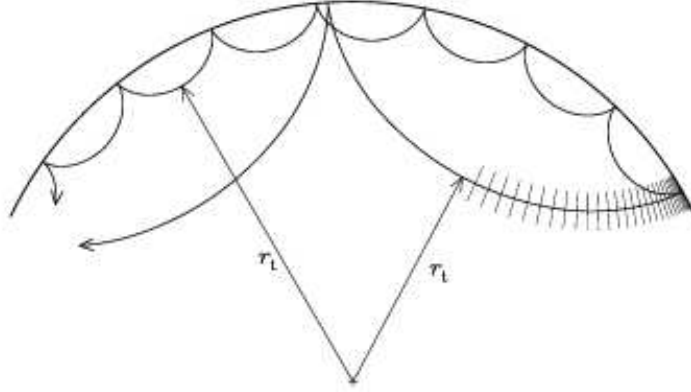


FIG. 1.2 – Cette figure montre la trajectoire de deux ondes acoustiques à l'intérieur d'une étoile. Le mode le plus profond correspond à $l = 30$, $\nu = 3\text{mHz}$ et l'autre à $l = 100$, $\nu = 3\text{mHz}$. Les lignes orthogonales à l'une des trajectoires représentent les fronts d'onde. [Christensen-Dalsgaard, 2003]

Si $N^2 \geq 0$, alors $d \ln(p)/d \ln(\rho) \geq 1/\Gamma_1$. Si on imagine une bulle de matière qui monte vers la surface de l'étoile, l'effet de la gravité est alors plus grand que la poussée induite par le fluide environnant (la poussée d'Archimède) : la bulle revient à sa position initiale, des oscillations autour de la position d'équilibre apparaissent. Il y a donc propagation d'onde.

Si $N^2 \leq 0$, alors on a la situation inverse. La bulle ne revient pas à sa position initiale : le mouvement est amplifié et une zone de convection apparaît. Les ondes de gravité qui se propagent à l'intérieur de cette zone sont évanescentes.

La condition $N^2 \leq 0$ équivaut au critère de Schwarzschild pour l'apparition d'une zone de convection.

Dans le cas d'oscillations ($N^2 \geq 0$), la relation (1.34) nous indique que N correspond à la fréquence maximale que peuvent atteindre les ondes de gravité.

Ces modes sont donc eux aussi piégés dans une zone de l'étoile (cf figure (1.1)). Les points de retournement correspondent à la condition $N = \omega$. Dans le cas des étoiles de types solaires, il existe deux points de retournement : un proche du centre et un à la base de la zone convective.

Des ondes g n'ont pas encore été détectées dans les étoiles de type solaire.

1.2.4 Les modes f

L'ordre radial n associé à chaque mode est choisi :

$n > 0$ pour les modes p.

$n < 0$ pour les modes g.

$n = 0$ pour les modes f (f pour fondamentaux).

Ils ont un comportement intermédiaire entre les modes p et les modes g et se propagent à la surface de l'étoile. On les appelle aussi "ondes de gravité de surface".

La surface de l'étoile a une faible densité. On la modélise comme un milieu à densité constante, incompressible et possédant une surface libre (donc ayant une pression constante). En introduisant ces conditions dans les équations d'hydrodynamique (1.19 à 1.22), on trouve :

$$\nabla^2 p' = 0 \quad (1.35)$$

Une solution de cette équation est de la forme :

$$p'(x, z, t) = f(z) \cos(k_h x - \omega t) \quad (1.36)$$

où $z = 0$ au niveau de la surface libre (z coordonnée radiale ou verticale), x est une coordonnée horizontale et $k_h^2 = l(l+1)/r^2$ le nombre d'onde horizontal. On trouve :

$$f(z) = a \exp(-k_h z) + b \exp(k_h z) \quad (1.37)$$

où a et b sont des constantes qui dépendent des conditions aux limites.

A l'aide des conditions aux limites, on obtient la relation de dispersion :

$$\omega^2 = g k_h \quad (1.38)$$

On note que la fréquence dépend uniquement du nombre d'onde horizontal et de la gravité de surface mais pas des caractéristiques internes de l'étoile. Ces modes ne permettent pas, contrairement aux modes p observables, de sonder l'intérieur de l'étoile.

1.3 Théorie asymptotique

Précédemment, on a étudié dans quelles régions de l'étoile sont piégés les différents modes de propagation des ondes. On utilisait pour cela l'équation (1.30) en première approximation.

Dans cette partie, on calcule, de façon plus précise, une nouvelle équation différentielle du second ordre en ξ_r . On étudie ensuite les solutions asymptotiques de cette équation déduites par la méthode JWKB (Jeffreys, Wentzel, Kramers et Brillouin). On obtient ainsi une expression asymptotique des fréquences et des fonctions propres.

Cependant, cette approximation n'est pas valide près de la surface de l'étoile et des déviations existent, par rapport à la réalité, à l'intérieur de l'étoile.

1.3.1 Equation du second ordre en ξ_r

Ce calcul se fait dans le cadre de l'approximation de Cowling. On revient au système d'équations (1.25) et (1.26).

On différencie l'équation (1.25) :

$$\begin{aligned}
\frac{d^2 \xi_r}{dr^2} = & - \left(\frac{2}{r} - \frac{1}{\Gamma_1} H_p^{-1} \right) \frac{d\xi_r}{dr} - \left(-\frac{2}{r^2} - \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{\Gamma_1} H_p^{-1} \right) \right) \xi_r \\
& + \frac{1}{\rho c^2} \left(\frac{S_l^2}{\omega^2} - 1 \right) \frac{dp'}{dr} + \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{\rho c^2} \left(\frac{S_l^2}{\omega^2} - 1 \right) \right) p'
\end{aligned} \tag{1.39}$$

On remplace dp'/dr par son expression dans l'équation (1.26) :

$$\begin{aligned}
\frac{d^2 \xi_r}{dr^2} = & - \left(\frac{2}{r} - \frac{1}{\Gamma_1} H_p^{-1} \right) \frac{d\xi_r}{dr} - \left(-\frac{2}{r^2} - \frac{d}{dr} \left(\frac{1}{\Gamma_1} H_p^{-1} \right) \right) \xi_r \\
& + \frac{1}{\rho c^2} \left(\frac{S_l^2}{\omega^2} - 1 \right) [\rho(\omega^2 - N^2) \xi_r - \frac{1}{\Gamma_1} H_p^{-1} p'] \\
& + \left(\frac{d}{dr} \ln \left| \frac{1}{\rho c^2} \left(\frac{S_l^2}{\omega^2} - 1 \right) \right| \right) p'
\end{aligned} \tag{1.40}$$

Grâce à l'équation (1.25), on peut exprimer p' en fonction de ξ_r et $d\xi_r/dr$. L'équation s'écrit alors :

$$\begin{aligned}
\frac{d^2 \xi_r}{dr^2} = & - \left(\frac{2}{r} - \frac{1}{\Gamma_1} H_p^{-1} \right) \frac{d\xi_r}{dr} \\
& + \left[-\frac{1}{\Gamma_1} H_p^{-1} + \frac{d}{dr} \ln \left| \frac{1}{\rho c^2} \left(\frac{S_l^2}{\omega^2} - 1 \right) \right| \right] \frac{d\xi_r}{dr} \\
& + [-K(r) + \tilde{h}(r)] \xi_r
\end{aligned} \tag{1.41}$$

où $K(r)$ est donné comme précédemment par :

$$K(r) = \frac{\omega^2}{c^2} \left(\frac{N^2}{\omega^2} - 1 \right) \left(\frac{S_l}{\omega^2} - 1 \right)$$

Le terme $\tilde{h}(r)$ contient les dérivées des quantités à l'équilibre et est donc négligeable devant $K(r)$ (sauf près de la surface de l'étoile).

L'équation (1.41) peut s'écrire :

$$\frac{d^2 \xi_r}{dr^2} - \frac{d \ln f}{dr} \frac{d\xi_r}{dr} + [K(r) - \tilde{h}(r)] \xi_r = 0 \tag{1.42}$$

avec

$$f(r) = \frac{1}{\rho r^2 c^2} \left| \frac{S_l^2}{\omega^2} - 1 \right| \tag{1.43}$$

Pour l'étudier, on introduit un changement de variable afin d'éliminer la dérivée première. On pose :

$$\xi_r = f(r)^{1/2} \hat{\xi}_r \tag{1.44}$$

et l'équation devient :

$$\frac{\hat{\xi}_r}{dr} + (K(r) - h(r))\hat{\xi}_r = 0 \quad (1.45)$$

Le terme $h(r)$, comme $\tilde{h}(r)$, est petit comparé à $K(r)$. Si on le néglige, l'équation (1.45) est alors similaire à l'équation (1.30). On retrouve les mêmes conditions de piégeage des modes.

L'équation (1.45) présente cependant une singularité en $\omega^2 = S_l^2$ (le terme $\ln f$ devient infini), c'est à dire aux points de retournement des ondes p.

1.3.2 Solutions asymptotiques par la méthode JWKB

Dans cette partie, on cherche les solutions asymptotiques de l'équation (1.45) par la méthode JWKB.

Dans un premier temps, on résout l'équation loin des points de retournement (ou zéros de $K(r)$). On fait une approximation asymptotique de la solution. Elle change de forme au niveau des points de retournement.

Dans un deuxième temps, on étudie les conditions aux limites aux points de retournement afin de relier les solutions entre elles. On utilise pour cela l'expression asymptotique des fonctions d'Airy.

Forme des solutions

On part de l'hypothèse selon laquelle les solutions varient beaucoup plus rapidement que les quantités à l'équilibre, c'est à dire que $K(r)$.

Dans ce cas, la solution a la forme :

$$\hat{\xi}_r(r) = a(r) \exp(i\Psi(r)) \quad (1.46)$$

où $\Psi(r)$ varie rapidement, donc $k_r = d\Psi/dr$ (le nombre d'onde local) est grand. L'amplitude $a(r)$ varie lentement.

On remplace $\hat{\xi}_r$ par cette expression dans l'équation (1.45) et on néglige h :

$$\frac{d^2 a}{dr^2} + i(2k_r \frac{da}{dr} + a \frac{dk_r}{dr}) - k_r^2 a = -K(r)a(r) \quad (1.47)$$

On note que $a(r)$ et k_r sont réels et le terme de droite est aussi réel. La partie imaginaire du terme de gauche s'annule :

$$\begin{aligned} 2k_r \frac{da}{dr} + a \frac{dk_r}{dr} &= 0 \\ \text{soit } \frac{1}{a} \frac{da}{dr} &= -\frac{1}{2} \frac{1}{k_r} \frac{dk_r}{dr} \end{aligned} \quad (1.48)$$

L'amplitude est donc égale, à un facteur près, à :

$$a(r) = |k_r|^{-1/2} \quad (1.49)$$

L'approximation asymptotique de la solution consiste à négliger la dérivée seconde de $a(r)$. Ce terme est en effet petit devant $k_r^2 a$, d'après l'hypothèse de départ.

On obtient :

$$k_r(r) = K(r)^{1/2} \quad (1.50)$$

Donc :

$$a(r) = |K(r)|^{-1/4} \quad (1.51)$$

Les solutions de l'équation (1.45), nécessairement réelles, sont données par :

- Pour $K(r) > 0$:

$$\hat{\xi}_r(r) = A|K(r)|^{-1/4} \cos\left(\int_{r_0}^r K(r')^{1/2} dr' + \Phi\right) \quad (1.52)$$

- Pour $K(r) < 0$:

$$\hat{\xi}_r(r) = |K(r)|^{-1/4} [A_+ \exp\left(\int_{r_0}^r |K(r')|^{1/2} dr'\right) + A_- \exp\left(-\int_{r_0}^r |K(r')|^{1/2} dr'\right)] \quad (1.53)$$

Les constantes A_+ , A_- , A et Φ dépendent des conditions aux limites, r_0 est une borne convenablement choisie.

On retrouve les mêmes résultats qu'au chapitre 1.2.1 : si $K(r) > 0$, il y a propagation d'ondes et si $K(r) < 0$, la solution a un comportement exponentiel.

Etude des conditions aux limites

On a vu que ces solutions sont valables loin des points de retournement. Cependant, on étudie les conditions en ces points afin de déterminer les valeurs des constantes des solutions (1.52) et (1.53).

On considère une onde piégée dans une région comprise entre les rayons r_1 et r_2 , zéros simples de $K(r)$. On suppose que la solution tend vers 0 pour $r < r_1$ et $r > r_2$.

- En r_1 :

On a $K(r) < 0$ quand $r < r_1$ et $K(r) > 0$ quand $r > r_1$.

Soit le développement limité de $K(r)$ en r_1 :

$$K(r) = K_1(r - r_1) \quad (1.54)$$

où K_1 est une constante positive.

On introduit le changement de variable dans l'équation (1.45) :

$$x = K_1^{1/3}(r - r_1) \quad (1.55)$$

Soit :

$$\frac{d^2 \hat{\xi}_r}{dx^2} = -x \hat{\xi}_r \quad (1.56)$$

Les solutions de cette équation sont de la forme :

$$\hat{\xi}_r(r) = C_1 A_i(-x) + C_2 B_i(-x) \quad (1.57)$$

Avec A_i et B_i les fonctions d'Airy.

* On considère le cas où $r < r_1$. La nouvelle variable x est alors négative. Dans ce cas et si $|x|$ est grand, les fonctions d'Airy prennent la forme asymptotique :

$$A_i(-x) \simeq \frac{1}{2\sqrt{\pi}} |x|^{-1/4} \exp(-\frac{2}{3}|x|^{3/2}), \quad (1.58)$$

$$B_i(-x) \simeq \frac{1}{\sqrt{\pi}} |x|^{-1/4} \exp(\frac{2}{3}|x|^{3/2}), \quad (1.59)$$

Si $|x|$ devient très grand, B_i devient aussi très grand : la solution n'a plus de signification physique. On suppose que la solution tend vers 0 en dehors de l'intervalle $[r_1, r_2]$: la constante C_1 est donc nulle, $C_1 = 0$.

La solution de l'équation (1.56) devient :

$$\hat{\xi}_r(r) = C_1 A_i(-x) \quad (1.60)$$

* On considère maintenant le cas où $r > r_1$, donc $x > 0$. La forme asymptotique de A_i pour x grand est donnée par :

$$A_i(-x) \simeq \frac{1}{\sqrt{\pi}} |x|^{-1/4} \cos(\frac{2}{3}|x|^{3/2} - \frac{\pi}{4}) \quad (1.61)$$

On peut maintenant déterminer la phase Φ introduite dans l'équation (1.52). On a en effet :

$$\int_{r_1}^r K(r')^{1/2} dr' + \Phi = \frac{2}{3} |x|^{3/2} - \frac{\pi}{4} \quad (1.62)$$

Donc

$$\Phi = -\frac{\pi}{4} \quad (1.63)$$

La solution qui satisfait les conditions aux limites en $r = r_1$, pour $r > r_1$ et loin de r_1 s'écrit :

$$\hat{\xi}_r(r) = A_1 |K(r)|^{-1/4} \cos\left(\int_{r_1}^r K(r')^{1/2} dr' - \frac{\pi}{4}\right) \quad (1.64)$$

• En r_2 :

De la même manière, on trouve au second point tournant r_2 :

$$\hat{\xi}_r(r) = A_2 |K(r)|^{-1/4} \cos\left(\int_r^{r_2} K(r')^{1/2} dr' - \frac{\pi}{4}\right) \quad (1.65)$$

- En un point quelconque $r_f \in [r_1, r_2]$:

La solution doit être continue en un point quelconque r_f compris entre r_1 et r_2 : la fonction $\hat{\xi}_r(r)$ ainsi que sa dérivée première doivent avoir la même valeur pour r qui tend vers r_f par la gauche ou par la droite. Suite à l'hypothèse de départ, on néglige la dérivée de $K(r)$:

$$\begin{aligned} A_1 K(r_f)^{-1/4} \cos\left(\int_{r_1}^{r_f} K(r)^{1/2} dr - \frac{\pi}{4}\right) &= A_2 K(r_f)^{-1/4} \cos\left(\int_{r_f}^{r_2} K(r)^{1/2} dr - \frac{\pi}{4}\right), \\ -A_1 K(r_f)^{-1/4} \sin\left(\int_{r_1}^{r_f} K(r)^{1/2} dr - \frac{\pi}{4}\right) &= A_2 K(r_f)^{-1/4} \sin\left(\int_{r_f}^{r_2} K(r)^{1/2} dr - \frac{\pi}{4}\right) \end{aligned} \quad (1.66)$$

La résolution de ce système d'équation conduit à

$$A_1 = A_2, \quad (1.67)$$

$$\left(\int_{r_1}^{r_f} K(r)^{1/2} dr - \frac{\pi}{4}\right) + \left(\int_{r_f}^{r_2} K(r)^{1/2} dr - \frac{\pi}{4}\right) = (n-1)\pi, \quad (1.68)$$

On obtient ξ_r à partir de $\hat{\xi}_r$ grâce à l'équation (1.44).

- Pour $r_1 < r < r_2$:

$$\xi_r(r) = \tilde{A} \rho^{-1/2} r^{-1} c^{-1} \left| \frac{S_l^2}{\omega^2} - 1 \right|^{1/2} |K(r)|^{-1/4} \cos\left(\int_{r_1}^r K(r')^{1/2} dr' - \frac{\pi}{4}\right) \quad (1.69)$$

$$\xi_r(r) = A \rho^{-1/2} r^{-1} c^{-1/2} \left| \frac{S_l^2/\omega^2 - 1}{N^2/\omega^2 - 1} \right|^{1/4} \cos\left(\int_{r_1}^r K(r')^{1/2} dr' - \frac{\pi}{4}\right) \quad (1.70)$$

Où $A = \tilde{A} \omega^{-1/2}$.

- Pour $r_1 > r$:

$$\xi_r(r) = \frac{1}{2} A \rho^{-1/2} r^{-1} c^{-1/2} \left| \frac{S_l^2/\omega^2 - 1}{N^2/\omega^2 - 1} \right|^{1/4} \exp\left(-\int_r^{r_1} K(r')^{1/2} dr'\right) \quad (1.71)$$

- Pour $r > r_2$:

$$\xi_r(r) = \frac{1}{2} A \rho^{-1/2} r^{-1} c^{-1/2} \left| \frac{S_l^2/\omega^2 - 1}{N^2/\omega^2 - 1} \right|^{1/4} \exp\left(-\int_r^{r_2} K(r')^{1/2} dr'\right) \quad (1.72)$$

L'équation (1.68) contient des informations importantes sur la fréquence des ondes. Elle s'écrit :

$$\int_{r_1}^{r_2} K(r)^{1/2} dr = (n - \frac{1}{2})\pi \quad (1.73)$$

Or $K(r)$ dépend de la fréquence. Cette relation donne la fréquence des modes propres qui se propagent dans la zone comprise entre r_1 et r_2 .

Ces solutions ne sont pas valables aux points de retournement des ondes et à la surface de l'étoile (où il y a réflexion d'ondes).

Cette approche se révèle appropriée pour les modes ayant un ordre radial n grand et un degré l petit.

1.3.3 Application aux modes p

Les modes p sont caractérisés par une fréquence telle que : $\omega \gg N$. On peut donc écrire, comme dans la partie 1.2.2 :

$$K(r) \sim \frac{1}{c^2}(\omega^2 - S_l^2) \quad (1.74)$$

Les modes p se propagent du point de retournement r_t , où $\omega = S_l$, jusqu'à la surface de l'étoile. Or, en ces 2 points, la théorie asymptotique n'est pas valide. On ne peut pas utiliser directement l'équation (1.73) pour étudier les fréquences de ces modes.

Après une étude en ces points (qu'on ne traite pas ici), on peut montrer que les fréquences des modes p vérifient :

$$\int_{r_t}^R (\omega^2 - S_l^2)^{1/2} \frac{dr}{c} = (n + \alpha)\pi \quad (1.75)$$

où $\alpha = \frac{1}{4} + cst$

Le terme $1/4$ correspond à la contribution du point de retournement interne et la constante aux effets de surface encore mal connus.

Cette équation s'écrit encore :

$$\int_{r_t}^R (1 - \frac{L^2 c^2}{\omega^2 r^2})^{1/2} \frac{dr}{c} = \frac{(n + \alpha)\pi}{\omega} \quad (1.76)$$

où $L^2 = l(l + 1)$.

Calcul de la relation de dispersion

L'étude suivante porte sur les modes de bas degrés. Ces modes sont en effet les mieux observés et ce sont ceux qui pénètrent le plus profondément à l'intérieur de l'étoile et nous donnent ainsi des informations sur sa structure.

Afin de trouver la relation de dispersion qui décrit les fréquences des modes p, on s'intéresse à la différence :

$$D = \int_0^R \frac{dr}{c} - \int_{r_t}^R \left(1 - \frac{L^2 c^2}{\omega^2 r^2}\right)^{1/2} \frac{dr}{c} \quad (1.77)$$

$$= \int_0^{r_t} \frac{dr}{c} + \int_{r_t}^R \left(1 - \left(1 - \frac{L^2 c^2}{\omega^2 r^2}\right)^{1/2}\right) \frac{dr}{c} \quad (1.78)$$

On considère que la vitesse du son c est constante près du centre (approximation grossière). Le terme de gauche de l'équation 1.78 devient :

$$\int_0^{r_t} \frac{dr}{c} = \frac{r_t}{c(0)} \simeq \frac{L}{\omega} \quad (1.79)$$

Le terme de droite tend vers 0 quand r est grand devant r_t : l'intégrale a alors la même valeur si la borne supérieure est l'infini ∞ . Comme pour le terme de gauche, on considère la vitesse du son constante au centre : dans ce cas, la borne inférieure est égale à 0. On introduit le changement de variable : $u^2 = c^2/\omega^2 r^2$

$$\int_{r_t}^R \left(1 - \left(1 - \frac{L^2 c^2}{\omega^2 r^2}\right)^{1/2}\right) \frac{dr}{c} = \frac{L}{\omega} \int_0^1 [1 - (1 - u^2)^{1/2}] \frac{du}{u^2} \quad (1.80)$$

$$= \frac{L}{\omega} \left(\frac{\pi}{2} - 1\right) \quad (1.81)$$

On a donc : $D = L\pi/2\omega$:

Et

$$\int_{r_t}^R \left(1 - \frac{L^2 c^2}{\omega^2 r^2}\right)^{1/2} \frac{dr}{c} = \int_0^R \frac{dr}{c} - D \quad (1.82)$$

Donc d'après 1.76 :

$$\int_0^R \frac{dr}{c} - \frac{L\pi}{2\omega} = \frac{(n + \alpha)\pi}{\omega} \quad (1.83)$$

La relation de dispersion :

$$\omega = \frac{(n + L/2 + \alpha)\pi}{\int_0^R \frac{dr}{c}} \quad (1.84)$$

Cette équation a été obtenue par des approximations peu précises. Avec une étude plus rigoureuse (que l'on ne traite pas ici), on montre que cette équation est plus correcte en changeant L par $l + 1/2$. On a :

$$\omega = \frac{(n + \frac{l}{2} + \frac{1}{4} + \alpha)\pi}{\int_0^R \frac{dr}{c}} \quad (1.85)$$

Soit :

$$\nu_{n,l} = \frac{\omega_{n,l}}{2\pi} \simeq \left(n + \frac{l}{2} + \frac{1}{4} + \alpha\right) \Delta\nu \quad (1.86)$$

Où

$$\Delta\nu = \left[2 \int_0^R \frac{dr}{c} \right]^{-1} \quad (1.87)$$

La quantité $\Delta\nu$ correspond à l'inverse du temps qu'il faut pour faire un aller-retour à la vitesse du son entre le coeur et la surface.

Etude des fréquences

- On note que :

$$\nu_{n+1,l} - \nu_{n,l} = \Delta\nu \quad (1.88)$$

C'est pourquoi, on appelle aussi $\Delta\nu$ la *grande séparation*. Les fréquences de bas degrés sont régulièrement espacées de $\Delta\nu$ entre n et $n+1$. Autrement dit, la fréquence des modes p augmente avec n de façon proportionnelle à $\Delta\nu$.

- On observe également que : $\nu_{n,l} \simeq \nu_{n-1,l+2}$.

Ces modes sont quasiment dégénérés.

On définit maintenant les *petites séparations* :

$$\delta\nu_{n,l} = \nu_{n,l} - \nu_{n-1,l+2} \quad (1.89)$$

D'après l'expression (1.86), ce terme est presque nul et les grandes séparations constantes pour tout n dans l'étoile à un âge donné.

Dans la réalité, il existe des déviations à cette théorie qui peuvent donner des informations importantes sur la structure interne de l'étoile.

En particulier, les petites séparations ne sont pas nulles et leur valeur est caractéristique des régions centrales de l'étoile. Les écarts à la théorie proviennent, en effet, des variations de la vitesse du son dans le coeur de l'étoile. Les petites séparations sont insensibles aux incertitudes de la structure de l'enveloppe à la surface de l'étoile.

Dans le calcul de fréquences précédent, on suppose que la vitesse du son au coeur est constante. Or cette hypothèse est erronée, notamment en présence d'un coeur convectif à la frontière duquel la vitesse du son varie rapidement.

Il est possible de donner une expression plus précise des petites séparations en analysant les équations d'oscillation avec une approximation du second ordre (Tassoul 1980) et non plus du premier ordre comme c'était le cas précédemment.

On donne l'expression de la fréquence au second ordre :

$$\nu_{n,l} = \frac{\omega_{n,l}}{2\pi} \simeq \left(n + \frac{l}{2} + \frac{1}{4} + \alpha \right) \Delta\nu - (AL^2 - \delta) \frac{\Delta\nu^2}{\nu_{n,l}} \quad (1.90)$$

où

$$A = \frac{1}{4\pi^2 \Delta\nu} \left[\frac{c(R)}{R} - \int_0^R \frac{dc}{dr} \frac{dr}{c} \right] \quad (1.91)$$

et δ est une grandeur sensible aux conditions de surface de l'étoile.

Les petites séparations au second ordre sont données par :

$$\delta\nu_{n,l} = \frac{4l+6}{4\pi^2\nu_{n,l}}\Delta\nu \left[\frac{c(R)}{R} - \int_0^R \frac{dc}{dr} \frac{dr}{c} \right] \quad (1.92)$$

Où $c(R)/R$ est négligeable devant les autres termes.

Cette expression montre la dépendance des petites séparations au comportement de la vitesse du son au coeur.

Diagramme échelle

Le diagramme échelle illustre les propriétés du spectre en fréquence d'une étoile. Il contient des informations sur la grande séparation et les petites séparations. En abscisses sont représentées les fréquences réduites $\tilde{\nu}_{nl}$ modulo $\Delta\nu$, selon l'expression :

$$\tilde{\nu}_{nl} = \nu_{nl} - k\Delta\nu - \nu_0 \quad (1.93)$$

où k est un entier tel que $\tilde{\nu}_{nl}$ est compris entre 0 et $\Delta\nu$; et ν_0 est une constante dépendant des conditions de surface.

En ordonnées est reportée la fréquence du mode.

Selon la théorie asymptotique, le diagramme ainsi obtenu est composé de points disposés en lignes verticales correspondant à chaque valeur du degré l . L'espace entre ces lignes correspond à la petite séparation.

La figure 1.3 représente le diagramme échelle d'un modèle de $1.12M_{\odot}$ dont l'âge est de 3.7 Gans possédant la même métallicité que le Soleil. Le comportement général est celui attendu mais avec des différences : les lignes sont courbées et peuvent même se croiser pour certains modèles (voir partie 2.3). L'écart avec la théorie asymptotique est significatif et peut donner des informations importantes sur la structure interne de l'étoile.

1.3.4 Théorie asymptotique générale

Le but de cette partie n'est pas de démontrer comment on aboutit à la nouvelle équation différentielle mais de discuter avec plus de rigueur les conditions de piégeage des ondes p. Une démonstration plus précise est effectuée dans le chapitre 7.5 de "Lecture Notes on the stellar Oscillations" de J.Christensen-Dalsgaard, 2003.

Pour cette étude, on néglige les perturbations du potentiel gravitationnel (approximation de Cowling). On ne considère plus que la solution varie rapidement par rapport aux quantités à l'équilibre (analyse JWKB) mais qu'elle varie plus rapidement que r et g . Le problème devient donc localement l'étude d'oscillations d'une couche plan-parallèle avec une gravité constante.

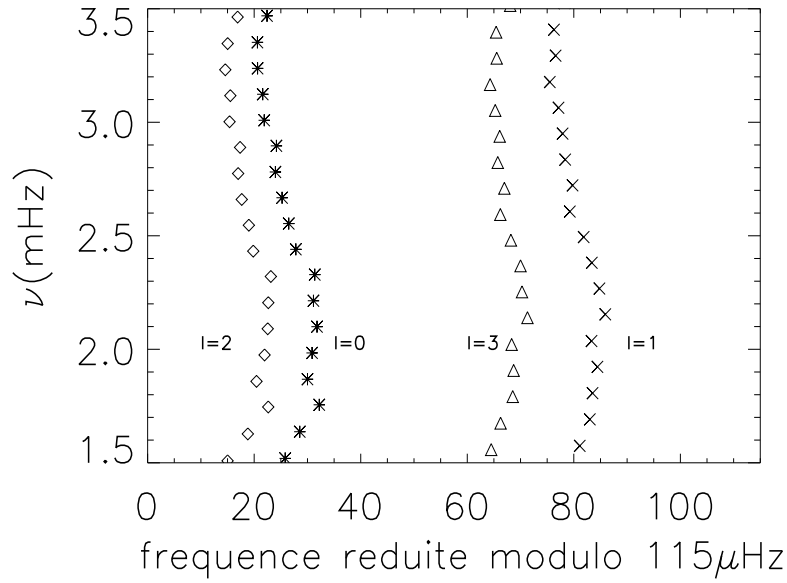


FIG. 1.3 – Diagramme échelle d'un modèle de $1.12M_{\odot}$ âgé de 3.7 Gans possédant une métallicité solaire.

On pose un nouveau changement de variable $X = c^2 \rho^{1/2} \text{div}(\delta \vec{r})$. A partir des équations (1.25) et (1.26), on obtient l'équation différentielle :

$$\frac{d^2 X}{dr^2} + K(r)X = 0 \quad (1.94)$$

avec

$$K(r) = \frac{\omega^2}{c^2} \left(1 - \frac{\omega_{l+}^2}{\omega^2}\right) \left(1 - \frac{\omega_{l-}^2}{\omega^2}\right) \quad (1.95)$$

On définit ainsi :

$$\omega_{l\pm}^2 = \frac{1}{2}(S_l^2 + \omega_c^2) \pm \left[\frac{1}{4}(S_l^2 + \omega_c^2)^2 - N^2 S_l^2\right]^{1/2} \quad (1.96)$$

$$\omega_c^2 = \frac{c^2}{4H^2} \left(1 - 2\frac{dH}{dr}\right) \quad (1.97)$$

avec $H^{-1} = -\frac{d \ln \rho}{dr}$

Le piégeage des modes dépend donc de $\omega_{l\pm}$. Il y a propagation d'onde quand $K(r) > 0$.

A l'intérieur du Soleil et pour un degré l grand, S_l^2 est habituellement grand devant ω_c^2 et N^2 . On a alors :

$$\omega_{l+} \simeq S_l \quad (1.98)$$

$$\omega_{l-} \simeq N \quad (1.99)$$

On retrouve les conditions de piégeages des ondes de l'analyse par la méthode JWKB.

Dans l'atmosphère, on a $S_l \gg \omega_c$ et donc :

$$\omega_{l+} \simeq \omega_c \quad (1.100)$$

La solution se comporte de façon exponentielle si $\omega^2 > \omega_c^2$: les ondes, provenant de l'intérieur de l'étoile, dont la fréquence est inférieure à ω_c ne se propagent pas dans l'atmosphère et sont réfléchies par elle. La condition de piégeage d'une onde acoustique à l'intérieur d'une étoile est donc donnée par : $\omega^2 < \omega_c^2$.

Chapitre 2

Les cœurs convectifs

Les cœurs convectifs (c.c.) sont encore assez mal connus car ils ne sont pas directement observables. Leur étude se développe actuellement avec les progrès de l'astérosismologie. La présence d'un cœur convectif a une grande influence sur les paramètres de l'étoile.

L'apparition d'un cœur convectif est fortement liée à la composition chimique (métallicité, quantité d'hélium), à la masse et au stade évolutif de l'étoile.

L'étude de la composition chimique des galaxies a montré que la quantité d'hélium est généralement proportionnelle à la quantité de métaux. Il existe cependant des zones où le milieu est plus riche en métaux. Par exemple, dans notre Galaxie, l'amas des Hyades présente ce cas de figure : les étoiles de l'amas possèdent une métallicité supérieure à celle du Soleil ($[\text{Fe}/\text{H}] \simeq 0.14$) alors que leur quantité d'hélium est plus petite ($Y=0.255$ selon l'estimation de Lebreton et al. 2001, $Y=0.271$ selon celle de Pinsonneault et al. 2003). Par conséquent, il s'avère intéressant d'étudier plus précisément le développement des cœurs convectifs en fonction de la quantité d'hélium et de la métallicité. On considère les deux cas : celui où ces quantités sont proportionnelles et celui où elles ne le sont pas.

Les modèles utilisés sont calculés avec le code d'évolution stellaire de Toulouse-Genève (TGEC) que nous décrivons dans une première partie.

Dans une seconde partie, on cherche à caractériser le développement des cœurs convectifs dans les étoiles de type solaire en fonction de leur masse et de leur composition chimique.

La troisième partie s'intéresse à leur influence sur les fréquences d'oscillation des modes p dans ces étoiles.

On compare, dans une quatrième partie, deux modèles possédant les mêmes observables mais dont les structures internes sont totalement différentes.

2.1 Le code d'évolution de Toulouse-Genève (TGEC)

Le code d'évolution de Toulouse-Genève a été développé dans les années soixante-dix par l'équipe de l'observatoire de Genève. Il a ensuite été modifié et amélioré par l'équipe de Toulouse. Le code calcule la structure stellaire d'une étoile de masse donnée à chaque étape de son évolution sur la séquence principale. Dans cette section, nous présentons sommairement les paramètres physiques qui sont utilisés par le code. Hui-Bon-Hoa (2007) le présente de façon plus détaillée.

2.1.1 Les paramètres d'entrée

L'équation d'état OPAL2001 (Rogers & Nayfonov 2002) est utilisée pour nos modèles. Le code propose également les équations d'état MHD (Mihalas, Hummer, Däppen 1988 ; Däppen 1992) ainsi que la version OPAL96.

Nous utilisons les opacités OPAL96 (Iglesias & Rogers 1996), complétées par les opacités à basse température de Alexander & Ferguson 1994. Les abondances relatives en métaux sont celles de Grevesse & Noels 1993. Depuis peu, le code permet de choisir les abondances de Asplung et al. 2005.

La chaîne pp et le cycle CNO sont considérés pour les réactions nucléaires. Les modèles sont calculés avec les taux de réaction nucléaire NACRE (Angulo et al. 1999). D'autres taux de réactions nucléaires peuvent être choisis : Caughlan & Fowler 1988 ainsi que Adelberger et al. 1998.

Pour la modélisation de la convection, la théorie de la longueur de mélange de Böhm-Vitense (1958) est utilisée. Le critère de Schwarzschild (1906) donne la limite des zones convectives. Les modélisations de Canuto & Mazzitelli (1991) et de Canuto et al. 1996 sont également accessibles dans le code.

Le code modélise l'atmosphère à partir d'une atmosphère grise suivant la relation d'Eddington.

Les espèces chimiques considérées pour les calculs des réactions nucléaires et de la diffusion sont : H, He, C, N, O, Ne, Mg et Z (pour les autres métaux).

2.1.2 Les processus non standards

Des processus physiques non standards peuvent aussi être pris en compte lors de la modélisation avec le TGEC, tels :

- la diffusion microscopique ;
- l'accrétion de planétésimaux ;
- la circulation méridienne et les mélanges liés à la rotation ;
- le mélange turbulent (tachocline et instabilités thermohalines) ;

- la perte de masse ;
- l'évolution du moment angulaire et la présence d'overshooting (et undershooting).

Pour une description plus détaillée se référer à Hui-Bon-Hoa (2007)

Les modèles stellaires utilisés par la suite incluent la diffusion microscopique. Ils utilisent : l'équation d'état OPAL2001, le taux de réactions nucléaires NACRE et les opacités OPAL96. La convection est traitée avec la théorie de la longueur de mélange.

L'accrétion de matière riche en métaux a été introduite par Bazot et Vauclair (2004) dans le TGEC. L'accrétion de matière a lieu instantanément au début de la séquence principale. Le mélange est instantané dans la zone de convection externe. Le matériau accrété ne contient ni hydrogène, ni hélium et les métaux sont présents dans les mêmes rapports que dans le Soleil.

A l'âge zéro de la séquence principale, les abondances en surface sont donc fixées à $X_i^a = X_i(1 + f_i^a)$, où X_i est l'abondance initiale de l'élément i et f_i^a est un paramètre libre lié à la masse accrétée.

2.2 Apparition des c.c. dans les étoiles de type solaire

Dans un fluide stratifié par la gravité, une instabilité convective apparaît quand un élément de fluide, perturbé dans la direction opposée à la gravité, a une densité plus petite que son milieu environnant, sous l'effet d'une hausse de température. Dans ce cas, la poussée d'Archimède prédomine, l'élément de matière se met en mouvement, et conduit à une instabilité dynamique qui donne naissance à la convection thermique. Lors de ce mouvement, l'élément de fluide n'a pas le temps d'évacuer son excès de chaleur : il évolue pratiquement adiabatiquement.

Il y a donc instabilité convective quand :

$$\rho > \rho_{ad} \quad (2.1)$$

En astrophysique, la condition de l'instabilité convective est habituellement décrite par le critère de Schwarzschild. Il découle de l'inégalité 2.1.

$$\frac{\partial \ln T}{\partial \ln P} > \left(\frac{\partial \ln T}{\partial \ln P} \right)_{ad} \quad (2.2)$$

qu'on note aussi

$$\nabla > \nabla_{ad} \quad (2.3)$$

Si ce critère n'est pas vérifié, le transport d'énergie est radiatif.

Dans une étoile, deux zones principales peuvent être convectives : dans le cœur et en surface (l'enveloppe convective). L'apparition de ces zones de convection au

cours de la vie d'une étoile dépend principalement de sa masse et de sa composition chimique.

Les étoiles de métallicité solaire possèdent un cœur convectif à partir d'une masse de $1.1M_{\odot}$ (Michaud et al. 2004). La température au cœur est alors suffisante pour déclencher les réactions nucléaires du cycle CNO. Leur taux de réaction nucléaire varie beaucoup plus vite que celui du cycle pp en fonction de la température. L'énergie ainsi produite engendre un fort gradient de température qui entraîne l'apparition d'un mouvement convectif pour évacuer l'énergie : le cœur de ces étoiles devient convectif.

Le cœur des étoiles de masse plus petite est radiatif : c'est le cas du Soleil.

Au sein des cœurs convectifs, le transfert d'énergie est très efficace ainsi que le transport de matière : la température et la composition chimique à l'intérieur sont homogènes.

Dans la suite, on étudie l'apparition et le comportement des cœur convectifs dans les étoiles de $1.1M_{\odot}$ à $1.3M_{\odot}$ de métallicité solaire puis surmétalliques.

2.2.1 Etoiles de métallicité solaire

Pour étudier le développement des cœurs convectifs, il est intéressant de fixer la métallicité et la composition chimique des modèles et d'étudier leur comportement uniquement en fonction de la masse de l'étoile. La métallicité des modèles est fixée à la valeur solaire.

La figure 2.1 présente les traces évolutives dans le diagramme HR de modèles d'étoiles de métallicité solaire avec des masses différentes.

On note l'apparition d'un décrochement sur les traces évolutives, qui s'accroît quand la masse augmente. Il est dû à la présence d'un cœur convectif au sein de l'étoile.

En effet, lorsque le cœur est convectif, tout son hydrogène contribue aux réactions nucléaires grâce au brassage induit par la convection. La combustion de l'hydrogène est ainsi accélérée et elle se termine plus rapidement que dans les étoiles sans cœur convectif. Quand l'hydrogène du cœur est épuisé, l'étoile se contracte rapidement sous l'effet de la gravitation pendant un temps très court jusqu'à l'apparition de la combustion de l'hydrogène en couche sous l'effet de l'augmentation de la température. Pendant cette phase, la contraction provoque une augmentation globale de la température (déplacement vers la gauche dans le diagramme HR) : c'est le décrochement observé.

Pour les étoiles sans cœur convectif, les réactions nucléaires ont lieu au centre même car il n'y a pas de brassage de matière. Quand l'hydrogène au centre est épuisé, les réactions se déplacent progressivement à la limite du cœur d'hélium nouvellement formé : c'est le démarrage de la combustion de l'hydrogène en couche. A la différence des étoiles avec un cœur convectif qui a brassé l'hydrogène sur la totalité

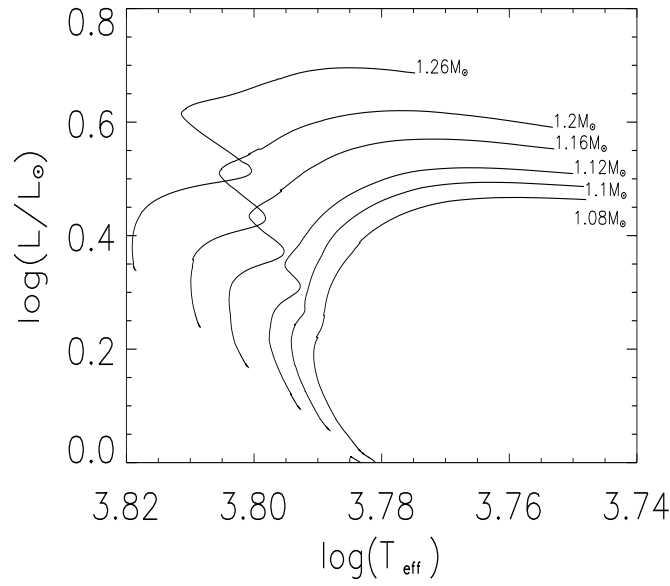


FIG. 2.1 – *Traces évolutives de modèles de métallicité solaire pour plusieurs masses.*

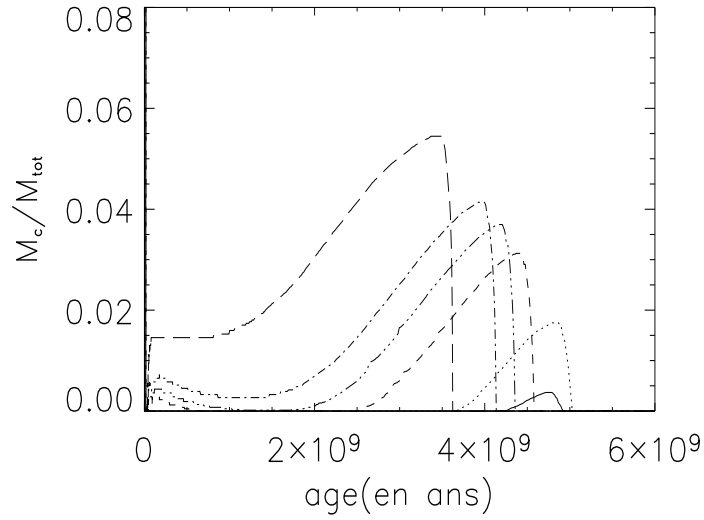


FIG. 2.2 – *Rapport de la masse du cœur convectif sur la masse totale de l'étoile en fonction de l'âge pour des modèles de différentes masses : $1.1M_{\odot}$ (trait continu), $1.12M_{\odot}$ (pointillés) à $1.16M_{\odot}$ (tirets courts) et ainsi en montant on a : $1.18M_{\odot}$, $1.22M_{\odot}$, $1.26M_{\odot}$. La courbe du modèle de $1.08M_{\odot}$ est confondue avec l'axe des abscisses.*

de son volume, le passage à la combustion en couche se fait progressivement. Il n'y a pas de hausse brutale de la température de l'étoile : la courbe du diagramme HR n'a pas de décrochement (cf le modèle de $1.08M_{\odot}$, figure 2.1).

La figure 2.1 montre qu'un cœur convectif apparaît à partir d'une masse de $1.1M_{\odot}$ pour les étoiles de métallicité solaire.

Dans la figure 2.2, le rapport de la masse du cœur convectif sur la masse totale est représentée en fonction de l'âge pour des modèles de masses différentes. On a ainsi la proportion en masse du cœur convectif dans l'étoile.

La courbe du modèle de $1.08M_{\odot}$ est confondue avec l'axe des abscisses : il n'y a pas de cœur convectif.

A partir de $1.1M_{\odot}$, un cœur convectif apparaît. Sa masse et sa taille augmentent avec la masse du modèle.

Pour des modèles de masses comprises entre $1.1M_{\odot}$ et environ $1.18M_{\odot}$, le cœur convectif n'apparaît que sur une petite période de la séquence principale. Plus la masse de l'étoile augmente, plus le cœur convectif apparaît tôt.

Pour des masses supérieures à $1.18M_{\odot}$, le cœur convectif est présent du début jusqu'à la fin de la séquence principale.

On définit pour la suite les quantités suivantes :

- X : la fraction de masse d'hydrogène. Elle correspond à la masse totale d'hydrogène relativement à la masse globale considérée.
- Y : la fraction de masse d'hélium. Elle correspond à la masse totale d'hélium relativement à la masse globale considérée.
- Z : la fraction de masse en élément lourds ou métallicité. Elle correspond à la masse totale d'éléments lourds plus stables que l'hélium relativement à la masse globale considérée.

Elles sont reliées par la relation $X+Y+Z=1$

La quantité $[\text{Fe}/\text{H}]$ représente l'abondance en fer relativement à l'abondance en hydrogène Fe/H , sous forme logarithmique, rapportée aux abondances solaires : $[\text{Fe}/\text{H}]=\log(\text{Fe}/\text{H})-\log(\text{Fe}/\text{H})_{\odot}$.

2.2.2 Etoiles surmétalliques

On s'intéresse dans cette partie aux étoiles dont la métallicité est supérieure à celle du Soleil. On étudie deux cas : dans le premier, la quantité d'hélium Y est proportionnelle à la métallicité Z. Dans le second, la quantité d'hélium est fixée à sa valeur solaire. Les valeurs de Y et Z solaires utilisées par la suite sont issues des calibrations solaires du code de Toulouse-Genève effectuées par Olivier Richard (dans sa thèse) : $Y_{\odot}=0.2714$ et $Z_{\odot}=0.0189$.

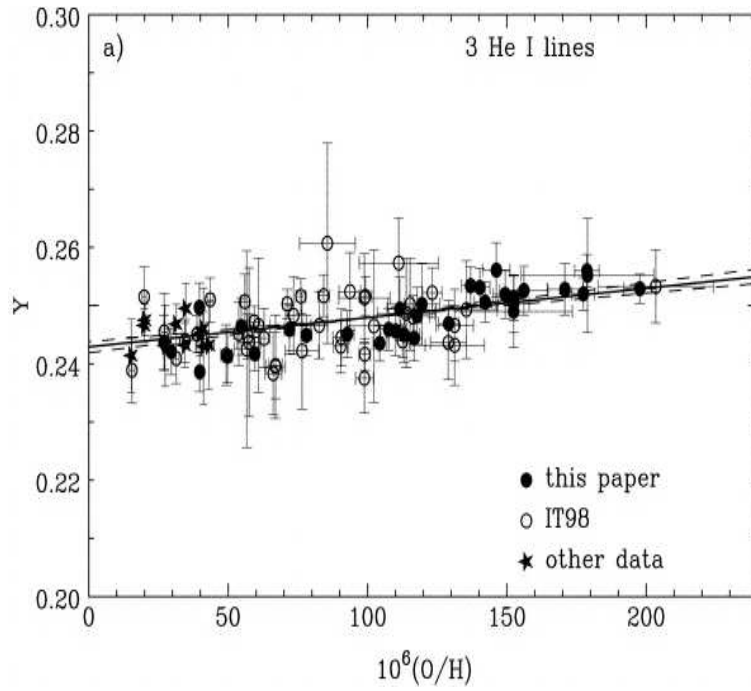


FIG. 2.3 – Graphe tiré de l'article de Izotov & Thuan 2004, représentant la relation de proportionnalité entre la quantité d'hélium et le rapport O/H , à partir de régions $H II$ de différentes galaxies

La figure 2.3 illustre le lien de proportionnalité qui existe entre la quantité de métaux et la quantité d'hélium présentes dans les galaxies. Elles vérifient la relation : $dY/dZ = 2.8 \pm 0.5$ (Izotov & Thuan 2004).

Les étoiles possèdent la même quantité d'hélium et de métaux que leur galaxie hôte car elles se sont formées à partir de la matière contenue à l'intérieur. La quantité d'hélium d'une étoile est alors proportionnelle à sa métallicité.

Dans le deuxième cas, Y ne suit pas cette relation. En effet, il existe des zones de la galaxie riches en métaux mais possédant une abondance en hélium plus faible que celle correspondant à l'évolution chimique des galaxies. On considère que la quantité d'hélium de ces étoiles est solaire.

2.2.3 Cas où Y augmente proportionnellement Z

Dans cette partie, la quantité d'hélium de nos modèles suit la relation donnée par Izotov & Thuan 2004 : quand Z varie, Y varie en proportion.

La figure 2.4 montre l'influence de la métallicité sur les cœurs convectifs : elle compare deux modèles de même masse ($1.1M_{\odot}$), ne possédant pas la même métallicité et en conséquence pas le même Y . On note que la vie de l'étoile s'allonge quand la métallicité et la quantité d'hélium augmentent.

Pour des modèles de métallicité solaire, le cœur convectif apparaît pour des masses supérieures ou égales à $1.1M_{\odot}$. Pour une métallicité et une valeur de Y plus grandes ($Z=0.043$, voir figure 2.4), le cœur convectif est présent pendant presque toute la séquence principale et sa masse est plus importante ($M_{cc}/M=0.052$ pour $Z=0.043$ au lieu de 0.004 pour $Z_{\odot}$) : plus la métallicité de l'étoile est grande ainsi que l'abondance en hélium, plus la masse limite, à partir de laquelle un cœur convectif apparaît, est petite.

La masse et la durée de vie du cœur convectif varient avec la métallicité et l'abondance en hélium de l'étoile (figure 2.4 à droite).

Pour une masse plus grande ($1.2M_{\odot}$, figure 2.5), le comportement est le même : la durée de vie et la taille du cœur convectif augmente avec la métallicité. A cette masse, il est présent pendant toute la durée de la séquence principale.

2.2.4 Y non proportionnel à Z

Influence de l'abondance en hélium

On considère maintenant le cas où l'hélium ne varie pas proportionnellement avec la métallicité.

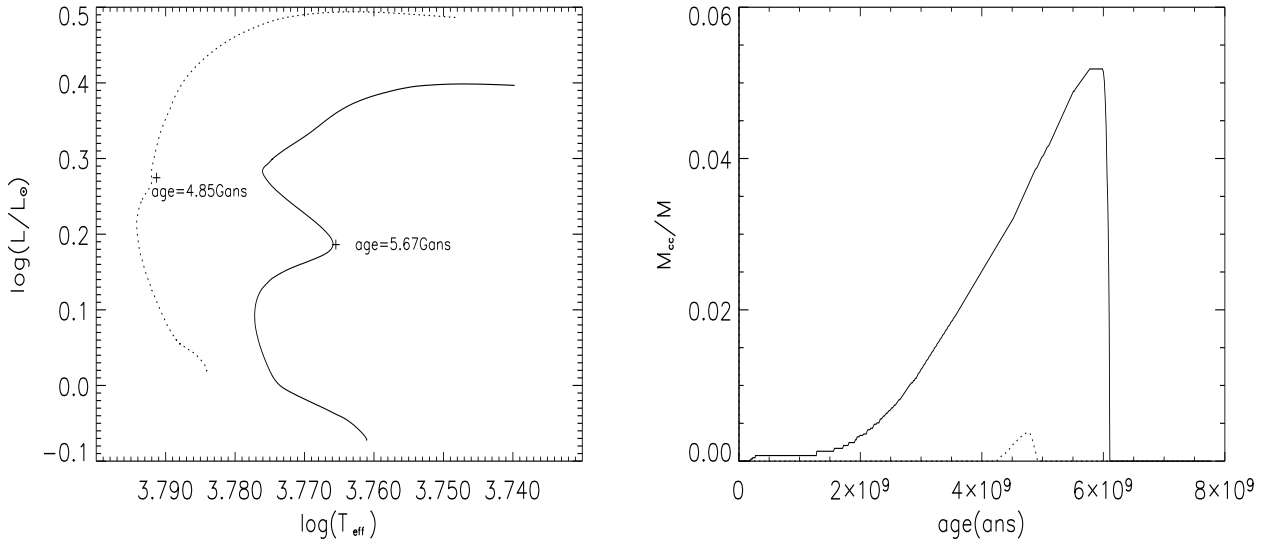


FIG. 2.4 – **A gauche** : Traces évolutives de deux modèles de $1.1M_{\odot}$. En ligne continue : $Z=0.043$ ($[Fe/H]=0.45$), $Y=0.3278$; en ligne pointillée : $Z_{\odot}, Y_{\odot}$. **A droite** : Rapport de la masse du cœur convectif sur la masse totale de l'étoile en fonction de l'âge pour ces mêmes modèles.

Dans la figure 2.6, on étudie l'influence de la quantité d'hélium sur la trace évolutive des modèles et sur le développement des cœurs convectifs, en comparant deux modèles de même masse, de même métallicité mais ayant une quantité d'hélium différente.

Les modèles possédant moins d'hélium sont moins chauds et moins lumineux (la trace évolutive est décalée vers la droite et vers le bas dans le diagramme HR). Leur cœur convectif est plus petit, il apparaît plus tard et moins longtemps : pour la masse considérée dans la figure 2.6, la convection au cœur est présente toute au long de la vie de l'étoile quand Y varie avec Z , ce qui n'est pas le cas avec Y fixé à sa valeur solaire.

On note que la durée de vie de l'étoile augmente quand la quantité d'hélium diminue.

Influence de la métallicité

On fixe maintenant Y à sa valeur solaire. Seul l'effet de la métallicité sur les modèles est étudié. Les figures 2.7 et 2.8 montrent les traces évolutives et le développement du cœur convectif avec différentes métallicités pour des modèles de $1.12M_{\odot}$ et de $1.2M_{\odot}$.

Quand la métallicité augmente, la luminosité de l'étoile et sa température diminuent (figures 2.7 et 2.8 à gauche). La durée de vie de l'étoile augmente.

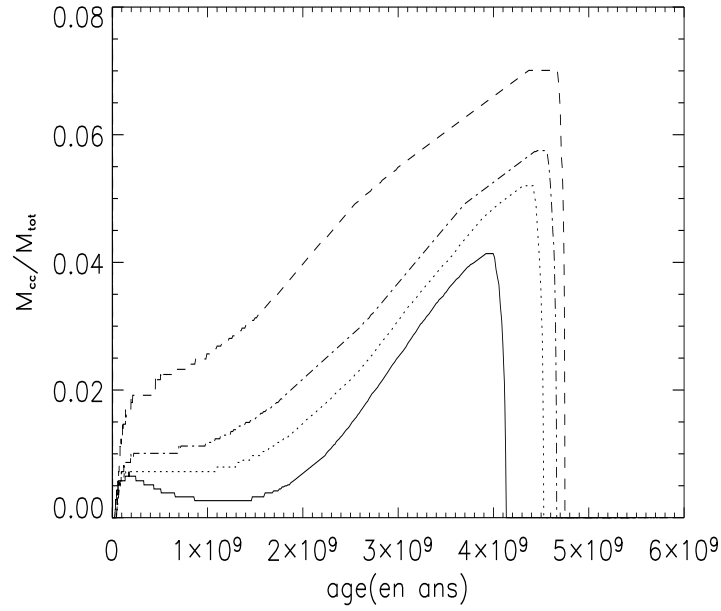


FIG. 2.5 – *Rapport de la masse du cœur convectif sur la masse totale de l'étoile en fonction de l'âge pour des modèles de $1.2M_{\odot}$ avec plusieurs métallicités : $Z_{\odot}$ et $Y_{\odot}$ (ligne continue), $Z=0.026$ ($[Fe/H]=0.20$) et $Y=0.289$ (ligne pointillée), $Z=0.032$ ($[Fe/H]=0.30$) et $Y=0.3027$ (ligne en tirets et points), $Z=0.043$ ($[Fe/H]=0.45$) et $Y=0.3278$ (ligne en tirets).*

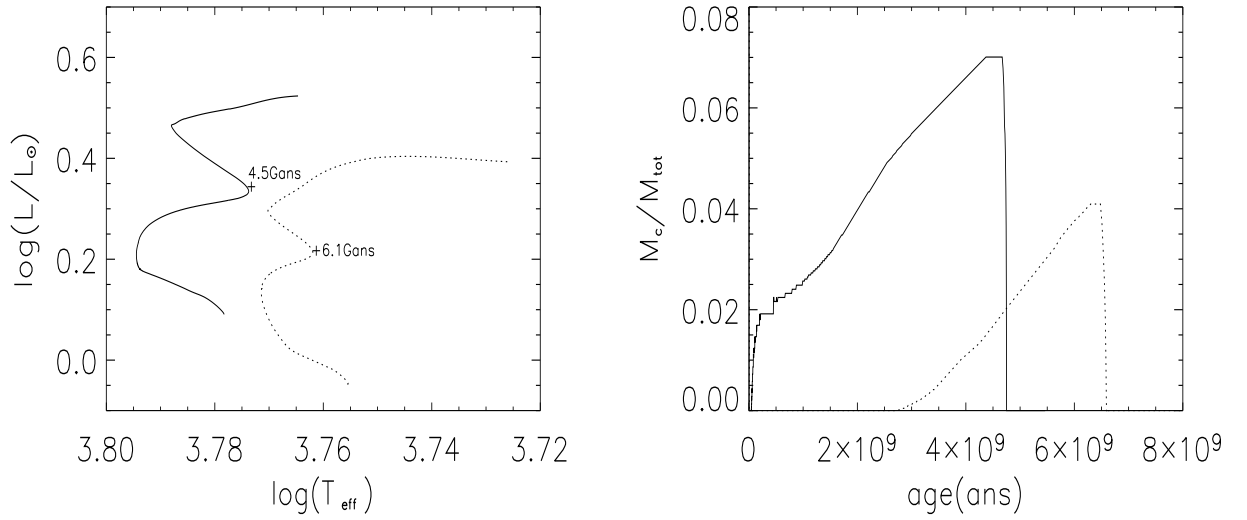


FIG. 2.6 – **A gauche** : Traces évolutives de deux modèles de $1.2M_{\odot}$ et de métallicité $Z=0.043$: en continu : $Y=0.327$ et en pointillés $Y=Y_{\odot}$. **A droite** : Rapport de la masse du cœur convectif sur la masse totale de l'étoile en fonction de l'âge pour ces mêmes modèles.

La taille du cœur convectif diminue quand Z augmente, et il se forme plus tard (figure 2.7 à droite).

Plus la masse du modèle augmente, moins il y a de différences de taille entre les cœurs convectifs aux différentes métallicités (figure 2.8 à droite).

2.2.5 Bilan

Dans cette partie, nous nous sommes intéressés à l'apparition et à l'évolution des cœurs convectifs à l'intérieur de modèles d'étoiles de $1.1M_{\odot}$ à $1.3M_{\odot}$.

L'étude des modèles de métallicité solaire a montré qu'un cœur convectif n'apparaît que pour des étoiles de masses supérieures à $1.1M_{\odot}$. Plus la masse de l'étoile est grande, plus il est développé (en masse et en durée de vie).

Nous avons ensuite étudié le cas d'étoiles surmétalliques. Dans un premier temps, la quantité d'hélium est proportionnelle à la métallicité, comme on peut l'observer dans les galaxies. Dans ce cas, le cœur convectif est nettement plus développé quand la métallicité est grande. Il apparaît pour des masses d'étoiles plus petites. Sa taille est plus importante et sa durée de vie plus longue.

Dans un second temps, la quantité d'hélium reste à sa valeur solaire quand la métallicité varie. On note que plus l'hélium est en faible quantité, moins le cœur convectif est développé. Quand la métallicité augmente (avec $Y=Y_{\odot}$), le cœur convectif

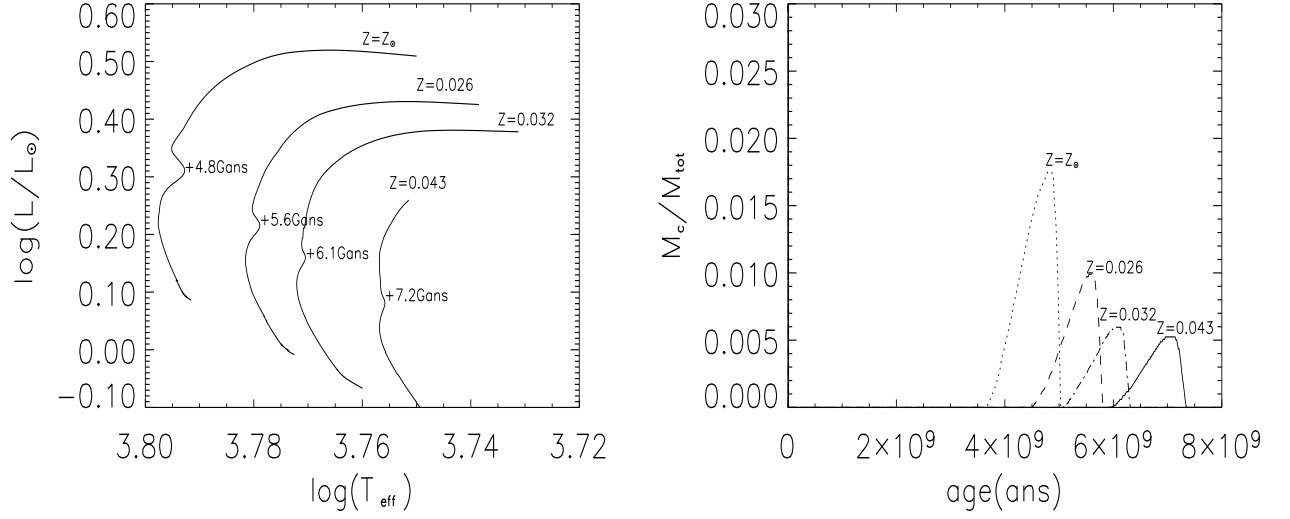


FIG. 2.7 – **A gauche** : Traces évolutives de modèles de $1.12M_\odot$ avec $Y=Y_\odot$ et plusieurs métallicités. **A droite** : Rapport de la masse du cœur convectif sur la masse totale de l'étoile en fonction de l'âge pour ces mêmes modèles.

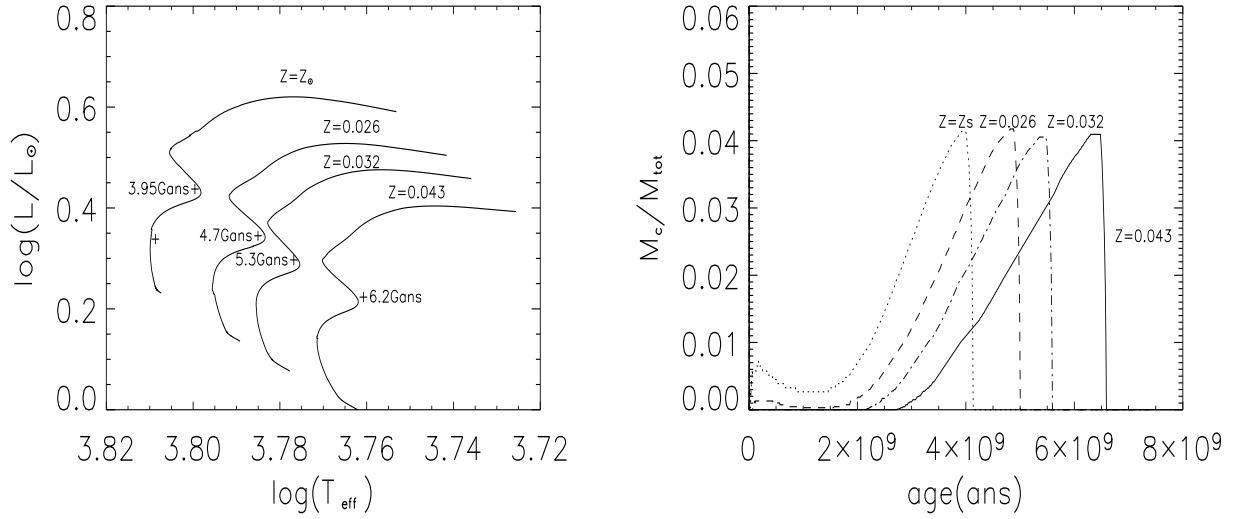


FIG. 2.8 – **A gauche** : Traces évolutives de modèles de $1.2M_\odot$ avec $Y=Y_\odot$ et plusieurs métallicités. **A droite** : Rapport de la masse du cœur convectif sur la masse totale de l'étoile en fonction de l'âge pour ces mêmes modèles.

régresse : sa masse est plus faible pour une étoile peu massive, à peu près constante pour une étoile plus massive (supérieure à $1.16 M_{\odot}$), et il apparaît plus tard dans la vie de l'étoile.

2.3 Influence du cœur sur les fréquences

Le comportement des oscillations peut être décrit avec une assez bonne précision par l'approche asymptotique (chapitre 1). Dans ce cadre, certaines combinaisons de fréquences d'oscillation ont des comportements caractéristiques : les grandes séparations ($\Delta\nu = \nu_{n+1,l} - \nu_{n,l}$) sont constantes pour tout n et l dans une étoile à un âge donné ; les petites séparations ($\delta\nu = \nu_{n,l} - \nu_{n-1,l+2}$) sont quasiment constantes. Dans la réalité, le comportement des fréquences s'écarte du cadre asymptotique d'une manière qui peut donner des informations importantes sur la structure interne de l'étoile. En particulier, la valeur des petites séparations est caractéristique des régions centrales de l'étoile. Leur étude peut permettre de montrer la présence d'un cœur convectif ainsi que celle d'un cœur d'hélium. La discontinuité de composition chimique engendrée à leur frontière provoque une variation rapide de vitesse du son, qui n'est pas prise en compte dans l'approche asymptotique. Si on l'introduit dans les équations des fréquences, les petites séparations présentent un comportement oscillatoire.

Cette partie présente l'étude, à travers plusieurs modèles d'étoiles, de l'influence du cœur sur les fréquences pour pouvoir le caractériser lors d'observations astérosismologiques.

2.3.1 Effet d'une variation rapide de la vitesse du son sur les fréquences

L'influence d'une variation rapide de la vitesse du son a été étudiée par Audard & Provost 1994 et Roxburgh & Vorontsov 1994 et 1999, ainsi que par Provost et al. 1993 sur Jupiter.

Leur démarche consiste à reprendre l'analyse asymptotique de Tassoul (1980) en considérant qu'il existe à la frontière du cœur une variation rapide de la vitesse du son (et de la composition chimique). Elle est caractérisée par le paramètre :

$$\alpha = \frac{(\rho c)_{-} - (\rho c)_{+}}{(\rho c)_{-} + (\rho c)_{+}} \quad (2.4)$$

L'indice $-$ ou $+$ indique la valeur de la grandeur considérée respectivement avant et après la discontinuité. La vitesse du son est notée c , la densité ρ .

Si $\alpha = 0$, il n'y a pas de variation rapide de la vitesse du son : on retrouve l'expression des fréquences donnée par Tassoul (1980).

Si α est non nul, la discontinuité introduit un terme sinusoïdal, d'amplitude α et de phase $\eta_{m,l}$, dans l'expression des fréquences au second ordre (Audard & Provost 1994) :

$$\nu_{n,l}^{(2)} \sim (n' + \frac{l(l+1)A_1 + A_2}{\nu_{n,l}})\nu_0 - \frac{\alpha}{\pi}\nu_0 \sin(\eta_{n,l}) \quad (2.5)$$

La phase est donnée par :

$$\eta_{n,l} = 2\pi(n'/N - l/2 - (l(l+1)A_3 + A_4)/\nu_{n,l}) \quad (2.6)$$

où $n' = n + l/2 + n_e/2 + 1/4$. Le terme n_e caractérise les couches de surface. Les paramètres $A_{1 \rightarrow 4}$ sont des fréquences caractéristiques du second ordre, ν_0 est la moitié de l'inverse du temps acoustique de l'étoile. Le temps acoustique est le temps nécessaire pour parcourir l'étoile du centre à la surface à la vitesse du son. On définit :

$$N = \frac{\int_0^R dr/c}{\int_0^{r_-} dr/c} \quad (2.7)$$

où r_- est la valeur du rayon juste avant la discontinuité et R le rayon de l'étoile.

Le terme sinusoïdal dans l'expression des fréquences est fonction de l'ordre radial n : les courbes du diagramme échelle ne sont plus parallèles comme le prédit la théorie asymptotique dans le cas continu, mais ont un comportement sinusoïdal dont la période est caractérisée par N . L'ordre radial n est sans dimension et entier positif. La période N des oscillations en fonction de n est donc sans dimension.

Par conséquent, les petites séparations oscillent elles aussi avec la fréquence. Elles sont données par (Provost et al. 1993) :

$$\begin{aligned} \nu_{n,l} - \nu_{n-1,l+2} &\simeq -\frac{4l+6}{4\pi^2 n'} A_1 - \frac{2\alpha\nu_0}{\pi} \sin \frac{(2l+3)A_3}{2\pi\nu_{n,l}} \\ &\times \cos 2\pi \left[\frac{n'}{N} - \frac{l}{2} - \frac{(l^2 + 3l + 3)A_3 + A_4}{4\pi^2 \nu_{n,l}} \right] \end{aligned} \quad (2.8)$$

Elles possèdent un terme d'oscillation proportionnel à α et dont la pseudo-période est de l'ordre de N .

Si l'on considère les oscillations en fonction de la fréquence ν (et non plus de l'ordre radial n), la période des oscillations est de l'ordre de $N\Delta\nu$ (Roxburg & Voronstov 1994).

Ces petites séparations peuvent s'annuler : on observe alors des croisements entre les courbes $l=0$ et $l=2$ (ou $l=1$ et $l=3$) du diagramme échelle.

2.3.2 Etude de modèles

Les fréquences d'oscillation de nos modèles sont calculées à l'aide du code de pulsation adiabatique de Brassard et al. (1992). En sortie, il donne les fréquences des modes de $n=4$ à 100 environ pour $l=0,1,2,3$.

TAB. 2.1 – *Masse, âge d'apparition des croisements, variation de la vitesse du son, fraction de masse d'hélium, rayons du cœur convectif et du cœur d'hélium pour plusieurs modèles.*

masse ($M_{\odot}$)	âge (Gans)	Δc (10^6 m.s^{-1})	Y_c	r_{cc}/R	r_{He}/R
1	8.0	6	0.97	-	0.02
1.08	5.9	7	0.97	-	0.02
1.12	5.1	8	0.97	0.03	0.03
1.16	4.4	8	0.94	0.045	0.045
1.2	3.7	7	0.87	0.052	0.052
1.28	2.9	7	0.82	0.066	0.066

Le but de ce travail était initialement de caractériser les cœurs convectifs grâce à l'étude des croisements observés dans les diagrammes échelle de nos modèles. Au cours de ce travail, on s'est aperçu que des modèles évolutifs présentent de tels croisements à partir d'un certain âge, même s'ils ne possèdent pas de cœurs convectifs. C'est le cœur d'hélium qui en est à l'origine. Il crée lui aussi une discontinuité de composition chimique qui agit directement sur la vitesse du son.

Le tableau 2.1 présente des modèles de différentes masses. Leur métallicité est solaire. Leur âge indique la période de leur évolution à laquelle apparaissent les croisements dans les diagrammes échelle. Il dépend de l'amplitude de la variation de la vitesse du son Δc . L'amplitude Δc mesure l'écart entre le minimum et le maximum de la vitesse du son autour de la frontière du cœur (figures 2.11). Elle augmente avec l'accentuation de la discontinuité chimique induite par le cœur convectif ou le cœur d'hélium au cours de la vie de l'étoile. Les croisements apparaissent en général quand Δc est environ égal à $7 \cdot 10^6 \text{ m.s}^{-1}$. A partir de ce stade, plus l'âge de l'étoile augmente sur la séquence principale, plus la fréquence à laquelle s'effectue les croisements est petite : ils deviennent plus facilement observables. Cela s'explique par l'augmentation de Δc qui accroît l'amplitude des oscillations, et par celle de la taille du cœur avec l'âge de l'étoile. En effet, la période d'oscillation N diminue quand le rayon du cœur augmente, mais aussi les ondes de fréquence plus petites peuvent ainsi avoir leur point de retournement à l'intérieur du cœur si celui-ci est assez grand.

La figure 2.9 montre les diagrammes échelle des modèles du tableau 2.1.

Les distances entre les courbes $l=0$ - $l=2$ et $l=1$ - $l=3$ du diagramme échelle correspondent aux petites séparations représentées dans la figure 2.10. Elles s'annulent au niveau des fréquences où l'on observe les croisements et deviennent négatives. Les courbes représentant les petites séparations correspondent à des portions de sinusoides possédant une période d'oscillation en fréquence supérieure à l'intervalle de fréquences observées (environ 1mHz-3.5mHz). Comme on l'a vu dans la section 2.3.1, ces oscillations ont pour origine la variation rapide de la vitesse du son dans les régions centrales.

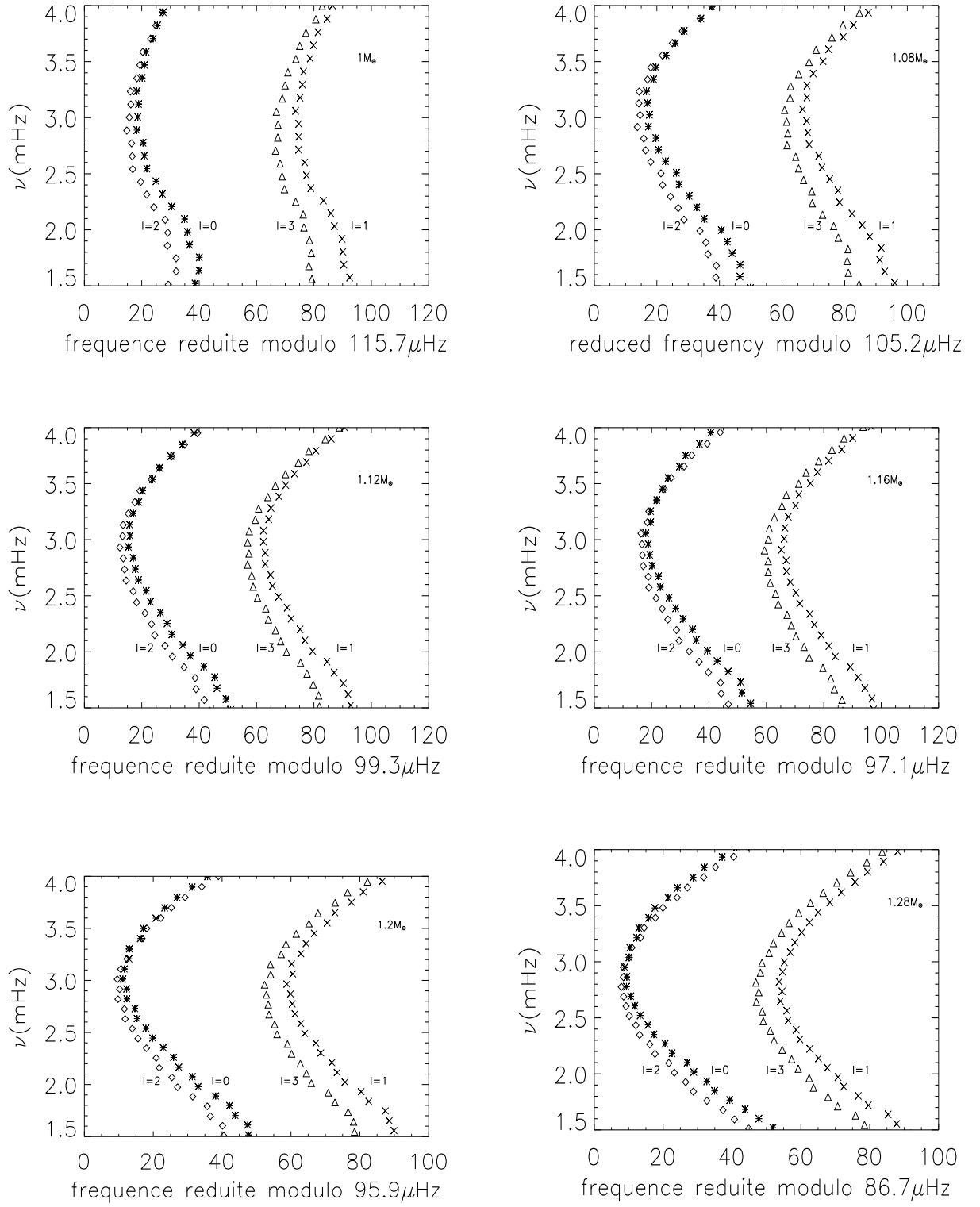
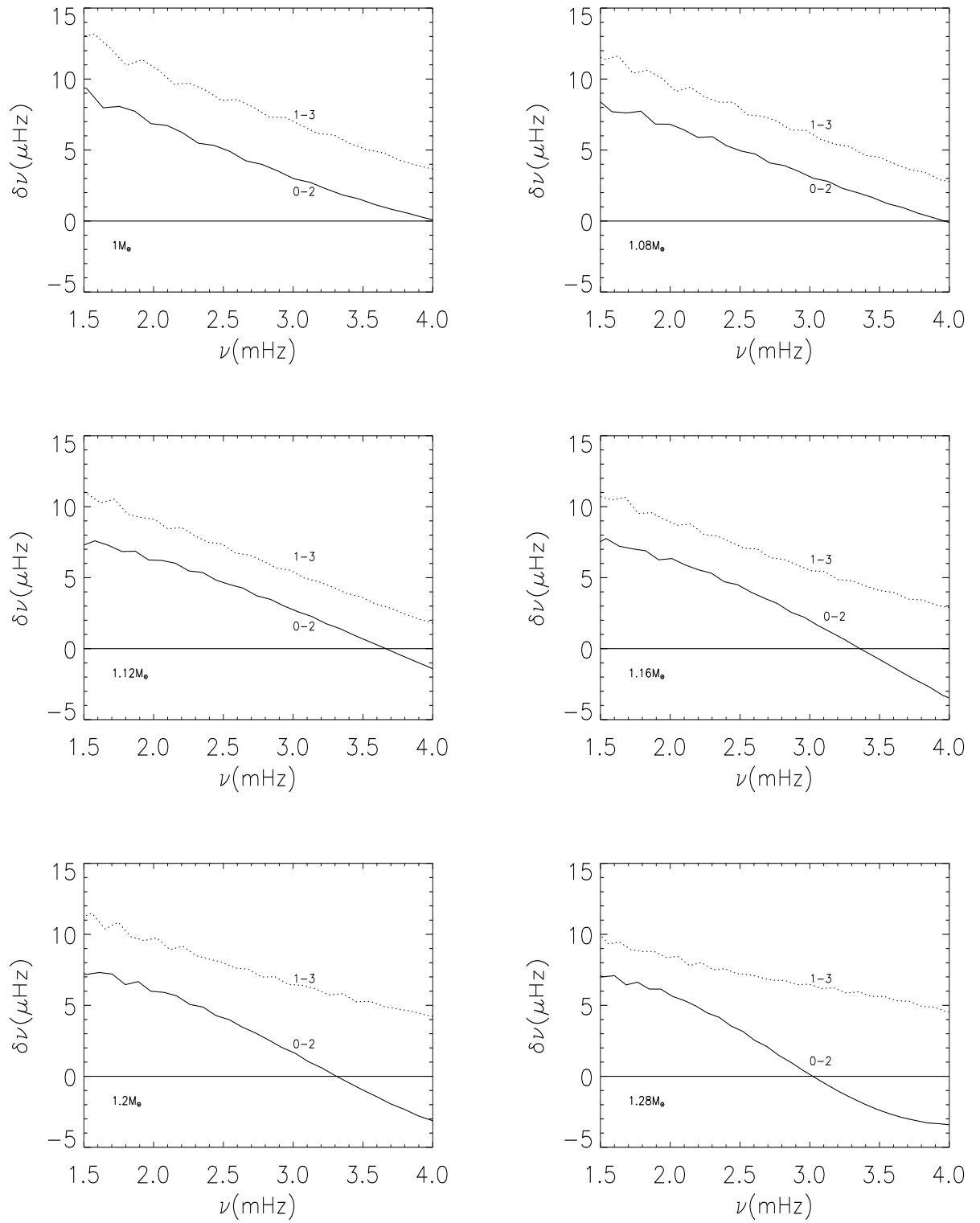


FIG. 2.9 – Diagrammes échelle des modèles du tableau 2.1

FIG. 2.10 – *Petites séparations des modèles du tableau 2.1*

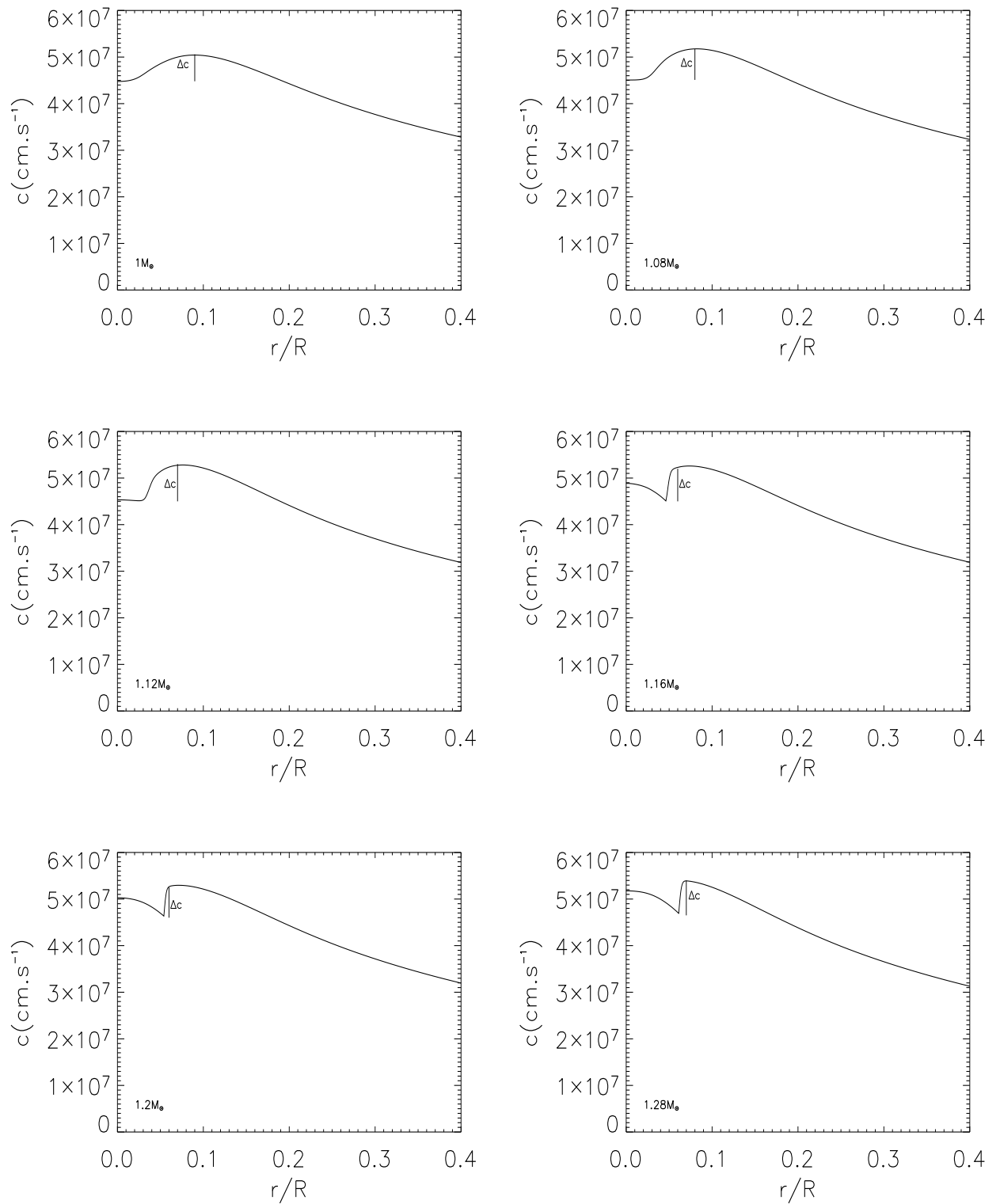
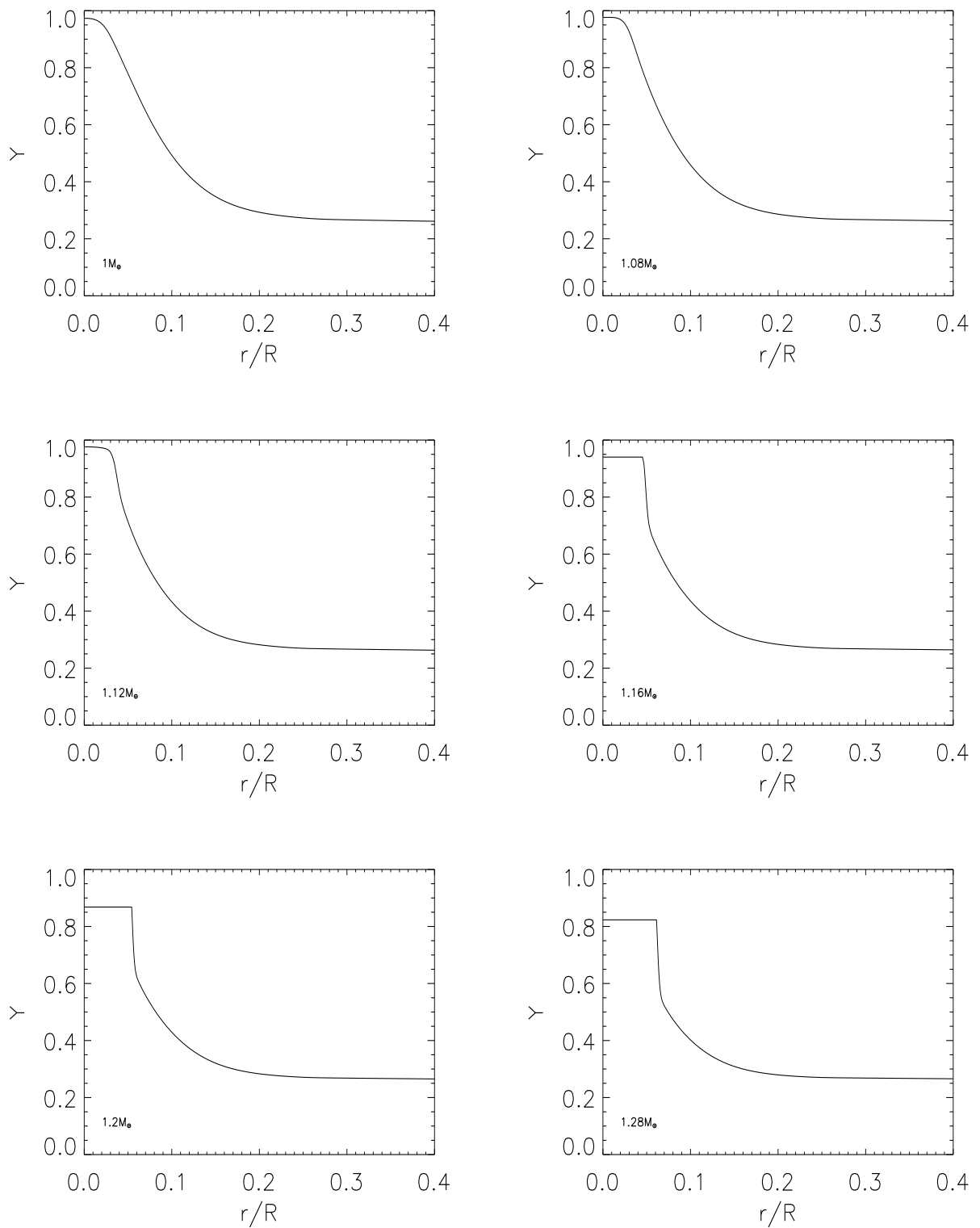


FIG. 2.11 – Vitesse du son des modèles du tableau 2.1

FIG. 2.12 – *Vitesse du son des modèles du tableau 2.1*

Tous les modes de degré $l=0$ parviennent jusqu'au centre de l'étoile. Leur fréquence est alors modifiée par la variation rapide de vitesse du son à la frontière du cœur. Ce n'est pas toujours le cas pour les modes de degrés supérieurs, qui ne l'atteignent pas forcément : on rappelle l'expression du rayon de retournement des ondes : $r_t^2 = l(l+1)c^2/\omega^2$. C'est pourquoi des croisements apparaissent plus facilement entre les courbes $l=0$ et $l=2$ dans le diagramme échelle (voir figure 2.9). Quand l'âge de l'étoile augmente, des croisements apparaissent entre $l=1$ et $l=3$ car la taille du cœur augmente au cours de l'évolution.

Les figures 2.11 et 2.12 présentent respectivement la vitesse du son en fonction du rayon et le profil d'hélium pour les différents modèles.

Le modèle de $1.12M_\odot$ possède un cœur convectif au cours de son évolution sur la séquence principale, ainsi que les modèles de masses supérieures. Le plateau observé sur le profil d'hélium est provoqué par la convection au cœur : il traduit l'homogénéité de la composition chimique à l'intérieur. La courbe de la vitesse du son a un décrochement au niveau de la limite du cœur. La discontinuité de composition chimique entre les deux milieux en est à l'origine.

Les modèles évolutifs de $1M_\odot$ et de $1.08M_\odot$ ne développent pas de cœur convectif pendant toute la séquence principale. Les croisements dans leur diagramme échelle apparaissent à l'âge où la fraction de masse d'hélium Y est environ égale à 0.97. C'est à dire quand le cœur ne contient presque que de l'hélium. La discontinuité chimique à sa frontière est alors fortement marquée. Le profil d'hélium présente un plateau similaire à celui provoqué par un cœur convectif.

La courbe de vitesse du son en fonction du rayon varie beaucoup au niveau de la limite du cœur d'hélium, comme en présence de convection.

La fraction de masse d'hélium Y n'a pas toujours la même valeur dans tous les modèles : la vitesse du son est aussi sensible à la taille du cœur et à la présence de convection. Plus le cœur convectif est développé, plus les croisements apparaissent pour des fractions de masse d'hélium plus petite.

2.3.3 Bilan

Le cœur convectif et le cœur d'hélium influent grandement sur les fréquences des modes d'oscillation de l'étoile. En effet, ils engendrent une discontinuité de composition chimique qui se répercute sur la vitesse du son. Il en résulte l'apparition d'oscillations en fonction de l'ordre radial : les courbes du diagramme échelle et les petites différences sont sinusoïdales. La période des oscillations dépend du rayon du cœur. Les petites différences peuvent devenir négatives et des croisements apparaissent entre les courbes du diagramme échelle.

On a étudié plusieurs modèles d'étoiles de métallicité solaire avec ou sans cœur convectif. Les croisements apparaissent à partir de la même amplitude de la variation de la vitesse du son (Δc) dans tous nos modèles. Celle-ci dépend de la fraction de

masse d'hélium au cœur et de la présence de convection. La taille du cœur intervient dans l'apparition des croisements, car la période des oscillations N en dépend, et parce que toutes les ondes ne parviennent pas jusqu'au même rayon à l'intérieur de l'étoile.

2.4 Comparaison de modèles possédant les mêmes observables

L'observation d'une étoile donne accès à sa luminosité, à sa température effective et à sa composition chimique de surface. On obtient ainsi sa localisation sur le diagramme HR.

Or deux modèles d'une même étoile peuvent avoir les mêmes observables alors qu'ils sont différents. Les traces évolutives auxquelles ils appartiennent ne sont pas les mêmes. Prenons, par exemple, le cas de α Cen A : certains modèles possèdent un cœur convectif et d'autres pas (Eggenberger et al. 2004) car l'ordre de grandeur de sa masse correspond à la limite du développement d'un cœur convectif.

L'étude des fréquences de ces modèles et la comparaison avec celles observées peut donner une indication sur la structure interne réelle de l'étoile, et ainsi sur son histoire.

Dans cette partie, on étudie deux couples de modèles qui possèdent les mêmes observables mais qui sont structurellement différents.

Les modèles du premier couple n'ont pas la même masse, ni la même quantité d'hélium. Ces deux quantités ne sont pas des observables.

Dans le second couple, un modèle a subi de l'accrétion de planètes enrichissant seulement ses couches externes en métaux, l'autre est globalement surmétallique.

2.4.1 Modèles de masses et Y différents

On compare deux modèles possédant les mêmes observables : leur température effective et leur luminosité sont les mêmes. Ils sont situés au même endroit dans le diagramme HR (figure 2.13). Leur métallicité est identique : $Z=0.043$ ($[Fe/H]=0.45$ environ). Cependant leur structure interne, leur âge, leur masse et leur composition chimique interne sont différentes. On rappelle que la quantité d'hélium Y n'est pas une observable directe.

Modèle 1 : sa masse est de $1.12M_{\odot}$ et son âge de 2.96 Gans. Il possède une quantité d'hélium $Y=0.327$. Elle vérifie la relation donnée par Izotov & Thuan 2004 (voir la section 2.2.2).

Modèle 2 : il possède une masse de $1.26M_{\odot}$ et un âge de 522 millions d'années. Sa quantité d'hélium est solaire : $Y=Y_{\odot}$.

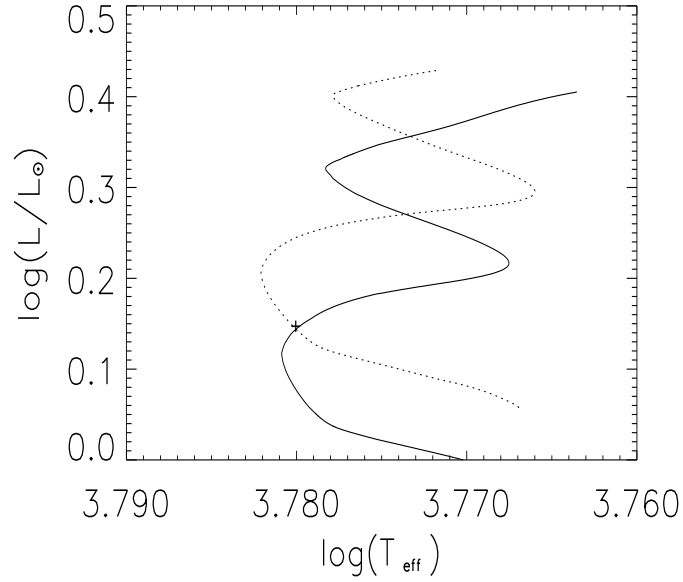


FIG. 2.13 – *Traces évolutives des deux modèles étudiés dans le diagramme HR : modèle 1 en continu ; modèle 2 en pointillés. La croix indique le point où sont situés les deux modèles.*

TAB. 2.2 – *Caractéristiques des deux modèles : luminosité, température, métallicité, quantité d'hélium, masse, âge, proportion en masse du cœur convectif et grande séparation.*

	$\log L/L_{\odot}$	$\log T_{\text{eff}}$ (K)	Z	Y	masse ($M_{\odot}$)	âge (Gans)	M_{cc}/M	$\Delta\nu$ (μHz)
modèle 1	0.14	3.78	0.043	0.327	1.12	2.96	0.02	127.3
modèle 2	0.14	3.78	0.043	$Y_{\odot}$	1.26	0.522	0.005	137.9

Ces modèles ont des caractéristiques nettement différentes alors qu’ils présentent les mêmes observables (voir tableau 2.2). On compare dans la suite leur structure interne, puis on calcule leurs fréquences d’oscillation, afin d’étudier si l’astérosismologie peut permettre de différencier ces deux modèles.

Etude de leur structure interne

La figure 2.14 à gauche présente le profil de l’hélium en fonction du rayon pour les deux modèles. Cette quantité est intéressante à étudier car elle renseigne sur les zones de convection dans l’étoile. En effet, une zone de convection est caractérisée par un “plateau” sur cette courbe. Il décrit l’homogénéisation de la composition chimique due à la convection.

La quantité d’hélium au cœur devient plus grande quand l’âge du modèle augmente : les réactions nucléaires ont eu le temps de former beaucoup d’hélium. C’est le cas pour le modèle 1.

On voit qu’il possède un cœur convectif bien développé alors que celui du modèle 2 l’est beaucoup moins.

Pour mieux caractériser les cœurs convectifs de ces deux modèles entre eux et par rapport à leur évolution dans le temps, on représente dans la figure 2.14 à droite le rapport de la masse du cœur sur la masse du modèle en fonction de l’âge. Les deux modèles étudiés sont repérés par leur âge.

Le modèle 2 est jeune : son cœur convectif n’est pas pleinement développé. Comparé à celui du modèle 1, il est très petit : $M_{cc}/M_{tot} \simeq 0.005$ pour le modèle 2 et $M_{cc}/M_{tot} \simeq 0.02$ pour le modèle 1.

On calcule la vitesse du son (notée c , figure 2.15 à gauche). En effet, comme on l’a vu dans la section précédente, elle joue un rôle important dans la propagation des ondes acoustiques (mode p). Un décrochement est visible sur la courbe du modèle 1 : il correspond à la présence d’un cœur convectif et marque sa frontière. Le cœur convectif du modèle 2 n’est pas suffisant pour produire ce décrochement.

Pour étudier les écarts entre les vitesses du son plus en détail, on calcule leur différence relative (figure 2.15 à droite) donnée par :

$$\frac{c_2 - c_1}{c} = \frac{c(1.26M_{\odot}) - c(1.12M_{\odot})}{c_{moy}} \quad (2.9)$$

Elle est maximale au niveau du cœur et grande au niveau de l’enveloppe : elle révèle des structures non identiques pour les deux modèles.

Pour compléter l’étude de la structure interne de ces modèles, on calcule la variation de la vitesse du son en fonction du rayon (sa dérivée en r) : dc/dr (Figure 2.16). Le cœur convectif du modèle 1 est, là aussi, indiqué par une discontinuité qui n’est pas présente pour le modèle 2.

On note la présence d’une “marche”, située à $r/R = 0.70$ environ, pour le modèle 1 (Figure 2.16), qui est présente mais moins visible sur le modèle 2 : elle correspond à la frontière de l’enveloppe convective, plus développée dans le modèle 1.

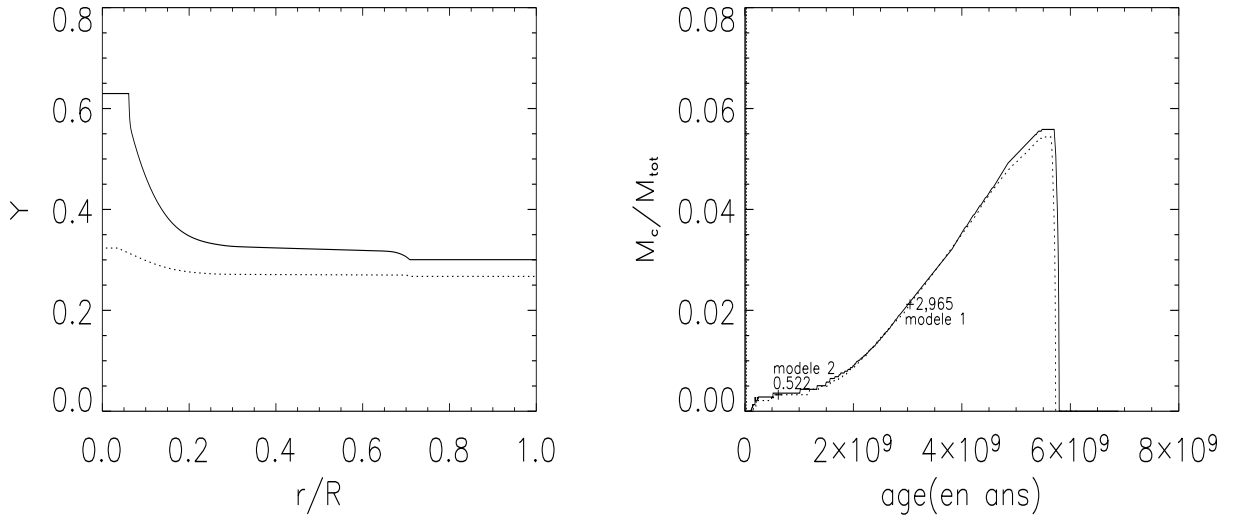


FIG. 2.14 – **A gauche** : Fraction de masse d'hélium en fonction du rapport du rayon sur le rayon total de l'étoile : modèle 1 en continu ; modèle 2 en pointillés. **A droite** : Rapport de la masse du cœur convectif sur la masse totale de l'étoile en fonction de l'âge : séquence à laquelle appartient le modèle 1 en continu ; idem pour le modèle 2 en pointillés. Les âges notés sur les courbes sont donnés en Gans.

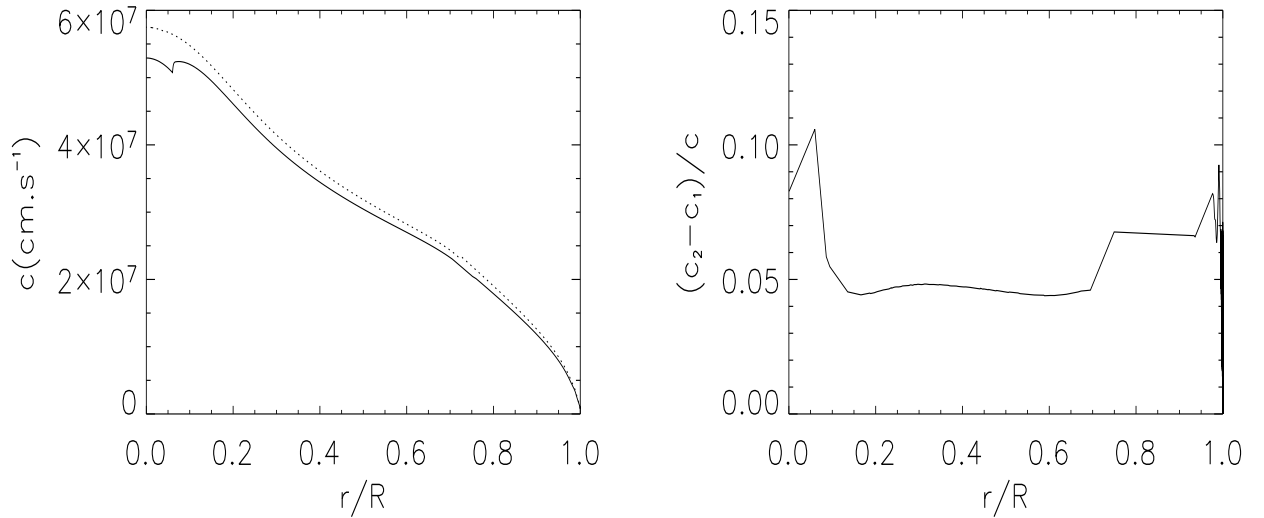


FIG. 2.15 – **A gauche** : vitesse du son en fonction du rayon : modèle 1 en continu ; modèle 2 en pointillés. **A droite** : Différence relative des vitesses entre les deux modèles en fonction du rayon.

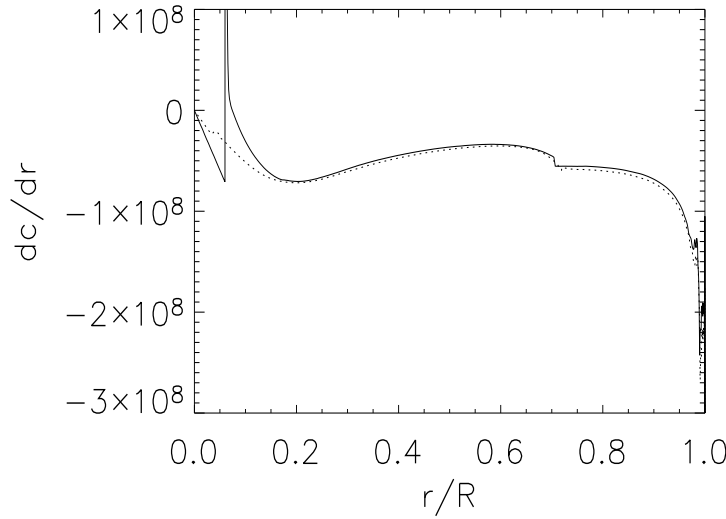


FIG. 2.16 – Dérivée de la vitesse du son en fonction du rayon : modèle 1 en continu ; modèle 2 en pointillés.

Calcul des fréquences d'oscillation

On représente les diagrammes échelle des deux modèles dans la figure 2.17. On note des différences. Sur l'axe des abscisses, les fréquences sont reportées modulo la grande séparation. Comme on l'a vu au chapitre 1, elle est définie par : $\Delta\nu = \nu_{n+1,l} - \nu_{n,l}$. Les observations des fréquences d'une étoile permettent d'obtenir sa valeur. Celle du modèle 1 est égale à $127.3\mu\text{Hz}$, alors que celle du modèle 2 est égale à $137.9\mu\text{Hz}$: cet écart est facilement observable.

On calcule les petites différences de nos modèles (Figure 2.18), définies par : $\delta\nu_{n,l} = \nu_{n,l} - \nu_{n-1,l+2}$ (voir chapitre 1). Elles dépendent fortement des conditions au cœur, qui, on l'a vu, ne sont pas les mêmes dans les deux modèles. Celles du modèle 1 plus âgé sont en moyenne plus petites que celle du modèle 2 plus jeune : ce qui est visible avec des observations.

Cette étude a montré que l'astérosismologie permet de différencier ces deux modèles qui paraissent par ailleurs identiques à partir des observables non sismiques.

2.4.2 Modèles avec et sans accrétion

On compare à présent deux modèles, dont les observables sont identiques, au point indiqué sur la figure 2.19. Leur scénario de formation n'est pas le même.

Modèle 3 : sa masse est de $1.26M_{\odot}$, sa métallicité de surface $Z_s=0.043$ ($[\text{Fe}/\text{H}]=0.45$ environ) et $Y=Y_{\odot}$. Il est âgé de 4.47 Gans et n'a pas subi d'accrétion de planètes

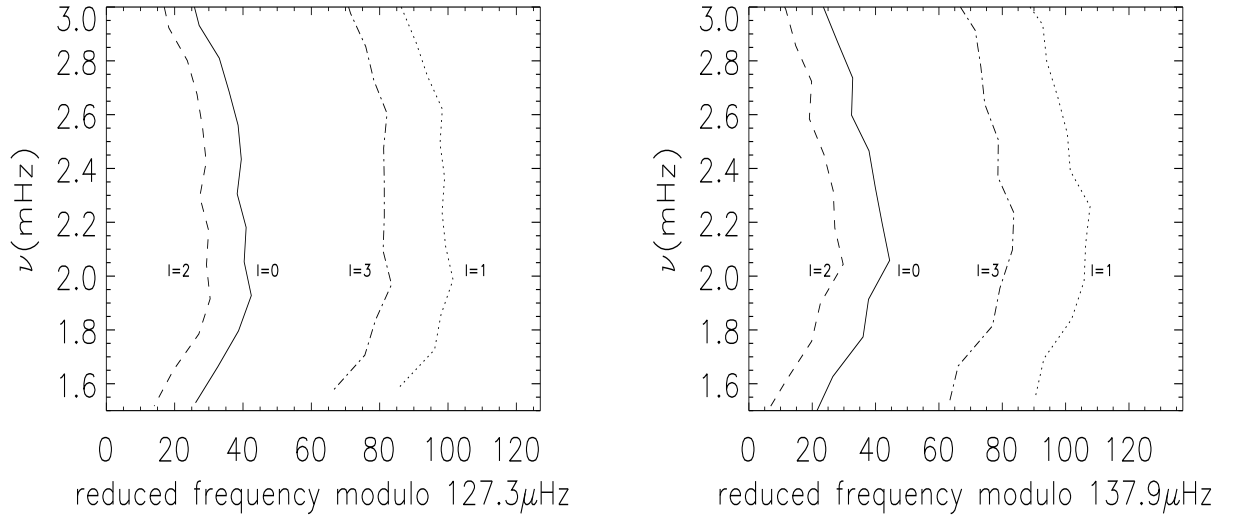


FIG. 2.17 – **A gauche** : Diagramme échelle du modèle 1. **A droite** : Diagramme échelle du modèle 2.

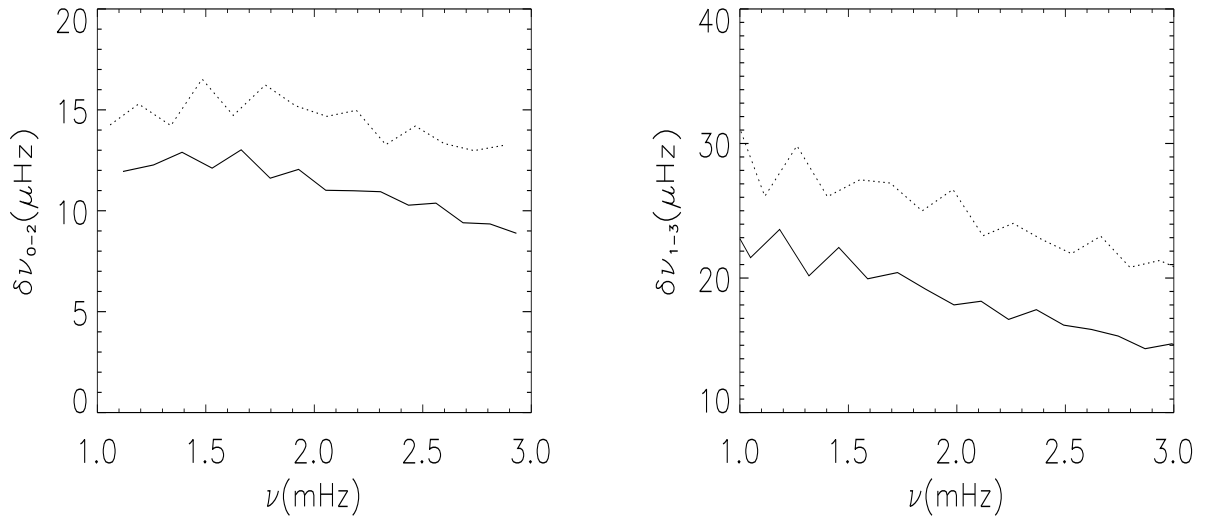


FIG. 2.18 – **A gauche** : Petites séparations entre $l=0$ et $l=2$. **A droite** : Petites séparations entre $l=1$ et $l=3$. Dans les deux graphes, le modèle 1 est en trait plein, le modèle 2 en trait pointillé.

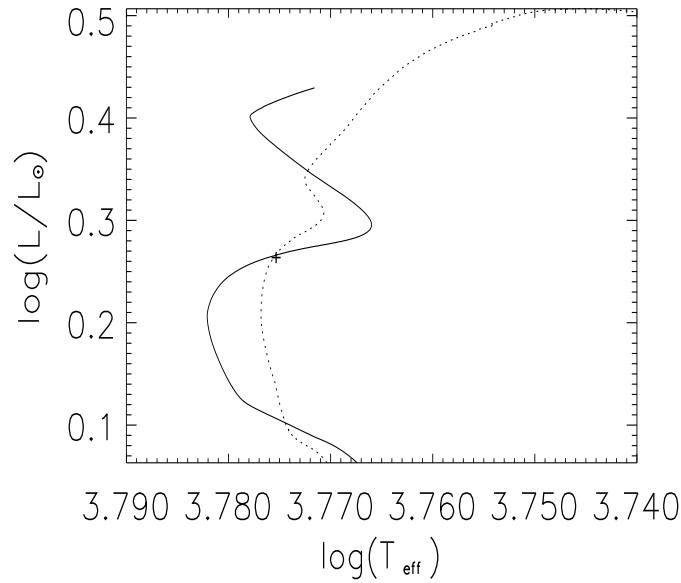


FIG. 2.19 – *Traces évolutives des deux modèles étudiés dans le diagramme HR : modèle 3 en continu ; modèle 4 en pointillés. La croix indique le point où sont situés les deux modèles.*

dans son histoire : il s'est formé à partir d'un nuage de gaz surmétallique et sa métallicité est homogène.

Modèle 4 : sa masse est de $1.12M_{\odot}$, sa métallicité $Z_s=0.043$ ($[Fe/H]=0.45$ environ). Il est âgé de 3.71 Gans. Il modélise une étoile qui a subi de l'accrétion : lors de sa formation, des planètes ont migré et sont tombées dans ses couches externes, enrichissant sa surface en éléments lourds : sa métallicité est solaire partout sauf dans les couches externes (voir la section 3.1).

Le tableau 2.3 récapitule les caractéristiques des deux modèles.

Comme dans la partie précédente, on étudie d'abord la structure interne de ces deux modèles, puis on calcule leurs fréquences d'oscillation.

Etude de leur structure interne

La figure 2.20 à gauche montre le profil d'hélium pour les deux modèles. On voit nettement que le modèle 3 possède un cœur convectif mais pas le modèle 4. On l'explique facilement par la surmétallicité interne du modèle 3 (voir la section 2.2).

La figure 2.20 à droite permet de caractériser les cœurs convectifs à l'âge considéré (repérés par des croix sur la figure) par rapport à leur évolution dans le temps.

TAB. 2.3 – *Caractéristiques des deux modèles : luminosité, température, métallicité, quantité d'hélium, masse, âge, proportion en masse du cœur convectif et grande séparation.*

	$\log L/L_{\odot}$	$\log T_{\text{eff}}$ (K)	Z_s	Y	masse ($M_{\odot}$)	âge (Gans)	M_{cc}/M	$\Delta\nu$ (μHz)
modèle 3	0.26	3.776	0.043	$Y_{\odot}$	1.26	4.47	0.04	103.7
modèle 4	0.26	3.776	0.043	$Y_{\odot}$	1.12	3.71	$2.05 \cdot 10^{-5}$	101.2

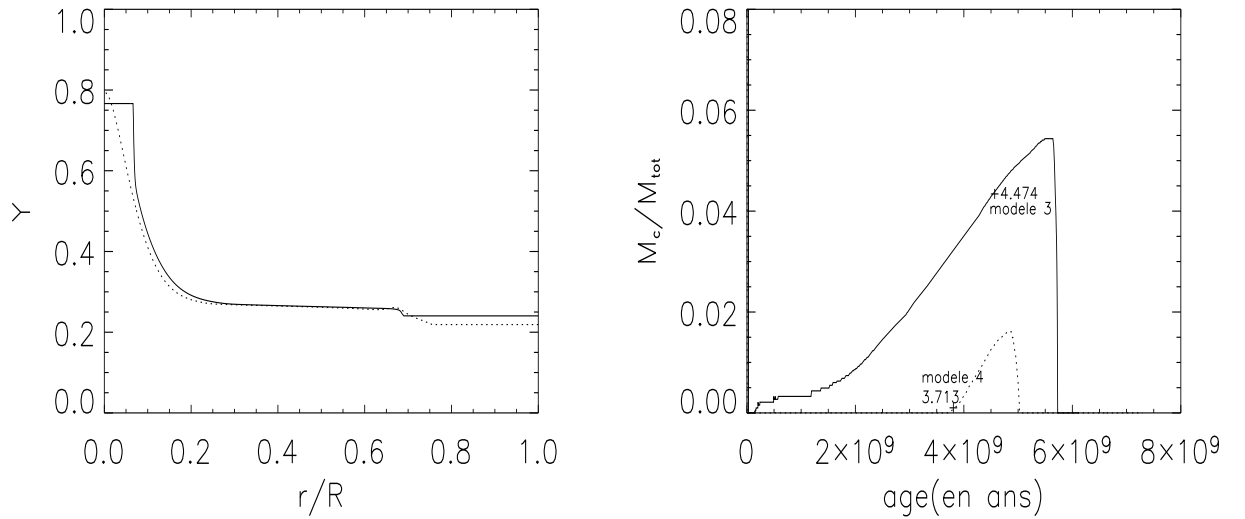


FIG. 2.20 – **A gauche** : Fraction de masse d'hélium en fonction du rapport du rayon sur le rayon total de l'étoile. **A droite** : Rapport de la masse du cœur convectif sur la masse totale de l'étoile en fonction de l'âge. Les âges notés sur les courbes sont donnés en Gans. Dans les deux figures, la séquence du modèle 3 est en continu et celle du modèle 4 en pointillés.

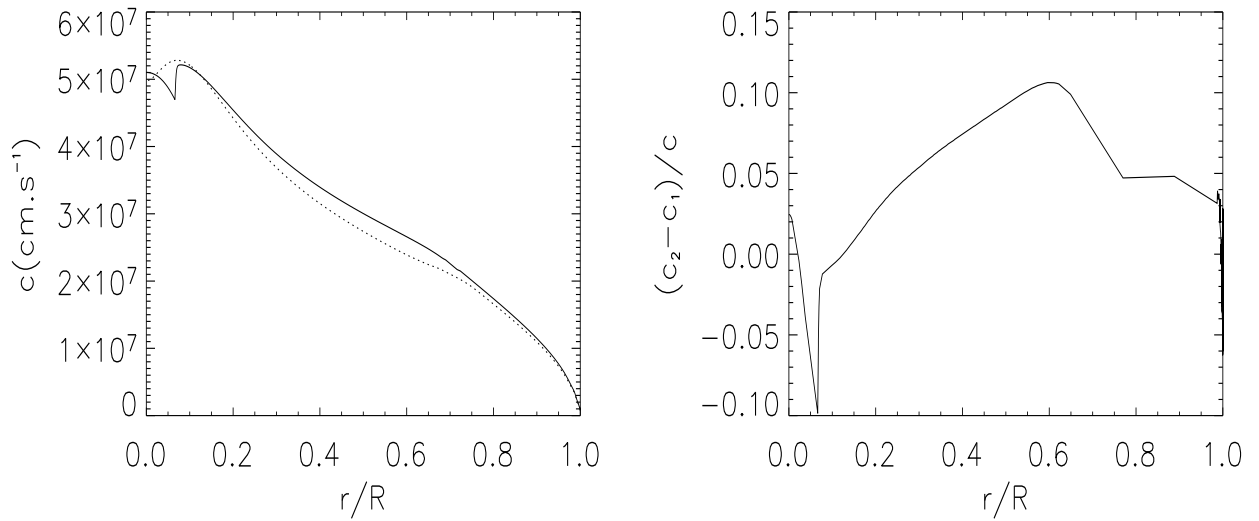


FIG. 2.21 – **A gauche** : vitesse du son en fonction du rayon : modèle 3 en continu ; modèle 4 en pointillés. **A droite** : Différence relative des vitesses entre les deux modèles en fonction du rayon.

On voit qu'à l'âge du modèle 4, le cœur convectif se développe à peine. Les valeurs des rapports M_{cc}/M sont reportées dans le tableau 2.3.

On s'intéresse maintenant à la vitesse du son des deux modèles et à leur différence relative (figure 2.21). La discontinuité induite par le cœur convectif est nettement visible pour le modèle 3.

Contrairement au couple de la partie 2.4.1, les différences de vitesse du son ne se situent pas seulement au cœur ou au niveau de l'enveloppe externe mais dans toute l'étoile.

La dérivée de la vitesse du son par rapport au rayon est représentée dans la figure 2.22. On observe à nouveau la discontinuité induite par le cœur convectif du modèle 3, absente pour le modèle 4.

Calcul des fréquences d'oscillation

On calcule les fréquences d'oscillation de nos modèles afin de les comparer.

La figure 2.23 présente les diagrammes échelle des deux modèles. L'écart entre les valeurs des grandes séparations est moins grand que pour le couple précédent. Par contre, les formes des courbes des diagrammes échelle sont bien distinctes : l'écart entre les courbes $l=0$ et $l=2$ diminue aux grandes fréquences pour le modèle 3 mais pas pour le modèle 4. Cet écart correspond à la petite séparation 0-2 représentée dans la figure 2.24. On observe que celle du modèle 4 devient presque nulle. Ce n'est pas le cas pour le modèle 3 : ces différences sont décelables par astérosismologie.

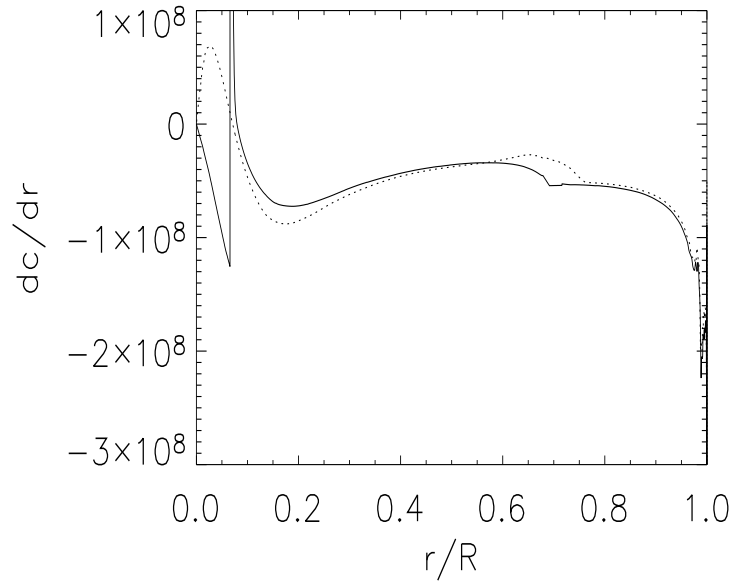


FIG. 2.22 – Dérivée de la vitesse du son en fonction du rayon : modèle 3 en continu ; modèle 4 en pointillés.

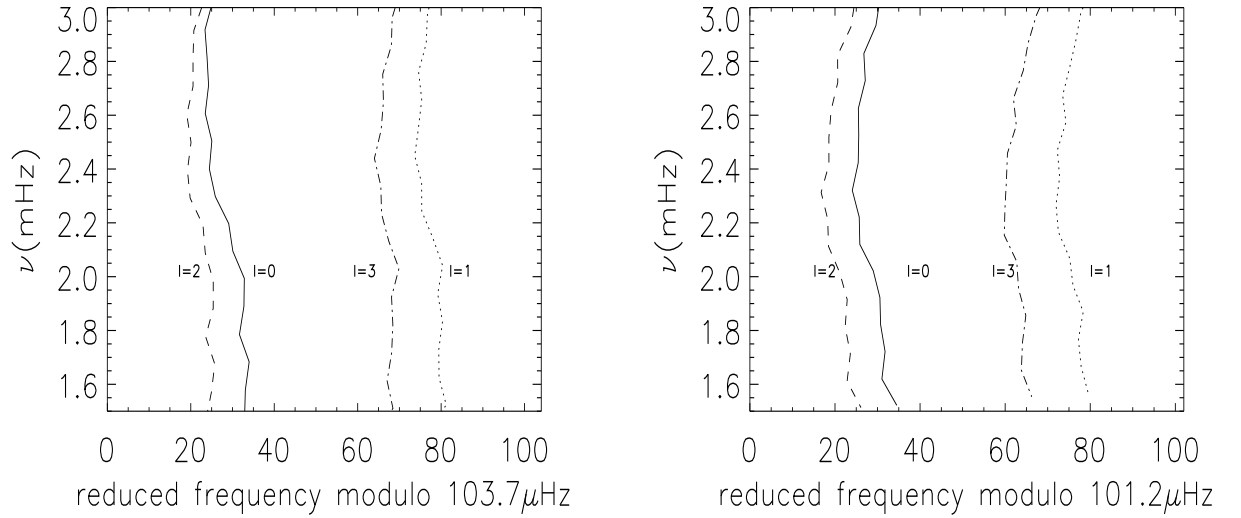


FIG. 2.23 – **A gauche** : Diagramme échelle du modèle 3. **A droite** : Diagramme échelle du modèle 4.

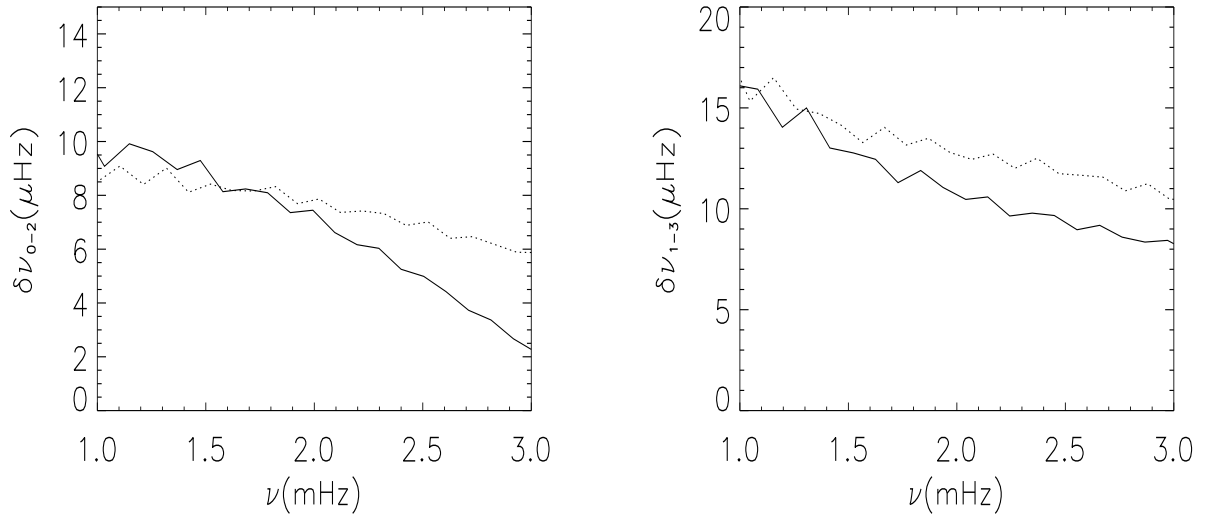


FIG. 2.24 – **A gauche** : Petites séparations entre $l=0$ et $l=2$. **A droite** : Petites séparations entre $l=1$ et $l=3$. Dans les deux graphes, le modèle 3 est en trait plein, le modèle 4 en trait pointillé.

Ce comportement s'explique par la présence d'un cœur d'hélium bien marqué, engendrant une forte discontinuité chimique à sa frontière. La présence de convection au cœur accentue ce phénomène (voir partie précédente).

2.4.3 Bilan

Quand on observe une étoile, on a accès à un nombre limité de grandeurs. Elles ne permettent pas de décrire précisément la structure et l'histoire de cette étoile : plusieurs modèles peuvent en effet convenir car ils aboutissent aux mêmes observables (T_{eff} , L , Z). Cependant leurs structures peuvent être complètement différentes.

Deux couples de modèles ont été étudiés dans cette section. Dans le premier, les quantités d'hélium et les masses ne sont pas les mêmes (quantités non observables directement). Dans le second, un modèle a subi de l'accrétion de planètes enrichissant seulement ces couches externes en métaux, l'autre est globalement surmétallique. Les fréquences des modèles au sein d'un couple se sont avérées bien différentes. Cette étude montre l'importance de l'observation et de l'analyse des fréquences d'oscillation pour permettre de déterminer le meilleur modèle.

Chapitre 3

Etude de HD17051

Dans ce chapitre, nous nous intéressons à l'étude et à la modélisation de ι Hor (HD17051, HR810). C'est une étoile jeune de type G0V autour de laquelle une planète géante a été découverte par Kürster et al. (Kürster et al. 2000).

C'est un cas intéressant d'étoile centrale de système planétaire à étudier pour différentes raisons.

En effet, il existe deux explications pour la surmétallicité des étoiles possédant des planètes : une origine soit primordiale, soit par accréation de planètes (voir partie 3.1). Contrairement aux étoiles dont la masse est de l'ordre de $1.1M_{\odot}$ (comme μ Ara), la distinction entre les modèles résultant de l'un ou l'autre scénario est peu visible pour des étoiles un peu plus massives comme ι Hor.

Les étoiles d'environ $1.1M_{\odot}$ développent ou non un coeur convectif selon leur métallicité interne. Si l'étoile a subi de l'accréation, elle est surmétallique uniquement en surface : sa métallicité au centre ne permet pas l'apparition d'un coeur convectif. Au contraire, si la surmétallicité a une origine primordiale, elle est globalement surmétallique et un coeur convectif apparaît. Dans les deux cas, les modèles ont les mêmes paramètres externes mais des masses, des structures et des histoires différentes. Ces différences peuvent être utilisées pour déterminer le scénario de formation du système planétaire grâce à l'étude des fréquences des différents modèles. Par contre, si les observations ne sont pas assez précises, on ne peut trancher entre les différents modèles : on n'obtient pas une masse et un âge précis de l'étoile, les modèles étant trop différents. L'étoile μ Ara correspond à ce cas et a été étudiée par Bazot et al. 2005.

Au contraire pour les étoiles un peu plus massives (autour de $1.2M_{\odot}$), un coeur convectif se développe pour n'importe quelle métallicité interne. Dans ce cas, la modélisation de fréquences ne permet pas de différencier les deux scénarios car les modèles sont trop similaires (en masse, âge et structure interne). Par contre, elle permet par là même d'obtenir des valeurs précises pour la masse et l'âge de l'étoile. C'est le cas de ι Hor.

Il est d'autant plus intéressant de faire une étude des fréquences de ι Hor, que

plusieurs groupes d'observateurs lui ont attribué des paramètres stellaires assez différents : par exemple, Fisher & Valenti 2005 lui attribuent une masse de $1.17M_{\odot}$ et un rapport $[\text{Fe}/\text{H}]$ de 0.11 dex alors que Santos et al. 2004 lui donnent une masse de $1.32M_{\odot}$ et un rapport $[\text{Fe}/\text{H}]$ de 0.26 dex. Or une connaissance précise de la valeur de la masse de l'étoile est importante pour déterminer la masse de la planète.

Cette étoile possède une autre caractéristique intéressante : elle appartient au courant des Hyades, aussi appelé super amas des Hyades.

C'est un groupe d'étoiles, loin des Hyades, qui possèdent les mêmes propriétés cinématiques galactiques que les étoiles de l'amas. Elles se déplacent dans la même direction et semblent pointer vers le même convergent. Ces étoiles ne suivent pas la même cinématique que celles de leur voisinage galactique direct et sont plutôt jeunes : jusqu'à 2 ou 3 Gans (Chereul et Grenon 2001).

Ce phénomène est encore mal compris. Il existe deux explications principales :

- Les super amas peuvent être causés par des perturbations non axisymétriques du potentiel galactique, telles que les ondes spirales (Famaey et al. 2007). Elles peuvent déplacer des étoiles, qui étaient initialement plus proche du centre de la galaxie, au voisinage du Soleil. Les vitesses de ses étoiles sont alors différentes de celles de leur nouvel environnement.

- Ils peuvent être la conséquence d'un mécanisme, appelé "évaporation" d'un amas ouvert (ici celui des Hyades), dû à des processus internes ou à des collisions avec des grandes concentrations de masses, comme les nuages moléculaires géants (Chereul et al. 1998).

Dans ce cas, ι Hor se serait formée à partir du même nuage primordial que l'amas des Hyades et les amas associés (Praesepe...), dans une région plus proche du centre de la Galaxie, ce qui expliquerait leur surmétallicité (Chereul et Grenon 2001). Elle se serait séparée de l'un de ces amas suite au processus "d'évaporation".

Selon ce scénario, l'étoile devrait posséder le même âge et la même composition chimique que les étoiles de l'amas.

Par la suite, nous montrons que les caractéristiques de ι Hor sont similaires à celles de l'amas des Hyades : l'étoile a donc pu se former avec l'amas. Dans ce cas, sa surmétallicité s'explique par une origine primordiale et non pas par l'accrétion de planètes dans ses couches externes.

Dans une première partie nous décrivons les scénarios de formation des étoiles à planètes et les techniques d'observations. Dans une deuxième partie, nous présentons la modélisation de l'étoile à partir des données de la littérature effectuée pour préparer les observations sur le spectrographe HARPS. Les données d'observations, obtenues en novembre 2006, sont traitées dans une troisième partie. Dans la quatrième partie, nous comparons les modèles aux observations afin de caractériser les paramètres de ι Hor de façon précise.

3.1 Les étoiles à planètes

Depuis la découverte de la première planète extra-solaire autour d'une étoile de type solaire par Mayor & Queloz en 1995, de nombreuses études ont été menées sur leurs propriétés et celles de l'étoile hôte. Différentes techniques de détection ont été développées.

3.1.1 Les méthodes de détection

Plusieurs méthodes de détection existent. Nous allons ici présenter les principales.

Par spectroscopie ou méthode des vitesses radiales

On peut détecter les planètes orbitant autour d'une étoile par la mesure de sa vitesse radiale. Lorsque l'étoile possède des planètes, elle est en mouvement autour du centre d'inertie du système étoile-planète. Sa vitesse radiale varie de façon périodique. Celle-ci est mesurable grâce au décalage Doppler qu'elle provoque dans le spectre de l'étoile.

Les planètes ainsi découvertes sont ce qu'on appelle des "Jupiter chauds", c'est à dire des planètes du type de Jupiter en orbite très proche de l'étoile.

Par cette méthode, seule une masse minimum de la planète peut être obtenue, car l'angle i sous lequel le système est observé est en général inconnu.

La plupart des planètes extra-solaires ont été détectées par cette méthode.

Par photométrie

L'étude de la luminosité de l'étoile par photométrie permet la détection de variations périodiques engendrées par le passage de la planète devant l'étoile. Quand la planète passe devant l'étoile, la luminosité observée diminue. Cette méthode permet d'obtenir la masse exacte ainsi que le rayon de la planète. En effet, l'angle i sous lequel le système est observé est quasi-nul car la planète doit passer dans la ligne de visée pour être visible depuis la Terre. Cependant la probabilité que la planète passe entre l'étoile et l'observateur est assez faible : peu de planètes ont été détectées par cette méthode.

Par astrométrie

Le mouvement de l'étoile autour du centre de gravité du système planète-étoile, perpendiculairement à la ligne de visée, peut être détecté et peut donner des indications sur les caractéristiques de la planète.

Le mouvement de l'étoile est observé par rapport à un objet lointain dont la position reste fixe.

Cette méthode permet de détecter des planètes géantes situées loin de leur étoile.

Par lentille gravitationnelle

Si une planète passe sur la ligne de visée d'une étoile lointaine, sa masse dévie la lumière de l'étoile par effet gravitationnel. Cette technique permet de mettre en évidence des planètes de plus faibles masses et éloignées de leur étoile. Mais ce phénomène ne dure que quelques jours et n'est pas reproductible.

3.1.2 L'étoile hôte

La découverte des planètes géantes extra-solaires a conduit à l'étude des étoiles centrales de système planétaire et à celle de la formation de tels systèmes.

En effet, les planètes détectées par la méthode des vitesses radiales sont des planètes géantes gazeuses très proches de leur étoile, ce qui n'est pas le cas dans notre Système Solaire. Un des scénarios possible est que de telles planètes se sont formées loin de leur étoile et ont ensuite migré vers elle (Trilling, 1998). En effet, on explique difficilement comment une telle masse a pu se former si près de l'étoile.

L'étude des étoiles centrales de système planétaire a montré que celles-ci sont en général riches en métaux. Des études détaillées ont montré que leur métallicité est en moyenne plus grande que celle des étoiles sans planète (Santos et al. 2000, 2001, 2004, 2005; Gonzalez et al. 2001, 2003; Fisher & Valenti 2005 ...).

La figure 3.1 montre la distribution en métallicité des étoiles avec planètes comparée à celle des étoiles sans planètes : on note bien la surmétallicité des étoiles centrales de systèmes planétaires.

L'origine de cette surmétallicité est encore mal comprise et sujet à débats : il existe deux scénarios principaux.

Le premier scénario suggère une origine externe. L'étoile a subi de l'accrétion de matière riche en métaux et pauvre en hélium et en hydrogène, tels des matériaux rocheux ou même des planètes (Gonzalez et al. 2001, Murray & Chaboyer 2002). Cette pollution aurait pour origine le processus de formation du système planétaire. Elle serait le résultat de la migration des planètes vers l'étoile : soit des planètes sont ainsi tombées sur l'étoile, soit leur présence et leur mouvement ont entraîné des planétésimaux sur elle.

Ces matériaux accrétés ont enrichi les couches externes de l'étoile, à savoir l'enveloppe convective, en éléments lourds. Dans ce cas, l'étoile est surmétallique uniquement en surface.

Selon le second scénario, l'origine de cette surmétallicité est primordiale : le nuage de gaz initial à partir duquel se sont formées l'étoile et les planètes était lui-même riche en métaux (Santos et al. 2004, Fisher & Valenti 2005). Dans ce cas, la surmétallicité du nuage primordial est une condition nécessaire pour la formation des planètes. L'étoile est alors globalement surmétallique.

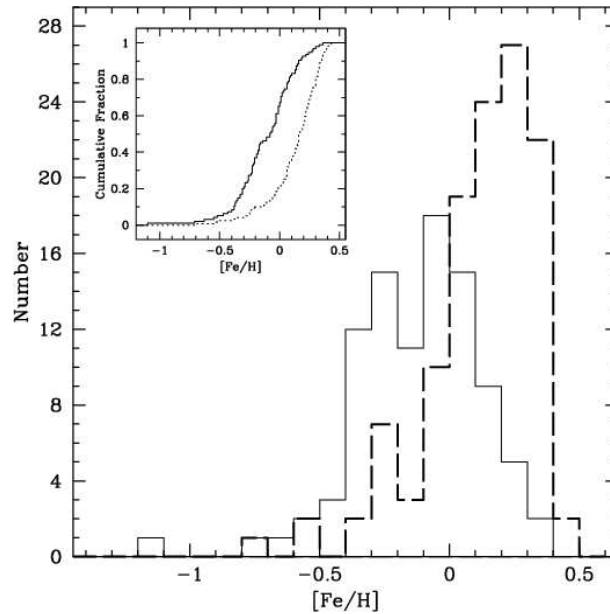


FIG. 3.1 – Graphe tiré de Santos et al. 2005. Distribution en métallicité de 119 étoiles avec planètes (ligne en tirets) comparée à celle de 95 étoiles sans planète connue (ligne continue). Encart : fraction cumulée des deux distributions

Ces scénarios sont très controversés : le fait que la métallicité de l'étoile n'augmente pas quand la masse de l'enveloppe convective diminue (Fisher & Valenti 2005) est un argument contre l'accrétion. Cependant, Vauclair (2004) a montré que la convection thermohaline peut réconcilier les surabondances attendues avec celles observées.

La présence de planètes autour d'étoiles pour lesquelles $[Fe/H]$ est négatif joue contre le scénario de l'origine primordiale (Murray & Chaboyer 2002).

Il n'est cependant pas exclu que la surmétallicité du nuage primordial et l'accrétion de planètes soient ensemble les causes de la surmétallicité de ces étoiles.

La structure interne de l'étoile est donc différente selon le scénario de formation : soit elle est surmétallique partout, soit seulement dans l'enveloppe convective. Or la métallicité au centre joue un rôle crucial dans l'apparition ou non d'un cœur convectif (voir chapitre 2.2).

3.2 Modélisation

Trois groupes différents d'observateurs ont déterminé la métallicité et les paramètres externes de ι Hor. Dans cette partie, nous comparons leurs résultats et nous cherchons les paramètres des modèles qui conviennent le mieux à toutes ces données observationnelles. Dans ce but, nous traçons, dans les plans $\log L/L_{\odot}$ - $\log T_{\text{eff}}$ et $\log$

$g - \log T_{\text{eff}}$, les chemins évolutifs des modèles qui traversent les boîtes d'erreurs. On s'intéresse plus particulièrement au plan $\log g - \log T_{\text{eff}}$ car les valeurs de $\log g$ sont directement données par ces mêmes observateurs. La luminosité est déduite de la parallaxe Hipparcos et de sa magnitude. On étudie ensuite les fréquences des meilleurs modèles dans le cadre des préparations aux observations sur HARPS effectuées en novembre 2006.

3.2.1 Les boîtes d'erreurs utilisées

La température effective, la gravité et le rapport $[\text{Fe}/\text{H}]$ de l'étoile sont répertoriés dans le tableau 3.1 avec leur référence.

Gonzalez et al. (2001) ont observé ι Hor avec le télescope de 1.5 m du CTIO (Cerro Tololo Inter-American Observatory) au Chili. Pour modéliser les paramètres stellaires (T_{eff} , $\log g$ et $[\text{Fe}/\text{H}]$), ils utilisent le code MOOG (Snedden 1973) pour l'analyse des raies, les atmosphères plan-parallèles de Kurucz (1993), et des mesures des largeurs équivalentes des raies du fer de l'étoile (Fe I et Fe II). Les valeurs de g_f pour les raies du fer sont calculées avec une approche inverse appliquée au Soleil en utilisant les données de Kurucz et al. (1984) (Solar Flux Atlas) et leur spectre de Vesta.

Santos et al. (2004) ont obtenu le spectre de ι Hor avec le spectrographe FEROS (sur le télescope ESO/MPI de 1.5-m et 2.2-m, La Silla, Chili). Ils utilisent, dans le cadre d'une analyse standard en Equilibre Thermodynamique Local (ETL), le code MOOG (Snedden 1973), la grille d'atmosphères de Kurucz (1993) (ATLAS), 39 raies du Fe I et 12 du Fe II pour déterminer les paramètres stellaires. Les valeurs des $\log g_f$ pour les raies du fer sont calculées avec une méthode d'inversion appliquée au Soleil en utilisant le Solar Flux Atlas de Kurucz et al. (1984) et les grilles de modèles solaires de Kurucz (Kurucz 1993).

Le spectre utilisé par Fisher & Valenti (2005) a été obtenu avec le AAT (Anglo-Australian Telescope). Les paramètres stellaires sont calculés en supposant l'ETL. Ils créent un spectre synthétique avec un code de transfert radiatif qui utilise les modèles d'atmosphères de Kurucz (Kurucz 1993) et la base de données de raies atomiques : Vienna Atomic Line Data-base [VALD] (Kupka et al. 1999 ; Ryabchikova et al. 1999). Ce code utilise un algorithme qui ajuste les paramètres (T_{eff} , $\log g$, $v \sin i$ et les abondances). Ils obtiennent les valeurs de $\log g_f$ en les comparant au Solar Flux Atlas de Kurucz et al. (1984) et en analysant plusieurs observations de Vesta.

Pour tracer les boîtes d'erreurs dans le plan $\log L/L_{\odot} - \log T_{\text{eff}}$, nous calculons la luminosité de l'étoile. La parallaxe de ι Hor, mesurée par le satellite Hipparcos, est donnée par : $\pi = 58.00 \pm 0.55$ mas. Sa magnitude visuelle est : $V=5.40$ (SIMBAD Astronomical data base). L'intervalle de température total que nous considérons est construit à partir de la température minimale (celle de Fisher & Valenti (2005)) et de la température maximale (celle de Santos et al. (2004)) des trois références : $T_{\text{eff}} = 6180 \pm 130\text{K}$. A partir des tables de Flower (1996) et en se basant sur cet

TAB. 3.1 – *Températures effectives, gravités et abondance en métaux observées pour ι Hor. Les valeurs de $[Fe/H]$ sont données en dex. La colonne 4 donne les références.*

$T_{eff}(K)$	$\log g$	$[Fe/H]$	Reference
6252 ± 53	4.61 ± 0.16	0.26 ± 0.06	Santos et al. 2004
6136 ± 34	4.47 ± 0.05	0.19 ± 0.03	Gonzalez et al. 2001
6097 ± 44	4.34 ± 0.06	0.11 ± 0.03	Fischer & Valenti 2005

intervalle de températures, nous obtenons pour la correction bolométrique : $BC = -0.023 \pm 0.01$. La magnitude absolue du Soleil est donnée par Lejeune et al. (1998) : $M_{bol,\odot} = 4.746$. On en déduit la luminosité de ι Hor : $\log L/L_{\odot} = 0.219 \pm 0.024$.

3.2.2 Etude à partir des traces évolutives

Dans cette partie, nous cherchons les modèles pour lesquels la trace évolutive traverse les boîtes d’erreurs dans le diagramme HR afin de pouvoir caractériser les paramètres de l’étoile.

Nous travaillons avec des modèles globalement surmétalliques et des modèles avec accréation pour en étudier l’effet sur les paramètres stellaires.

Les modèles que nous utilisons sont calculés avec le TGEc (voir section 2.1). La convection y est traitée en utilisant la théorie de la longueur de mélange. Le paramètre de longueur de mélange α est défini par $\alpha = l/H_p$, où H_p est l’échelle de hauteur de pression et l la longueur de mélange caractéristique du milieu. La valeur de α est fixée à sa valeur solaire (1.8) sauf dans la section 3.2.2 où nous nous intéressons à l’influence de α sur les traces évolutives. Nous ne prenons pas en compte l’overshooting au cours de cette étude.

Modèles surmétalliques

Nous nous intéressons ici aux “modèles surmétalliques” : c’est à dire aux modèles qui sont entièrement surmétalliques, issus d’un nuage de gaz lui-même surmétallique à l’origine.

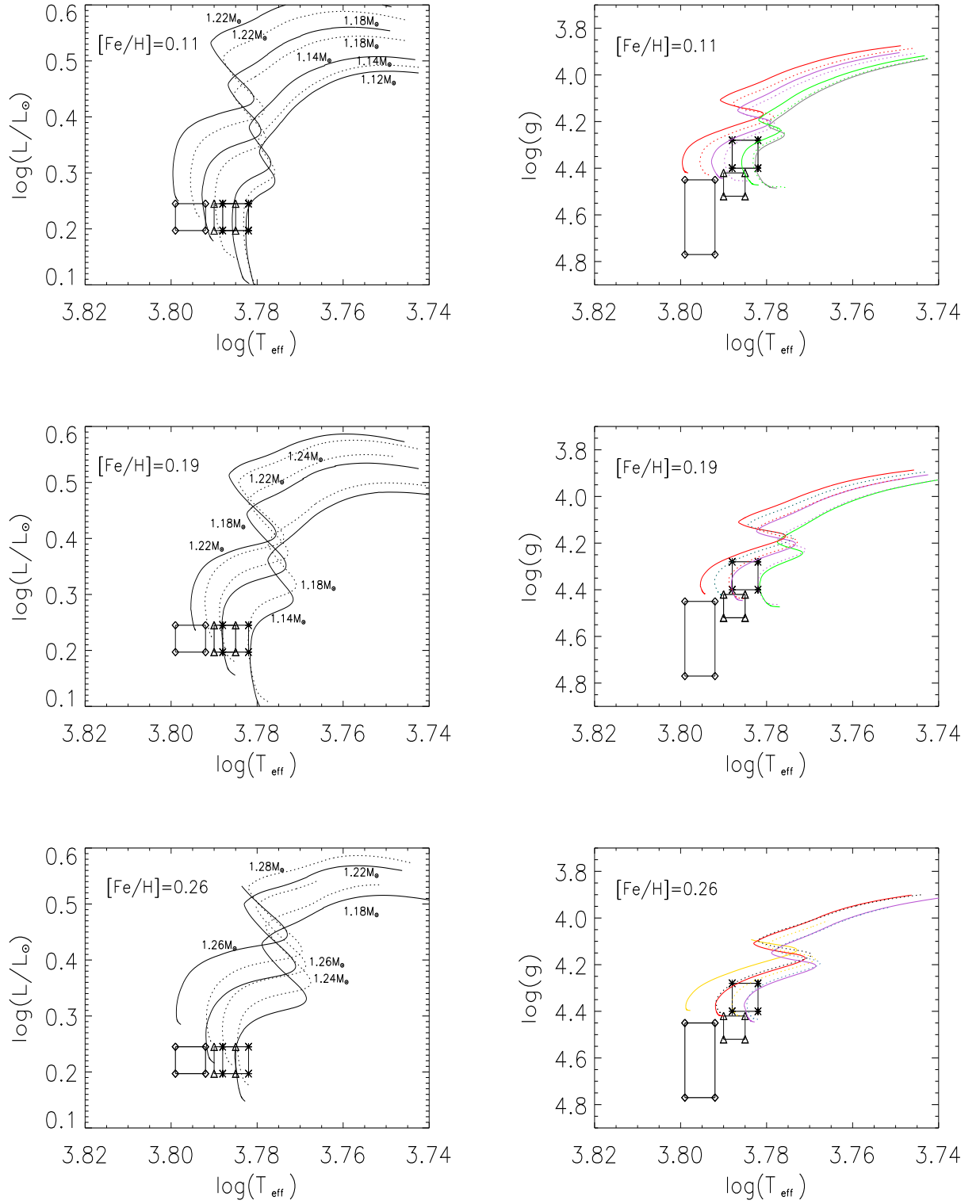


FIG. 3.2 –

Légende de la figure 3.2 : Ces graphes présentent les boîtes d'erreurs données par les trois groupes d'observateurs pour ι Hor (tableau 3.1) dans les diagrammes $\log L/L_{\odot} - \log T_{\text{eff}}$ (**à gauche**) et $\log g - \log T_{\text{eff}}$ (**à droite**). La luminosité est calculée à partir de la parallaxe (voir texte). Les modèles sont complètement surmétalliques. Ceux qui ont un hélium solaire sont représentés en lignes pointillées, les autres ($Y \propto Z$) en lignes continues. Masses des traces représentées : en gris : $1.12M_{\odot}$; vert : $1.14M_{\odot}$; violet : $1.18M_{\odot}$; rouge : $1.22M_{\odot}$; bleu : $1.24M_{\odot}$; jaune : $1.26M_{\odot}$; noir : $1.28M_{\odot}$. Les trois boîtes d'erreurs sont : Santos et al. 2004 (losanges), Gonzalez et al. 2001 (triangles), Fischer & Valenti 2005 (asterisques). Dans chaque graphe, la boîte d'erreurs qui correspond à la métallicité étudiée est représentée en gras.

Nous considérons deux cas : dans le premier, les modèles possèdent une quantité d'hélium proportionnelle à la quantité de métaux, selon la relation $dY/dZ = 2.8 \pm 0.5$ (Isotov & Thuan 2004). Cette relation empirique a été observée dans les galaxies. Puisque les étoiles se forment à partir de nuages moléculaires dans les galaxies, elles possèdent la même quantité d'hélium que leur environnement.

Dans le second cas, les modèles possèdent une quantité d'hélium solaire.

Les modèles sont calculés avec les trois rapports $[\text{Fe}/\text{H}]$ trouvés dans la littérature (tableau 3.1) : $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.11, 0.19, 0.26$.

La figure 3.2 présente les chemins évolutifs des modèles surmétalliques pour chaque valeur de $[\text{Fe}/\text{H}]$ dans les plans $\log L/L_{\odot} - \log T_{\text{eff}}$ et $\log g - \log T_{\text{eff}}$. Les modèles avec $Y \propto Z$ sont tracés en ligne continue et ceux avec $Y=Y_{\odot}$ en ligne pointillée.

Des différences sont visibles entre les deux représentations : par exemple, certaines traces évolutives d'un même modèle ne passent pas dans une boîte d'erreurs dans le plan $\log g - \log T_{\text{eff}}$ alors qu'elle y passe dans le plan $\log L/L_{\odot} - \log T_{\text{eff}}$. Les grandeurs étudiées (luminosité et gravité) ne sont pas mesurées de la même manière : la gravité est obtenue directement par des observations spectroscopiques (comme la température et la métallicité) alors que la luminosité est déduite de la parallaxe mesurée par Hipparcos. C'est pourquoi les boîtes d'erreurs présentent quelques différences entre les deux plans. Dans la suite, nous ne nous intéresserons qu'au plan $\log g - \log T_{\text{eff}}$ qui est le plus cohérent avec notre étude basée sur les observations des trois groupes répertoriés dans le tableau 3.1.

Pour chaque valeur de la métallicité, la boîte d'erreur du groupe d'observateurs est représentée en gras. On cherche les modèles qui sont dans cette boîte d'erreur.

La figure 3.2 montre que les modèles possédant un hélium solaire sont légèrement plus massifs que les modèles ayant un hélium plus grand ($Y \propto Z$) : plus le rapport $[\text{Fe}/\text{H}]$ est grand, plus cette différence de masses entre les deux est marquée. Par contre, les âges des modèles restent similaires dans les deux cas, ainsi que leur structure (apparition d'un coeur convectif visible par la présence d'un décrochement sur la trace évolutive). Dans le tableau 3.2 sont reportées les masses limites des modèles :

TAB. 3.2 – *Masses des modèles surmétalliques en limite des boîtes d’erreurs pour les deux cas d’hélium.*

	[Fe/H]=0.11		[Fe/H]=0.19		[Fe/H]=0.26	
	masse min	masse max	masse min	masse max	masse min	masse max
$Y \propto Z$	1.12M _⊙	1.18M _⊙	1.16M _⊙	1.2M _⊙	-	-
$Y_{\odot}$	1.14M _⊙	1.19M _⊙	1.18M _⊙	1.24M _⊙	-	-

TAB. 3.3 – *Masses des modèles avec accrétion en limite des boîtes d’erreurs*

	[Fe/H]=0.11		[Fe/H]=0.19		[Fe/H]=0.26	
	masse min	masse max	masse min	masse max	masse min	masse max
	1.11M _⊙	1.14M _⊙	1.13M _⊙	1.17M _⊙	-	-

on considère pour cela seulement la boîte correspondant à la métallicité considérée. On note qu’aucun modèle ne passe dans la boîte d’erreurs de Santos et al. 2004.

Modèles avec accrétion

Les modèles “avec accrétion” sont des modèles d’étoiles qui ont subi de l’accrétion de planètes (voir partie 3.1). Seules leurs couches externes, c’est à dire leur enveloppe convective dans le cas des étoiles de type solaire, sont enrichies en métaux. On suppose que le centre de l’étoile possède une métallicité solaire.

Le paramètre de longueur de mélange est fixé à sa valeur solaire.

La figure 3.3 à gauche présente les traces évolutives des modèles avec accrétion pour les trois métallicités.

Leurs masses sont légèrement plus petites que pour les modèles surmétalliques. Celles des modèles situés en limite des boîtes d’erreurs sont reportées dans le tableau 3.3. La masse des modèles augmente légèrement avec la métallicité mais dans une moindre mesure que pour les modèles complètement surmétalliques (voir la section 3.2.2), car leur composition interne ne change pas en fonction de la métallicité externe.

Les traces évolutives traversent les boîtes d’erreurs de façon similaire aux modèles surmétalliques : l’âge des modèles est du même ordre de grandeur dans les deux cas.

Un décrochement apparaît sur la courbe pour tous les modèles (avec accrétion et surmétalliques) : un coeur convectif se forme au cours de l’évolution. Les modèles ont la même structure interne.

La distinction entre les deux scénarios est donc difficile à établir à partir des observations spectroscopiques. Seules les masses diffèrent légèrement mais elles restent

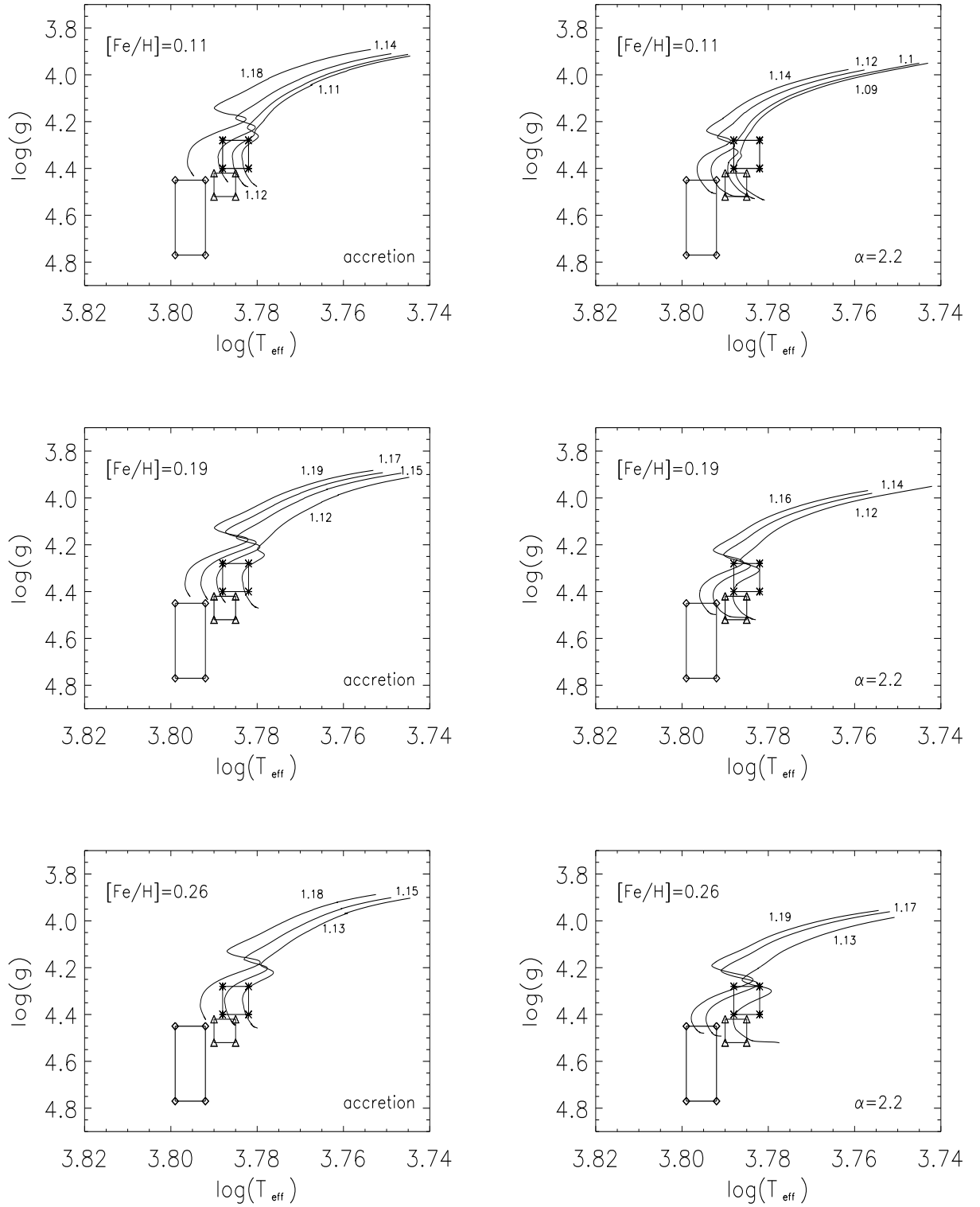


FIG. 3.3 – Traces évolutives dans le plan $\log g$ - $\log T_{\text{eff}}$ pour les trois métallicités, comme dans la figure 3.2. **A gauche** : modèles avec accréation. **A droite** : modèles surmétalliques avec $\alpha = 2.2$.

du même ordre de grandeur et on ne peut pas y avoir accès observationnellement. Par contre, on obtient, en conséquence, une détermination assez précise de la masse et de l'âge de l'étoile.

Dans ce cas aussi, aucun modèle ne traverse la boîte de Santos et al. qui correspond à un grand rapport $[\text{Fe}/\text{H}]=0.26$. La métallicité de ι Hor est certainement moins grande.

Influence du paramètre de longueur de mélange

Les modèles sont calculés avec le TGECC. Ce code traite la convection à l'aide de la théorie de la longueur de mélange. Dans les modélisations précédentes, le paramètre de longueur de mélange α est fixé à sa valeur solaire ($\alpha = 1.8$). On s'intéresse à présent à l'effet d'une augmentation de ce paramètre sur les modèles surmétalliques de ι Hor.

La figure 3.3 à droite montre les traces évolutives des modèles pour lesquels $\alpha = 2.2$, dans le plan $\log g - \log T_{\text{eff}}$. Leurs masses sont plus faibles que celles des modèles surmétalliques avec $\alpha = 1.8$. Ils sont plus évolués : les modèles traversent les boîtes de Gonzalez et al. (2001) et de Fisher et Valenti (2005) à un âge plus grand que les modèles pour lesquels $\alpha = 1.8$. Notamment, des modèles jeunes traversent dans la boîte de Santos et al. (2004).

Cependant ces modèles sont peu probables du point de vue de l'abondance en lithium de l'étoile. Celle-ci, mesurée par Israelian et al. (2004), $\log \epsilon(\text{Li})=2.63$, est du même ordre de grandeur que la quantité de lithium contenue dans l'amas des Hyades pour des étoiles de même masse.

De plus, cette valeur est cohérente avec l'abondance en lithium de nos modèles pour lesquels $\alpha = 1.8$.

Or si on augmente la valeur de α , la zone convective devient plus profonde : le lithium est détruit de façon plus importante à la base de la zone convective. L'abondance en lithium, plus faible dans ce cas, est incompatible avec les observations.

Dans l'étude des fréquences, nous nous intéresserons quand même à un modèle ayant $\alpha = 2.2$ car les résultats peuvent dépendre de paramètres mal connus et mal modélisés, comme c'est le cas pour les couches externes des étoiles par exemple.

3.2.3 Choix des modèles et étude de leurs fréquences

Dans cette partie, nous calculons les fréquences de six de nos modèles. Cette étude a été faite afin de préparer nos observations qui ont eu lieu en novembre 2006.

Les modèles

Les tableaux 3.4 et 3.5 présentent les caractéristiques des six modèles étudiés dans cette section.

Les modèles OM1 et OM2 sont complètement surmétalliques. Leur métallicité est respectivement donnée par $[\text{Fe}/\text{H}]=0.11$ et $[\text{Fe}/\text{H}]=0.19$ (correspondant à celles de Fisher et Valenti (2005) et de Gonzalez et al. (2001)). Comme on l'a vu plus haut, aucun modèle n'a un rapport $[\text{Fe}/\text{H}]=0.26$ (Santos et al. 2004). Le modèle OM1 est dans la boîte d'erreur de Fisher et Valenti (2005), le modèle OM2 dans celle de Gonzalez et al. (2001)

Dans le tableau 3.5, on voit que le modèle OM1 n'a pas de coeur convectif : celui-ci se développe plus tard au cours de son évolution. Par contre le modèle OM2 en possède un, bien qu'il soit plus jeune, car sa métallicité et sa masse sont plus grandes. (voir la section 2.2). Cependant il n'est pas assez développé pour influencer sur la vitesse du son et donc sur les fréquences.

Les modèles AC1 et AC2 sont des modèles avec accréation : c'est à dire surmétalliques uniquement dans les couches externes. Le modèle AC1 est dans la boîte d'erreurs de Fisher et Valenti (2005) avec $[\text{Fe}/\text{H}]=0.11$ en surface et AC2 dans celle de Gonzalez et al. (2001) avec $[\text{Fe}/\text{H}]=0.19$ en surface. Leur métallicité interne est celle du Soleil.

Aucun coeur convectif ne s'est encore développé dans ces deux modèles du fait de la faible métallicité centrale. Il apparaît pour un âge plus grand.

Le modèle OM3 est totalement surmétallique avec un paramètre de longueur de mélange $\alpha=2.2$. Il est dans la boîte d'erreurs de Santos et al. et possède la métallicité donnée par ce groupe ($[\text{Fe}/\text{H}]=0.26$). Ce modèle a un coeur convectif qui, comme pour le modèle OM1, n'est pas encore assez développé pour influencer sur la vitesse du son et donc sur les fréquences.

Le modèle OM4 est choisi avec les paramètres de l'amas des Hyades (âge et métallicité). Il est intéressant d'étudier les fréquences d'un tel modèle car, ι Hor a pu se former avec l'amas des Hyades et en être expulsée par la suite (voir la discussion dans l'introduction). Dans ce cas, elle possède le même âge et la même métallicité que les étoiles des Hyades. L'âge de l'amas est de 625 ± 50 millions d'années (Perryman et al. 1998) et sa métallicité est donnée par $[\text{Fe}/\text{H}]=0.14 \pm 0.05$ dex (Cayrel de Strobel et al. 1997).

Les fréquences

Les fréquences d'oscillation de nos modèles sont calculées comme indiqué dans la section 2.4.1.

Les grandes séparations calculées pour les six modèles sont données dans le tableau 3.4, ainsi que la masse, l'âge, la température, la gravité, la luminosité, la métallicité de surface et le temps acoustique (note : la luminosité des modèle OM2 et AC2 sont hors des observations déduites d'Hipparcos). On rappelle que la grande séparation est définie par : $\Delta\nu = \nu_{n+1,l} - \nu_{n,l}$.

La figure 3.4 présente les diagrammes échelle des six modèles.

TAB. 3.4 – *Masse, âge, gravité, température effective, luminosité, métallicité de surface, temps acoustique et grandes séparations pour des modèles qui satisfont les contraintes observationnelles de ι Hor.*

Model	$M_{\star}$ ($M_{\odot}$)	Age (Gyr)	$\log g$	$\log T_{\text{eff}}$ (K)	$\log L/L_{\odot}$	[Fe/H]	t_{ac} (s)	$\Delta\nu$ (μHz)
OM1	1.140	2.231	4.38	3.786	0.207	0.11	4167	120
OM2	1.180	0.522	4.43	3.787	0.185	0.19	3876	129
AC1	1.120	2.979	4.36	3.786	0.225	0.11	4310	116
AC2	1.150	0.522	4.43	3.788	0.170	0.19	3817	131
OM3 ($\alpha = 2.2$)	1.190	0.508	4.46	3.797	0.191	0.26	3650	137
OM4 (Hyades)	1.180	0.627	4.42	3.790	0.202	0.14	3906	128

TAB. 3.5 – *Rayon, taille et masse du coeur convectif, rayon au bas de la zone convective externe et sa masse, composition chimique initiale et actuelle de surface des modèles qui satisfont les contraintes observationnelles de ι Hor.*

Model	$R_{\star}$ (cm)	$r_{cc}/R_{\star}$	$M_{cc}/M_{\star}$	$r_{ec}/R_{\star}$	$M_{ec}/M_{\star}$	Y_0	Z_0	Y	Z
OM1	7.91e10	-	-	0.774	0.008	0.2787	0.0220	0.2503	0.0207
OM2	7.65e10	0.036	0.0033	0.782	0.008	0.2878	0.0260	0.2802	0.0257
AC1	8.08e10	-	-	0.767	0.008	0.2698	0.0226	0.2440	0.0210
AC2	7.50e10	-	-	0.780	0.007	0.2670	0.0263	0.2735	0.0255
OM3	7.38e10	0.0463	0.0060	0.755	0.013	0.2970	0.0300	0.2909	0.0296
OM4	7.71e10	0.031	0.0022	0.788	0.006	0.2820	0.0235	0.2724	0.0230

Nous calculons les petites séparations des modèles, données par : $\delta\nu = \nu_{n,l} - \nu_{n-1,l+2}$. Elles sont représentées dans la figure 3.5. Elles sont essentiellement dépendantes de l'âge de nos modèles et nous permettent d'obtenir un âge assez précis de l'étoile en les comparant avec les observations.

Bilan

Cette étude de ι Hor est basée sur les observations de trois groupes : Gonzalez et al. (2001), Santos et al. (2004), Fisher et Valenti (2005). Nous avons calculé des modèles d'étoile qui possèdent les paramètres de ces auteurs.

Nous avons pu obtenir plus de précisions sur les paramètres de l'étoile.

La métallicité attribuée par Santos et al. (2004) ($[\text{Fe}/\text{H}]=0.26$) n'est pas cohérente avec les autres données observées et aucun modèle n'est dans la boîte d'erreurs de Santos et al. (2004). L'étoile ne semble pas avoir une métallicité supérieure à $[\text{Fe}/\text{H}]=0.2$. L'intervalle de métallicité que nous considérons par la suite est compris entre $[\text{Fe}/\text{H}]=0.11$ et $[\text{Fe}/\text{H}]=0.19$.

La masse de l'étoile est comprise entre $1.11M_{\odot}$ et $1.18M_{\odot}$. Celle donnée par Santos et al. de $1.32M_{\odot}$ est trop grande.

Nous avons calculé les fréquences de six modèles : deux sont surmétalliques OM1 et OM2 avec la surmétallicité de Fisher et Valenti (2005) et de Gonzalez et al. (2001).

Deux sont avec accréation et possèdent en surface les mêmes métallicités que les deux modèles OM1 et OM2. Il n'y a pas de différence sismique notable entre les modèles avec accréation et sans. En contrepartie, on peut obtenir de façon assez précise, avec les observations, la masse et l'âge de l'étoile.

Le cinquième modèle est surmétallique avec un paramètre de longueur de mélange $\alpha = 2.2$ supérieur à celui du Soleil. Mais il paraît peu probable car l'abondance en lithium qui est prédit dans ce modèle est incompatible avec les observations.

Le dernier modèle possède les caractéristiques des étoiles de l'amas des Hyades. Il est en effet possible que ι Hor ait été formée en même temps que de cet amas. Dans ce cas, sa surmétallicité a une origine primordiale.

Ces modélisations et ces calculs de fréquences ont été faits pour préparer les observations sur HARPS décrites dans la section suivante.

3.3 Observations

Les observations de ι Hor ont été effectuées avec le spectrographe HARPS pendant huit nuits par Gérard et Sylvie Vauclair, du 19 au 26 novembre 2006.

Dans cette section, le spectrographe HARPS est brièvement décrit, les fréquences observées et leur identification sont présentées (article en cours de préparation).

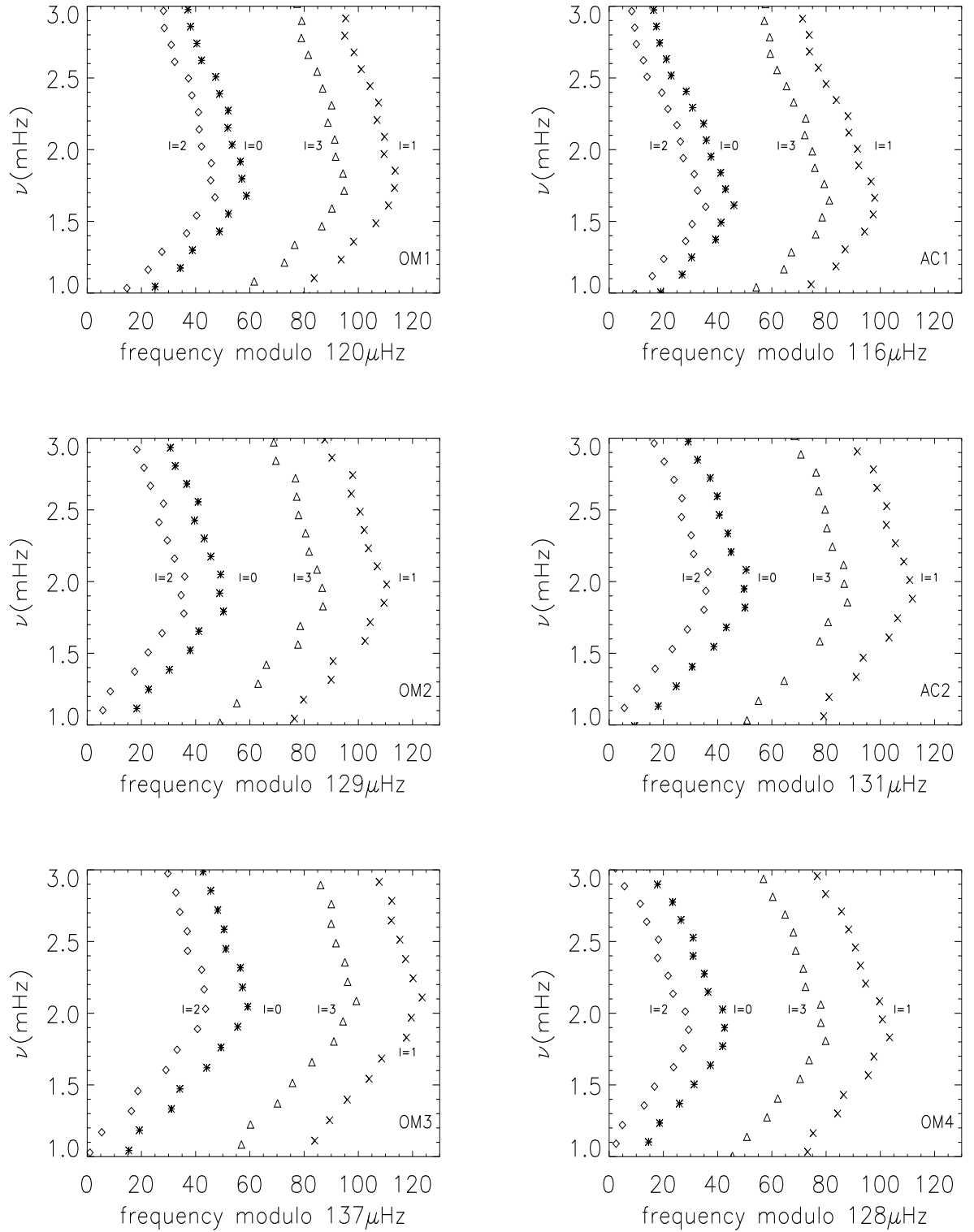
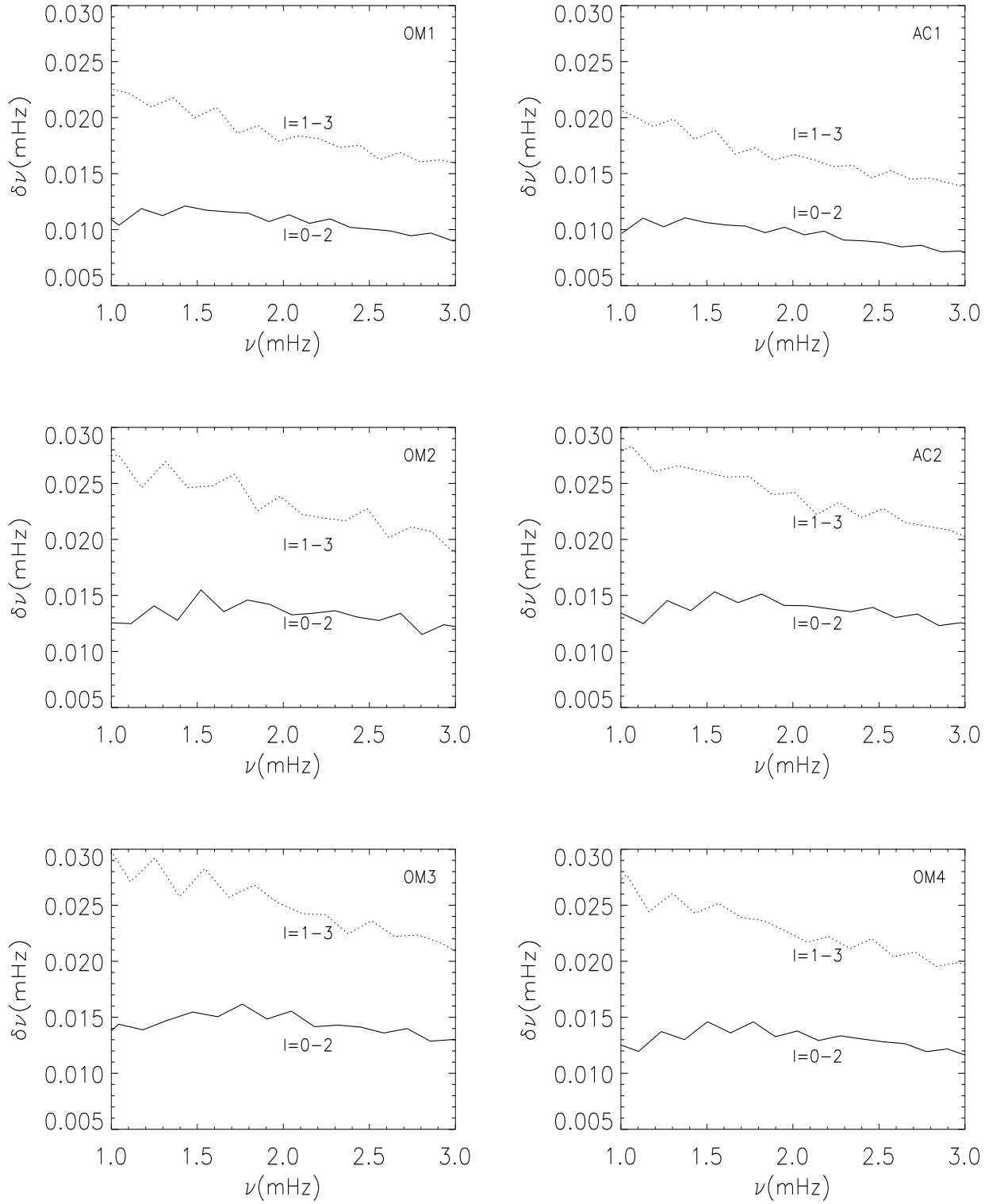


FIG. 3.4 – Diagrammes échelle des six modèles décrits dans les tableaux 3.4 et 3.5. Les fréquences des modes d'oscillation sont représentés en fonction de ces mêmes fréquences modulo les grandes séparations.

FIG. 3.5 – *Petites séparations des six modèles des tableaux 3.4 et 3.5.*

3.3.1 Le spectrographe HARPS

Le spectrographe HARPS (High Accuracy Radial velocity for Planet Search) est installé sur le télescope de 3.60 m de La Silla.

Le but premier de ce spectrographe est la recherche de planètes extra-solaires mais il peut être utilisé également pour l'astérosismologie qui utilise la même technique.

La détection des oscillations d'une étoile par spectroscopie est basée sur la mesure des variations des vitesses radiales sur sa surface.

En effet, les mouvements d'oscillation d'une étoile se traduisent par un décalage périodiques des raies dans son spectre, provoqué par effet Doppler. A cause des oscillations, la région de l'étoile responsable des raies d'absorption ou des raies d'émission est en mouvement. La composante de sa vitesse dans la direction de l'observateur peut être mesurée à travers le déplacement Doppler des raies. Les variations en amplitude des vitesses radiales au cours du temps à la surface d'une étoile permettent d'obtenir les fréquences des modes d'oscillation.

La motivation du projet HARPS est l'amélioration de la précision des mesures de vitesses radiales à 1 m.s^{-1} (la précision des spectrographes ELODIE et CORALIE, ses prédécesseurs, est d'environ 5 à 10 m.s^{-1}). Cette haute précision permet la détection de planètes plus petites que les instruments précédents.

Les mesures de vitesses radiales effectuées avec HARPS sont donc très précises, ce qui est évidemment très utile pour la détection des modes acoustiques d'oscillation.

HARPS est un spectrographe échelle à fibres optiques. Il en possède deux. Pour obtenir une si haute précision dans les mesures, l'instrument doit être particulièrement bien stabilisé et une calibration en longueur d'onde correcte fournissant une référence stable est nécessaire.

Pour prévenir les décalages du spectre, le spectrographe doit avoir une stabilité mécanique, thermique et optique. Les stabilités mécanique et thermique sont obtenues en le plaçant dans une cuve à vide contrôlée en température et en pression. L'utilisation de fibres optiques permet d'obtenir un faisceau d'entrée stable.

La calibration est nécessaire pour connaître les dérives instrumentales pendant les observations. Une carte de calibration est établie en début de nuit en réalisant le spectre d'une même lampe Th-Ar à travers les deux fibres. Puis au cours des observations, la fibre objet reçoit la lumière de l'étoile tandis que la fibre référence continue à être alimentée par la lampe Th-Ar. La référence ainsi obtenue est stable.

Le spectre créé est récupéré par un détecteur de type CCD (une mosaïque de deux CCD est utilisée, un optimisé pour le rouge et l'autre pour le bleu).

Le domaine spectral couvert s'étend de 380nm à 690nm. Les séquences d'exposition pour ι Hor étaient de 100s avec un temps mort de 31s correspondant à la lecture des CCD.

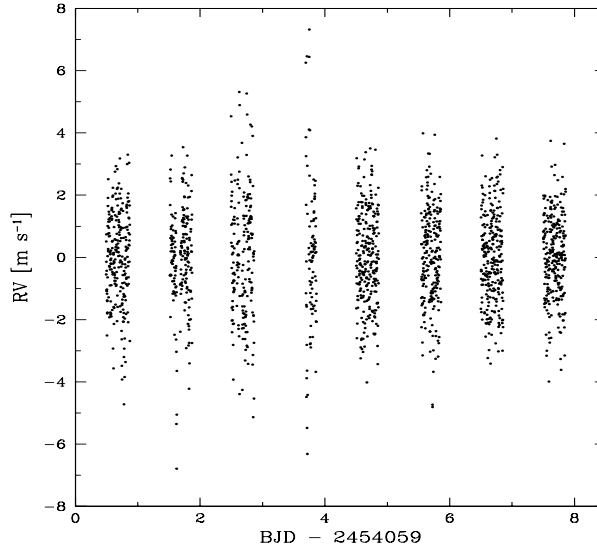


FIG. 3.6 – *Mesure des vitesses radiales de ι Hor. La date est en abscisse et les vitesses radiales en ordonnées.*

HARPS possède un pipeline qui permet de réduire les spectres pendant les observations.

Les vitesses radiales sont déduites du spectre à partir du décalage Doppler par la méthode de corrélation croisée. Elle consiste à obtenir la vitesse radiale dans le spectre observé en le corrélant à un spectre synthétique. Celui-ci est créé à l'aide d'un masque numérique constitué de zones de valeurs 0 ou 1 : les zones nulles correspondent à la position et à la largeur des raies à vitesse nulle. Les masques de corrélation sont construits à partir d'une bibliothèque de spectres obtenus à haute résolution. La fonction de corrélation est calculée à partir du spectre de l'étoile et du spectre synthétique décalé à une vitesse v . La position du minimum de la fonction de corrélation donne la vitesse radiale recherchée. Les vitesses radiales obtenues sont présentées dans les figures 3.6 et 3.7.

Afin d'obtenir le spectre acoustique de l'étoile, la transformée de Fourier des courbes de vitesses radiales est calculée. La figure 3.8 présente le périodogramme obtenu (périodogramme de Lomb-Scargle).

Sur le spectre, on observe la signature caractéristique des oscillations de type solaire. Les modes acoustiques sont assez bien approximés par la relation 1.90 du chapitre 1.

$$\nu_{n,l} = \frac{\omega_{n,l}}{2\pi} \simeq \left(n + \frac{l}{2} + \frac{1}{4} + \alpha\right)\Delta\nu - (AL^2 - \delta)\frac{\Delta\nu^2}{\nu_{n,l}}$$

Le spectre possède donc des périodes caractéristiques (grandes et petites sépara-

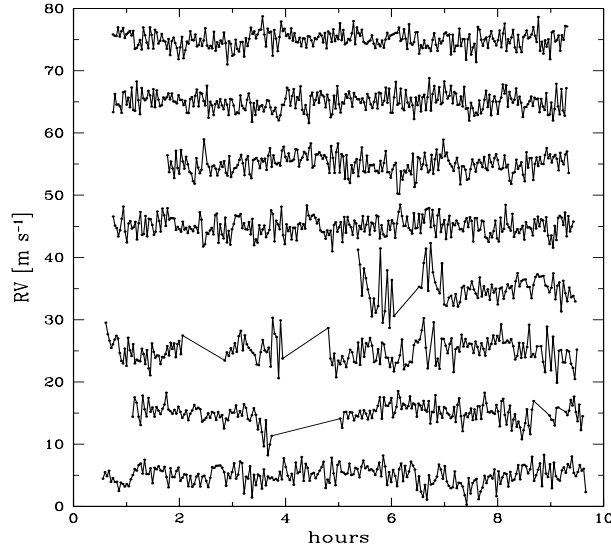


FIG. 3.7 – Vitesses radiales obtenues pour les 8 nuits d’observations. Les courbes sont réparties sur une échelle arbitraire pour une meilleure visibilité. Chaque nuit est décalée de 10 m.s^{-1} . Trois nuits (les seconde, troisième et quatrième à partir du bas) ont été nuageuses et ne peuvent pas être entièrement exploitées.

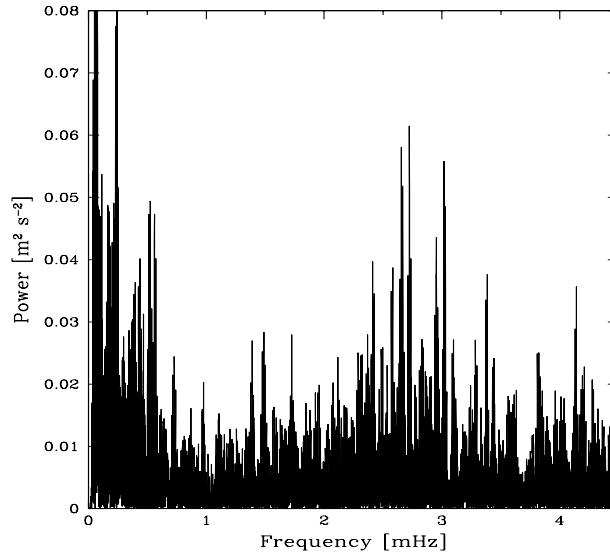


FIG. 3.8 – Spectre de puissance des mesures de vitesses radiales de ι Hor

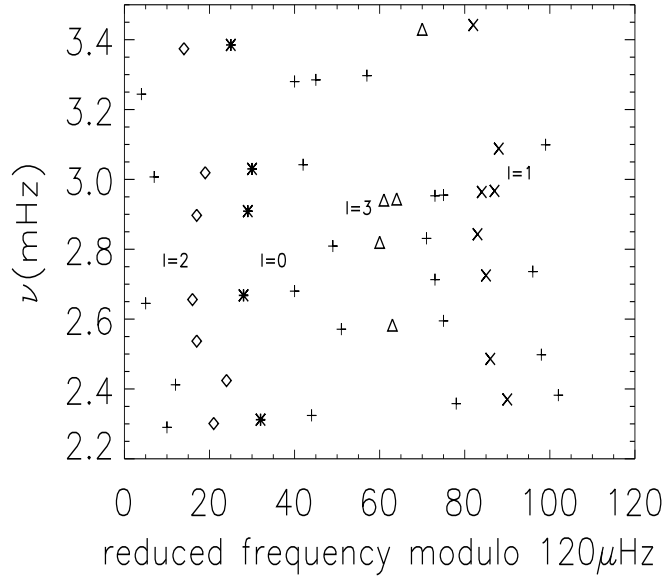


FIG. 3.9 – *Diagramme échelle de ν Hor : les modes identifiés sont en gras. Les croix correspondent aux alias*

tions) qui peuvent être cherchées en calculant l'auto-corrélation du spectre.

Le spectre possède une périodicité de $120\mu\text{Hz}$: elle correspond à la grande séparation. Les autres périodicités sont recherchées (petites séparations) afin d'identifier les degrés l des modes et d'en déduire les ordres n par la relation asymptotique. La figure 3.9 présente le diagramme échelle des fréquences observées. Les modes identifiés sont inventoriés dans le tableau 3.6.

La figure 3.10 présente les petites séparations 0-2 obtenues à partir des fréquences observées. Leurs valeurs se situent autour de $11.5\mu\text{Hz}$.

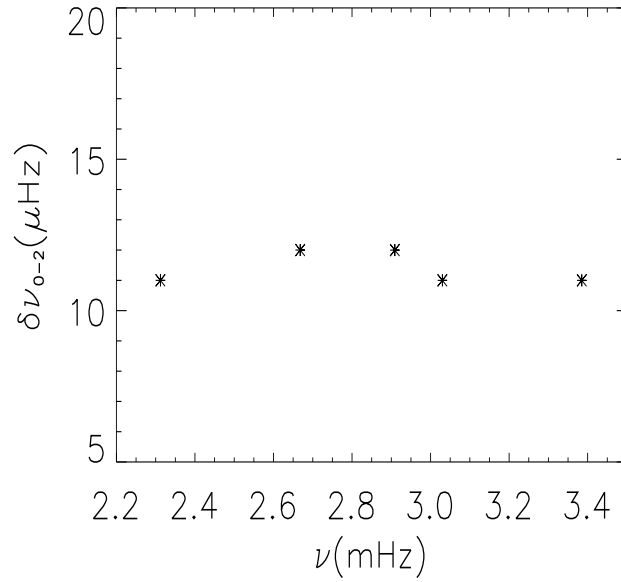
Sur la transformée de Fourier de la fenêtre d'observation (figure 3.11), on note la présence d'un lobe à la fréquence $11.6\mu\text{Hz}$. Il provoque des pics dans le signal obtenu, appelés "alias du jour", positionnés de part et d'autre de la fréquence réelle. Il a pour origine l'alternance jour-nuit, les observations n'ayant lieu que la nuit. L'amplitude de l'alias est égale à 80% du signal réel (voir figure 3.11).

La valeur des petites séparations est de l'ordre de grandeur de l'alias du jour : c'est à dire que le signal correspondant aux modes $l=0$ (respectivement $l=2$) est composé de signal réel et de 80% du signal réel correspondant au mode $l=2$ (respectivement $l=0$).

Nous étudions maintenant la proportion de signal réel que contiennent les pics

TAB. 3.6 – *Fréquences et amplitudes des modes p identifiés de ι Hor.*

n	l=0		l=1		l=2		l=3	
	ν (mHz)	A (cm.s ⁻¹)	ν (mHz)	A (cm.s ⁻¹)	ν (mHz)	A (cm.s ⁻¹)	ν (mHz)	A (cm.s ⁻¹)
n=16					2.301	14.2		
n=17	2.312	15.4	2.370	16.9	2.424	18.0		
n=18			2.486	15.8	2.537	15.4	2.583	19.6
n=19					2.656	23.7		
n=20	2.668	22.4	2.725	24.6			2.820	15.0
n=21			2.843	15.7	2.897	14.6	2.941/ 2.944	17.5/ 17.1
n=22	2.909	15.1	2.964/ 2.967	18.4/ 16.5	3.019	23.2		
n=23	3.030	22.2	3.088	16.0				
n=25					3.374	18.2	3.430	14.9
n=26	3.385	19.4	3.442	15.7				

FIG. 3.10 – *Petites différences de ι Hor à partir des fréquences observées.*

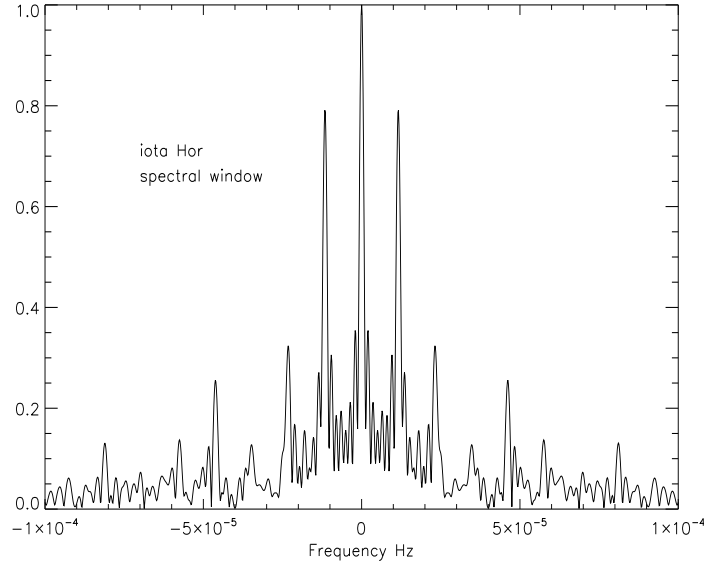


FIG. 3.11 – *Transformée de Fourier de la fenêtre d'observation.*

$l=0$ et $l=2$ observés. La moyenne de l'amplitude des modes $l=0$ identifiés est de 0.189 m.s^{-1} et celles des modes $l=2$ est de 0.182 m.s^{-1} . Elles sont donc à peu près égales : les pics identifiés comme des modes $l=0$ ne sont pas seulement les alias des pics de modes $l=2$ ou inversement. Ils contiennent donc du signal réel.

Il est intéressant de calculer le pourcentage de signal réel dans l'amplitude des pics des modes $l=0$ ou $l=2$.

Soit x_1 le pourcentage de signal réel dans le pic $l=2$ et x_2 le pourcentage de signal réel dans $l=0$.

$x_1 + 0.8x_2 \simeq 1$: l'amplitude du pic $l=2$ normalisée à 1 contient le signal réel et 80% du signal réel de $l=0$.

$x_2 + 0.8x_1 \simeq 1$: l'amplitude du pic $l=0$ normalisée à 1 contient le signal réel et 80% du signal réel de $l=2$.

Donc $x_1 \simeq x_2 \simeq 0.55$. Chaque pic contient environ 55 % de signal réel.

3.4 Comparaison modèles-observations

Dans cette partie, nous procédons à une comparaison des modèles avec les observations effectuées sur le spectrographe HARPS, afin de les améliorer et de mieux connaître les paramètres de ι Hor.

Suite aux modélisations précédentes, l'intervalle de métallicité attendu est compris entre les valeurs 0.11 (donnée par Fischer et Valenti (2005)) et 0.19 (donnée par Gonzalez et al. (2001)) pour $[\text{Fe}/\text{H}]$. La valeur donnée par Santos et al. (2004)

($[\text{Fe}/\text{H}]=0.26$) s'est avérée trop grande pour cette étoile.

ι Hor appartient au courant des Hyades : les étoiles de ce courant possèdent la même cinématique galactique que les étoiles de l'amas bien qu'elles n'en fassent pas partie. La cinématique galactique de ι Hor est donnée par : $U = -32 \text{ km.s}^{-1}$ et $V = -17 \text{ km.s}^{-1}$ (Famaey et al. 2007), avec U la composante dirigée vers le centre de la Galaxie et V celle dirigée dans la direction de rotation de la Galaxie. La cinématique des étoiles de ce courant est en moyenne : $U = -37 \text{ km.s}^{-1}$ et $V = -17 \text{ km.s}^{-1}$ (Montes et al. 2001, Nordstroem et al. 2004). Deux explications existent : soit l'étoile a acquis cette cinématique sous l'effet de force de marées présentes dans la Voie Lactée ; soit elle s'est formée avec l'amas des Hyades et en a été séparée suite à des collisions ou des interactions tout en conservant ses propriétés cinématiques. Dans ce cas, l'étoile a la même composition chimique que les étoiles de l'amas (même métallicité, même valeur de Y ...) et le même âge. Il s'avère alors intéressant d'étudier les fréquences d'oscillations d'un modèle possédant les caractéristiques des Hyades et de le comparer aux observations.

L'amas des Hyades est un amas ouvert âgé de : 625 ± 50 millions d'années (Perryman et al. 1998) ; entre 500 et 650 millions d'années (Lebreton et al. 2001) ; 700 millions d'années (Salaris et al. 2004).

Sa métallicité est donnée par : $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.14 \pm 0.05$ dex (Cayrel de Strobel et al. 1997 et Perryman et al. 1998), $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.144 \pm 0.013$ dex (Grenon 2000), $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.13 \pm 0.01$ (Paulson et al. 2003)). Ces valeurs sont une moyenne pour l'ensemble des Hyades : la métallicité des étoiles individuelles présente une faible dispersion (voir le tableau 8 de Perryman et al. 1998). On constate que les métallicités trouvées pour ι Hor sont compatibles avec celle d'une étoile des Hyades.

Dans la partie précédente, on a vu que la grande séparation de cette étoile à une valeur de $120\mu\text{Hz}$, d'après les observations. Nous cherchons des modèles avec une telle grande séparation qui ajustent au mieux les fréquences observées.

Nous étudions des modèles avec différentes abondances d'hélium. Dans un premier temps, nous considérons que l'abondance d'hélium augmente avec la métallicité, suivant la loi d'enrichissement des galaxies. Isotov & Thuan (2004) donnent la relation : $dY/dZ = 2.8 \pm 0.5$.

Dans un deuxième temps, nous considérons des modèles ayant l'abondance d'hélium des Hyades : $Y = 0.255$ (Lebreton et al. 2001) et $Y = 0.271$ (Pinsonneault et al. 2003). Si ι Hor s'est formée avec l'amas des Hyades, Y a la même valeur que celle de l'amas.

Trois valeurs de la métallicité sont choisies pour les modèles : $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.11$ (métallicité obtenue par Fischer & Valenti (2005) pour ι Hor), $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.19$ (métallicité obtenue par Gonzalez et al. (2001) pour ι Hor) et $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.14$ (métallicité de l'amas des Hyades).

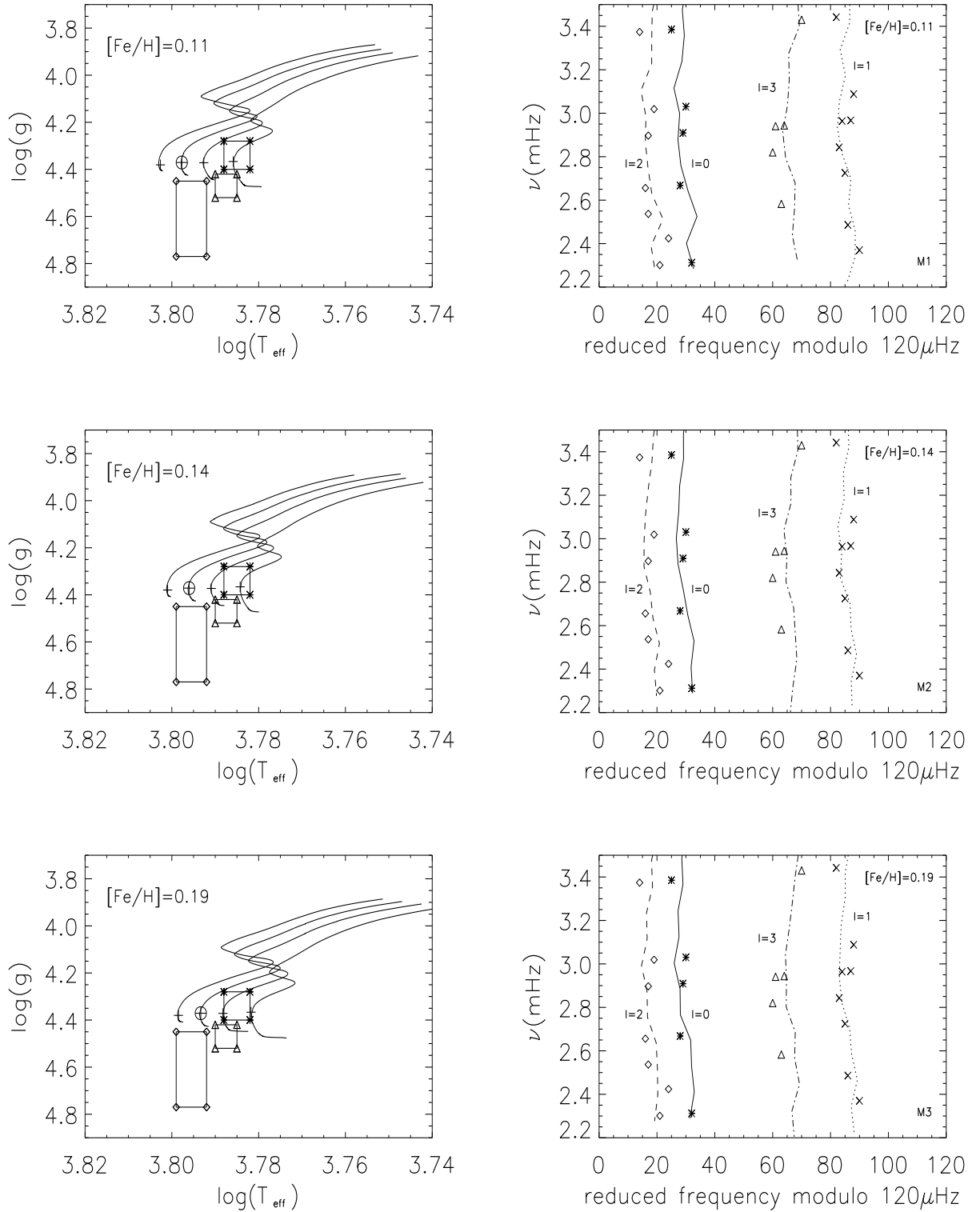


FIG. 3.12 – **à gauche** : traces évolutives des modèles avec $Y \propto Z$ pour chaque $[Fe/H]$ avec les masses : $1.14M_{\odot}$ (la plus à droite), $1.18M_{\odot}$, $1.21M_{\odot}$, $1.24M_{\odot}$ (la plus à gauche). Même boîtes d'erreurs que figure 3.2. **à droite** : Comparaison avec les observations à travers les diagrammes échelle pour les modèles M1, M2 et M3 (voir le tableau 3.7). Les points correspondent aux observations et les lignes aux modèles.

TAB. 3.7 – *Meilleurs modèles pour chaque métallicité pour $Y \propto Z$.*

	[Fe/H]=0.11	[Fe/H]=0.14	[Fe/H]=0.19
Nom du modèle	M1	M2	M3
masse (en $M_{\odot}$)	1.21	1.21	1.21
âge (10^9 ans)	0.642	0.652	0.691

Les modèles présentés sont calculés sans accréation.

3.4.1 Y proportionnel à Z

Dans ce cas, la quantité d'hélium dépend de la métallicité de l'étoile :

- Pour [Fe/H]=0.11, $Y=0.2788$.
- Pour [Fe/H]=0.14, $Y=0.2820$.
- Pour [Fe/H]=0.19, $Y=0.2879$.

Pour chaque métallicité, nous cherchons les modèles qui possèdent une grande séparation de $120\mu\text{Hz}$. Chaque modèle passe par la valeur $\Delta\nu = 120\mu\text{Hz}$ à un âge déterminé. Il est marqué par une croix “+” sur la figure 3.12 à gauche dans laquelle les traces évolutives de plusieurs modèles sont représentées. Les boîtes d'erreurs sont les mêmes que dans l'étude préparant les observations : Gonzalez et al. 2001 (triangles), Santos et al. 2004 (losanges), Fisher & Valenti 2005 (astérisques) (voir tableau 3.1).

Parmi les modèles pour lesquels $\Delta\nu = 120\mu\text{Hz}$, un seul ajuste au mieux les petites séparations observées et le diagramme échelle. Dans ce cas, le modèle a environ l'âge des Hyades. Dans le tableau 3.7, le meilleur modèle pour chaque métallicité est présenté (modèles M1, M2 et M3). Il est localisé par une croix “ $\oplus$ ” sur la figure 3.12.

La figure 3.13 montre les petites séparations de ces modèles pour chaque [Fe/H] comparées aux observations. On rappelle l'expression des petites différences : $\delta\nu = \delta\nu_{n,l} - \nu_{n-1,l+2}$. Elles sont sensibles à l'âge de l'étoile : plus l'âge est grand, plus la valeur des petites séparations diminue. Leur valeur dépend très peu de la masse de l'étoile.

Les diagrammes échelle de ces modèles sont comparés aux diagrammes échelles des fréquences observées dans la figure 3.12 à droite. Les caractéristiques de ces modèles sont détaillées dans le tableau 3.8. L'intervalle d'erreur en masse autour de ces modèles est compris entre $1.18M_{\odot}$ et $1.24M_{\odot}$ et celui en âge s'étend de 600 millions d'années à 700 Million d'années.

On observe qu'aucun des meilleurs modèles sismiques n'est situé dans les boites d'erreurs spectroscopiques.

TAB. 3.8 – gravité, température effective, luminosité, rayon, rayon du cœur convectif, rayon au bas de l'enveloppe convective pour les meilleurs modèles (voir tableau 3.7)

Modèle	$\log g$	$\log T_{\text{eff}}(K)$	$\log L/L_{\odot}$	R_* (cm)	r_{cc}/R_*	r_{ec}/R_*
M1	4.398	3.7977	0.2655	8.01E+10	0.043	0.809
M2	4.398	3.7960	0.2580	8.00E+10	0.043	0.806
M3	4.398	3.7933	0.2479	8.01E+10	0.048	0.798

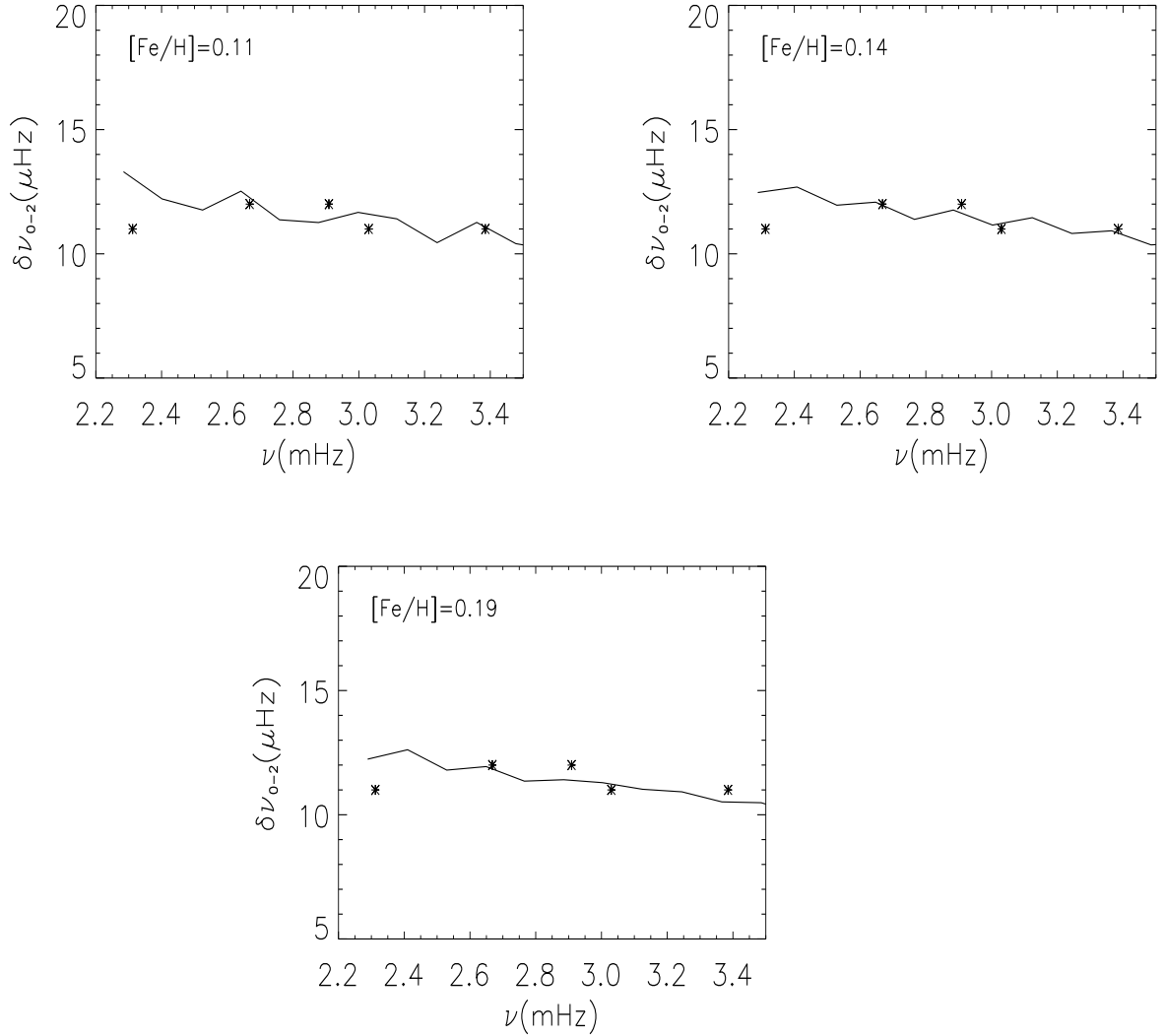


FIG. 3.13 – Comparaison modèles-observations à travers les petites différences avec $Y \propto Z$. Les points correspondent aux fréquences observées. $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.11$: modèle M1. $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.14$: modèle M2. $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.19$: modèle M3

TAB. 3.9 – *Meilleurs modèles pour chaque métallicité pour $Y=0.271$.*

	[Fe/H]=0.11	[Fe/H]=0.14	[Fe/H]=0.19
Nom du modèle	M4	M5	M6
masse (en $M_{\odot}$)	1.22	1.23	1.24
âge (10^9 ans)	0.645	0.603	0.620

TAB. 3.10 – *gravité, température effective, luminosité, rayon, rayon du cœur convectif, rayon au bas de l’enveloppe convective pour les meilleurs modèles (voir tableau 3.9)*

Model	log g	log $T_{\text{eff}}(K)$	log $L/L_{\odot}$	R_* (cm)	r_{cc}/R_*	r_{ec}/R_*
M4	4.400	3.7959	0.2594	8.02E+10	0.038	0.806
M5	4.401	3.7945	0.2567	8.05E+10	0.040	0.801
M6	4.401	3.7909	0.2455	8.08E+10	0.040	0.794

De cette étude, on note peu de différences visibles entre les métallicités.

3.4.2 $Y=0.271$

On étudie maintenant des modèles dont la quantité d’hélium est donnée par Pinsonneault et al. 2003 : $Y=0.271$. Cette valeur est très proche de la valeur de l’hélium solaire. Ils calculent des modèles stellaires (avec le code YREC) pour construire une isochrone des Hyades et la comparer au système binaire à éclipse VB 22 pour en déduire les caractéristiques des étoiles de l’amas. L’âge et la métallicité $[Fe/H]$ choisis sont respectivement 550 million d’années et 0.13 dex.

Dans la figure 3.14 à gauche, les traces évolutives des modèles avec $Y=0.271$ et $[Fe/H]=0.11, 0.14, 0.19$ sont représentées. Les symboles et les boîtes d’erreurs sont les mêmes que dans les figures 3.12 et 3.16.

Les modèles qui ajustent le mieux les observations sont reportés dans le tableau 3.9 et la figure 3.14 à droite montre leurs diagrammes échelle. L’intervalle d’erreur en masse autour de ces modèles est de $0.03M_{\odot}$ et celui en âge s’étend de 600 millions d’années à 700 millions d’années.

La figure 3.15 montre les petites séparations des modèles comparées aux observations.

En comparant avec le cas précédent (Y proportionnel à Z), on note que les masses sont plus grandes avec $Y=0.271$. En revanche, les âges restent du même ordre de grandeur, autour de l’âge de l’amas des Hyades. Les modèles sont plus proches des boîtes d’erreurs observationnelles.

On ne peut différencier clairement les trois $[Fe/H]$.

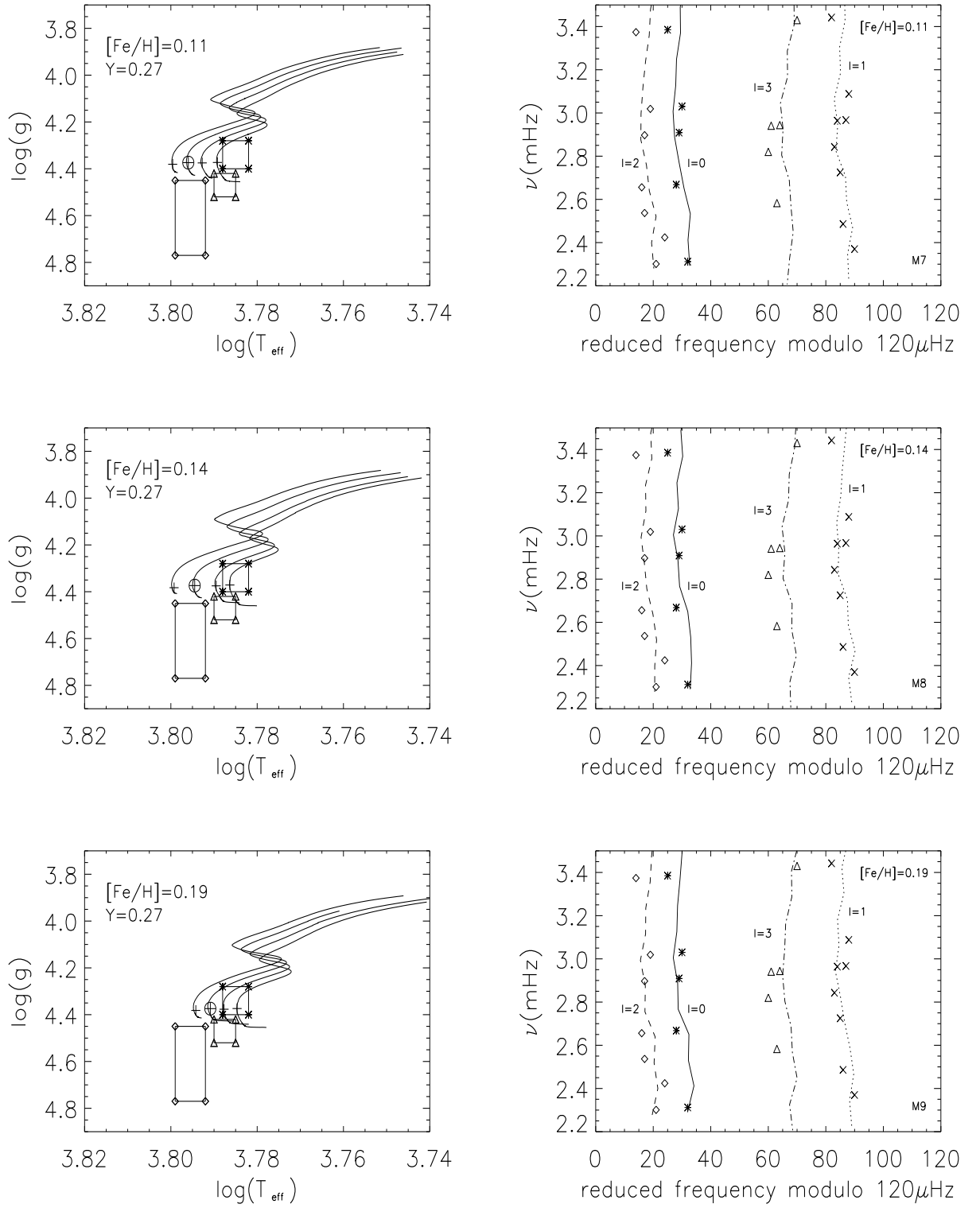


FIG. 3.14 –

Légende de la figure 3.14 : *à gauche : traces évolutives des modèles avec $Y=0.271$ pour chaque $[Fe/H]$ avec les masses : $1.18M_{\odot}$ (la plus à droite), $1.2M_{\odot}$, $1.22M_{\odot}$, $1.24M_{\odot}$ (la plus à gauche) pour $[Fe/H]=0.11$. $1.18M_{\odot}$ (la plus à droite), $1.2M_{\odot}$, $1.23M_{\odot}$, $1.26M_{\odot}$ (la plus à gauche), pour $[Fe/H]=0.14$. $1.2M_{\odot}$ (la plus à droite), $1.22M_{\odot}$, $1.24M_{\odot}$, $1.26M_{\odot}$ (la plus à gauche), pour $[Fe/H]=0.19$. Mêmes boîtes d'erreur que dans la figure 3.12. **à droite :** Comparaison avec les observations à travers les diagrammes échelle pour les modèles M4, M5 et M6 (voir le tableau 3.9). Même légende que pour la figure 3.12.*

3.4.3 $Y=0.255$

Les modèles qu'on étudie dans cette partie possèdent la quantité d'hélium donnée par Lebreton et al. 2001, $Y=0.255$. Ils l'obtiennent par l'analyse de la relation masse-luminosité M-L (à partir de l'étude de 5 systèmes binaires des Hyades) et du diagramme HR des Hyades (isochrone). Dans cet article, les modèles stellaires et les isochrones sont calculés avec différentes valeurs de la quantité initiale d'hélium et de métallicité pour ajuster les observations, à l'aide du code CESAM. L'âge choisi pour les isochrones est 625 millions d'années ; le rapport $[Fe/H]$ pour leurs modèles est 0.14 ± 0.05 dex.

La figure 3.16 à gauche montre les traces évolutives des modèles avec $Y=0.255$ pour $[Fe/H]=0.11, 0.14, 0.19$.

Comme dans la partie précédente, pour chaque métallicité, les modèles évolutifs possèdent un seul âge pour lequel $\Delta\nu = 120\mu\text{Hz}$, localisé par une croix "+" dans la figure 3.16 à gauche.

Parmi ces modèles, un seul ajuste au mieux les petites séparations et le diagramme échelle observés pour chaque métallicité. Il est repéré par le symbole " $\oplus$ ". Ces modèles sont reportés dans le tableau 3.11 (modèles M7, M8, M9) et leurs diagrammes échelle sont comparés avec les observations dans la figure 3.16 à droite. Les petites séparations des modèles sont comparées avec celles des fréquences observées dans la figure 3.17. Pour les trois métallicités, ils possèdent le même âge que l'amas des Hyades (voir le tableau 3.11). Les caractéristiques de ces modèles sont reportés dans le tableau 3.12. L'intervalle d'erreur en masse autour de ces modèles est de $0.03M_{\odot}$ et celui en âge s'étend de 600 millions d'années à 700 millions d'années.

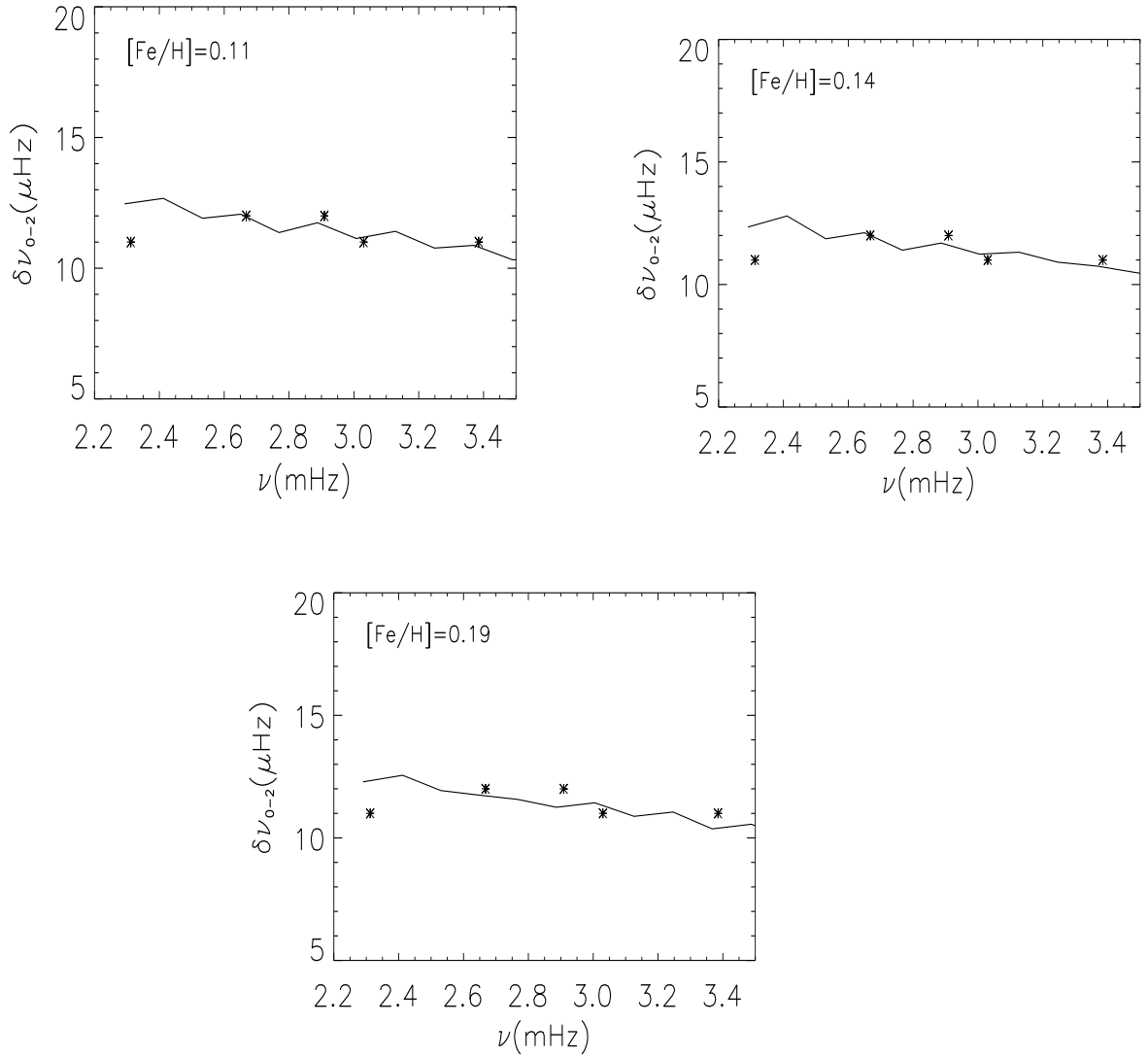


FIG. 3.15 – *Comparaison modèles-observations pour les petites séparations avec $Y=0.271$. Les points correspondent aux fréquences observées. $[\text{Fe}/\text{H}]=0.11$: modèle M4. $[\text{Fe}/\text{H}]=0.14$: modèle M5 $[\text{Fe}/\text{H}]=0.19$: modèle M6*

TAB. 3.11 – *Meilleurs modèles pour chaque métallicité pour $Y=0.255$.*

	$[\text{Fe}/\text{H}]=0.11$	$[\text{Fe}/\text{H}]=0.14$	$[\text{Fe}/\text{H}]=0.19$
	modèle	modèle	modèle
Nom du modèle	M7	M8	M9
masse (en $M_{\odot}$)	1.24	1.25	1.26
âge (10^9 ans)	0.691	0.627	0.627

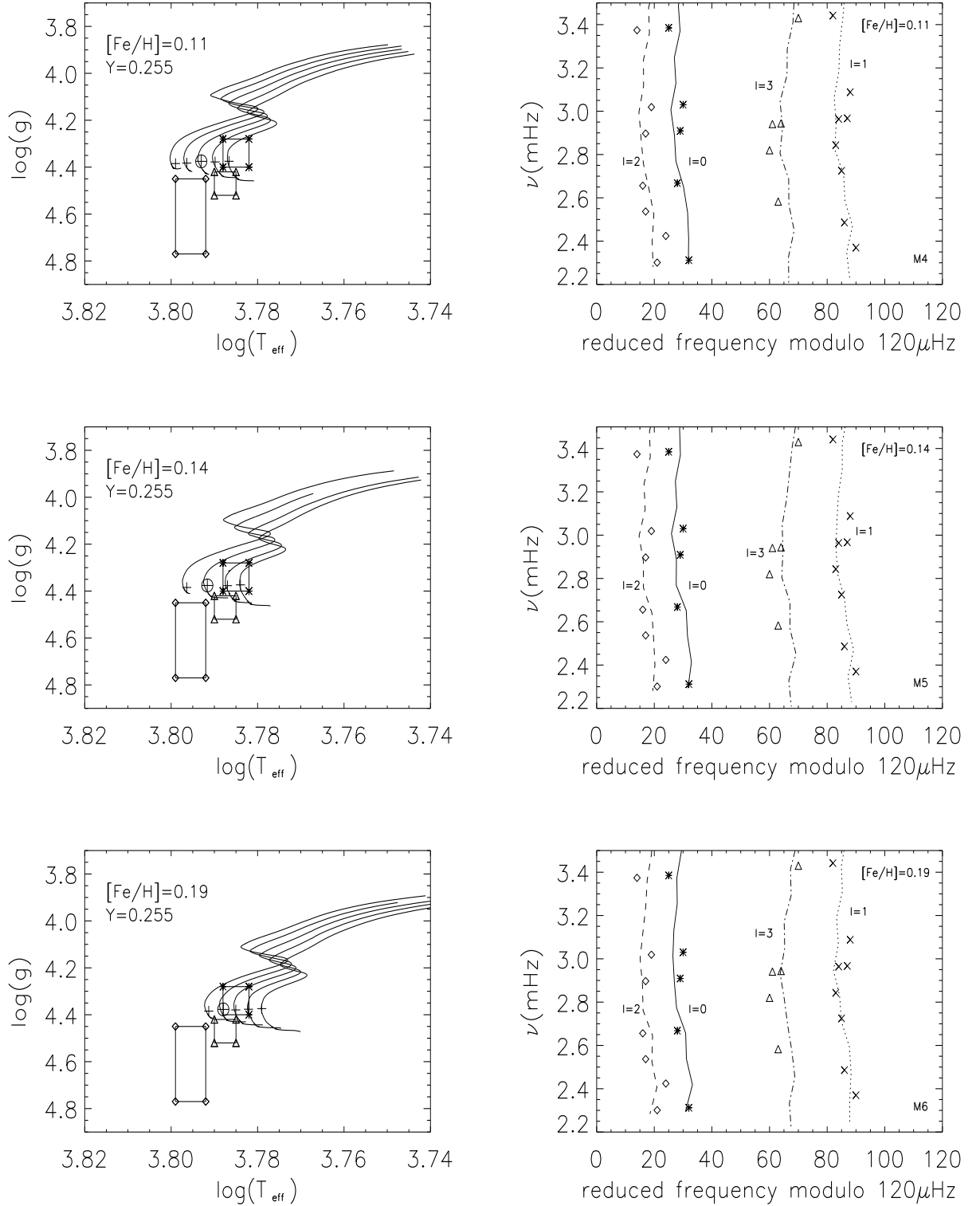


FIG. 3.16 – **à gauche** : traces évolutives des modèles avec $Y=0.255$ pour chaque $[Fe/H]$ avec les masses : $1.2M_{\odot}$ (la plus à droite), $1.22M_{\odot}$, $1.24M_{\odot}$, $1.26M_{\odot}$, $1.28M_{\odot}$ (la plus à gauche) pour $[Fe/H]=0.11$ et 0.19 . Pour $[Fe/H]=0.14$, $1.2M_{\odot}$ (la plus à droite), $1.22M_{\odot}$, $1.25M_{\odot}$, $1.28M_{\odot}$ (la plus à gauche). Même légende que pour la figure 3.12. **à droite** : Comparaison avec les observations à travers les diagrammes échelle pour les modèles M7, M8 et M9 (voir le tableau 3.11). Même légende que pour la figure 3.12

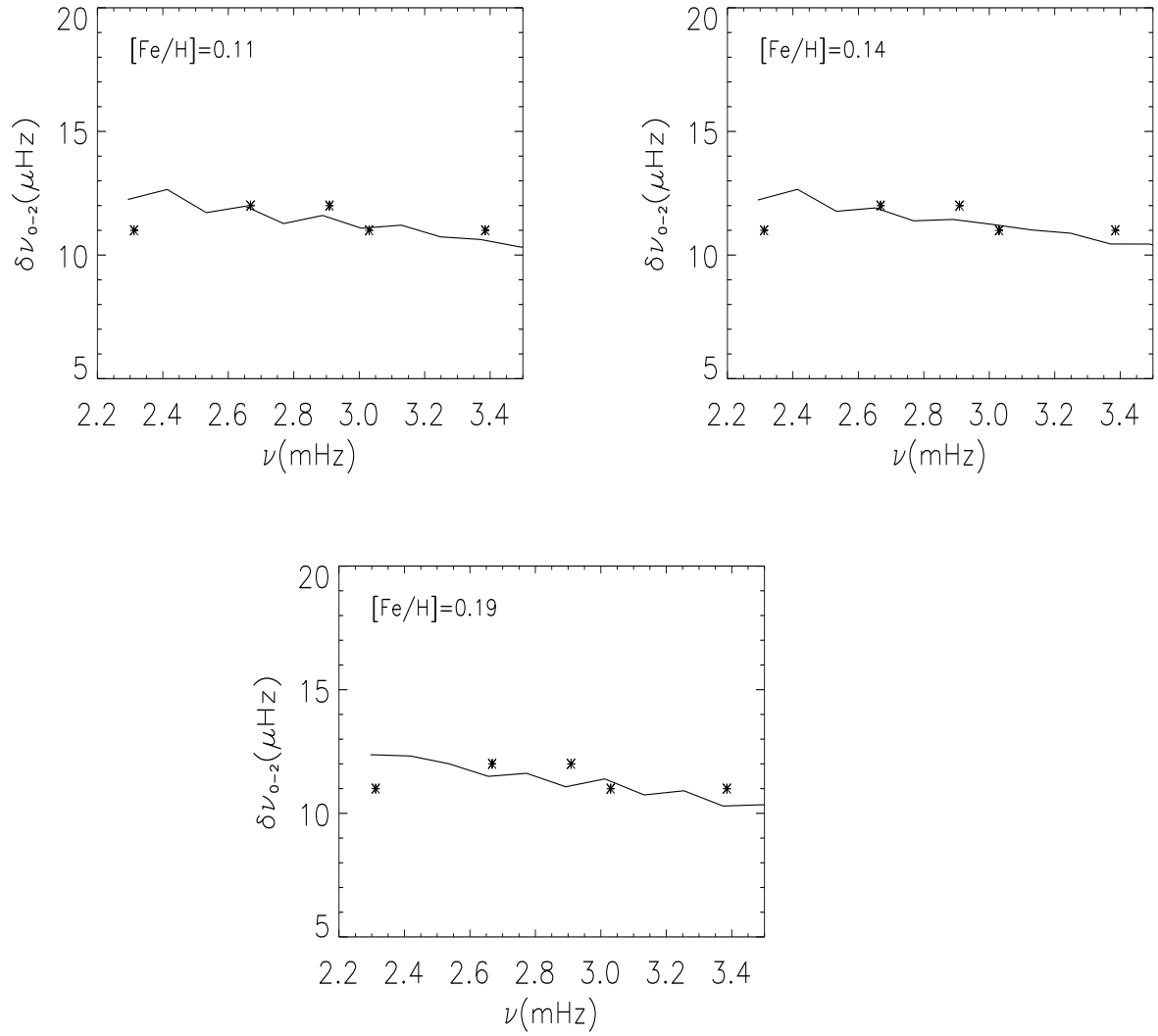


FIG. 3.17 – *Comparaison modèles-observations pour les petites séparations avec $Y=0.255$. Les points correspondent aux fréquences observées. $[\text{Fe}/\text{H}]=0.11$: modèle M7. $[\text{Fe}/\text{H}]=0.14$: modèle M8 $[\text{Fe}/\text{H}]=0.19$: modèle M9*

TAB. 3.12 – *gravité, température effective, luminosité, rayon, rayon du cœur convectif, rayon au bas de l’enveloppe convective pour les meilleurs modèles (voir tableau 3.11)*

Model	log g	log T _{eff} (K)	log L/L _☉	R _* (cm)	r _{cc} /R _*	r _{ec} /R _*
M7	4.402	3.7930	0.2530	8.07E+10	0.030	0.802
M8	4.403	3.7916	0.2501	8.09E+10	0.033	0.798
M9	4.404	3.7879	0.2375	8.11E+10	0.033	0.789

On note que les masses sont plus grandes avec $Y=0.255$. En revanche, les âges restent du même ordre de grandeur, autour de l’âge de l’amas des Hyades.

La position des meilleurs modèles dans le diagramme HR est encore plus proche des boîtes d’erreurs que pour les abondances en hélium précédentes. Le modèle de masse $1.26M_{\odot}$, de métallicité $[Fe/H]=0.19$ et de 627 million d’années est à la limite de la boîte de Fisher & Valenti (2005).

On note qu’au contraire les âges des modèles restent similaires pour les trois valeurs de la quantité d’hélium : les meilleurs modèles possèdent l’âge des Hyades.

On ne peut toujours pas différencier clairement les trois $[Fe/H]$.

3.5 Bilan et discussion

Au cours de cette étude effectuée sur ι Hor, une modélisation de cette étoile a été faite pour préparer des observations. Ensuite, on a comparé les modèles aux observations pour déterminer les caractéristiques de l’étoile.

L’étoile ι Hor possède une planète. Comme la plupart des étoiles centrales de systèmes planétaires, elle est surmétallique. L’origine de cette surmétallicité est soit primordiale, soit due à l’accrétion de planètes dans les couches externes. ι Hor présente de plus un intérêt particulier : elle appartient au courant des Hyades. Il est possible qu’elle se soit formée avec l’amas puis qu’elle en ait été éjectée au cours du processus de formation.

Dans un premier temps, nous l’avons modélisée en nous fondant sur trois groupes d’observation : Gonzalez et al. 2001, Santos et al. 2004, Fisher & Valenti 2005.

Nous avons alors contraint la valeur des paramètres externes de l’étoile. La métallicité donnée par Santos et al. 2004 ($[Fe/H]=0.26$) s’est avérée beaucoup trop grande pour obtenir des modèles cohérents avec ces trois groupes. On trouve pour cette étoile un rapport $[Fe/H]$ compris entre 0.11 dex et 0.19 dex (rapports donnés par Fisher & Valenti 2005 et Gonzalez et al. 2001 respectivement).

De même, on a obtenu par cette analyse un ordre de grandeur de la masse : environ entre $1.14M_{\odot}$ et $1.22M_{\odot}$; celle donnée par Santos et al. 2004 de $1.32M_{\odot}$ est trop grande.

Dans le cadre de l’étude de l’origine de la surmétallicité des étoiles centrales de

systèmes planétaires, les modèles considérés sont soit surmétalliques à l'origine, soit ont subi de l'accrétion enrichissant les couches externes en métaux, le centre possédant une métallicité solaire. Mais la distinction entre les deux n'est pas visible pour une étoile de la masse de ι Hor à la différence d'étoiles de $1.1M_{\odot}$.

Des observations sismiques de ι Hor ont été effectuées du 19 au 27 novembre 2006 (8 nuits) avec le spectrographe HARPS. Vingt-quatre modes p ont été identifiés. La grande séparation déduite des observations est de $120\mu\text{Hz}$.

Dans un deuxième temps, nous avons comparé les modèles aux observations. Les modèles possèdent soit une quantité d'hélium proportionnelle à la métallicité, soit une quantité d'hélium égale à celle présente dans l'amas des Hyades (à savoir $Y=0.255$ d'après Lebreton et al. 2001 et $Y=0.271$ d'après Pinsonneault et al. 2003). L'étude porte sur trois valeurs de la métallicité : $[\text{Fe}/\text{H}]=0.11$ (Fisher & Valenti 2005), 0.14 (métallicité de l'amas des Hyades) et 0.19 dex (Gonzalez et al. 2001).

La masse des modèles dépend de la valeur de la quantité d'hélium Y :

- Masse de $1.21M_{\odot}$ pour $Y \propto Z$. Dans ce cas, les modèles sont situés loin de trois boîtes d'erreur (Gonzalez et al. 2001, Santos et al. 2004, Fisher & Valenti 2005).
- Masse de $1.25M_{\odot}$ environ pour $Y=0.255$. Les modèles sont plus proches des boîtes d'erreur.
- Masse de $1.23M_{\odot}$ environ pour $Y=0.271$. Les modèles sont au plus près des boîtes d'erreur.

Les modèles avec $[\text{Fe}/\text{H}]=0.19$ sont dans tous les cas les plus proches des boîtes d'erreurs.

Pour chaque Y et chaque $[\text{Fe}/\text{H}]$, l'âge des meilleurs modèles est toujours le même : autour de 650 millions d'années, ce qui correspond à l'âge des Hyades.

Un modèle possédant la même quantité d'hélium, la même métallicité et le même âge que les Hyades s'ajuste très bien aux observations de ι Hor. On peut donc en déduire que l'étoile a été formée en même temps que l'amas. Sa surmétallicité a alors une origine primordiale : à partir du même nuage de gaz que celui de l'amas qui est surmétallique. L'étoile n'a pas ou peu subi d'accrétion de planètes : elle est surmétallique dans son ensemble et pas seulement dans ses couches externes.

Conclusion

Durant ces années de thèse, nous avons étudié dans un premier temps les cœurs convectifs dans les étoiles de type solaire : leur apparition, leur comportement au cours de l'évolution et en fonction de la composition chimique de l'étoile ainsi que leur influence sur les fréquences d'oscillation. Dans un second temps, nous avons modélisé l'étoile ι Hor, qui possède une planète, à partir des fréquences d'oscillation obtenue avec HARPS, ce qui constitue le travail principal de cette thèse.

Les cœurs convectifs dépendent des conditions au centre de l'étoile et influent de façon non négligeable sur les fréquences d'oscillation. Leur détection pourrait renseigner sur la structure, la masse, l'âge de l'étoile ainsi que sur le scénario de formation dans le cas d'étoiles à planète dont la masse est autour de $1.1M_{\odot}$.

Nous avons tout d'abord étudié l'apparition et l'évolution des cœurs convectifs dans des modèles d'étoiles de $1.1M_{\odot}$ (masse à partir de laquelle apparaît la convection au cœur pour des étoiles de métallicité solaire) à $1.3M_{\odot}$. Pour des modèles de métallicité solaire, la taille du cœur et sa durée de vie pendant la séquence principale augmente avec la masse de l'étoile. Pour les étoiles surmétalliques, deux cas ont été considérés : dans le premier, l'abondance en hélium est proportionnelle à la métallicité suivant la loi d'enrichissement des galaxies. Un cœur convectif apparaît pour des masses d'étoile inférieures à $1.1M_{\odot}$. Quand la métallicité et l'abondance en hélium augmentent, sa taille est plus grande et sa durée de vie plus longue. Dans le second cas, l'hélium reste à sa valeur solaire quand la métallicité varie. Plus l'hélium est en faible quantité, moins le cœur convectif est développé. Quand seule la métallicité augmente, le cœur convectif régresse : sa masse est plus faible pour une étoile peu massive, à peu près constante pour une étoile plus massive (supérieure à $1.16 M_{\odot}$), et il apparaît plus tard dans la vie de l'étoile.

Nous nous sommes ensuite intéressés à l'influence du cœur convectif sur les fréquences d'oscillation. Nous avons noté que la présence d'un cœur d'hélium en fin de vie influe de la même manière. En effet, ils engendrent une discontinuité de composition chimique qui se répercute sur la vitesse du son. Il en résulte l'apparition d'oscillations en fonction de l'ordre radial : les courbes du diagramme échelle et les petites différences sont sinusoïdales. La période des oscillations dépend du rayon du cœur. Les petites différences peuvent devenir négatives et des croisements apparaissent entre les courbes du diagramme échelle. Ils dépendent de la fraction de masse d'hélium au cœur, de la présence de convection et de sa taille.

Nous illustrons alors à partir de modèles d'étoiles possédant les mêmes obser-

vables (T_{eff} , L , Z) mais des structures différentes comment la présence d'un cœur convectif et sa détection à l'aide des fréquences d'oscillations permet de différencier ces deux modèles.

Au cours de cette thèse, nous avons également modélisé l'étoile ι Hor. Elle possède une planète et comme la plupart des étoiles centrales de système planétaire, elle est surmétallique. L'origine de cette surmétallicité est soit primordiale, soit due à l'accrétion de planètes dans ses couches externes. Par ailleurs, ι Hor appartient au courant des Hyades. Les étoiles du courant possèdent la même cinématique que les étoiles de l'amas bien qu'elles n'en fassent pas partie. Un des scénarios possibles est que ι Hor se soit formée avec l'amas des Hyades et en ait été séparée par la suite tout en conservant ses propriétés cinématiques.

Afin de préparer les observations avec le spectrographe HARPS, nous l'avons modélisée à partir des observations spectroscopiques de trois groupes d'observateurs (Gonzalez et al. 2001, Santos et al. 2004, Fisher & Valenti 2005). Cette étude nous a permis de contraindre les paramètres de l'étoile : le rapport $[\text{Fe}/\text{H}]$ se situe entre 0.11 et 0.19 et la masse est inférieure à $1.3M_{\odot}$. La métallicité et la masse de Santos et al. 2004 se sont avérées trop grandes : les modèles qui leur correspondent ne sont pas compatibles avec les autres groupes et les mesures de l'abondances en lithium. Les modèles ont été calculés avec et sans accrétion afin de déterminer le scénario de formation de cette étoile à planète. Mais il s'est avéré impossible de faire la distinction entre les deux scénarios : contrairement aux étoiles de $1.1M_{\odot}$ pour lesquelles le modèle avec accrétion ne possède pas de cœur convectif alors que le modèle globalement surmétallique en possède, les structures interne des modèles des deux scénarios sont semblables.

A la suite des observations des fréquences d'oscillation avec HARPS, nous avons cherché un modèle qui ajuste au mieux ses fréquences. Trois valeurs de l'abondance d'hélium ont été considérées : $Y \propto Z$, $Y=0.271$ (abondance d'hélium dans l'amas des Hyades selon Pinsonneault et al. 2003), $Y=0.255$ (abondance d'hélium dans l'amas des Hyades selon Lebreton et al. 2001) ; et trois valeurs de la métallicité : $[\text{Fe}/\text{H}]=0.11$ (Fisher & Valenti 2005), 0.14 (métallicité de l'amas des Hyades) et 0.19 dex (Gonzalez et al. 2001). La masse des modèles qui ajustent le mieux les observations dépend de l'abondance d'hélium et se situe autour de $1.23M_{\odot}$. L'âge des meilleurs modèles se situe autour de 650 millions d'années, ce qui correspond à l'âge des Hyades. Les observations des fréquences de ι Hor sont bien ajustée par un modèle qui possède les caractéristiques des Hyades (âge, métallicité, hélium). L'étoile s'est donc formée avec l'amas des Hyades. Sa surmétallicité a une origine primordiale. L'étoile est surmétallique du cœur à la surface : elle n'a pas subi d'accrétion de planètes en quantité suffisante pour enrichir ses couches externes.

Les conséquences de cette découverte sont importantes d'une part pour la cinématique de la Galaxie, d'autre part pour la surmétallicité des étoiles centrales de systèmes planétaires qui, dans ce cas au moins, est d'origine.

Cette thèse se situe dans l'un des domaines de la physique stellaire en plein développement : l'astérosismologie et l'étude des étoiles autour desquelles gravitent des planètes. Elle a montré la puissance de l'astérosismologie pour déterminer les caractéristiques et l'origine d'une étoile centrale de système planétaire, de type solaire, et qui appartient au courant des Hyades. Les projets spatiaux tels CoRoT et le développement d'instruments au sol de plus en plus précis devraient multiplier ce genre d'étude afin d'apporter de nombreuses informations et de mieux comprendre la formation et les caractéristiques de ce type d'étoiles.

Annexes

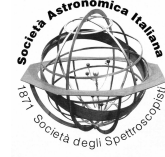
Annexe A

Publication 1

Internal composition of planet host stars :the case
of HD17051

Marion Laymand & Sylvie Vauclair

2006, Memorie della Societa Astronomica Italiana,77, p 176



Internal composition of planet host stars: the case of HD17051

M. Laymand and S. Vauclair

Laboratoire d'astrophysique de Toulouse-Tarbes. Observatoire Midi-Pyrénées, 14 av. Edouard Belin, 31400 Toulouse, France.

Abstract. Planet host stars present an average overmetallicity compared to stars without planets. This could be due to primordial overmetallicity or to accretion of hydrogen-poor matter during planetary formation (see Bazot and Vauclair, 2004). Here, we study the solar-type star HD17051 for which a planet has been discovered. We compute overmetallic and accretion models to make predictions for future observations.

HD17051 is a G0V star with an apparent magnitude $V=5.40$ and a parallax $\pi = 58(0.55)$ mas. A planet around this star has been discovered by Kürster et al.(2000).

In this study, we compute stellar models with the Toulouse-Geneva code which uses the mixing length theory for convective zones.

In a first part, we compute overmetallic models and in a second part, accretion models. Finally we study the effect of varying the mixing length parameter.

For the effective temperature and metallicity, Santos et al.(2004) give $T_{eff} = 6252 \pm 53$ and $[Fe/H] = 0.26 \pm 0.06$, while Gonzalez et al. (2001) give $T_{eff} = 6136 \pm 34$ and $[Fe/H] = 0.19 \pm 0.03$. Both use spectroscopy with the analysis methods and linelist described by Gonzalez and Law (2001)).

The luminosity is obtained using a bolometric correction BC from Flower (1996). We find: $\log L/L_{\odot} \in [0.194, 0.24]$.

We first consider the error box of Santos et al. The models presented in Figure 1 are overmetallic and computed with $[Fe/H] = 0.26$, $\alpha = \alpha_{\odot} = 1.8$. We study two cases for the Y value: either Y follows the relation with Z

found for galaxies (Isotov & Thuan, 2004) or Y has the solar value. As we can see in Figure 1, no model computed with this parameters enter the error box.

We consider now the error box of Gonzalez et al (Figure 2). Here $[Fe/H] = 0.18$ (smaller than the Santos et al. value). It is possible to find overmetallic models for HD17051 lying in this error box.

Now we compute models with the accretion

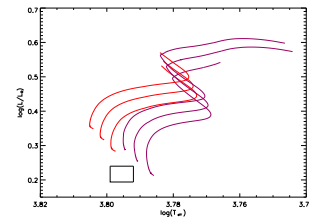


Fig. 1. Evolutionary tracks for overmetallic models (Santos et al. error box): $1.3M_{\odot}$ (up), $1.28M_{\odot}$, $1.26M_{\odot}$ (down) with $Y = 0.3$ (red) and $[Fe/H] = 0.26$. Magenta: same masses but with $Y = Y_{\odot}$ ($[Fe/H] = 0.26$). $\alpha = \alpha_{\odot}$

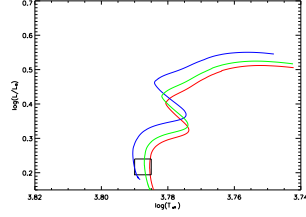


Fig. 2. evolutionary tracks for overmetallic models (Gonzalez et al. error box) $1.19M_{\odot}$ (blue), $1.17M_{\odot}$ (green) and $1.16M_{\odot}$ (red). Here $[Fe/H] = 0.18$ and $\alpha = \alpha_{\odot}$

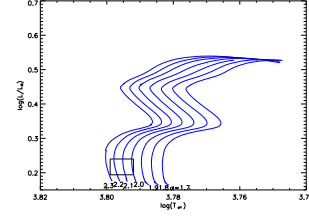


Fig. 4. Evolutionary tracks for overmetallic models for $1.19M_{\odot}$ stars with different values of α and with $[Fe/H] = 0.26$

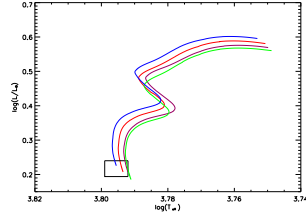


Fig. 3. Evolutionary tracks for accretion models: red: $1.18M_{\odot}$, $[Fe/H]_i = [Fe/H]_{\odot}$ (interior), $[Fe/H]_s = 0.2$ (surface), magenta: $1.19M_{\odot}$, $[Fe/H]_i = 0.10$, $[Fe/H]_s = 0.22$; green: $1.17M_{\odot}$, $[Fe/H]_i = 0.05$, $[Fe/H]_s = 0.2$, blue: $1.19M_{\odot}$, $[Fe/H]_i = [Fe/H]_{\odot}$, $[Fe/H]_s = 0.2$. For all $\alpha = \alpha_{\odot}$

scenario: $[Fe/H]$ is solar in the star except in the convective zone where we have the Santos et al $[Fe/H]$. Figure 3 displays evolutionary tracks for accretion models. Unlike the overmetallic models, they cross the Santos et al. error box, just at the beginning of the main-sequence: HD17051 is a very young star.

We now change the mixing length parameter value for the overmetallic models to see whether it can help reconciling the evolutionary tracks with the spectroscopic observations. For models with $2.0 \leq \alpha \leq 2.2$, the evolutionary tracks cross the Santos et al. error box (Figure 4). The mixing length parameter is then an important element in our study.

In conclusion, HD17051 is a young G0V planet-host star. With a mixing length parameter $\alpha = \alpha_{\odot}$, no overmetallic models

lie in the Santos et al. error box while only extremely young models cross the Gonzalez et al. one. On the other hand, models computed with accretion may cross the two boxes. With $\alpha = \alpha_{\odot}$, the accretion scenario is more adapted to the observed parameters.

Overmetallic models can be reconciled with the Santos et al. error box only if $\alpha > 2$.

In the future, we will compute the oscillation frequencies of these models to provide asteroseismic predictions for this star.

Bazot M., Vauclair S.: 2004, A&A 427, 965-973

Flower P.J.: 1996, ApJ 469, 355-365

Gonzalez G., 2001, ApJ 121, 432-452

Gonzalez G., 2003, Rev. Mod. Phys., 75, 101

Isotov Y.I., Thuan T.X. : 2004, ApJ 602, 200-230

Kürster M., Endl M., Els S., Hatzes A.P. Cochran W.D., Döbereiner S. and Dennerl K.: 2000, A&A 353, L33-L36

Santos N. C., Israelian G. and Mayor M.: 2004, A&A 415, 1153-1166

Annexe B

Publication 2

Asteroseismology of exoplanets host stars : the
special case of ι Horologii (HD17051).

Marion Laymand & Sylvie Vauclair

2007, paru dans A&A 463

Asteroseismology of exoplanets host stars: the special case of ι Horologii (HD 17051)

M. Laymand and S. Vauclair

Laboratoire d'Astrophysique de Toulouse et Tarbes - UMR 5572 - Université Paul Sabatier Toulouse III - CNRS, 14 Av. E. Belin, 31400 Toulouse, France
 e-mail: sylvie.vauclair@ast.obs-mip.fr

Received 21 July 2006 / Accepted 12 October 2006

ABSTRACT

Aims. This paper presents detailed analysis and modelisation of the star HD 17051 (alias ι Hor), which appears to be a specially interesting case among exoplanet host stars. Like most of these stars, ι Hor presents a metallicity excess that has been measured by various observers who give different results, ranging from $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.11$ to 0.26 and associated with different atmospheric parameters. Meanwhile, the luminosity of the star may be determined thanks to the Hipparcos parallax. Although it is in the southern hemisphere, this star belongs to the Hyades stream, and its external parameters show that it could even be one of the Hyades stars ejected during cluster formation. The aim of this work was to gather and analyse our present knowledge of this star and to prepare seismic tests for future observations with the HARPS spectrometer (planned for November 2006).

Methods. We computed evolutionary tracks with various metallicities in the two frameworks of primordial overmetallicity and accretion. We concentrated on models inside the error boxes given by the various observers in the $\log g - \log T_{\text{eff}}$ diagram. We then computed the adiabatic oscillation frequencies of these models to prepare future observations.

Results. The detailed analysis of ι Hor presented in this paper has already allowed its external parameters, mass, and age to be constrained. Some values given in the literature could be rejected as inconsistent with the overall analysis. We find that a model computed with the Hyades parameters (age, metallicity) is clearly acceptable, but other ones are possible too. We are confident that observations with HARPS will allow for a clear conclusion about this star and that it will shed new light on the physics of exoplanet host stars.

Key words. stars: abundances – stars: oscillations – stars: planetary systems – Galaxy: kinematics and dynamics

1. Introduction

Studying the internal structure of exoplanet host stars is particularly important for the understanding of planetary formation. In this framework, asteroseismic studies represent an excellent tool for determining the structural differences between stars with and without detected planets. Among these differences, the observed overmetallicity of exoplanet host stars compared to other stars (Santos et al. 2003, 2005; Gonzalez 2003; Fischer & Valenti 2005) needs to be understood. Two extreme scenarios are still possible to account for this observed overmetallicity: the primordial origin that assumes that the stars formed out of an overmetallic nebula and the accretion origin for which the observed metallicity is due to the accretion of hydrogen poor material onto the star during planetary formation (see Bazot & Vauclair 2004).

These authors pointed out that the evolution of stars with masses around $1.1 M_{\odot}$ is very sensitive to their internal metallicity, due to the possible formation of a convective core. In this particular region of the HR diagram, main-sequence stars with solar internal metallicities have no convective cores, while overmetallic stars develop convection in their central regions. This means that evolutionary tracks computed with different internal metallicities may cross the same point in the HR diagram, even though they correspond to models of quite different masses and different past histories. This behavior was used to try to derive whether the exoplanet host star μ Arae is overmetallic from its surface down to its centre (overmetallic scenario) or only in its outer layer (accretion scenario). The star was observed with the HARPS spectrometer in June 2004. Up to 43 p-modes could be

identified (Bouchy et al. 2005) and a detailed modelisation could be achieved (Bazot et al. 2005). A possible test to determine the internal metallicity of the star, using the frequency small separations, was discussed. Unfortunately, the modes with frequencies around and above 2.5 mHz could not be identified with enough precision to reach a definitive answer. More sophisticated signal processing techniques should be developed to try to go further in this direction for μ Arae.

As discussed in this paper, the situation for the star ι Hor (HD 17051, HR 810) is quite different from that of μ Arae. With a slightly higher effective temperature, hence suggesting a higher mass (between 1.14 and $1.22 M_{\odot}$, as will be seen below), this star may be able to develop a convective core for solar internal metallicity, as well as for higher metallicities. The evolutionary tracks corresponding to the overmetallic and accretion scenarios both show the characteristic behaviour induced by the presence of a convective core during evolution.

However, among planetary host stars, ι Hor is a special case for several reasons. Three different groups have given different stellar parameters for this star, summarised in Table 1. Meanwhile, Santos et al. (2004) suggest a mass of $1.32 M_{\odot}$ for this star, while Fischer & Valenti (2005) give $1.17 M_{\odot}$.

This star belongs to the “Hyades stream”, which means that it has the same kinematical characteristics as the Hyades cluster in the Galaxy, although it is located several tens of parsecs away from the cluster itself (Chereul et al. 1999; Grenon 2000; Chereul & Grenon 2000; Kalas & Delorn 2006). There are two possibilities to explain this behaviour: either the star has been

Table 1. Effective temperatures, gravities, and metal abundances observed for ι Hor (in dex), with the references for the given values are given in Col. 4.

T_{eff} (K)	$\log g$	[Fe/H]	Reference
6136 ± 34	4.47 ± 0.05	0.19 ± 0.03	Gonzalez et al. (2001)
6252 ± 53	4.61 ± 0.16	0.26 ± 0.06	Santos et al. (2004)
6097 ± 44	4.34 ± 0.06	0.11 ± 0.03	Fischer & Valenti (2005)

captured inside the stream by tidal effects in the Galaxy or it was formed together with the cluster and then evaporated during cluster formation. In this case, the star should have the same age and internal metallicity as the Hyades stars. As seen below, asteroseismology can solve this question, thereby giving important clues to the general understanding of exoplanet-host stars.

For the present paper we computed evolutionary tracks and models lying inside the error boxes, as given by the observers for this star, in the $\log g$ – $\log T_{\text{eff}}$ and $\log L/L_{\odot}$ – $\log T_{\text{eff}}$ planes, using the TGECE code (Toulouse-Geneva Evolutionary Code) as described in previous papers (e.g. Bazot & Vauclair 2004; Bazot et al. 2005). We tested the differences obtained in the internal structure of the models for the various possible observed metallicities and the overmetallic versus accretion scenarios. We computed the oscillation frequencies for several characteristic models with the aim of discussing asteroseismic tests and suggesting specific observations.

The present computations already lead to important results concerning the metallicity, mass and age of this star. We find that a metallicity higher than $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.20$ dex is quite improbable and that the stellar mass cannot exceed $1.22 M_{\odot}$, contrary to the Santos et al. (2004) estimate. Furthermore, models with the metallicity and age of the Hyades are quite realistic. We show how asteroseismic observations of this star could solve this question: if we can observe this star and identify the oscillation mode frequencies, we should be able to derive whether this star has been formed together with the Hyades or not. While a negative answer would be interesting in itself, a positive answer would be taken as proof that the overmetallicity has a primordial origin.

The computations of evolutionary tracks and various modelisations of this star are described in Sect. 2. Some conclusions are already given at this point. Section 3 is devoted to the model computations, the asteroseismic tests, and predictions. A summary and discussion of the results are given in Sect. 5.

2. Evolutionary tracks and models

Three different groups of observers have determined the metallicity and external parameters (T_{eff} , $\log g$) of ι Hor: Gonzalez et al. (2001); Santos et al. (2004), and Fischer & Valenti (2005) (see Table 1). We compare their results below and discuss the computations of models which satisfy the observing constraints.

2.1. Observational boxes and computations

Gonzalez et al. (2001) observed ι Hor with the CTIO 1.5 m with the fiber-fed echelle spectrograph. To compute the stellar parameters (T_{eff} , $\log g$, and $[\text{Fe}/\text{H}]$), they use the line analysis code MOOG (Snedden 1973), the Kurucz (1993) LTE plane parallel atmospheres, and Fe I and Fe II equivalent width (EW) measurements. The g_f -values of the iron lines were calculated from an inverted solar analysis using the Kurucz et al. (1984) Solar Flux Atlas and their spectrum of Vesta.

Santos et al. (2004) obtained spectra with the FEROS spectrograph (1.5-m and 2.2-m ESO/MPI telescope, La Silla, Chile). They derived stellar parameters using standard LTE analysis with the code MOOG (Snedden 1973), a grid of Kurucz (1993) ATLAS atmospheres, and 39 Fe I and 12 Fe II lines. The $\log g_f$ values for the iron line were computed from an inverted solar analysis using the Kurucz et al. (1984) Solar Flux Atlas and Kurucz grid models for the Sun (Kurucz 1993).

The spectra used by Fischer & Valenti (2005) were obtained with the Anglo-Australian Telescope. The computations of stellar parameters were done assuming LTE. They created a synthetic spectrum with a radiative transfer code using the Kurucz stellar atmosphere models (Kurucz 1993) and with an atomic-line data basis (Vienna Atomic Line Data-base [VALD]; Kupka et al. 1999; Ryabchikova et al. 1999). This code uses a fitting algorithm to obtain T_{eff} , $\log g$, $v \sin i$, and abundances. They made small adjustments to obtain astrophysical atomic line parameters ($\log g_f$ values) by fitting it to the Kurucz et al. (1984) Solar Flux Atlas and by analysing several Vesta observations.

This star has also been observed with the Hipparcos satellite from which the parallax was derived: $\pi = 58.00 \pm 0.55$ mas. The visual magnitude of ι Hor is given as $V = 5.40$ (SIMBAD Astronomical data base). The overall interval of effective temperatures obtained from the three observing groups is: $T_{\text{eff}} = 6179 \pm 126$. Using this as an uncertainty on temperatures and with the tables of Flower (1996), we obtained $BC = -0.023 \pm 0.01$ for the bolometric correction. With a solar absolute magnitude of $M_{\text{bol},\odot} = 4.746$ (Lejeune et al. 1998), we deduce a luminosity of $\log L/L_{\odot} = 0.219 \pm 0.024$.

We computed series of “overmetallic” and “accretion” models that could account for the observed parameters of ι Hor. We used the Toulouse-Geneva stellar evolution code with the OPAL equation of state and opacities (Rogers & Nayfonov 2002; Iglesias & Rogers 1996) and the NACRE nuclear reaction rates (Angulo et al. 1999). In all our models, microscopic diffusion was included using the Paquette prescription (Paquette et al. 1986; Richard et al. 2004). The convection was treated in the framework of the mixing length theory and the mixing length parameter was adjusted as for the Sun ($\alpha = 1.8$). The effect of changing this value is discussed in Sect. 2.4. For the overmetallic models, we considered two different cases for the helium value. In the first case, we assumed that helium was enriched, as well as metals, according to the law given by Isotov & Thuan (2004): $dY/dZ = 2.8 \pm 0.5$. In the second case, we assumed that the primordial cloud was only metal-enriched, with a solar helium value. The accretion models were computed with the same assumptions as in Bazot & Vauclair (2004) with an instantaneous fall of matter at the beginning of the main sequence and instantaneous mixing inside the convection zone. Neither extra-mixing nor overshoot were taken in account into the present paper.

2.2. Evolutionary tracks for overmetallic models

We first present the evolutionary tracks computed for overmetallic models, that is, models with initial overmetallicities, using the three different values given by the observers: $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.11$, 0.19, and 0.26. In these models, the mixing length parameter is $\alpha = 1.8$, adjusted as in the Sun. Figure 1 displays the results obtained in the $\log L/L_{\odot}$ – $\log T_{\text{eff}}$ frame (on the left) and in the $\log g$ – $\log T_{\text{eff}}$ frame (on the right). In each graph, the three error boxes are drawn, but the one that corresponds to the chosen metallicity (as given by the same authors) is presented in thicker lines.

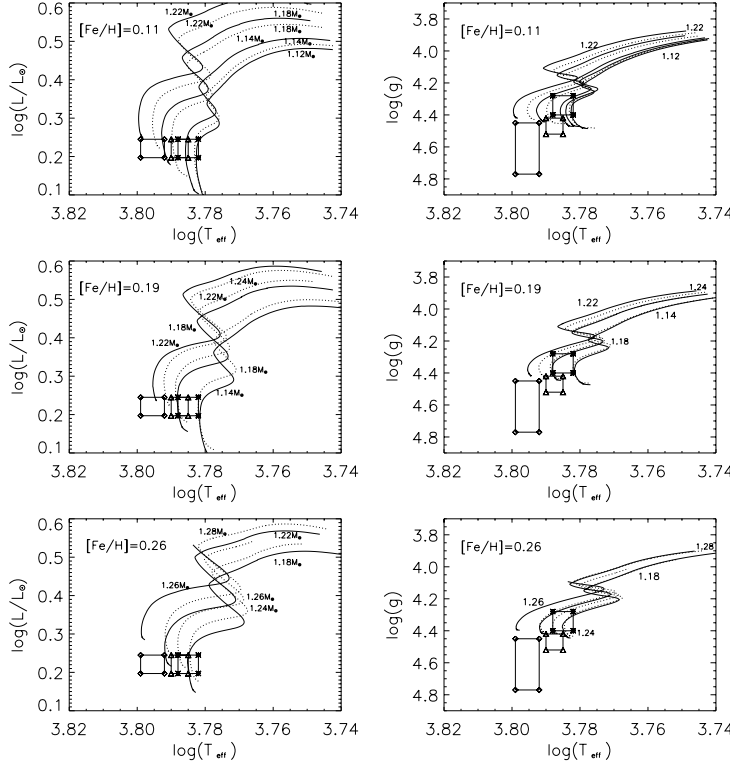


Fig. 1. These graphs display the error boxes for the position of the star ι Hor in the $\log L/L_{\odot}$ – $\log T_{\text{eff}}$ diagram (left) and in the $\log g$ – $\log T_{\text{eff}}$ diagram (right), as given by the three groups who have observed this star (Table 1). The luminosity is obtained from the Hipparcos parallax (see text). Evolutionary tracks are computed for completely overmetallic cases. Those computed with enhanced helium are drawn in solid lines, while those computed with solar helium appear in dashed lines. The three error boxes are: Santos et al. (2004: diamonds), Gonzalez et al. (2001: triangles), Fischer & Valentini (2005: asterix). The author's boxes, which correspond to the chosen metallicity in each graph, are enhanced in boldface lines.

Some differences can be observed between the two presentations ($\log L/L_{\odot}$ – $\log T_{\text{eff}}$ and $\log g$ – $\log T_{\text{eff}}$ planes). This occurs because the error boxes do not correspond to the same observable parameters. The luminosity is computed from the Hipparcos parallax and from the visual magnitude, and does not depend on the other observed parameters. On the other hand, the $\log g$ values are directly related to the other observed parameters as determined by each observing group. In the following, we choose to work in the $\log g$ – $\log T_{\text{eff}}$ plane, which is more consistent than the $\log L/L_{\odot}$ – $\log T_{\text{eff}}$ plane from the observing viewpoint.

We note from Fig. 1 that none of the evolutionary tracks cross the Santos et al. (2004) error box. We will come back to this result below (Sect. 2.4). The masses of the models that may be found in error boxes are in the range $1.12 M_{\odot}$ to $1.18 M_{\odot}$ for enhanced helium, and in the range $1.14 M_{\odot}$ to $1.22 M_{\odot}$ for solar helium.

2.3. Evolutionary tracks for accretion models

In Fig. 2 (left), the evolutionary tracks of models with accretion are displayed for the same three metallicities. The masses of those models consistent with the observed parameters lie between $1.11 M_{\odot}$ and $1.16 M_{\odot}$: they are lower than those of the overmetallic models, while the ages are similar.

For these stellar masses, a convective core appears during stellar evolution in the accretion models, as well as in the overmetallic models, which explains why both kinds of tracks have the same characteristic behaviour. We will see however in Sect. 3 that the accretion models that could account for ι Hor are too

young for the convective core to be developed in the accretion models, while it already exists in the overmetallic ones

We note that for both the accretion and the overmetallic models, no solution can be found in the Santos et al. (2004) error box, which corresponds to a high metallicity $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.26$, while the metallicity of ι Hor is certainly lower.

2.4. The effect of changing the mixing length parameter

The evolutionary tracks displayed in Figs. 1 and 2 (left) were computed with a solar mixing length parameter ($\alpha = 1.8$). We studied the effect of increasing the value of this parameter. Figure 2 (right) displays overmetallic models computed with $\alpha = 2.2$. For the same position in the $\log g$ – $\log T_{\text{eff}}$ diagram, the models are more evolved and less massive than for a smaller mixing length parameter. In this case, we can find very young models in the Santos et al. (2004) error box.

Such a large mixing length parameter does not seem realistic for this star, Israelian et al. (2004) have derived its lithium abundance, giving $\log \epsilon(\text{Li}) = 2.63$, a somewhat high value that is of the order of the value determined for the Hyades in this spectral range. It is also consistent with the computations of lithium depletion obtained with a mixing length parameter adjusted on the Sun. A larger lithium depletion would be expected with an increased depth of the outer convection zone. However, as these results still depend on the details of hydrodynamics, with unknown parameters, we did not eliminate the models computed with high α and kept one of them for asteroseismic studies (model OM3, Table 2).

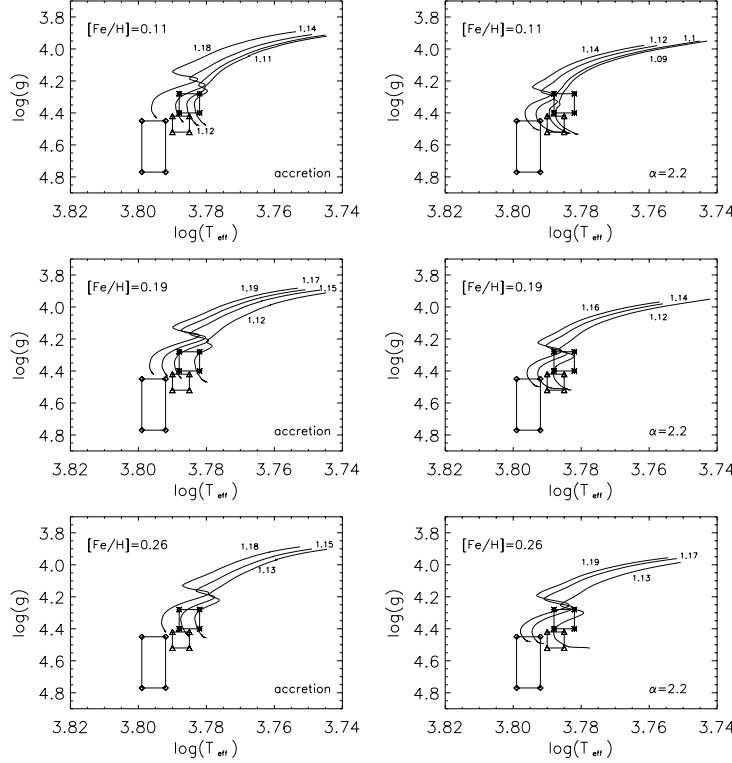


Fig. 2. Evolutionary tracks in the $\log g$ - $\log T_{\text{eff}}$ diagram for the three metallicities, as in Fig. 1. Here are presented the evolutionary tracks obtained with the accretion hypothesis (*left*) and evolutionary tracks obtained with an increased mixing length parameter: $\alpha = 2.2$ instead of $\alpha = 1.8$. The error boxes are the same ones as in Fig. 1.

Table 2. Mass, age, gravity, effective temperature, luminosity, surface metallicity, acoustic depths and large separations for stellar models satisfying the observational constraints for ι Hor.

Model	M_* ($M_{\odot}$)	Age (Gyr)	$\log g$	$\log T_{\text{eff}}$ (K)	$\log L/L_{\odot}$	[Fe/H]	t_{ac} (s)	$\Delta\nu$ (μHz)
OM1	1.140	2.231	4.38	3.786	0.207	0.11	4167	120
OM2	1.180	0.522	4.43	3.787	0.185	0.19	3876	129
AC1	1.120	2.979	4.36	3.786	0.225	0.11	4310	116
AC2	1.150	0.522	4.43	3.788	0.170	0.19	3817	131
OM3 ($\alpha = 2.2$)	1.190	0.508	4.46	3.797	0.191	0.26	3650	137
OM4 (Hyades)	1.180	0.627	4.42	3.790	0.202	0.14	3906	128

3. Models and seismic studies

We chose six different models that could all account for the observable parameters of ι Hor, to prepare their seismic analysis (Tables 2 and 3). Overmetallic models OM1 and OM2 and accretion models AC1 and AC2 lie in the Fischer & Valentini (2005) and Gonzalez et al. (2001) error boxes. Models OM2 and AC2 have a luminosity that is slightly too high compared to the one determined from the Hipparcos parallax ($\log L/L_{\odot} = 0.219 \pm 0.024$). It was not possible to find models satisfying both constraints of $\log g$ and $\log L/L_{\odot}$ for this metallicity. Model OM3 was computed with a larger mixing length parameter $\alpha = 2.2$, and it lies in the Santos et al (2004) error box. Finally, model OM4 is a special overmetallic model that was computed to fit the parameters of the Hyades as precisely as possible: we chose an age of 627 Myr (Perryman et al. 1998) and a metallicity $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.14$ (Cayrel de Strobel et al. 1997).

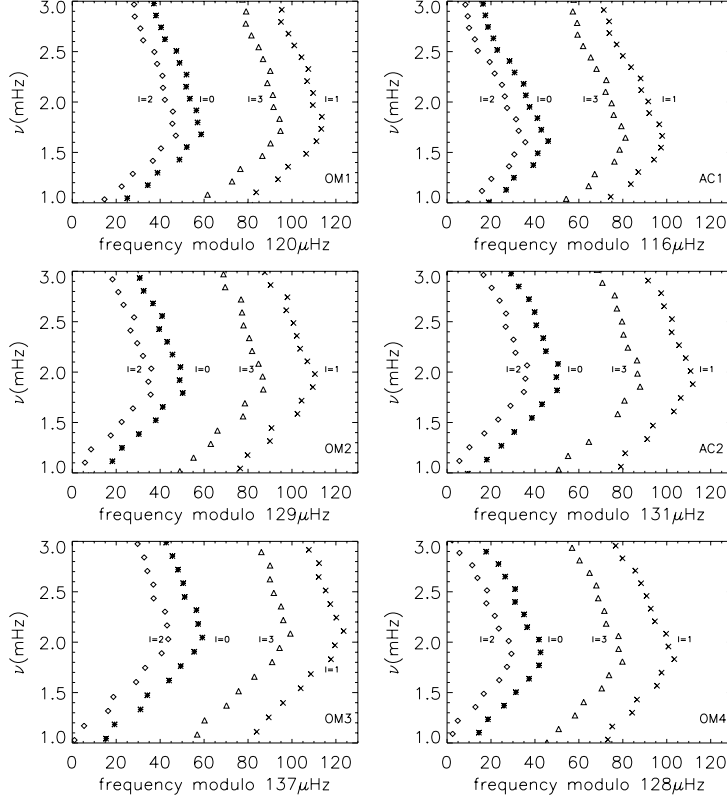
Adiabatic oscillation frequencies were computed for the models chosen in Sect. 2, using the PULSE code (Brassard et al. 1992). The frequencies were computed for angular degrees $l = 0$ to $l = 3$ and radial orders ranging typically from 4 to 100.

We first computed the large separations, $\Delta\nu = \nu_{n+1,l} - \nu_{n-1,l}$ (Table 2) and drew the echelle diagrams for the six selected models (Fig. 3). We then computed the small separations, $\delta\nu = \nu_{n,l} - \nu_{n-1,l+2}$, which are presented in Fig. 4. All these computations are similar to those presented in Bazot & Vauclair (2004) and Bazot et al. (2005) for μ Arae.

The star μ Arae was observed during eight nights with the HARPS spectrometer at La Silla in June 2004. The precision of the observations was such that the large separation could be determined with an accuracy better than $1 \mu\text{Hz}$, and the observed echelle diagram could be precisely compared with those obtained from modelisation. We are confident that for ι Hor, similar observations will allow an unambiguous selection among the models presented here.

Table 3. Radii, depth, and mass of the convective core, radius at the bottom of the outer convective zone, mass of the outer convective zone, initial and present surface chemical composition for stellar models satisfying the observational constraints for ι Hor.

Model	R_* (cm)	r_{cc}/R_*	M_{cc}/M_*	r_{bcz}/R_*	M_{bcz}/M_*	Y_0	Z_0	Y	Z
OM1	7.91e10	—	—	0.774	0.008	0.2787	0.0220	0.2503	0.0207
OM2	7.65e10	0.036	0.0033	0.782	0.008	0.2878	0.0260	0.2802	0.0257
AC1	8.08e10	—	—	0.767	0.008	0.2698	0.0226	0.2440	0.0210
AC2	7.50e10	—	—	0.780	0.007	0.2670	0.0263	0.2735	0.0255
OM3($\alpha = 2.2$)	7.38e10	0.0463	0.0060	0.755	0.013	0.2970	0.0300	0.2909	0.0296
OM4	7.71e10	0.031	0.0022	0.788	0.006	0.2820	0.0235	0.2724	0.0230

**Fig. 3.** Echelle diagrams for the six models presented in Tables 2 and 3. They display the frequencies of the oscillation modes (ordinates) versus the same frequencies represented modulo the large separations (abscissae).

4. Summary and discussion

We have presented a detailed modelisation of the exoplanet-host star ι Hor, in view of future seismic analysis. Like most of these stars, ι Hor has a higher metallicity than stars without planets. A special interest of this star is due that it belongs to the Hyades stream and could possibly have been formed together with the cluster stars and ejected during their formation process.

We computed models with the two extreme hypotheses of primordial overmetallicity, on the one hand (overmetallic models), and accretion induced overmetallicity on the second (accretion models). We gathered the various determinations of the observable parameters for this star, as given by several observing groups: Gonzalez et al. (2001), Santos et al. (2004), and Fischer & Valenti (2005). The luminosity of this star was obtained using Hipparcos parallax.

In this first step of modelisation, we were already able to constrain the values of the external parameters, compared to those

given by the observers, simply because of the consistency of the whole set of parameters. A high metallicity of $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.26$, as given by Santos et al. (2004), seems excluded. We expect a value between 0.11, as given by Fischer & Valenti (2005) and 0.19, as given by Gonzalez et al. (2001). We can also exclude masses higher than $1.22 M_{\odot}$: we find that the mass of this star should lie between 1.14 and $1.22 M_{\odot}$.

We have computed the oscillation frequencies, the large separations, and the small separations, and we have drawn the echelle diagrams for six possible models of ι Hor. Two of these models (OM1 and OM2) are overmetallic, with metallicities 0.11 and 0.19, and they have a mixing length parameter adjusted on solar models. Overmetallic models with a higher metallicity were inconsistent with the measured parameters ($\log g$, $\log L/L_{\odot}$), except if we increased the mixing length parameter, which we did although it is highly improbable; this is model OM3. Two models (AC1 and AC2) were computed with

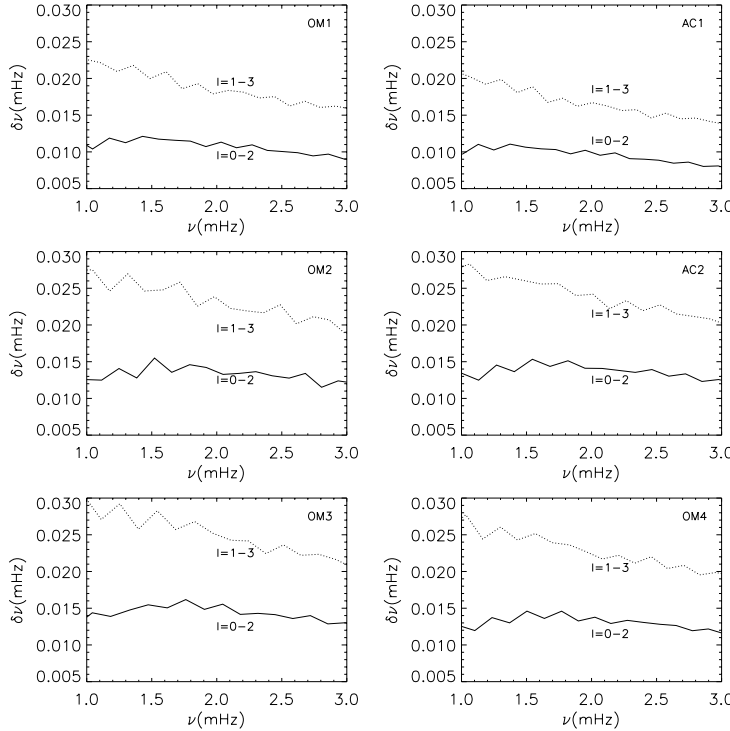


Fig. 4. Small separations for the six models presented in Tables 2 and 3.

the accretion hypothesis and external metallicities 0.11 and 0.19. Finally, a special model (OM4) was computed with the precise external parameters of the Hyades stars.

Observations of this star are planned with the HARPS spectrometer in La Silla. Considering the precision of the results that were obtained for the star μ Arae (Bazot et al. 2005), we are confident that it will be possible to distinguish between the different possible models from the asteroseismic observations. We will then obtain the mass, age, outer, and hopefully internal, metallicity of this star.

These results will show whether ι Hor was formed with the Hyades or not. If it does not belong to the Hyades, this conclusion will be interesting in itself. If the results show that the star belongs to the Hyades, it will be taken as evidence that the overmetallicity is primordial and reflects the metallicity of its formation site in the Galaxy. This will give a way to identify the right scenario for the exoplanet-host stars overmetallicity.

References

- Angulo, C., Arnould, M., & Rayet, M. (NACRE collaboration) 1999, Nucl. Phys. A 656, 1, <http://nntpm.uib.ac.be/Nacre/nacre.htm>
- Bazot, M., & Vauclair, S. 2004, A&A, 427, 965
- Bazot, M., Vauclair, S., Bouchy, F., & Santos, N. 2005, A&A, 440, 615
- Bouchy, F., Bazot, M., Santos, N., Vauclair, S., & Sosnowska, D. 2005, A&A, 440, 609
- Brassard, P. 1992, ApJS, 81, 747
- Cayrel de Strobel, G., Crifo, F., & Lebreton, Y. 1997, in Hipparcos Venice'97, ESA SP-402, 433
- Charbonnel, C., & Talon, S. 1999, 351, 635
- Chereul, E., Cr    , M., & Bienaymé, O. 1999, A&AS, 135, 5
- Chereul, E., & Grenon, M. 2000, in Dynamics of Star Clusters and the Milky Way, ed. Deiters et al., ASP Conf. Ser.
- Favata, F., Micela, G., & Sciortino, S. 1997, A&A, 323, 809
- Fisher, & Valenti 2005, ApJ, 622, 1102
- Flower, P. J. 1996, ApJ, 469, 355
- Gonzalez, G., & Laws, C. 2000, AJ, 119, 390
- Gonzalez, G., Laws, C., Tyagi, S., & Reddy, B. E. 2001, AJ, 121, 432
- Gonzalez, G. 2003, Rev. Mod. Phys., 75, 101
- Grenon, M. 2000, in The evolution of the milky way, ed. Matteucci, & Giovanelli, 47
- Iglesias, C. A., & Rogers, F. J. 1996, ApJ, 464, 943
- Israelian, G., Santos, N. C., Mayor, M., & Rebolo, R. 2004, A&A, 414, 601
- Isotov, Y. I., & Thuan, T. X. 2004, ApJ, 602, 200
- Kalas, & Deltom 2006, ApJ, submitted
- Kupka, F., Piskunov, N. E., Ryabchikova, T. A., Stempels, H. C., & Weiss, W. W. 1999, A&AS, 138, 119
- Kurucz, R., Furenlid, I., Brault, J., & Testerman, L. 1984, Solar Flux Atlas from 296 to 1300 nm, National Solar Observatory Atlas (Sunspot: NSO)
- Kurucz, R. 1993, Kurucz CD-ROM 13, ATLAS 9 Stellar Atmosphere Programs and 2 km/s Grids (Cambridge: SAO)
- Lejeune, T., Cuisinier, F., & Buser, R. 1998, A&AS, 130, 65
- Paquette, C., Pelletier, C., Fontaine, G., & Michaud, G. 1986, ApJS, 61, 177
- Perryman, M. A. C., Brown, A. G. A., Lebreton, Y., et al. 1998, A&A, 331, 81
- Rogers, F. J., & Nayfonov, A. 2002, ApJ, 576, 1064
- Roxburgh, I. W., & Vorontsov, S. V. 1994, MNRAS, 267, 297
- Ryabchikova, T. A., Piskunov, N. E., Stempels, H. C., Kupka, F., & Weiss, W. W. 1999, Phys. Scr., T83, 162
- Santos, N. C., Israelian, G., Mayor, M., Rebolo, R., & Udry, S. 2003, A&A, 398, 363
- Santos, N. C., Israelian, G., & Mayor, M. 2004, A&A, 415, 1153
- Santos, N. C., Israelian, G., Mayor, M., et al. 2005, A&A, 437, 1127
- Simbad Astronomical Database, <http://simbad.u-strasbg.fr>
- Snedden, C. 1973, Ph.D. Thesis, University of Texas
- Theado, S., & Vauclair, S. 2003, ApJ, 587, 795
- Udry, S., Mayor, M., & Santos, N. C. 2003, A&A, 407, 369

Liste des publications

Revue à lecteurs

- Laymand, M., & Vauclair, S. 2007, A&A, 463, 657
- Soriano, M., Vauclair, S., Vauclair, G., & Laymand, M. 2007, A&A, 471, 885
- Bazot, M., Bouchy, F., Kjeldsen, H., Charpinet, S., Laymand, M., & Vauclair, S. 2007, A&A, 470, 295

Autres publications

- Laymand, M., & Vauclair, S. 2006, Memorie della Societa Astronomica Italiana, 77, 176
- Bazot, M., Bouchy, F., Charpinet, S., Laymand, M., & Vauclair, S. 2006, Highlights of Recent Progress in the Seismology of the Sun and Sun-Like Stars, 26th meeting of the IAU, Joint Discussion 17, 23 August 2006, Prague, Czech Republic, JD17, #26, 17,
- Vauclair, S., Castro, M., Charpinet, S., Laymand, M., Soriano, M., Vauclair, G., Bazot, M., & Bouchy, F. 2006, ArXiv Astrophysics e-prints, arXiv :astro-ph/0610502
- Bazot, M., Bouchy, F., Kjeldsen, H., Charpinet, S., Laymand, M., & Vauclair, S. 2007, Communications in Asteroseismology, 150, 141

Bibliographie

- Adelberger, E. G., et al. 1998, *Reviews of Modern Physics*, 70, 1265
- Alexander, D. R., & Ferguson, J. W. 1994, *ApJ*, 437, 879
- Angulo, C., et al. 1999, *Nuclear Physics A*, 656, 3
- Asplund, M., Grevesse, N., & Sauval, A. J. 2005, *Cosmic Abundances as Records of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*, 336, 25
- Audard, N., & Provost, J. 1994, *A&A*, 282, 73
- Bazot, M., Vauclair, S., Bouchy, F., & Santos, N. C. 2005, *A&A*, 440, 615
- Bedding, T. R., et al. 2001, *ApJ*, 549, L105
- Böhm-Vitense, E. 1958, *Zeitschrift für Astrophysik*, 46, 108
- Bouchy, F., & Carrier, F. 2001, *A&A*, 374, L5
- Brassard, P., Fontaine, G., Wesemael, F., & Tassoul, M. 1992, *ApJS*, 81, 747
- Canuto, V. M., Goldman, I., & Mazzitelli, I. 1996, *ApJ*, 473, 550
- Canuto, V. M., & Mazzitelli, I. 1991, *ApJ*, 370, 295
- Caughlan, G. R., & Fowler, W. A. 1988, *Atomic Data and Nuclear Data Tables*, 40, 283
- Cayrel de Strobel, G., Crifo, F., & Lebreton, Y. 1997, *Hipparcos - Venice '97*, 402, 687
- Chereul, E., Creze, M., & Bienayme, O. 1998, *A&A*, 340, 384
- Chereul, E., & Grenon, M. 2001, *Dynamics of Star Clusters and the Milky Way*, 228, 398
- Christensen-Daalsgard, J., 2003, *Stellar Oscillations*. Lecture notes.
- Dappen, W. 1992, *Revista Mexicana de Astronomia y Astrofisica*, vol. 23, 23, 141

- Eggenberger, P., Charbonnel, C., Talon, S., Meynet, G., Maeder, A., Carrier, F., & Bourban, G. 2004, *A&A*, 417, 235
- Famaey, B., Pont, F., Luri, X., Udry, S., Mayor, M., & Jorissen, A. 2007, *A&A*, 461, 957
- Fischer, D. A., & Valenti, J. 2005, *ApJ*, 622, 1102
- Flower, P. J. 1996, *ApJ*, 469, 355
- Grevesse, N., & Noels, A. 1993, Origin and evolution of the elements : proceedings of a symposium in honour of H. Reeves, held in Paris, June 22-25, 1992. Edited by N. Prantzos, E. Vangioni-Flam and M. Casse. Published by Cambridge University Press, Cambridge, England, 1993, p.14, 14
- Gonzalez, G., Laws, C., Tyagi, S., & Reddy, B. E. 2001, *AJ*, 121, 432
- Gonzalez, G. 2003, *Reviews of Modern Physics*, 75, 101
- Grenon, M. 2000, in *Luminosity Calibrations with Hipparcos, Highlights of Astronomy Vol. 12, Joint Discussion 13 of the XXIIIrd General Assembly of the IAU*, ed. T. L. Evans
- Hui-Bon-Hoa, A. 2007, *Ap&SS*, 340
- Iglesias, C. A., & Rogers, F. J. 1996, *ApJ*, 464, 943
- Israelian, G., Santos, N. C., Mayor, M., & Rebolo, R. 2004, *A&A*, 414, 601
- Izotov, Y. I., & Thuan, T. X. 2004, *ApJ*, 602, 200
- Kupka, F., Piskunov, N., Ryabchikova, T. A., Stempels, H. C., & Weiss, W. W. 1999, *A&AS*, 138, 119
- Kürster, M., Endl, M., Els, S., Hatzes, A. P., Cochran, W. D., Döbereiner, S., & Dennerl, K. 2000, *A&A*, 353, L33
- Kurucz, R. L., Furenlid, I., Brault, J., & Testerman, L. 1984, *National Solar Observatory Atlas, Sunspot, New Mexico : National Solar Observatory*, 1984,
- Kurucz, R. 1993, *ATLAS9 Stellar Atmosphere Programs and 2 km/s grid*. Kurucz CD-ROM No. 13. Cambridge, Mass. : Smithsonian Astrophysical Observatory, 1993., 13,
- Lebreton, Y., Fernandes, J., & Lejeune, T. 2001, *A&A*, 374, 540
- Lejeune, T., Cuisinier, F., & Buser, R. 1998, *A&AS*, 130, 65
- Martić, M., et al. 1999, *A&A*, 351, 993
- Mayor, M., & Queloz, D. 1995, *Nature*, 378, 355

- Mayor, M., Udry, S., Naef, D., Pepe, F., Queloz, D., Santos, N. C., & Burnet, M. 2004, *A&A*, 415, 391
- Michaud, G., Richard, O., Richer, J., & Vandenberg, D. A. 2004, *ApJ*, 606, 452
- Mihalas, D., Dappen, W., & Hummer, D. G. 1988, *ApJ*, 331, 815
- Montes, D., López-Santiago, J., Gálvez, M. C., Fernández-Figueroa, M. J., De Castro, E., & Cornide, M. 2001, *MNRAS*, 328, 45
- Murray, N., & Chaboyer, B. 2002, *ApJ*, 566, 442
- Nordström, B., et al. 2004, *A&A*, 418, 989
- Paulson, D. B., Sneden, C., & Cochran, W. D. 2003, *AJ*, 125, 3185
- Perryman, M. A. C., et al. 1998, *A&A*, 331, 81
- Pinsonneault, M. H., Terndrup, D. M., Hanson, R. B., & Stauffer, J. R. 2003, *ApJ*, 598, 588
- Provost, J., Mosser, B., & Berthomieu, G. 1993, *A&A*, 274, 595
- Richard, O. 1999, Ph.D. Thesis,
- Rogers, F. J., & Nayfonov, A. 2002, *ApJ*, 576, 1064
- Roxburgh, I. W., & Vorontsov, S. V. 1994, *MNRAS*, 267, 297
- Roxburgh, I. W., & Vorontsov, S. V. 1999, *Stellar Structure : Theory and Test of Connective Energy Transport*, 173, 257
- Ryabchikova, T. A., Piskunov, N. E., Stempels, H. C., Kupka, F., & Weiss, W. W. 1999, *Phys. Scr.*, T83, 162
- Salaris, M., Weiss, A., & Percival, S. M. 2004, *A&A*, 414, 163
- Santos, N. C., Israelian, G., & Mayor, M. 2000, *A&A*, 363, 228
- Santos, N. C., Israelian, G., & Mayor, M. 2001, *A&A*, 373, 1019
- Santos, N. C., Israelian, G., & Mayor, M. 2004, *A&A*, 415, 1153
- Santos, N. C., Israelian, G., Mayor, M., Bento, J. P., Almeida, P. C., Sousa, S. G., & Ecuivillon, A. 2005, *A&A*, 437, 1127
- Simbad Astronomical Database, <http://simbad.u-strasbg.fr>
- Sneden, C. A. 1973, Ph.D. Thesis,
- Tassoul, M. 1980, *ApJS*, 43, 469

Trilling, D. E., Benz, W., Guillot, T., Lunine, J. I., Hubbard, W. B., & Burrows, A.
1998, ApJ, 500, 428

Vauclair, S. 2004, ApJ, 605, 874

Liste des publications

Revues à lecteurs

- Laymand, M., & Vauclair, S. 2007, A&A, 463, 657
- Soriano, M., Vauclair, S., Vauclair, G., & Laymand, M. 2007, A&A, 471, 885
- Bazot, M., Bouchy, F., Kjeldsen, H., Charpinet, S., Laymand, M., & Vauclair, S. 2007, A&A, 470, 295

Autres publications

- Laymand, M., & Vauclair, S. 2006, Memorie della Societa Astronomica Italiana, 77, 176
- Bazot, M., Bouchy, F., Charpinet, S., Laymand, M., & Vauclair, S. 2006, Highlights of Recent Progress in the Seismology of the Sun and Sun-Like Stars, 26th meeting of the IAU, Joint Discussion 17, 23 August 2006, Prague, Czech Republic, JD17, #26, 17,
- Vauclair, S., Castro, M., Charpinet, S., Laymand, M., Soriano, M., Vauclair, G., Bazot, M., & Bouchy, F. 2006, ArXiv Astrophysics e-prints, arXiv :astro-ph/0610502
- Bazot, M., Bouchy, F., Kjeldsen, H., Charpinet, S., Laymand, M., & Vauclair, S. 2007, Communications in Asteroseismology, 150, 141

