

# Mémoire

présenté en vue du diplôme

**d'Habilitation à Diriger des Recherches**

spécialité : Astrophysique

par **Yveline LEBRETON**

**Contribution à l'étude de la structure interne des étoiles  
de petite masse et de masse intermédiaire**

soutenue le 25 Octobre 2002 à l'Observatoire de Paris-Meudon  
devant le jury composé de :

M Marcello Fulchignoni	Président
Mme Arlette Noels	Rapporteur
M Gérard Vauclair	Rapporteur
Mme Annie Baglin	Examineur
Mme Ana Gómez	Examineur
M Pierre Morel	Examineur



À Leslie et Gwendoline,



# Table des matières

Liste des figures	vii
Liste des tables	ix
Résumé	1
<b>1 Introduction</b>	<b>3</b>
1.1 Contexte . . . . .	3
1.2 Thèmes de recherche . . . . .	5
<b>2 Quelques aspects de la modélisation des étoiles</b>	<b>9</b>
2.1 Les outils pour la modélisation stellaire . . . . .	10
2.2 Contribution . . . . .	11
2.2.1 Calcul de modèles et données de physique . . . . .	11
2.2.2 Interfaces . . . . .	12
2.3 Perspectives . . . . .	13
<b>3 Les données d’observation</b>	<b>15</b>
3.1 L’astrométrie spatiale avec Hipparcos . . . . .	15
3.2 Photométrie et spectroscopie au sol . . . . .	19
3.2.1 Magnitudes bolométriques . . . . .	20
3.2.2 Températures effectives . . . . .	21
3.2.3 Gravité à la surface des étoiles . . . . .	23
3.2.4 Abondances des éléments chimiques . . . . .	23
3.3 Les données sismologiques . . . . .	26

3.4	Précisions typiques sur les paramètres fondamentaux des étoiles proches . .	29
<b>4</b>	<b>Physique du plasma stellaire</b>	<b>31</b>
4.1	Opacités . . . . .	31
4.1.1	Contribution . . . . .	32
4.1.2	Remarques et conclusions . . . . .	34
4.2	Équation d'état . . . . .	35
4.2.1	Contribution . . . . .	36
4.2.2	Remarques et conclusions . . . . .	39
4.3	Réactions nucléaires . . . . .	40
4.3.1	Contribution . . . . .	40
4.4	Convection . . . . .	40
4.4.1	Contribution . . . . .	43
4.4.2	Remarques et conclusions . . . . .	45
4.5	Overshooting et rotation . . . . .	46
4.5.1	Contribution . . . . .	49
4.6	Diffusion des éléments chimiques . . . . .	51
4.6.1	Contribution . . . . .	52
4.6.2	Remarques et conclusions. . . . .	56
4.7	Atmosphère . . . . .	58
4.7.1	Interface intérieur/atmosphère . . . . .	58
4.7.2	Transformations couleur-magnitude . . . . .	59
4.8	Mélanges chimiques. . . . .	61
<b>5</b>	<b>Confrontation de la théorie aux observations</b>	<b>65</b>

5.1	Le Soleil . . . . .	66
5.1.1	Progrès récents et défis pour l'avenir. . . . .	66
5.2	Étoiles binaires et multiples . . . . .	68
5.2.1	$\alpha$ Centauri . . . . .	68
5.2.2	$\theta^2$ Tauri . . . . .	69
5.2.3	vB22 . . . . .	69
5.2.4	$\mu$ Cassiopeiae . . . . .	70
5.2.5	Quelques autres systèmes . . . . .	71
5.2.6	Conclusion . . . . .	72
5.3	Sismologie . . . . .	72
5.3.1	Étoiles $\delta$ Scuti . . . . .	72
5.3.2	Étoiles de type solaire . . . . .	74
5.4	De la séquence principale au stade de Céphéide . . . . .	75
<b>6</b>	<b>Implications et applications : âges et hélium</b>	<b>79</b>
6.1	Étoiles proches de type F, G et K . . . . .	79
6.1.1	Épaisseur de la séquence principale et $\Delta Y/\Delta Z$ . . . . .	79
6.1.2	Abondance de l'hélium et relation avec la métallicité . . . . .	80
6.1.3	Âges . . . . .	81
6.1.4	Conclusion . . . . .	82
6.2	Étoiles des amas galactiques . . . . .	83
6.2.1	Les Hyades . . . . .	83
6.2.2	Les Pléiades, Praesepe et quelques autres . . . . .	85
6.2.3	Conclusion et perspectives . . . . .	90

6.3	Étoiles A-F du disque galactique . . . . .	91
6.4	Étoiles du halo et des amas globulaires . . . . .	92
6.4.1	Âge du halo local . . . . .	93
6.4.2	Âges des amas globulaires . . . . .	94
6.4.3	Âge de l'Univers . . . . .	96
<b>7</b>	<b>Conclusions et perspectives</b>	<b>97</b>
7.1	Poursuite et approfondissement du programme en cours . . . . .	99
7.2	Perspectives . . . . .	100
	<b>Références</b>	<b>103</b>
<b>A</b>	<b>Sélection d'articles</b>	<b>115</b>
A.1	Physique du plasma stellaire et/ou confrontation de la théorie aux observations	115
A.2	Implications et applications astrophysiques . . . . .	151
<b>B</b>	<b>Curriculum Vitae</b>	<b>171</b>
<b>C</b>	<b>Résumé des activités</b>	<b>173</b>
C.1	Activités liées à la recherche . . . . .	173
C.1.1	Encadrement . . . . .	173
C.1.2	Services d'intérêt collectif . . . . .	173
C.1.3	Cours, séminaires, ateliers . . . . .	174
C.1.4	Responsabilités . . . . .	174
C.1.5	Principales collaborations . . . . .	174
C.1.6	Participation à des projets internationaux, séjours à l'étranger . . .	175
C.1.7	Distinctions . . . . .	175



C.2	Enseignement . . . . .	175
<b>D</b>	<b>Bibliographie complète</b>	<b>179</b>
D.1	Articles publiés dans revues à expertise . . . . .	179
D.2	Articles écrits sur invitation . . . . .	181
D.3	Communications dans des colloques . . . . .	182
D.4	Cours, rapports . . . . .	187
D.5	Enseignement . . . . .	188
D.6	Rapports internes . . . . .	188



# Table des figures

1	Erreurs standards médianes des cinq paramètres astrométriques d'Hipparcos	17
2	Bandes passantes d'Hipparcos et de Tycho . . . . .	18
3	Diagramme H-R d'Hipparcos (20 853 étoiles de $\sigma_\pi/\pi < 10\%$ ) . . . . .	19
4	Variation de l'abondance du fer solaire en fonction du temps . . . . .	24
5	Corrections non-ETL sur $[\text{Fe}/\text{H}]$ , $T_{\text{eff}}$ , $\log g$ . . . . .	25
6	Surabondance de l'oxygène et des éléments $\alpha$ par rapport au fer dans les étoiles du halo . . . . .	27
7	Position des étoiles variables dans le diagramme H-R . . . . .	28
8	Comparaison des opacités d'OPAL aux opacités de Los Alamos . . . . .	32
9	Comparaison des opacités d'OPAL aux opacités d'OP . . . . .	33
10	Comparaison des opacités d'OPAL aux opacités d'Alexander & Ferguson . . . . .	34
11	Séquences principales d'âge zéro obtenues avec les équations d'état EFF et MH&D . . . . .	36
12	Effet de l'équation d'état sur la relation masse-luminosité . . . . .	37
13	Comparaison des séquences principales d'âge zéro obtenues avec les équations d'état EFF, CEFF, MH&D et SC . . . . .	39
14	Simulations en 3-D de la granulation solaire . . . . .	41
15	Valeur de $\alpha_{\text{MLT}}$ calibrée à partir de simulations 2-D de la convection pour les métallicités 0.0 et $-0.05$ dex . . . . .	42
16	Valeur de $\alpha_{\text{MLT}}$ calibrée à partir de simulations 2-D de la convection pour les métallicités $-0.10$ et $-0.20$ dex . . . . .	43
17	Effet d'un changement de $\alpha_{\text{MLT}}$ sur la position de la ZAMS et sur la position de la séquence principale des Hyades . . . . .	45
18	Effet de l'overshooting sur l'évolution et la durée de vie d'une étoile de $1.7 M_\odot$ sur la séquence principale . . . . .	47
19	Variation du paramètre d'overshooting avec la masse . . . . .	48

20	Effets de la rotation sur les données photométriques . . . . .	49
21	Influence sur les modèles du mélange induit par la rotation . . . . .	50
22	Modélisation du coude de l’amas des Hyades . . . . .	51
23	Différences relatives de la vitesse du son entre le Soleil et les modèles solaires	53
24	Diagramme H-R des étoiles d’Hipparcos comparées à des isochrones standards	54
25	Effets de la diffusion microscopique sur un modèle de $0.8 M_{\odot}$ à $10^{10}$ ans . .	55
26	Modélisation des étoiles déficientes en métaux observées par Hipparcos . .	56
27	Variation de $[Fe/H]$ à la surface des modèles incluant la diffusion microscopique, pour un $[Fe/H]$ initial de $-1.9$ , comparée aux observations des étoiles du turn-off et de la branche des géantes de l’amas globulaire NGC 6397 . .	57
28	Comparaison de différentes relations $T_{\text{eff}}-(B-V)$ pour les étoiles naines . . .	60
29	Relation masse-luminosité des Hyades . . . . .	70
30	Le système vB22 des Hyades dans le plan masse-luminosité . . . . .	71
31	Modélisation des boucles bleues durant la phase de fusion de l’hélium . . .	76
32	Influence de différents paramètres sur la position des boucles bleues . . . .	77
33	Diagramme H-R des étoiles non évoluées ( $M_{\text{bol}} > 5.5$ ) du voisinage solaire .	80
34	Valeurs de l’abondance d’hélium $Y$ et de la métallicité $Z$ du Soleil et de quelques systèmes binaires . . . . .	81
35	Modélisation du diagramme H-R des Hyades . . . . .	84
36	Décalage en magnitude par rapport à la séquence principale des Hyades, en fonction de la métallicité, pour les étoiles naines $K$ du champ et deux amas ouverts observés par Hipparcos . . . . .	87
37	Diagramme H-R des Pléiades et de Praesepe. Modèles de métallicité “spectroscopique” . . . . .	88
38	Diagramme H-R des Pléiades et de Praesepe. Modèles de métallicité “photométrique” . . . . .	89
39	Diagramme H-R d’Hipparcos pour les étoiles du halo . . . . .	93





# Liste des tableaux

1	Hipparcos et Tycho : résumé des résultats . . . . .	16
2	Nombre et fraction d'étoiles simples et multiples dont l'erreur relative sur la parallaxe est inférieure à une limite donnée . . . . .	18
3	Précisions les meilleures atteintes sur la mesure des paramètres de naines, sous-géantes et géantes de types spectraux A à K. . . . .	29
4	Limites supérieures du coefficient d'overshooting $\alpha_{ov}$ estimées avec le critère de Roxburgh pour différentes masses . . . . .	50
5	Mélanges chimiques adoptés pour les étoiles de population I et II . . . . .	62
6	Nombre d'étoiles qui seront accessibles à GAIA pour différentes précisions sur la parallaxe . . . . .	83
7	Métallicités des amas ouverts les plus proches obtenues par analyse spectroscopique ou par la photométrie. Différence de magnitude $M_V$ avec la séquence des Hyades . . . . .	90
8	Incertitudes sur les déterminations d'âge d'étoiles A-F . . . . .	91
9	Erreurs relatives sur l'âge résultant des incertitudes sur différents paramètres	92





## Résumé

Une avancée fantastique de la compréhension des intérieurs stellaires s'est accomplie durant les vingt dernières années. Les progrès instrumentaux ont permis d'obtenir, depuis le sol ou l'espace, des données d'observation plus complètes, plus précises et parfois totalement nouvelles. La physique du plasma stellaire, en particulier la physique microscopique, est significativement mieux décrite grâce aux développements théoriques et expérimentaux. Enfin, avec les simulations numériques actuelles, certains processus hydrodynamiques à l'œuvre dans l'intérieur des étoiles commencent à être assez bien décrits.

Les modèles d'étoiles sont maintenant relativement bien validés sur la base de contraintes d'observation assez solides, notamment dans les domaines de masses et de compositions chimiques voisines de celles du Soleil correspondant aux étoiles proches, bien accessibles : on étudie ainsi finement la structure de ces objets et les processus physiques qui la modèlent. Mais il reste de nombreuses questions à résoudre ou à éclaircir pour décrire correctement les autres étoiles, plus lointaines, plus rares ou peu brillantes. Les étoiles sont les constituants principaux des galaxies : la physique stellaire reste donc une étape fondamentale vers la compréhension de la physique des galaxies et de l'Univers dans son ensemble.

Ce mémoire décrit ma contribution à l'étude de la structure interne et de l'évolution des étoiles de petite masse et de masse intermédiaire. Les intérêts sont multiples : ces étoiles peuvent être utilisées suivant les cas comme "laboratoires" pour la physique ou comme acteurs et traceurs de la structure et de l'évolution des galaxies. J'ai acquis une bonne expérience de ces étoiles <sup>1</sup> et j'ai abordé les aspects suivants de leur modélisation :

1. *La mise au point et l'utilisation des outils et des méthodes de modélisation des étoiles* : participation au développement du code français CESAM, calcul d'isochrones ...
2. *La description de la physique du plasma stellaire et les problèmes qui lui sont liés* : opacités, équation d'état, réactions nucléaires, mélange, atmosphère ...
3. *La validation des modèles stellaires et la caractérisation des processus physiques par la confrontation aux observations* : rôle fondamental de l'équation d'état et des opacités à basse température, caractérisation de l'overshooting, mise en évidence de la présence de diffusion microscopique dans les vieilles étoiles ...
4. *Les implications et applications stellaires et extra-stellaires* : estimation de l'âge et de l'abondance d'hélium des étoiles par l'étude de systèmes binaires, d'amas ouverts et d'amas globulaires, estimation des incertitudes sur ces paramètres ...

Les travaux auxquels j'ai participé sont ici replacés parmi les contributions de différentes équipes. Les principaux progrès accomplis sont retracés et commentés. Les problèmes qui demeurent sont discutés ainsi que les moyens mis en œuvre (ou en projet) pour les résoudre.

---

<sup>1</sup>Pendant mon stage de DEA au CEA de Saclay, mon travail de thèse de Doctorat à l'Observatoire de Genève et au sein de l'équipe de structure interne du DASGAL de l'Observatoire de Meudon sous les directions respectives des Drs. M. Cassé, A. Maeder et A. Baglin.



# 1 Introduction

## 1.1 Contexte

Les étoiles sont les constituants fondamentaux de l'Univers observable ; elles renferment quatre-vingt dix pour-cent de la masse de la matière lumineuse des galaxies. Leurs positions, leurs mouvements et leurs interactions avec le milieu interstellaire en font des acteurs et des traceurs de la dynamique et de l'évolution chimique des galaxies qui les abritent.

Les étoiles massives sont des objets brillants qui ont des durées de vie très courtes (à l'échelle de la durée de vie des galaxies). Au cours de leur évolution, elles perdent une grande partie de leur masse (vents forts puis explosion en supernova). La composition chimique du matériau ainsi restitué par l'étoile au milieu interstellaire diffère de celle du nuage de gaz à partir duquel elle s'est formée. L'étude des étoiles massives est fondamentale pour la compréhension de la nucléosynthèse stellaire et de l'évolution chimique des galaxies.

Les étoiles de petite masse sont des réservoirs de matière galactique : elles ont des durées de vie très longues et perdent peu de masse au cours de leur évolution sur la séquence principale. Pour retracer l'évolution chimique de la Galaxie, il est nécessaire de connaître la composition chimique initiale d'étoiles de différents âges. Cette étude est difficile : elle repose sur les déterminations d'abondance, dépend des estimations des âges des étoiles et nécessite de comprendre comment les processus de transport ont modifié la composition chimique de surface des étoiles au cours du temps. Par ailleurs, l'évolution dynamique de la Galaxie peut être partiellement retracée à partir des données des positions, des mouvements propres et des vitesses radiales des étoiles couplées à l'estimation de leurs âges. Enfin, l'âge des plus vieilles étoiles observées (étoiles du halo galactique - du champ ou membres des amas globulaires) est une limite inférieure pour l'âge de l'Univers, contrainte essentielle pour la cosmologie.

Pendant les deux dernières décennies, des données d'observation très précises ont été acquises grâce à (1) l'avènement des télescopes modernes, au sol ou dans l'espace, équipés d'instrumentation de haute qualité et de détecteurs donnant accès à presque tous les domaines de longueur d'onde et à (2) la mise au point de diverses techniques sophistiquées de traitement des données. L'astrométrie au sol a progressé tandis que l'astrométrie spatiale était initiée avec la mission Hipparcos. Dans la même période les détecteurs CCD sur les grands télescopes ont permis de faire de la spectroscopie à haute résolution et grand rapport signal sur bruit tandis que des filtres multi-couleurs étaient mis au point pour la photométrie. De nouveaux champs se sont ouverts tels l'hélio- et l'astérosismologie ou l'interférométrie des tavelures.

Dans les intérieurs stellaires le plasma est chaud et dense, dans des conditions de pression et de température essentiellement inaccessibles au laboratoire terrestre <sup>2</sup>. La description physique du plasma stellaire requiert des connaissances dans de nombreux domaines

---

<sup>2</sup>De la surface au cœur des étoiles, l'intervalle des températures s'étend typiquement de  $\sim 10^3$  K jusqu'à quelques  $10^9$  K tandis que celui des densités va de moins de  $10^{-4}$  à  $\sim 10^9$  g.cm<sup>-3</sup>

de la physique moderne : physique nucléaire et physique des particules, physique atomique et moléculaire, thermodynamique et hydrodynamique, physique du rayonnement et de son interaction avec la matière, transfert du rayonnement.

La modélisation de la structure interne stellaire a commencé au siècle dernier avec les travaux pionniers de Eddington (1926), de Eddington (1926) puis de Schwarzschild (1958) et de Henyey et al. (1959). Les codes numériques ont permis de bien étudier et de comprendre, au-moins qualitativement, les nombreux processus physiques intervenant durant les diverses étapes de la formation et de l'évolution des étoiles.

Les modèles stellaires auxquels sont confrontées les données d'observation sont en amélioration continue. La description physique du plasma s'enrichit des nouveaux développements théoriques, des résultats d'expériences de laboratoire et de simulations numériques. L'utilisation d'ordinateurs de plus en plus puissants permet d'améliorer la précision et la résolution numérique.

Les prédictions des modèles stellaires sont le point d'ancrage de nombreux travaux en astrophysique stellaire, galactique, extragalactique, ou en cosmologie. Il est fondamental que ces modèles et les processus physiques qu'ils intègrent soient au préalable testés et validés. La validation des modèles repose sur les contraintes plus ou moins fortes imposées par les observations.

De nombreux progrès ont été accomplis, mais certaines observations ne peuvent aujourd'hui être expliquées par les modèles ce qui remet en question les modèles ou les observations. Les progrès observationnels contraignent toujours plus les modèles, exigeant la prise en compte de phénomènes autrefois négligés car impossibles à caractériser. Les pièces du puzzle s'assemblent progressivement (et lentement)!

Lors du premier forum de l'ASPS<sup>3</sup> en 1998, deux thèmes de recherche à développer en priorité ont été dégagés par la communauté française :

**L'étude des processus de transport dans les intérieurs stellaires :** transport des éléments chimiques, du moment angulaire, du champ magnétique par mouvements turbulents, ondes internes ou diffusion microscopique. Les observations montrent que ces processus jouent un rôle dans l'évolution des étoiles mais de nombreux aspects restent obscurs (voire inconnus) et demandent à être mieux caractérisés.

**La modélisation des atmosphères stellaires :** elles fournissent les conditions aux limites externes pour les modèles de structure interne, elles sont nécessaires pour déterminer les paramètres fondamentaux des étoiles (températures effectives, gravités, abondances, etc.) à partir des spectres observés et enfin elles sont utilisées pour convertir les grandeurs théoriques prédites par les modèles (magnitude bolométrique  $M_{\text{bol}}$ , température effective  $T_{\text{eff}}$ ) vers les diagrammes couleur-magnitude ou couleur-couleur. L'amélioration des modèles d'atmosphère met en jeu le traitement

---

<sup>3</sup>Action Spécifique de Physique Stellaire ; aujourd'hui PNPS (Programme National de Physique Stellaire)

des opacités, de la convection, des effets hors équilibre thermodynamique local (effets non-ETL) ou la prise en compte de la sphéricité.

D'autre part, **les taux des réactions thermonucléaires** restent très imprécis pour certains stades avancés de l'évolution stellaire et nécessitent d'être connus avec une excellente précision dans le cas des objets à fortes contraintes observationnelles tels le Soleil. **Les données d'opacités pour les molécules ou les grains** à basse température sont loin d'être complètes. Un gros travail reste à accomplir pour mieux comprendre et décrire **les processus de perte de masse**. Cette liste n'est pas exhaustive!

## 1.2 Thèmes de recherche

Mon activité de recherche s'insère dans ce contexte. Les objectifs principaux des travaux auxquels j'ai participé, qui seront présentés dans la suite de ce mémoire, sont les suivants :

1. Le calcul de modèles stellaires, leur amélioration et leur validation.
2. La caractérisation, au moyen des modèles, des processus physiques intervenant dans les étoiles.
3. La détermination, à l'aide des modèles, des caractéristiques (souvent inaccessibles à l'observateur) d'étoiles et d'amas d'étoiles.
4. Les implications des modèles pour les études de physique galactique ou de cosmologie.

Les objets dont il sera question dans ce mémoire appartiennent à différents ensembles d'étoiles de masse dans l'intervalle  $0.5\text{--}10 M_{\odot}$  : étoiles de petite masse et de masse intermédiaire, de composition chimique couvrant toute la gamme rencontrée dans la Galaxie et dans des stades d'évolution allant de la fusion de l'hydrogène à la fusion centrale de l'hélium (i.e. de la séquence principale au stade des géantes rouges et oranges). Nos recherches ont été motivées par l'attente (et finalement l'arrivée!) d'une grande quantité de données d'observation de haute qualité portant sur les représentants les plus proches de ces catégories d'étoiles : Soleil; étoiles du champ isolées, membres de systèmes binaires visuels ou d'amas stellaires; étoiles variables de séquence principale de type  $\delta$  Scuti et géantes "pulsantes" de type Céphéides.

**Les données d'astrométrie spatiale.** De 1989 à 1993, le satellite Hipparcos a observé près de 120 000 étoiles dans notre Galaxie. Il a mesuré leurs parallaxes trigonométriques, leurs positions et leurs mouvements propres et a apporté des informations sur leur multiplicité. La précision moyenne sur les parallaxes est d'une milliseconde d'arc (mas). La distance de  $\sim 20\,000$  étoiles est connue aujourd'hui à mieux que 10 pour cent tandis que 15 pour cent des étoiles observées par Hipparcos se sont avérées être des systèmes doubles ou multiples. La magnitude des étoiles observées a été obtenue, dans le système photométrique du satellite, ainsi que des informations sur leur variabilité. Plusieurs chercheurs du DASGAL de l'Observatoire de Paris-Meudon ont été impliqués dans la préparation de cette mission dès le début des années 1980 et

ont préparé le Catalogue d'Entrée de la mission contenant la sélection des étoiles à observer (Turon et al. 1992). De 1987 à 1997, j'ai travaillé au sein de l'équipe de "Structure interne stellaire" du DASGAL à la préparation de l'interprétation théorique des observations d'Hipparcos.

**Les observations spectroscopiques et photométriques.** L'instrumentation moderne au sol permet d'obtenir des spectres stellaires à haut rapport signal sur bruit et des données photométriques dans des bandes larges s'étendant vers l'infrarouge. Des modèles d'atmosphères de plus en plus complets sont utilisés pour extraire de ces données les flux bolométriques, les températures effectives ou les compositions chimiques stellaires. Pour un nombre déjà important d'étoiles de petite masse, il est possible d'obtenir le flux bolométrique avec une précision de l'ordre de 2 pour cent, la température effective avec une erreur inférieure à 80 K et le rapport  $[\text{Fe}/\text{H}]^4$  à 0.05 dex près (attention il s'agit ici d'erreurs internes). Les techniques sophistiquées de traitement du signal donnent aussi accès aux rotations et aux champs magnétiques stellaires. J'ai collaboré avec plusieurs chercheurs, spécialistes de ces domaines afin d'utiliser de façon optimale les données d'observation.

**Les observations hélio- et astérosismologiques.** Depuis le début des années 1980 des millions de fréquences propres d'oscillation du Soleil ont été mesurées (ACRIM, IPHIR, IRIS, GONG, SOHO, etc.). Très rapidement, grâce à ces données, la description de la structure interne du Soleil a été affinée (détermination de la profondeur de la zone convective et de l'abondance de l'hélium à la surface ou estimation du taux de rotation interne) et la physique en jeu a été mieux comprise (équation d'état, rôle de la diffusion microscopique par triage gravitationnel, etc.). Pendant ma thèse et ensuite, j'ai participé à l'interprétation de ces données avec les chercheurs de l'Observatoire de la Côte d'Azur et plusieurs chercheurs étrangers.

Parallèlement, la sismologie stellaire, à partir du sol, continuait de se développer avec la mise en place de réseaux d'observation d'étoiles à pulsations : WET pour les naines blanches, STEPPI pour les  $\delta$  Scuti ou MUSICOS pour plusieurs types d'étoiles dont les étoiles massives de type Be. Les programmes de recherche de la matière noire qui font de la photométrie en continu de milliers d'étoiles (EROS et OGLE par exemple), ainsi qu'Hipparcos, ont donné accès aux périodes de pulsations de Céphéides de la Galaxie et des Nuages de Magellan. Enfin des projets spatiaux ont pris forme. EVRIS ne put malheureusement remplir sa mission mais de nouveaux projets sont en cours de réalisation (COROT, MOST, MONS) ou à l'étude (EDDINGTON). Ils devraient permettre l'observation de nombreux modes d'oscillation, avec une précision suffisante, pour un nombre raisonnable d'objets, en particulier des objets de type solaire. L'équipe de structure interne du DASGAL est fortement impliquée dans la préparation et l'exploitation des données de ces projets.

**La mesure des flux des neutrinos.** Les flux des neutrinos émis au centre du Soleil ont été mesurés par plusieurs expériences (Homestake, Kamiokande, GALLEX, SAGE, etc.). De nouvelles questions se sont posées concernant les modèles solaires mais aussi la physique du neutrino. J'ai travaillé avec Evry Schatzman et Gabrielle Berthomieu, membres de l'équipe de l'expérience GALLEX <sup>5</sup> à la discussion des problèmes posés.

<sup>4</sup> $[\text{Fe}/\text{H}] = \log(N_{\text{Fe}}/N_{\text{H}}) - \log(N_{\text{Fe}}/N_{\text{H}})_{\odot}$  où  $N_{\text{Fe}}$  et  $N_{\text{H}}$  sont respectivement les abondances en nombre du fer et de l'hydrogène

<sup>5</sup>détecteur au chlorure de Gallium installé dans le tunnel sous le Gran Sasso en Italie

**Les mesures interférométriques.** Les masses d'étoiles membres de systèmes binaires serrés ont pu être déterminées assez précisément grâce à l'utilisation combinée de techniques d'interférométrie des tavelures et de spectroscopie. L'interférométrie donne déjà accès aux rayons et à la structure des enveloppes de plusieurs étoiles, parmi les plus grosses ou les plus brillantes. Des données précises de masses et de rayons stellaires sont indispensables pour contraindre les modèles d'étoiles.

Grâce à ces excellentes observations et à cause des problèmes rencontrés pour les interpréter, plusieurs équipes de physiciens ont entrepris des calculs théoriques approfondis et des travaux expérimentaux qui ont débouché sur une amélioration considérable des données de physique microscopique relatives au plasma stellaire : équation d'état, opacités ou sections efficaces des réactions nucléaires. Parallèlement, les simulations numériques en trois dimensions de la convection solaire commencent à bien rendre compte de la granulation. Des résultats sont attendus dans les années à venir en ce qui concerne les instabilités hydrodynamiques, génératrices de turbulence, dans les fluides en rotation. À court terme, les processus turbulents devraient être mieux décrits dans les modèles, ce qui limitera l'utilisation des descriptions phénoménologiques où interviennent de nombreux paramètres. Tous ces travaux seront décrits plus longuement dans la suite de cet exposé.

Dans ce mémoire, je tenterai de montrer comment la réduction considérable des barres d'erreur des différentes observations et l'apport des données de sismologie donnent accès à des tests fins de la physique stellaire et permettent de préciser significativement la valeur des paramètres stellaires déduits des modèles. Les données des modèles de structure interne sont le plus souvent utilisées "telles quelles" pour les calculs d'évolution galactique ou en cosmologie. En règle générale, on réussit bien à expliquer les observations <sup>6</sup> mais c'est toujours au prix de l'ajustement des paramètres de la modélisation. Pourtant, il ne faut pas oublier que les valeurs des âges ou de l'abondance d'hélium des étoiles ne seront bien ancrées que lorsqu'on aura une idée extrêmement précise de la valeur des paramètres physiques qui régissent la structure interne des étoiles (du cœur à la surface!) et leur évolution.

---

<sup>6</sup>Un exemple classique est celui de l'ajustement des diagrammes couleur-magnitude des étoiles ou amas d'étoiles de notre Galaxie et maintenant des galaxies extérieures proches à l'aide d'isochrones théoriques.





## 2 Quelques aspects de la modélisation des étoiles

L’interprétation des observations repose sur les modèles d’étoiles. Les modèles dits standards considèrent les étoiles comme des objets à symétrie sphérique, sans rotation ni champ magnétique, qui évoluent dans le temps sous les effets combinés des réactions nucléaires qui se produisent dans le cœur et/ou de la contraction gravitationnelle. Ils sont obtenus par la résolution des quatre équations de la structure interne, avec leurs conditions aux limites. La solution (masse, pression, luminosité, température à un niveau donné dans l’étoile) dépend de la physique utilisée pour décrire le plasma : équation d’état, opacités, taux des réactions nucléaires, convection, perte de masse, etc.

Vers la fin des années 1980, l’héliosismologie a révolutionné notre façon de concevoir les modèles solaires. Le modèle solaire des années 1980 était basé sur une description physique assez simple (voir par exemple Lebreton & Maeder 1986; Bahcall & Ulrich 1988). L’équation d’état prenait en compte la pression de radiation et la pression du gaz parfait d’ions et d’électrons (incluant pour ces derniers les effets quantiques). Les seules opacités disponibles (considérées alors comme correctes) étaient celles de Los Alamos (Huebner et al. 1977). Ce modèle ne rendait bien sûr pas compte du flux des neutrinos du bore-8 mesuré à Brookhaven (Davis et al. 1990)! Régulièrement des modèles solaires “non-standard” intégrant des processus physiques plus ou moins exotiques étaient proposés pour rendre compte du flux des neutrinos observés. Dans les modèles proposés par Schatzman et al. (1981) puis améliorés par Lebreton & Maeder (1987), la diffusion turbulente, en ramenant de l’hydrogène “frais” au cœur du Soleil, limite l’augmentation de la température et par conséquent le flux des neutrinos émis par désintégration de  ${}^8\text{B}$  ( $\phi_\nu({}^8\text{B}) \propto T_c^{20}$ , Iben 1969). Dans les modèles proposés par Gilliland & Däppen (1988), le cœur solaire est quasi-isotherme parce que des WIMPS<sup>7</sup> y conduisent efficacement l’énergie produite par les réactions thermonucléaires. Le manque de contraintes observationnelles ne permettait généralement pas d’invalider ces modèles “non-standard”. Les premières comparaisons des modèles solaires avec les données héliosismologiques ont révélé la puissance de ces données pour contraindre les modèles.

De plus, les différents modélisateurs produisaient, avec des codes de structure interne différents, des modèles solaires assez disparates (différentes versions des tables d’opacité ou des taux des réactions thermonucléaires) dont les résultats étaient difficiles à comparer. Il est apparu que le calcul des fréquences d’oscillation exigeait une précision des dérivées numériques supérieure à celle atteinte par les modèles courants ainsi qu’une compréhension approfondie des résultats quantitatifs des modèles.

Le réseau d’héliosismologie au sol GONG<sup>8</sup> s’organisait. Le groupe “GONG Solar Model Comparison Project” se constituait pour comparer en détail la “structure numérique” des différents codes d’évolution stellaire, indépendamment de leurs ingrédients physiques. Parallèlement, en 1987, sous l’impulsion d’Evry Schatzman et d’Annie Baglin, la communauté française se mobilisait autour du projet de reconstruction complète d’un code moderne d’évolution stellaire avec une recherche de précision optimale. Le “Groupe Code”

---

<sup>7</sup>Weakly Interactive Massive Particles

<sup>8</sup>Global Oscillation Network Group

du GdR<sup>9</sup> de structure interne des étoiles et des planètes géantes était né autour de de Pierre Morel (OCA).

## 2.1 Les outils pour la modélisation stellaire

**Les premiers codes de structure interne :** Les programmes originaux développés par Kippenhahn et al. (1968) ou Paczynski (1970) ont été repris puis améliorés et enrichis par différents groupes depuis quarante ans (Genève, Liège, Padoue, etc.). Les équations de la structure interne y sont résolues par la méthode des différences finies. Ces codes ont l'avantage d'être robustes et permettent de modéliser des étoiles dans un large domaine de masses et de stades d'évolution. Pourtant, ces codes sont souvent inadaptés aux calculs de sismologie : ils n'ont pas été conçus avec l'idée de recherche de précision, ils ont subi des modifications successives par différentes personnes, ils contiennent peu (ou pas) de commentaires et on y trouve fréquemment des "constantes" physiques qui diffèrent d'un sous-programme à l'autre.

**Le code CESAM :** Le code CESAM<sup>10</sup> est un code à une dimension permettant de calculer l'évolution quasi-statique d'une étoile avec rotation et diffusion. Ce code est développé par Pierre Morel depuis 1988 avec les contributions des différents membres du "Groupe Code" (Morel 1997; Morel & Groupe Code 1988-1995). CESAM est basé sur une méthode d'intégration des équations par spline/collocation. Les fonctions inconnues sont développées sur une base de polynômes par morceaux, les B-splines. La condition est que ces développements satisfassent les équations de la structure interne et leurs conditions aux limites en un nombre ad-hoc de points, les points de collocation (Morel 1997). Le système d'équations non-linéaires obtenu est résolu par une méthode itérative de Newton-Raphson. Les temps caractéristiques de variation des abondances étant très variables d'un élément chimique à l'autre, le calcul de l'évolution de la composition chimique est un problème différentiel raide. Il est résolu dans un module séparé externe avec différentes méthodes suivant que l'on prend en compte ou pas les processus de diffusion des éléments chimiques. Le code est largement modulaire ce qui facilite l'implémentation de nouvelles données ou l'introduction de processus physiques supplémentaires. Ce code en est aujourd'hui à sa version 4, il peut être obtenu via l'internet (<http://www.obs-nice.fr/morel/CESAM.html>).

**Les outils associés :** La confrontation des modèles de structure interne aux observations nécessite des outils complémentaires.

*Codes de calcul d'atmosphères.* Ils fournissent les conditions aux limites pour le modèle d'intérieur. D'autre part, la conversion des résultats théoriques (luminosité, température effective) en des quantités comparables aux observations (couleurs, magnitude apparente) est souvent basée sur les résultats de modèles d'atmosphères (les calibrations empiriques ne sont disponibles que pour des intervalles restreints des paramètres stellaires tandis que les modèles d'atmosphères peuvent couvrir de façon homogène des régions étendues du diagramme H-R ).

---

<sup>9</sup>Groupe de Recherche.

<sup>10</sup>Code d'Évolution Stellaire Adaptatif et Modulaire

*Codes d'oscillations.* Ils permettent de décrire les propriétés (fréquences, amplitudes) des modes d'oscillation associés à différents types d'étoiles pour l'interprétation des observations sismologiques.

*Programmes de calcul d'isochrones.* Ils permettent, par interpolation dans une grille de modèles d'évolution d'étoiles de différentes masses, d'obtenir les propriétés de ces étoiles à un âge donné. Les résultats sont utilisés pour interpréter les observations de groupes homogènes d'étoiles (classiquement les diagrammes H-R d'étoiles et d'amas stellaires de notre Galaxie ou des galaxies extérieures proches).

*Systèmes-expert.* Un tel outil pourrait permettre à des utilisateurs non-spécialistes de calculer leurs propres modèles à partir d'options standard et d'automatiser certaines procédures du calcul.

## 2.2 Contribution

J'ai apporté de nombreuses modifications et améliorations à plusieurs codes de structure interne de la "vieille" génération et j'ai participé activement au développement de CESAM (Morel & Groupe Code 1988-1995)<sup>11</sup>. Je résume ici brièvement ma participation, certains points seront repris plus longuement dans les chapitres suivants.

### 2.2.1 Calcul de modèles et données de physique

**réactions nucléaires :** Dans le cadre de la comparaison des différents codes de structure interne, j'ai implanté et/ou actualisé les réactions de la chaîne p-p et du cycle CNO dans les codes de Genève, de Århus (code de J. Christensen-Dalsgaard) et de Nice (avec G. Berthomieu). Mon expertise a ensuite été utile lors de la construction de CESAM. Pendant la thèse de Daniel Cordier, que j'ai encadrée à Rennes, le domaine d'application de CESAM a été étendu vers le stade des céphéides et j'ai travaillé avec D. Cordier à la mise en place des réactions de fusion de l'hélium.

**équation d'état :** Dans le but d'améliorer les modèles solaires et les modèles d'étoiles de petite masse, j'ai mis en place, testé et tabulé les équations d'état de (1) MH&D<sup>12</sup> (Däppen et al. 1988) dans le code de Genève, et de (2) Saumon-Chabrier (Saumon et al. 1995) dans le code CESAM. J'ai testé et débogué l'équation d'état de CEFF (Eggleton et al. 1973; Christensen-Dalsgaard 1991) dans CESAM.

**overshooting :** J'ai participé à l'implantation de l'overshooting standard dans CESAM avec P. Morel. Dans le cadre du calcul de modèles d'étoiles  $\delta$  Scuti, j'ai mis en place dans CESAM le calcul de l'overshooting par l'intégrale de Roxburgh.

**opacités :** Comme on le verra par la suite, les données d'opacité ont été souvent remises en cause et corrigées. La mise en place de tables d'opacité dans un programme de structure interne requiert un travail préalable de choix et de comparaison des données disponibles. Le plus souvent il faut utiliser des tables d'opacité provenant de

<sup>11</sup>Les premières étapes du développement de CESAM (1988-1995) sont relatées dans les comptes-rendus des neuf réunions du "Groupe Code", mes contributions sont explicitées dans la partie D.6.

<sup>12</sup>Pour Mihalas, Hummer, Däppen.

différentes sources pour couvrir toute la gamme des températures, des masses volumiques et des compositions chimiques des étoiles à étudier. Il faut, dans la mesure du possible, que les opacités utilisées dans l'intérieur (données A) et dans les couches externes (données B) aient été calculées pour le même mélange chimique. Il existe généralement un domaine de températures et de densité commun aux données A et B. On compare alors les données A et B dans ce domaine et on choisit de les raccorder dans la zone où elles présentent les différences les plus faibles.

J'ai obtenu et mis en forme les opacités de Los Alamos (Huebner et al. 1977), d'OPAL<sup>13</sup> (Iglesias & Rogers 1996), d'OP<sup>14</sup> (Seaton et al. 1994), d'Alexander & Ferguson (1994) et de Kurucz (1991), le tout pour différents jeux de compositions chimiques (solaire ou enrichie en éléments  $\alpha$ ). Le raccord des différentes tables a été effectué avec des programmes écrits en partie par C. Bontolila et M. Auvergne. J'ai développé un ensemble de programmes pour le code de Genève et CESAM qui permettent d'interpoler dans les différentes tables d'opacités et j'ai dû réactualiser plusieurs fois l'ensemble des tables utilisées en fonction des corrections apportées par les physiciens. Par ailleurs, pour l'extension de CESAM vers la fusion de l'hélium, j'ai travaillé avec D. Cordier à la mise en place d'opacités pour des mélanges riches en éléments lourds dans des proportions variables.

**abondances :** J'ai mis en place pour CESAM des programmes de calcul détaillé des abondances pour différents mélanges.

**aspects numériques :** Avant que CESAM soit au point, j'ai largement utilisé le code de Genève dans lequel il a fallu faire quelques "aménagements" pour que la précision des calculs soit à la hauteur de la précision des observations. Par exemple, lorsqu'on veut comparer les résultats d'un modèle solaire aux observations héliosismologiques, on a besoin, en particulier, d'évaluer très soigneusement le gradient de la vitesse du son dans les régions centrales. Dans le code de Genève, le centre est un point singulier à cause de l'écriture des équations de la structure interne en fonction de la variable de masse. Il a fallu mettre en place un traitement des conditions aux limites basé sur des développements limités des quantités physiques au voisinage du point singulier (Christensen-Dalsgaard 1982). Plus tard, Pierre Morel a choisi les variables d'intégration de CESAM de façon à lever cette singularité, en remplaçant les variables de masse, rayon, pression, luminosité et température par les variables  $\mu = 1 - \left(\frac{M}{M_\star}\right)^{\frac{2}{3}}$ ,  $\zeta = \left(\frac{R}{R_\odot}\right)^2$ ,  $\ln P$ ,  $\lambda = \left(\frac{L}{L_\odot}\right)^{\frac{2}{3}}$  et  $\ln T$ .

Le code CESAM a été utilisé, testé et amélioré par plusieurs groupes français et étrangers. J'en assure la maintenance à l'Observatoire de Meudon où j'ai initié plusieurs étudiants à son utilisation et j'ai contribué à son implantation en Espagne (IAC, Canaries) et à Rennes (ENSCR).

<sup>13</sup>Groupe du Livermore National Laboratory

<sup>14</sup>Opacity Project

### 2.2.2 Interfaces

**Atmosphères.** Les modèles d’atmosphères d’ATLAS9 (Kurucz 1991) calculés par C. Van’ t Veer, D. Katz et R. Cayrel fournissent les conditions aux limites pour le modèle d’intérieur. J’ai participé à la mise en place de l’interface ATLAS9-CESAM (Morel et al. 1993, 1994) en m’occupant plus particulièrement de la cohérence des tables d’opacité utilisées dans les deux codes. Ce premier travail a été appliqué au calcul de modèles solaires ; j’ai ensuite mis en place avec R. Cayrel des modèles d’atmosphères d’étoiles déficientes en métaux.

J’ai étendu avec D. Cordier le domaine d’application du code CESAM vers les très petites masses ( $M \lesssim 0.6 M_{\odot}$ ) en intégrant les données de modèles d’atmosphères appropriés (cf. partie 4.7). Ces modèles issus du code PHOENIX (Hauschildt et al. 1999) nous ont été fournis par F. Allard.

La base de données BaSeL (Basel Stellar Library, version 2.2, Lejeune et al. 1997, 1998) permet de transformer les données du diagramme H-R théorique (luminosité  $L$ , température effective  $T_{\text{eff}}$ ) dans les différents plans d’observation, plans couleur-magnitude et couleur-couleur. La collaboration avec Thibault Lejeune (actuellement en stage post-doctoral au Portugal) nous a permis d’implanter cette base au DAS-GAL.

**Calcul d’oscillations.** Après un séjour au Danemark chez J. Christensen-Dalsgaard, j’ai pu disposer de son code numérique de calcul des oscillations solaires et stellaires. J’ai ensuite réalisé l’interface de ce code avec le code de structure interne de Genève pour des travaux en collaboration avec M.-J. Goupil et E. Michel.

**Calcul d’isochrones.** J’ai développé un ensemble de programmes pour le calcul des réseaux d’isochrones associés à une grille de modèles stellaires ainsi que les programmes d’interface avec BaSeL.

**Système-expert.** Au début des années 1990, M. Auvergne et A. Baglin ont lancé un projet de construction d’un système-expert capable de gérer les connaissances physiques et techniques nécessaires à l’utilisation de CESAM. J’ai participé aux premières phases de développement de ce projet (Baglin et al. 1990).

## 2.3 Perspectives

CESAM est aujourd’hui un outil de pointe, fiable et reconnu, de calculs d’évolution stellaire pour une large gamme de masses et de stades d’évolution et intégrant la plupart des processus physiques standards pris en compte par les autres groupes. CESAM est complètement opérationnel dans la gamme de masses comprises entre  $\sim 0.6 M_{\odot}$  et  $\sim 10 M_{\odot}$  (petites masses et intermédiaires) et pour les stades d’évolution s’étendant de la séquence principale au stade de fusion de l’hélium dans le cœur stellaire. CESAM reste à développer du côté de la pré-séquence principale, vers les stades avancés, les étoiles de très petite masse ( $M \lesssim 0.6 M_{\odot}$ ) et les étoiles massives. Ces développements exigeront l’abandon de certaines hypothèses, comme celle d’équilibre hydrostatique, ou la prise en compte des effets de rotation ou de champ magnétique. Ils requerront la mise en place de nouvelles données physiques telles des taux et des facteurs d’écran de réactions nucléaires, des taux

de perte de masse ou de nouvelles conditions aux limites externes basées sur des modèles d'atmosphères non-gris.

Pour finir, les codes du futur devront sortir du cadre de la symétrie sphérique pour intégrer, de façon plus satisfaisante, les effets de la rotation ou de la convection. Plusieurs codes sont à l'étude aujourd'hui. Citons, par exemple, le projet de développement d'un code 2-D récemment initié par Michel Rieutord (OMP, Toulouse) ou le projet DJEHUTY de code d'évolution stellaire à 3-D (Dearborn et al. 2001).

### 3 Les données d'observation

Les travaux de structure interne ont bénéficié d'importants progrès accomplis dans le domaine observationnel. Ce chapitre décrit les différentes missions d'observation effectuées au sol ou dans l'espace et quelques-unes des techniques utilisées pour déterminer les paramètres fondamentaux des étoiles étudiées dans nos travaux. Nous aurons ainsi une idée générale de la précision optimale atteinte aujourd'hui sur les grandeurs intéressant les modèles stellaires et sur la qualité des contraintes qui en résultent. Certains des points discutés ici sont extraits de deux articles de revue (Lebreton 2000b,c).

#### 3.1 L'astrométrie spatiale avec Hipparcos

Le satellite Hipparcos conçu par l'Agence Spatiale Européenne a été lancé en 1989. La mission s'est terminée en 1993 et a été suivie de trois ans de réduction de données. Le contenu du catalogue des résultats d'Hipparcos (Perryman & ESA 1997) a été décrit par Perryman et al. (1997). Les données sont disponibles pour l'ensemble de la communauté astrophysique depuis juin 1997. Toutes les informations générales concernant la mission Hipparcos et le traitement des données sont consignées dans les articles de revue de van Leeuwen (1997b) et de Kovalevsky (1998). La table 1 reprend et complète une partie des informations données plus loin dans le texte.

Hipparcos a observé des étoiles de masses, compositions chimiques et stades d'évolution très variés, localisées dans le disque ou le halo de notre Galaxie. Hipparcos a observé systématiquement jusqu'à une magnitude  $V$  dépendant de la latitude écliptique et du type spectral des étoiles, avec une limite de  $V \sim 12.4$  mag pour les objets les plus faibles accessibles à l'instrument.

Les données d'astrométrie dites "intermédiaires" sont les mesures, obtenues au cours de la mission, des abscisses des étoiles à plusieurs époques, sur les grands cercles de référence du satellite, 30 observations géométriquement indépendantes ayant été obtenues en moyenne par objet. L'analyse de ces données intermédiaires par deux consortia indépendants a permis d'obtenir les données astrométriques classiques de 117 955 étoiles - positions  $(\alpha, \delta)$ , mouvements propres  $(\mu_\alpha \cos \delta, \mu_\delta)$  et parallaxes trigonométriques  $(\pi)$  - ainsi que les erreurs standards et les coefficients de corrélation associés. Toutes les données astrométriques (y compris les données intermédiaires) se trouvent dans le catalogue de la mission. Les données intermédiaires peuvent être utilisées pour (re)calculer tous les paramètres astrométriques dans certains cas particuliers où les données sont corrélées ou si l'on veut inclure des données d'observation obtenues au sol (vitesses radiales, mouvements propres différentiels, etc.). Elles ont été utilisées par exemple :

- pour obtenir les propriétés (parallaxe moyenne et mouvements propres individuels) d'étoiles membres d'amas galactiques car, pour de telles étoiles, qui ne sont séparées que de 3 à 4 degrés sur un grand cercle, on a une forte corrélation des erreurs de mesure des abscisses,

TAB. 1 – Hipparcos et Tycho : résumé des résultats, d'après  
<http://astro.estec.esa.nl/Hipparcos>.

xv

### Summary of the Hipparcos and Tycho Catalogues

Measurement period	1989.85–1993.21
Catalogue epoch	J1991.25
Reference system	ICRS
Coincidence with respect to ICRS (all 3 axes)	$\pm 0.6$ mas
Proper motion deviation from inertial (all 3 axes)	$\pm 0.25$ mas/yr
Hipparcos Catalogue:	
Number of entries	118 218
Entries with associated astrometry	117 955
Entries with associated photometry	118 204
Mean sky density	$\sim 3$ per square degree
Limiting magnitude	$V \sim 12.4$ mag
Completeness	Up to $V = 7.3 - 9.0$ mag
Median precision of positions, J1991.25 ( $H_p < 9$ mag)	0.77/0.64 mas (RA/dec)
Median precision of parallaxes ( $H_p < 9$ mag)	0.97 mas
Median precision of proper motions ( $H_p < 9$ mag)	0.88/0.74 mas/yr (RA/dec)
10 per cent (each of the five parameters) better than	0.47–0.66 mas
Distance determined to better than 10 per cent ( $\sigma_\pi/\pi < 0.1$ )	20853
Distance determined to better than 20 per cent ( $\sigma_\pi/\pi < 0.2$ )	49399
Inferred ratio of external errors to standard errors	$\sim 1.0 - 1.2$
Estimated systematic errors in astrometry	$< 0.1$ mas
Total number of independent astrometric abscissae	$\sim 3.6 \times 10^6$
Median photometric precision ( $H_p$ , for $H_p < 9$ mag)	0.0015 mag
Mean number of photometric observations per star	110
Total number of $H_p$ photometric measurements	$\sim 13 \times 10^6$
Number of entries variable or possibly variable	11597 (8237 new)
Periodic variables	2712 (970 new)
Cepheid type	273 (2 new)
RR Lyrae type	186 (9 new)
$\delta$ Scuti and SX Phoenicis type	108 (35 new)
Eclipsing binaries (e.g. EA, EB, EW,..)	917 (343 new)
Other types (e.g. M, SR, RV Tau,..)	1238 (576 new)
Non-periodic and unsolved (e.g. RCrB, $\gamma$ Cas, Z And)	5542 (4145 new)
Not investigated (including micro-variables)	3343 (3122 new)
Number of solved or suspected double/multiple systems	23882
Systems with component data (annex part C)	12195 (2996 new)
Orbital systems (annex part O)	235
Astrometric binaries (annex parts G and V)	2910
Suspected non-single (including annex part X)	8542
Tycho Catalogue:	
Number of entries (including 6301 HIP only)	1 058 332
Mean sky density	$\sim 25$ per square degree
Limiting magnitude	$V_T \sim 11.5$ mag
Completeness	$V_T \sim 10.5$ mag
Median astrometric precision (all stars), J1991.25	25 mas
Median astrometric precision ( $V_T < 9$ mag), J1991.25	7 mas
Inferred ratio of external errors to standard errors	$\sim 1.0 - 1.5$
Systematic errors in astrometry	$< 1$ mas
Mean number of astrometric and photometric observations per star	130
Total number of astrometric and photometric observations	$\sim 130 \times 10^6$
Median photometric precision (all stars): $B_T, V_T, B_T - V_T$	0.07, 0.06, 0.10 mag
Median photometric precision ( $V_T < 9$ mag): $B_T, V_T, B_T - V_T$	0.014, 0.012, 0.019 mag



- pour le calcul de masses d'étoiles dans les systèmes doubles (en utilisant les mesures des paramètres orbitaux obtenues au sol).

On trouvera plus d'informations sur les applications des données intermédiaires dans van Leeuwen (1997a) et van Leeuwen & Evans (1998).

Hipparcos a permis de séparer les composants de 12 195 systèmes doubles ou multiples parmi lesquels 25% avaient été classés auparavant comme des étoiles simples. De plus, 8542 autres étoiles sont suspectées d'être doubles. Une annexe du catalogue dédiée aux systèmes doubles et multiples a été rédigée par Lindegren et al. (1997).

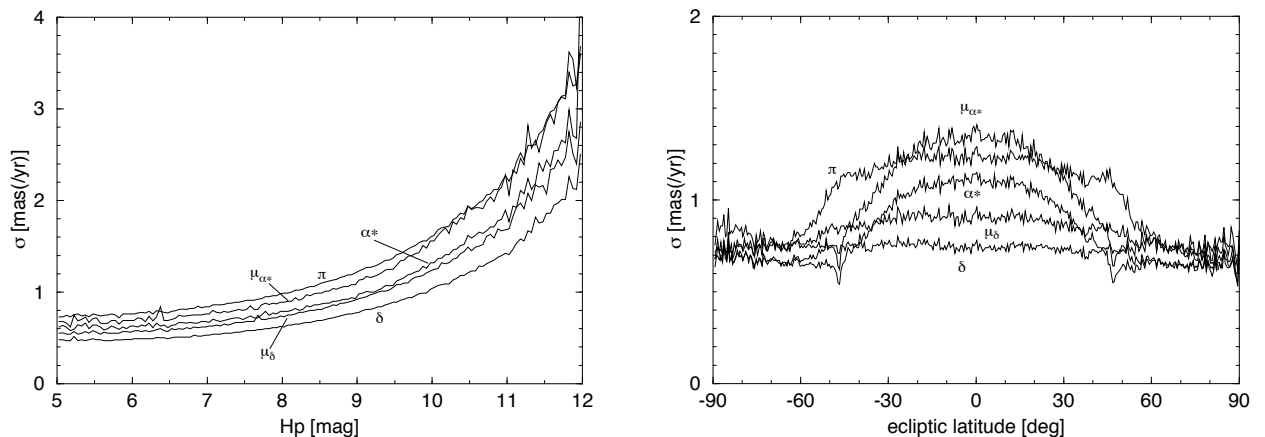


FIG. 1 – Erreurs standards médianes des cinq paramètres astrométriques d'Hipparcos en fonction de la magnitude  $H_p$  et de la latitude écliptique d'après Perryman et al. (1997)

Les erreurs médianes standards sur les positions, les mouvements propres et les parallaxes sont de 0.7 à 0.9 milliseconde d'arc (mas) pour les étoiles de magnitude inférieure à 9 mag. Les précisions sont meilleures pour les étoiles brillantes et moins bonnes pour les étoiles faibles ou dans la direction du plan de l'écliptique (cf. figure 1). La précision des données astrométriques d'Hipparcos a été étudiée par Arenou et al. (1995) et Lindegren (1995). Plus récemment la précision a été discutée par van Leeuwen (1999b). Pour l'ensemble du catalogue, l'erreur résultant de la définition du point zéro des parallaxes est inférieure à 0.1 mas et les erreurs formelles<sup>15</sup> qui sont données ne sont pas sous-estimées de plus de 10%. Avec Hipparcos, les parallaxes d'environ 5200 étoiles simples et 450 étoiles doubles ou multiples ont été mesurées avec une précision  $\sigma_{\pi}/\pi$  meilleure que 5%. L'erreur sur la parallaxe est inférieure à 10% pour 20 853 étoiles et inférieure à 20% pour 49 333 étoiles (cf. table 2)

Martin et al. (1997, 1998) et Martin & Mignard (1998) ont déterminé les masses de 74 étoiles membres de systèmes binaires astrométriques, les incertitudes vont de 5 à 35%. Söderhjelm (1999) a déterminé des masses et a amélioré la précision sur les paramètres orbitaux de 205 binaires visuelles en combinant les données astrométriques d'Hipparcos

<sup>15</sup>L'erreur formelle ou interne sur la parallaxe dépend de la magnitude et de la latitude écliptique de l'étoile considérée. Elle est obtenue en estimant l'écart-type de l'erreur aléatoire à l'aide d'un modèle, voir la thèse de Frédéric Arenou (1993), page 113.

TAB. 2 – Nombre et fraction d'étoiles simples et multiples dont l'erreur relative sur la parallaxe est inférieure à la limite donnée dans la première colonne, d'après Mignard (1997)

$\sigma_\pi/\pi$ per cent	Number		Fraction(per cent)	
	Single	Multiple	Single	Multiple
< 1	140	16	0.1	0.1
< 2	710	50	0.7	0.4
< 5	5200	450	5.4	3.6
< 10	17900	1600	18.5	12.8
< 20	42800	4200	44.2	33.3
< 50	78000	8800	80.6	70.0

avec des observations faites au sol. L'erreur sur la valeur de la masse est inférieure à 5% pour douze systèmes et à 7.5% pour vingt systèmes.

Des mesures photométriques ont été effectuées au cours de la mission Hipparcos. Le résultat est un ensemble homogène de mesures, pour le grand nombre d'étoiles observées, chacune d'elles ayant été observée 110 fois en moyenne. La bande passante spécifique de l'instrument était large, s'étendant sur l'intervalle de longueur d'onde  $\sim 350$ -800 nanomètres (cf. figure 2). La magnitude mesurée par Hipparcos est notée  $H_p$ , sa précision médiane est de 0.0015 magnitude pour  $H_p < 9$  mag. On trouve aussi dans le catalogue les valeurs de la magnitude  $V$ , dans le système de Johnson, correspondant à une combinaison des mesures du satellite et de mesures effectuées au sol. La précision typique sur  $V$  est de 0.01 magnitude. Des mesures photométriques ont aussi été effectuées par le repéreur d'étoiles Tycho, embarqué avec Hipparcos, et qui avait des bandes passantes proches des bandes  $B$  et  $V$  de Johnson (figure 2). Les précisions typiques obtenues sur la mesure des magnitudes de Tycho, notées  $B_T$  et  $V_T$ , sont respectivement de 0.014 et 0.012 magnitude pour les étoiles de  $V_T < 9$  mag.

Les étoiles observées par Hipparcos ont été classées en fonction de leur variabilité (van Leeuwen et al. 1997) et 11 597 étoiles variables ou probablement variables ont été répertoriées. Parmi celles-ci on dénombre 2712 variables périodiques dont 970 sont de nouvelles variables découvertes par Hipparcos : 273 étoiles sont des Céphéides, 186 des RR Lyrae, 108 des  $\delta$  Scuti ou des étoiles de type SX Phoenicis et 917 variables correspondent à des systèmes binaires à éclipses.

La décision de construire Hipparcos a été prise il y a plus de 15 ans. Pendant tout le temps de préparation de la mission, les précisions sur les parallaxes mesurées au sol se sont grandement améliorées grâce à l'utilisation des détecteurs CCD. Pour quelques dizaines d'étoiles, l'erreur sur la parallaxe mesurée depuis le sol est inférieure à 1.4 mas et on pense qu'elle pourra être réduite à moins de 0.5 mas dans les années à venir (Harris et al. 1997; Gatewood et al. 1998). D'autre part, les observations du "Fine Guidance Sensor" embarqué sur le télescope spatial Hubble (*HST*) permettent d'obtenir des parallaxes jusqu'à des magnitudes  $V \sim 15.8$  mag avec des erreurs de l'ordre de 1 mas (Benedict et al. 1994; Harrison et al. 1999). Toutefois, le temps d'observation du *HST* alloué à l'astrométrie est très faible ce qui limite le nombre d'étoiles dont il mesurera les distances. L'énorme avantage d'Hipparcos réside dans le très grand nombre d'étoiles qu'il a pu observer et traiter pour

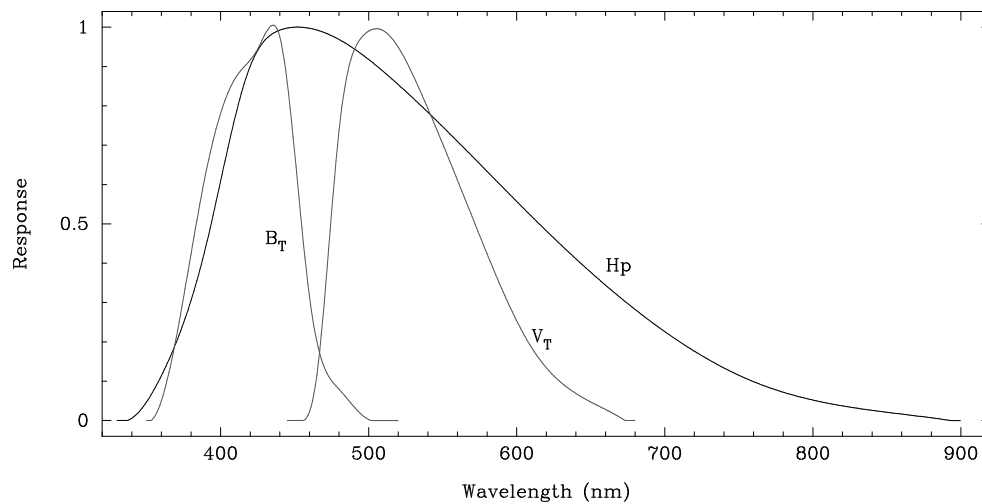


FIG. 2 – Bandes passantes d’Hipparcos et de Tycho, d’après van Leeuwen et al. (1997)

fournir des parallaxes trigonométriques homogènes et absolues. Pour conclure, la figure 3 montre le diagramme H-R des quelques 20 853 étoiles les mieux connues après Hipparcos parmi lesquelles se trouvent la plupart des étoiles que nous avons étudiées et modélisées.

### 3.2 Photométrie et spectroscopie au sol

Certains paramètres stellaires fondamentaux (magnitude bolométrique  $M_{\text{bol}}$ , température effective  $T_{\text{eff}}$ , gravité à la surface  $g$  et composition chimique) peuvent être déterminés par la photométrie et/ou l’analyse détaillée de spectres stellaires. Ces déterminations reposent essentiellement sur les modèles d’atmosphères et font parfois appel aux résultats des modèles d’intérieurs stellaires.

Les masses et les rayons peuvent être obtenus directement pour certaines étoiles membres de systèmes binaires ou multiples en mettant en œuvre et/ou en combinant astrométrie, photométrie, spectroscopie et interférométrie des tavelures (cf. revues de M. Scholz, J. Andersen et H.A. McAlister dans Bedding et al. 1998).

L’interférométrie ou l’observation d’occultations lunaires combinées à la mesure des distances donnent les diamètres stellaires (cf. revues de J. Davis et A. Richichi dans Bedding et al. 1998). Si l’on peut évaluer par ailleurs la magnitude bolométrique de l’étoile, on déduit sa température effective par la loi de Stefan-Boltzmann. Les mesures interférométriques ne sont possibles que pour un nombre limité d’étoiles, soit très brillantes, soit très grosses. Ces étoiles servent ensuite de calibrateurs pour les autres méthodes de calibration des températures effectives.

Les différentes méthodes (et les incertitudes associées) utilisées pour déterminer les paramètres stellaires fondamentaux des naines et sous-géantes galactiques de types spectraux A à K sont maintenant décrites brièvement et les progrès qui ont été permis par Hipparcos sont soulignés.

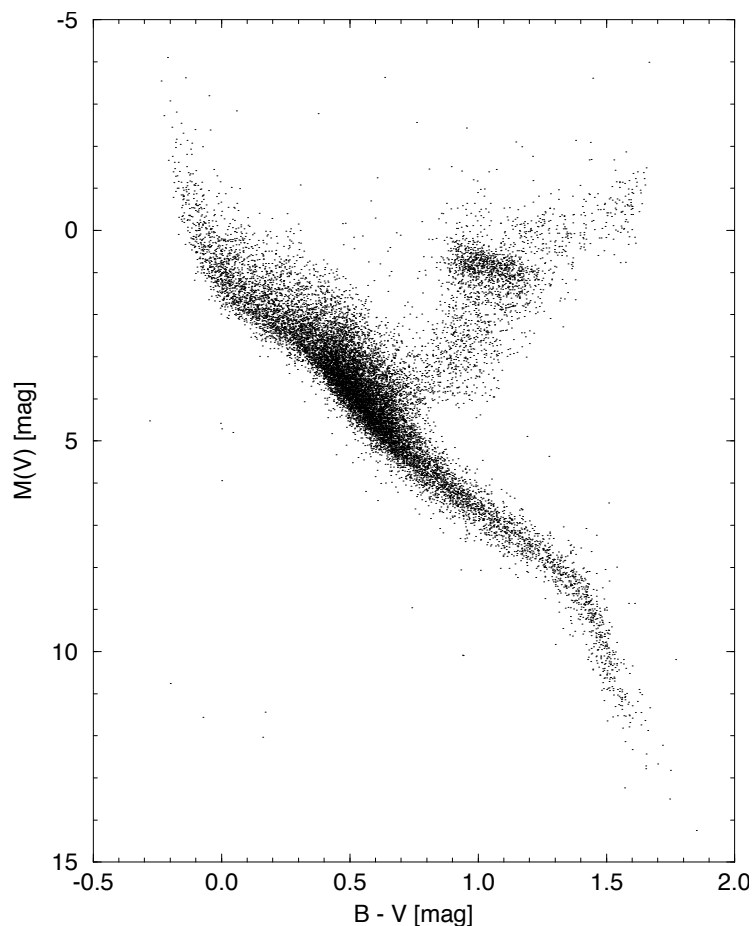


FIG. 3 – Le diagramme H-R des 20 853 étoiles dont Hipparcos a donné la distance à mieux que 10% et pour lesquelles  $\sigma_{B-V} < 0.025$  mag, d'après Perryman et al. (1997)

### 3.2.1 Magnitudes bolométriques

Les étoiles F-G-K émettent la plus grande partie de leur énergie (plus de 80%) dans un intervalle de longueur d'onde couvert par les bandes photométriques UBVRIJHKL. En intégrant les flux mesurés dans ces différentes bandes, on mesure à peu de choses près l'éclat bolométrique apparent (dans la littérature, il est parfois noté  $F_{bol}$ , pour flux bolométrique). Pour affiner la détermination de  $F_{bol}$ , on estime ensuite le flux résiduel émis en dehors des bandes considérées en utilisant des modèles théoriques d'atmosphères stellaires. Cette méthode est facilement applicable aux étoiles suffisamment proches dont le rayonnement n'est pas affecté par l'absorption interstellaire, pour les autres il faut corriger de l'extinction.

Alonso et al. (1995) ont appliqué la méthode à une centaine de naines et sous-naines de type F-K. Ils ont obtenu des flux bolométriques avec une précision d'environ 2% pour les étoiles étudiées<sup>16</sup>. Alonso et al. ont tiré de ces résultats des calibrations polynômiales du

<sup>16</sup>L'erreur estimée prend en compte les erreurs systématiques. Par exemple, Alonso et al. (1995) calibrent les couleurs des spectres synthétiques de façon à reproduire les couleurs observées de Véga, de Procyon et du Soleil. Cette calibration du point zéro peut varier d'un auteur à l'autre.

flux bolométrique et des corrections bolométriques BC(V) et BC(K) en fonction de K, de (V-K) et de la métallicité représentée par [Fe/H], ces données étant accessibles relativement facilement pour un grand nombre d'étoiles.

À partir des flux bolométriques  $F_{\text{bol}}$  et des distances, on déduit directement les magnitudes bolométriques. La précision sur la magnitude bolométrique est alors  $\sigma_{M_{\text{bol}}} = \log e [(2.5 \frac{\sigma_{F_{\text{bol}}}}{F_{\text{bol}}})^2 + (5 \frac{\sigma_{\pi}}{\pi})^2]^{\frac{1}{2}}$ . Remarquons que, pour une précision de 2% sur l'évaluation de  $F_{\text{bol}}$ , l'incertitude sur  $M_{\text{bol}}$  sera dominée par l'erreur sur la parallaxe dès que  $\frac{\sigma_{\pi}}{\pi} > 1\%$ .

Si on n'a pas accès au flux bolométrique et qu'on connaît la distance, on déduit  $M_{\text{bol}}$  de la magnitude apparente  $m$  et de la correction bolométrique qui lui est associée  $BC(m)$ . La correction bolométrique peut-être obtenue à partir des modèles d'atmosphères ou au moyen de calibrations empiriques. Il est utile de souligner que, bien que les magnitudes Hp d'Hipparcos soient extrêmement précises ( $\sigma_{\text{Hp}} \sim \pm 0.0015$  mag), elles n'ont quasiment pas été utilisées simplement parce que le calcul des corrections bolométriques BC(Hp) correspondantes pose des problèmes<sup>17</sup> (Cayrel et al. 1997a).

### 3.2.2 Températures effectives

*La méthode du flux infrarouge* (Infrared flux method ou IRFM, voir Blackwell et al. 1990), qui s'applique aux étoiles A-K, est une méthode semi-directe qui procède en deux étapes. Dans un premier temps, on évalue le diamètre angulaire  $\phi = R/d$  de l'étoile ( $R$  et  $d$  sont respectivement le rayon et la distance de l'étoile). Pour cela, on calcule d'abord un modèle d'atmosphère correspondant à la gravité et à la composition chimique observées de l'étoile, en se donnant une température effective approximative. On obtient alors le diamètre angulaire en comparant le flux infrarouge (apparent) observé au sol dans une bande photométrique donnée au flux infrarouge (absolu) correspondant prédit par le modèle d'atmosphère (le flux IR n'est pas très sensible à la valeur de  $T_{\text{eff}}$ ). Dans un deuxième temps, on calcule, par la loi de Stefan-Boltzmann, la température effective associée au flux total intégré de l'étoile  $F_{\text{bol}}$ , pour le diamètre angulaire qu'on vient d'estimer. On itère la procédure jusqu'à obtenir une valeur "définitive" de  $T_{\text{eff}}$ .

À partir de la méthode de l'IRFM, Alonso et al. (1996a) ont obtenu les températures effectives de 475 étoiles F0-K5 de séquence principale (températures comprises entre 4000 et 8000 K,  $\log g \in [3.5, 5.0]$  dex,  $[\text{Fe}/\text{H}] \in [-3.5, +0.5]$  dex). La précision affichée est d'environ 1.5%. Elle tient compte de l'erreur systématique de  $\sim 1\%$  qui résulte du calage du point zéro de l'échelle de température sur les mesures interférométriques directes de rayons stellaires par Code et al. (1976). Des précisions similaires ont été obtenues par Blackwell & Lynas-Gray (1998), qui ont appliqué la méthode de l'IRFM à 420 étoiles A0-K3, après avoir corrigé les flux de l'extinction interstellaire en se basant sur différents modèles d'extinction et en utilisant les parallaxes d'Hipparcos. Les résultats de Blackwell & Lynas-Gray (1998)

<sup>17</sup>Les corrections bolométriques théoriques déduites des modèles d'atmosphères s'ajustent mal avec les corrections bolométriques BC(Hp) empiriques accessibles pour les quelques étoiles proches dont la magnitude bolométrique apparente, la magnitude Hp et la température effective sont connues.

et d'Alonso et al. (1996a) sont en bon accord puisque pour les 93 étoiles qu'ils ont en commun les différences des températures effectives sont inférieures à  $0.12 \pm 1.25\%$ .

Notons qu'Alonso et al. (1999a) ont récemment appliqué l'IRFM à 500 étoiles géantes (températures entre 3500 et 8000 K avec  $\log g \in [0.5, 3.5]$  dex et  $[\text{Fe}/\text{H}] \in [-3.0, +0.5]$  dex). La précision sur  $T_{\text{eff}}$  est de  $\sim 1.5\%$  avec une incertitude sur le point zéro de  $0.9\%$ . Nous n'avons pas utilisé ces données ici.

*La méthode de la brillance de surface* (Surface brightness method ou SBM, voir Barnes et al. 1978) a été appliquée par Di Benedetto (1998) pour obtenir une calibration ( $T_{\text{eff}}$ , V-K). Cette calibration repose sur l'étude de 327 étoiles dont les magnitudes K ont été déterminées très précisément grâce au satellite ISO<sup>18</sup> et dont les flux bolométriques ont été mesurés par Blackwell & Lynas-Gray (1998). Les magnitudes V et les parallaxes de ces étoiles sont données dans le catalogue d'Hipparcos (les distances sont utilisées pour estimer le taux d'extinction interstellaire). La brillance de surface dans le visible  $S_V = V + 5 \log \phi$  est d'abord calibrée en fonction de (V-K) en utilisant des étoiles dont les diamètres angulaires  $\phi$  ont été obtenus précisément par interférométrie. Ensuite pour n'importe quelle étoile de (V-K) et V connus on peut déduire les valeurs de  $S_V$  et de  $\phi$ . On obtient alors la température effective à partir du flux bolométrique et de  $\phi$ . Di Benedetto (1998) a utilisé sa calibration ( $T_{\text{eff}}$ , V-K) pour déduire les températures effectives de 537 naines ou géantes A-K observées par ISO. La précision affichée est de  $\sim 1\%$ . La méthode de la SBM donne des résultats en excellent accord ( $\sim 1\%$ ) avec ceux obtenus par l'IRFM avec l'avantage de moins dépendre des modèles d'atmosphères<sup>19</sup>.

*Des calibrations empiriques multiparamétriques* de la température effective (i.e. des relations liant  $T_{\text{eff}}$  à l'indice de couleur, à la métallicité et éventuellement à la gravité) peuvent être construites à partir des données des températures effectives des étoiles les plus proches. Alonso et al. (1996b, 1999b) ont ainsi proposé des calibrations  $T_{\text{eff}}$  (indice de couleur,  $[\text{Fe}/\text{H}]$ ,  $g$ ) sous forme d'expressions polynômiales pour différents indices de couleur (pour les photométries de Johnson et de Strömgen) qui permettent d'estimer la température effective d'étoiles naines et géantes dans une large gamme de métallicités.

Les calibrations empiriques servent aussi à valider les calibrations purement théoriques basées sur les modèles d'atmosphères (cf. partie 4.7). Ces dernières ont l'avantage de couvrir entièrement l'espace des paramètres du diagramme H-R (i.e. une large gamme d'indices de couleur, de métallicités et de gravités).

*La détermination spectroscopique* de  $T_{\text{eff}}$  est basée sur l'analyse de certaines raies spectrales bien choisies qui sont sensibles aux variations de température. Pour les étoiles de température effective dans l'intervalle 5000-8000 K, on utilise couramment les raies de Balmer. La qualité des spectres stellaires est telle aujourd'hui que l'erreur sur la détermination de  $T_{\text{eff}}$  qui résulte de l'ajustement du spectre observé au profil théorique est très faible : les erreurs couramment données sont de  $\pm 50$ -80 K (Cayrel de Strobel et al. 1997c; Fuhrmann

<sup>18</sup>Infrared Space Observatory

<sup>19</sup>Dans la SBM, on a besoin du flux bolométrique. Notons que même les méthodes directes de mesure de la température effective requièrent des modèles d'atmosphères, la mesure du diamètre angulaire nécessitant l'évaluation de l'assombrissement centre-bord (Davis et al. 2000).

1998). Cela suppose évidemment que les profils théoriques sont très précis et néglige par conséquent les incertitudes des modèles d'atmosphères.

Popper (1998) a proposé une calibration du flux radiatif en fonction de (B-V) reposant sur un ensemble de binaires à éclipses détachées dont les parallaxes d'Hipparcos, les rayons et le flux dans les bandes B et V sont connus avec la meilleure précision possible. Cette nouvelle calibration est en bon accord avec des calibrations similaires basées sur des mesures de diamètres angulaires par interférométrie. À partir des mêmes données, Ribas et al. (1998) ont déduit les températures effectives de ces binaires à éclipses, en se donnant en plus des corrections bolométriques. Ces températures effectives, bien que systématiquement inférieures de 2 à 3% aux températures déduites de calibrations photométriques restent en accord raisonnable avec celles-ci. Il faut noter que les étoiles binaires à éclipses considérées ne sont plus vraiment des étoiles proches pour Hipparcos. Les erreurs internes sur  $M_{\text{bol}}$  et  $T_{\text{eff}}$  sont assez importantes puisqu'une erreur sur la parallaxe de 10% entraîne à elle seule une erreur de 5% sur la détermination de  $T_{\text{eff}}$ . Dans l'échantillon de Ribas et al., seuls quelques systèmes ont  $\sigma_{\pi}/\pi < 10\%$ , et comme les erreurs sur les rayons, les magnitudes et les corrections bolométriques doivent aussi être prises en compte il ne reste que 5 systèmes dont la  $T_{\text{eff}}$  est déterminée à mieux que 3%.

### 3.2.3 Gravité à la surface des étoiles

À partir de  $M_{\text{bol}}$ , de  $T_{\text{eff}}$  et de la loi de Stefan-Boltzmann, on peut estimer le rayon d'une étoile. La masse peut être estimée à partir d'une grille de modèles d'évolution stellaire. La valeur de la gravité de surface  $g = \frac{GM}{R^2}$  en découle. Par cette méthode, Nissen et al. (1997), Fuhrmann (1998) et Clementini et al. (1999) ont déterminé les gravités de surface d'une centaine d'étoiles naines et sous-géantes pauvres en métaux dont Hipparcos a mesuré précisément les distances. Nissen et al. ont montré que, bien que l'incertitude sur la distance reste la source d'erreur dominante, l'erreur sur la valeur de  $\log g$  est inférieure à  $\pm 0.20$  dex lorsque l'erreur sur la distance est inférieure à 20%.

La gravité peut aussi être obtenue par la spectroscopie. Une différence de gravité produit une différence de pression atmosphérique ce qui modifie les profils de certaines raies spectrales. Deux méthodes sont principalement utilisées pour estimer la gravité. La première repose sur l'analyse de l'équation de l'équilibre d'ionisation des espèces chimiques les plus abondantes comme le fer. L'abondance du fer est déterminée à partir de l'analyse des raies de Fe I (neutre) qui sont peu sensibles à la gravité puis la valeur de  $g$  est ajustée de façon à obtenir la même valeur de l'abondance de fer à partir des raies de Fe II lesquelles sont sensibles à la valeur de la gravité. La précision qu'on peut attendre sur la détermination de  $\log g$  est de l'ordre de  $\pm 0.1-0.2$  dex (Axer et al. 1994). La seconde méthode est basée sur l'analyse des ailes des raies fortes, élargies par l'amortissement par collisions, comme par exemple la raie du Ca I (Cayrel et al. 1996) ou celle du triplet de Mg Ib (Fuhrmann et al. 1997). L'incertitude sur la valeur de  $g$  est alors inférieure à 0.15 dex. Les deux méthodes donnent souvent des résultats différents, avec des écarts systématiques de  $\sim 0.2-0.4$  dex, en tous cas lorsque, dans la première méthode, les équilibres d'ionisation sont estimés à partir de modèles d'atmosphères en équilibre thermodynamique local (ETL).

Thévenin & Idiart (1999) ont montré que la plupart des raies du Fe I de la photosphère des étoiles pauvres en métaux se forment dans des conditions très éloignées de l'ETL, tandis que les raies du Fe II sont peu affectées par les effets hors ETL. Dans le cas du Fe I, c'est la sur-ionisation induite par le flux UV qui conduit à une modification des équilibres d'ionisation. Thévenin & Idiart ont recalculé les gravités de 136 étoiles couvrant une large gamme de métallicités à partir de leur modèle non-ETL. La conséquence importante de leur travail est que ces gravités spectroscopiques (basées sur les équilibres d'ionisation) sont maintenant en accord avec les gravités obtenues par les deux autres méthodes décrites ci-dessus (analyse des raies fortes élargies par collisions, utilisation de modèles stellaires).

### 3.2.4 Abondances des éléments chimiques

La détermination des abondances des éléments chimiques par la spectroscopie repose sur la comparaison des résultats de modèles d'atmosphères (spectres synthétiques, largeurs équivalentes) avec leur contrepartie dans le spectre observé. Pour cela, il est nécessaire d'avoir déterminé au préalable la température effective et la gravité. Lorsque les spectres sont à haute résolution, les largeurs des raies sont très précises et les erreurs internes sur les déterminations d'abondances dépendent des incertitudes sur les valeurs de  $T_{\text{eff}}$  et de  $g$ , de la validité du modèle d'atmosphère et des forces d'oscillateur. Les barres d'erreur sont typiquement dans l'intervalle  $\pm 0.05$ - $0.15$  dex (Cayrel de Strobel et al. 1997c; Fuhrmann 1998). Notons que, dans le cas des étoiles froides, les incertitudes sur les modèles d'atmosphères sont plus importantes (cf. partie 4.7) : selon Gustafsson (1998), pour les étoiles froides pauvres en métaux, l'erreur sur le  $[\text{Fe}/\text{H}]$  atteint couramment 0.4 dex et les échelles de température effective peuvent être fausses de 200 à 400 K.

Si l'on désire utiliser des déterminations d'abondances de fer,  $[\text{Fe}/\text{H}]$ , obtenues par différents auteurs, il faut bien s'assurer que ces valeurs sont basées sur la même valeur du  $[\text{Fe}/\text{H}]$  solaire. En effet, on peut trouver dans la littérature des valeurs de l'abondance solaire du fer qui diffèrent de  $\sim 0.15$  dex (Axer et al. 1994, voir aussi la fig.4). Les déterminations de l'abondance du fer solaire à partir des raies de Fe I d'une part, et des raies de Fe II d'autre part, sont restées longtemps en désaccord à cause des données atomiques incertaines. Grevesse & Sauval (1999) ont rediscuté ce problème à la lumière de nouvelles données atomiques et obtiennent (aussi bien avec Fe I que Fe II) une valeur "basse" de l'abondance du fer solaire,  $A_{\text{Fe}} = 7.50 \pm 0.05$ <sup>20</sup> en parfait accord avec la valeur mesurée dans les météorites. Plus récemment, Asplund et al. (2000) ont déterminé l'abondance de fer photosphérique à partir de modèles d'atmosphères en 3 dimensions et trouvent une abondance du fer un peu plus faible ( $A_{\text{Fe}} = 7.45 \pm 0.10$ ) mais compatible avec les résultats précédents.

De plus, si les abondances sont estimées à partir de modèles d'atmosphères en ETL, les perturbations de l'équilibre statistique par le champ de rayonnement sont négligées. Comme on l'a mentionné dans la partie 3.2.3, Thévenin & Idiart (1999) ont montré récemment que dans les étoiles naines et sous-géantes déficientes en métaux, le flux UV est renforcé ce

<sup>20</sup> $A_{\text{Fe}} = \log(n_{\text{Fe}}/n_{\text{H}}) + 12$  est le logarithme à base 10 de la densité en nombre de particules du fer par rapport à l'hydrogène dans une échelle où  $\log n_{\text{H}} = 12$ .



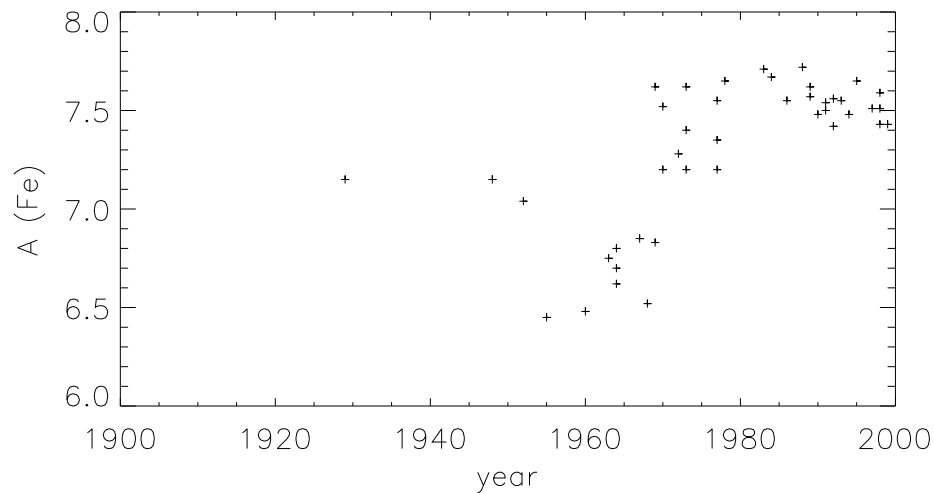


FIG. 4 – Variation de l’abondance du fer solaire en fonction du temps, depuis la première détermination par H.N. Russell en 1929, d’après Grevesse & Sauval (1999)

qui induit une sur-ionisation du fer et modifie les largeurs des raies. Thévenin & Idiart ont calculé les corrections non-ETL qui doivent être appliquées aux abondances basées sur des modèles d’atmosphères en ETL. Plus la métallicité est faible, plus la correction est importante : elle augmente depuis la valeur  $\Delta[\text{Fe}/\text{H}]=0.0$  dex pour  $[\text{Fe}/\text{H}]=0.0$  jusqu’à  $+0.3$  dex pour  $[\text{Fe}/\text{H}]=-3.0$  (cf. fig. 5). Rappelons que la prise en compte de ces corrections à l’ETL permet de rétablir l’accord entre gravités spectroscopiques et gravités “basées sur” Hipparcos (Sect. 3.2.3). Les effets non-ETL peuvent être importants pour la détermination des abondances d’autres éléments chimiques, en particulier l’oxygène.

**Hélium.** Les raies de l’hélium ne se forment pas dans la photosphère des étoiles froides, ce qui empêche d’en mesurer directement l’abondance. La calibration d’un modèle solaire en luminosité et rayon à l’âge solaire permet d’estimer le contenu initial d’hélium du Soleil (Christensen-Dalsgaard 1982), tandis que les fréquences des oscillations solaires donnent accès à l’abondance d’hélium dans l’enveloppe convective du Soleil actuel (Kosovichev et al. 1992). Pour les autres étoiles pour lesquelles on n’a pas encore de données sismologiques on utilise couramment la fameuse relation d’échelle

$$Y - Y_p = Z \frac{\Delta Y}{\Delta Z} \quad (1)$$

qui suppose que l’abondance d’hélium  $Y$  en fraction de masse a augmenté en même temps que la métallicité  $Z$  (abondance totale en masse des éléments plus lourds que He) depuis la valeur primordiale  $Y_p$  jusqu’à la valeur à la naissance de l’étoile  $Y$  ;  $\Delta Y/\Delta Z$  est appelé facteur d’enrichissement.

**Métallicité  $[\text{Fe}/\text{H}]$ .** L’abondance du fer a été mesurée à la surface d’un grand nombre d’étoiles et on suppose qu’elle est représentative de leur métallicité globale. Dans la Galaxie, la gamme des métallicités stellaires s’étend de  $[\text{Fe}/\text{H}]\simeq -4.0$  dex à  $[\text{Fe}/\text{H}]\simeq +0.5$  dex. La métallicité moyenne des étoiles du voisinage solaire est de  $\sim -0.2$  dex. Les métallicités moyennes des étoiles du bulbe et du halo galactique sont respectivement de  $-0.2$  et  $-1.6$  dex. Quant aux Nuages de Magellan, ils sont déficients en métaux, avec des métallicités moyennes dans les étoiles brillantes de

$[\text{Fe}/\text{H}] \sim -0.3 \pm 0.2$  (céphéides du Grand Nuage ou LMC, Luck et al. 1998) et  $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -0.7 \pm 0.2$  (supergéantes A du Petit Nuage ou SMC, Venn 1999).

**Abondances des éléments  $\alpha$ .** Dans les étoiles déficientes en métaux du disque épais et du halo galactique, on observe une surabondance des éléments  $\alpha$  (O, Mg, Si, S, Ca et Ti) par rapport au soleil (Wheeler et al. 1989; McWilliam 1997). Comme on peut le voir sur la figure 6, le rapport  $[\alpha/\text{Fe}]$  est d'autant plus élevé que  $[\text{Fe}/\text{H}]$  est faible : la surabondance moyenne des éléments  $\alpha$  croît quasi linéairement quand  $[\text{Fe}/\text{H}]$  décroît de 0.0 à  $\sim -0.5$  dex jusqu'à atteindre un plateau pour  $[\text{Fe}/\text{H}] \lesssim -1.0$  dex. Clementini et al. (1999) ont trouvé une valeur moyenne du plateau  $[\alpha/\text{Fe}] = +0.26 \pm 0.08$  dex pour un échantillon de 99 étoiles naines du halo de  $[\text{Fe}/\text{H}] < -0.5$  dont ils ont analysé les spectres à haute résolution.

D'après Tinsley (1979), cette surabondance serait due à la "compétition" entre les supernova de type Ia (SN Ia) et les supernova de type II (SN II) dans l'enrichissement galactique. Les SN II qui sont les stades ultimes de l'évolution des étoiles massives sont la source de l'oxygène galactique et des autres éléments  $\alpha$  tandis que les SN Ia qui résultent de l'accrétion de masse par une naine blanche à cœur de C-O produisent beaucoup de fer. Les progéniteurs des SN Ia ont une durée de vie plus longue que ceux des SN II d'au-moins  $10^8$  ans. Les SN II ont donc joué un rôle prépondérant au début de la vie de la Galaxie ce qui expliquerait la variation temporelle observée de l'enrichissement des éléments  $\alpha$  par rapport au fer. D'autres scénarios ont été proposés pour expliquer cette surabondance des éléments  $\alpha$  (par exemple par les SN Ib résultant de l'explosion d'étoiles Wolf-Rayet). La courbe de variation de  $[\alpha/\text{Fe}]$  en fonction de  $[\text{Fe}/\text{H}]$  dans les différentes régions de la Galaxie fournit des contraintes sur la fonction de masse initiale (IMF) et le taux de formation stellaire (SFR). On trouvera plus d'explications dans la revue de McWilliam (1997).

### 3.3 Les données sismologiques

L'héliosismologie et l'astérosismologie permettent de sonder l'intérieur des étoiles par l'analyse des oscillations observées à la surface. Chaque oscillation provient d'une région plus ou moins profonde de l'étoile et porte une signature propre. Plus on observe de modes d'oscillation dans une étoile donnée plus on en tirera d'informations sur les propriétés physiques de l'intérieur (densité moyenne et profil de densité, masse, profil de la vitesse du son, variation de la rotation avec la profondeur et/ou la latitude, taille du cœur convectif, etc.). La plupart de ces informations ne peuvent être obtenues directement par l'analyse des variables globales (luminosité,  $T_{\text{eff}}$ , etc.).

Les oscillations stellaires se traduisent par une variation périodique de la vitesse de la matière et par une variation de la température qui induit une variation de l'intensité de la lumière émise par les couches de l'atmosphère. Elles peuvent s'observer par différentes techniques, en vélocimétrie Doppler ou en intensité. On trouve des étoiles variables dans plusieurs régions du diagramme H-R (fig. 7) et différents mécanismes peuvent être responsables des oscillations stellaires. Je ne mentionnerai ici que les étoiles que j'ai été amenée à modéliser.

La première détection d'oscillations solaires de 5 minutes a été faite par Evans & Michard (1962) et par Leighton et al. (1962) avec des spectrohéliographes. Aujourd'hui les oscillations solaires ont été observées depuis le sol et l'espace avec différentes techniques par IPHIR, GONG, ACRIM, SOHO, etc. L'amplitude maximum est de  $\sim 15 \text{ cm.s}^{-1}$  et la variation du flux lumineux est faible, de l'ordre de la micromagnitude. Quelques  $10^6$  modes ont été observés, dont les périodes, comprises entre 3 et 15 min, sont courtes par rapport à la période caractéristique du Soleil  $P_0 = 2\pi\sqrt{R/g} \sim 2.5$  heures. La durée de vie des modes peut atteindre plusieurs mois. La précision sur la mesure des fréquences est de  $\sigma_\nu/\nu \lesssim 10^{-5}$ . Physiquement, les modes observés sont essentiellement des ondes de pression (acoustiques) stationnaires. On les caractérise par les harmoniques sphériques  $Y_l^m$  et pour chaque couple  $(l, m)$  par l'ordre radial  $n$ . Pour un modèle solaire à symétrie sphérique, les fréquences ne dépendent que de  $n$  et du degré  $l$ , ce dernier étant en gros relié à la longueur d'onde horizontale du mode à la surface solaire  $\lambda_h = 2\pi R/(l + 1/2)$ . Pour le Soleil, les modes observés sont d'ordre élevé avec des degrés compris entre 0 et  $\sim 1500$ . Lorsqu'on observe le Soleil globalement (i.e. comme une étoile), on accède aux modes de bas degré  $l = 0, 1, 2, 3$ . Les techniques d'imagerie permettent d'accéder aux modes de  $l > 3$ . Toutes ces informations et bien d'autres peuvent être retrouvées, par exemple, dans le 2<sup>ème</sup> cours d'Aussois (Provost & Berthomieu 1990).

Les étoiles variables multipériodiques de type  $\delta$  Scuti ont été observées, en particulier par le réseau multisites de photométrie rapide STEPHI (Michel & et al. 1995). Les modes d'oscillation observés sont de bas degré radiaux ou non-radiaux. Les modes non-radiaux sont des modes mixtes, i.e. mode de gravité dans les régions centrales et de pression dans les régions externes. Les variations de luminosité sont de  $10^{-3}$  à 0.1 mag.

Les grands relevés photométriques comme OGLE ou EROS (recherche de microlentilles gravitationnelles) ou Hipparcos ont permis d'augmenter notablement le nombre d'étoiles variables de type Céphéides et RR Lyrae connues, dans la Galaxie et les Nuages de Magellan. Pour ces étoiles, on observe un ou deux modes radiaux de pulsation et dans le cas des Céphéides, les variations de luminosité sont de 0.1 à 0.5 mag.

Les oscillations des  $\delta$  Scuti et des Céphéides ont le  $\kappa$ -mécanisme pour origine : l'augmentation importante de l'opacité dans les zones d'ionisation de H et He bloque le flux radiatif et l'énergie bloquée est transférée à l'onde. Dans le Soleil, on pense que les oscillations sont dues à l'excitation stochastique par la convection turbulente.

Pour chaque type d'étoile pulsante, le domaine de masse et de stade d'évolution est différent et on testera donc (par la sismologie) des processus physiques différents. Il est naturel de chercher à observer des oscillations dans un échantillon de plus en plus large d'objets. On se tourne en particulier vers les étoiles de type solaire pour mieux comprendre la convection turbulente dans l'enveloppe : aujourd'hui on a observé de façon claire des oscillations de l'étoile brillante Procyon (Martić et al. 1999) et de l'étoile la plus proche  $\alpha$  Centauri (Bouchy & Carrier 2001). On cherche aussi à augmenter le nombre de modes observés dans les  $\delta$  Scuti. L'objectif alors est de mieux connaître la taille du cœur convectif et le profil de rotation interne afin d'identifier et de contraindre les processus de transport à l'œuvre dans les régions centrales (overshooting et transport du moment angulaire). Quant aux céphéides, elles se trouvent dans le stade avancé de fusion centrale de l'hélium ; la

convection siège à la fois dans le cœur et dans l'enveloppe, et, l'intérieur porte, à-travers le gradient interne de composition chimique, la signature de l'évolution antérieure. On reviendra par la suite sur ces étoiles et sur le projet COROT dont l'objectif est d'observer des oscillations dans les étoiles de type solaire ainsi qu'un grand nombre de modes dans quelques  $\delta$  Scuti.

### 3.4 Précisions typiques sur les paramètres fondamentaux des étoiles proches

TAB. 3 – Précisions les meilleures atteintes sur la mesure des paramètres de naines, sous-géantes et géantes de types spectraux A à K.

	$\sigma_{\pi}/\pi$	$\sigma_{F_{\text{bol}}}/F_{\text{bol}}$	$\sigma_{T_{\text{eff}}}$	$\sigma_{\log g}$	$\sigma_{[\text{Fe}/\text{H}]}$
	$< 0.10$	$\sim 0.02$	50-100 K	0.1-0.2 dex	0.05-0.10 dex
nb. d'étoiles	$2 \cdot 10^4$	$5 \cdot 10^2$	$10^3$	$10^3$	$10^4$
source	Hipparcos	photométrie multibandes	IRFM SBM spectroscopie	spectroscopie Hipparcos	spectroscopie photométrie

Les étoiles proches, les mieux observées, sont utilisées comme calibrateurs. Les précisions typiques les meilleures atteintes pour ces étoiles (essentiellement des naines et des géantes de types spectraux A à K) affichées par les observateurs sont rassemblées dans le tableau 3.

Certaines de ces erreurs seront réduites dans les années à venir. Par exemple, les premiers résultats de spectroscopie à très haute résolution sur les télescopes de plus de 8 mètres sont très prometteurs : récemment Gratton et al. (2001) ont donné une précision *interne* de 0.02 dex et une erreur systématique de 0.04 dex, sur les mesures de [Fe/H] obtenues avec UVES<sup>21</sup> au VLT-UT2<sup>22</sup> pour des sous-géantes d'amas globulaires !

Insistons sur le fait que la plupart des erreurs données sont des erreurs *internes* auxquelles il faudrait ajouter les autres erreurs, telles l'erreur systématique résultant du choix de points zéro. Comme on le verra plus loin, certaines données que l'on croyait bien établies ont été récemment remises en cause. Par exemple, les masses des composants du système double visuel le plus proche,  $\alpha$  Centauri, qui étaient données depuis longtemps avec une précision de 1% par l'astrométrie ont été remises en cause par la redétermination spectroscopique (par des mesures de vitesses radiales) qui les donne 6-7% plus élevées (Pourbaix et al. 1999).

<sup>21</sup>UV-Visual Echelle Spectrograph

<sup>22</sup>Unité 2 du Very Large Telescope

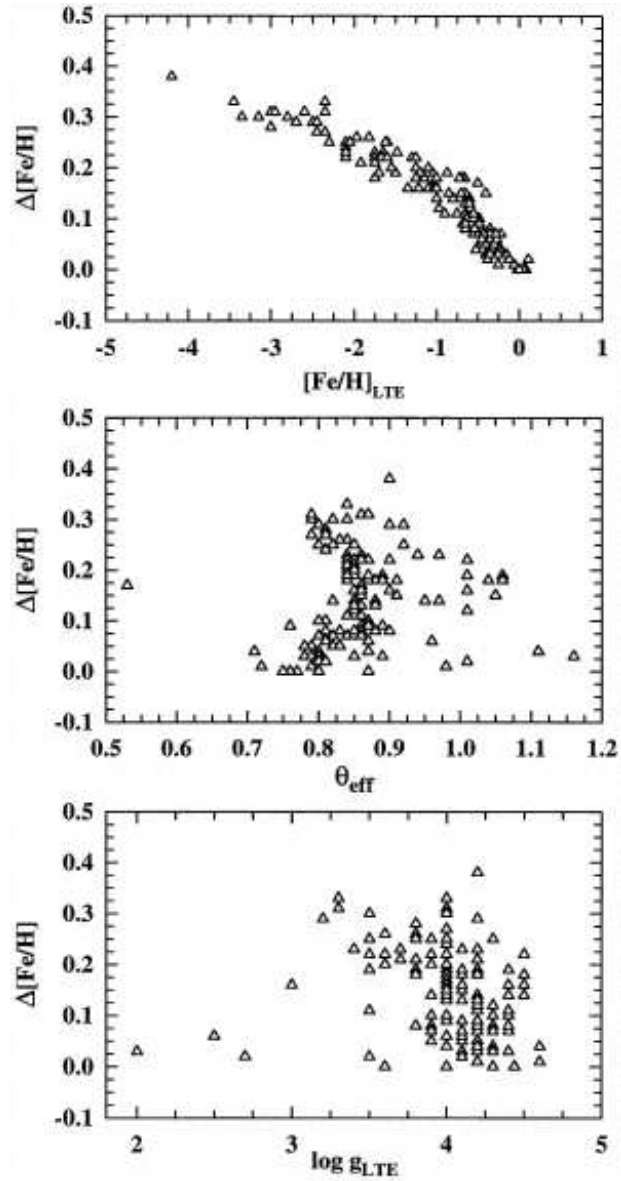


FIG. 5 – Haut : corrections à apporter à l’abondance de fer issue de modèles d’atmosphères en ETL pour prendre en compte les effets hors ETL, d’après Thévenin & Idiart (1999). Centre et bas : même chose mais pour  $\theta_{\text{eff}} = 5040/T_{\text{eff}}$  et  $\log g$ .

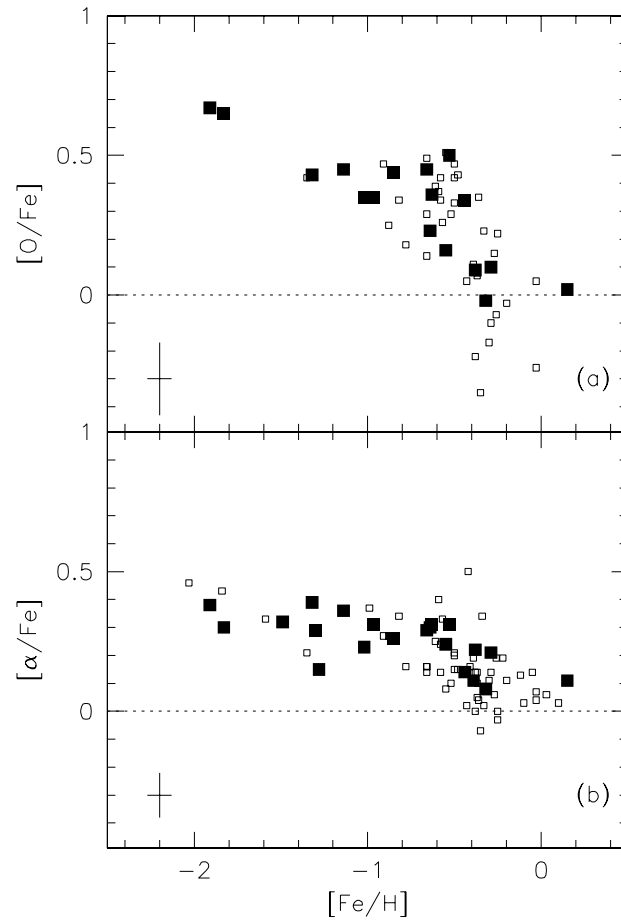


FIG. 6 – Surabondance de l'oxygène et des éléments  $\alpha$  par rapport à Fe en fonction de l'abondance de Fe pour 99 étoiles du halo, d'après Clementini et al. (1999). Ces auteurs indiquent comme valeurs moyennes :  $[O/Fe] = +0.38 \pm 0.13$  dex et  $[\alpha/Fe] = +0.26 \pm 0.08$  dex.

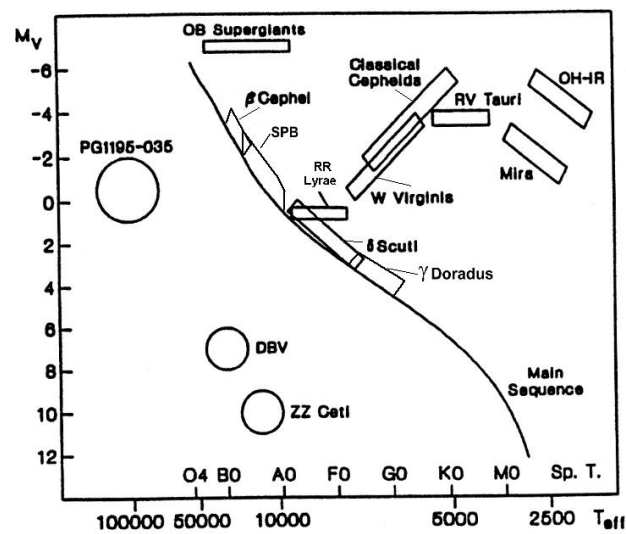


FIG. 7 – Position des étoiles variables dans le diagramme H-R .

## 4 Physique du plasma stellaire

Les 15 dernières années ont vu d'importants progrès s'accomplir dans la description de la physique microscopique du plasma stellaire (équation d'état des plasmas fortement et faiblement couplés, opacités, taux des réactions nucléaires). Actuellement, bien que de gros efforts aient été faits pour mieux comprendre l'hydrodynamique des étoiles, certaines propriétés des processus de transport (convection, diffusion) et leur origine (rotation, champ magnétique, ondes internes, etc.) demeurent mal connus. Ces points sont développés maintenant.

### 4.1 Opacités

Les opacités qui contrôlent le gradient de température sont fondamentales pour la modélisation stellaire. Dans les années 1980, le recalcul complet des opacités des éléments plus lourds que l'hélium est devenu une priorité pour au-moins deux raisons :

- Depuis longtemps, théorie et observations des étoiles pulsantes multi-modes (Céphéides,  $\delta$  Scuti, RR Lyrae) étaient en désaccord. Stellingwerf (1978); Simon (1982); Andreasen (1988) avaient montré que l'augmentation arbitraire, d'un facteur 2 à 3, des opacités des éléments lourds dans l'enveloppe de ces étoiles permettait de résoudre une grande partie des problèmes. Simon avait alors plaidé pour un meilleur traitement de la physique atomique des ions complexes dans le calcul des opacités, suggérant que là était la source des problèmes rencontrés.
- L'héliosismologie apportait de nouvelles exigences pour tous les paramètres physiques intervenant dans la modélisation solaire.

À partir d'approches différentes (voir paragraphe 4.2 ci-dessous), deux groupes indépendants, le groupe de l'“Opacity Project” (OP, voir Seaton et al. 1994) et le groupe du Lawrence Livermore National Laboratory (OPAL, cf. Iglesias et al. 1992), ont calculé de nouvelles opacités. Les figures 8 montrent les différences des opacités d'OPAL et de Los Alamos (Huebner et al. 1977), presque universellement utilisées auparavant. L'amélioration du traitement des transitions lié-lié impliquant le fer partiellement ionisé conduit à elle seule à une augmentation d'un facteur 2 à 3 de l'opacité pour des températures de  $10^5 - 10^6$  K typiques des enveloppes des Céphéides. Les autres améliorations de la physique (dont le traitement du couplage spin-orbite) et la prise en compte de 19 métaux dans les dernières versions d'OPAL (Iglesias & Rogers 1996) entraînent une augmentation de l'opacité de 20 à 30 %. À la base de la zone convective solaire, l'augmentation d'opacité atteint 10 à 20%.

D'autre part, la modélisation des étoiles peu lumineuses et froides de petite masse (naines rouges) et de très petite masse (naines brunes) a récemment fait un bond en avant avec l'apport des nombreux programmes d'observation des objets froids (sol, *HST*, DENIS<sup>23</sup>, 2MASS<sup>24</sup>, etc.), dédiés en particulier à l'étude de la matière noire dans l'Univers, qui ont permis de découvrir les premières naines brunes à partir de 1995. La modélisation

---

<sup>23</sup>Deep Near-Infrared Survey

<sup>24</sup>Two Micron All Sky Survey

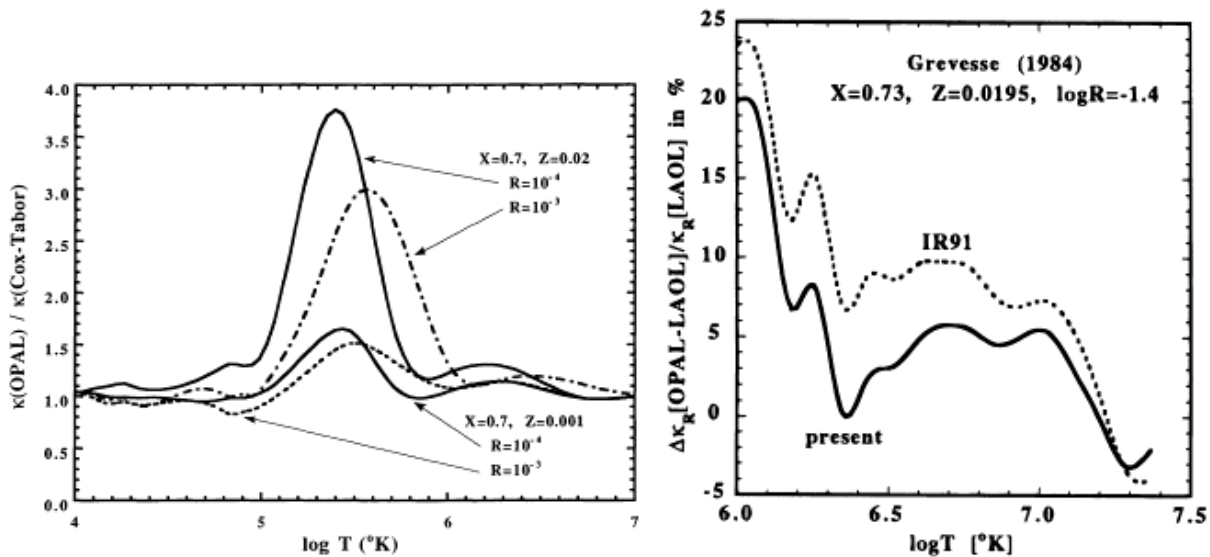


FIG. 8 – Comparaison des opacités d’OPAL aux opacités de Los Alamos. À gauche : comparaison pour diverses valeurs de  $R = \rho/(10^{-6}T)^3$ . À droite : comparaison dans l’intérieur solaire, d’après Iglesias & Rogers (1996).

de ce type d’objets nécessite de décrire correctement l’atmosphère dans laquelle l’opacité joue un rôle essentiel. Les faibles températures rencontrées dans ces atmosphères (les températures de surface vont d’environ 3500 K pour une naine rouge de  $0.3 M_{\odot}$  à moins de 2500 K pour les naines brunes dont la masse est inférieure à  $0.075 M_{\odot}$ ) permettent la formation de nombreuses molécules et de grains. Les nouvelles opacités (Kurucz 1991; Alexander & Ferguson 1994), encore en cours d’amélioration, incluent l’absorption et la diffusion par les atomes, les molécules (plusieurs millions de raies atomiques et moléculaires dont celles de TiO, H<sub>2</sub>O, CO, CN, SiO, H<sub>2</sub> – H<sub>2</sub> et He – H<sub>2</sub>) et par les grains (dont silicates, fer, carbone et SiC). Elles couvrent un domaine de températures comprises entre 700 et 12 500 K.

L’accord entre les opacités OP et OPAL est très bon (cf. fig. 9 et Seaton et al. 1994; Iglesias & Rogers 1996). Il en est de même pour les opacités d’OPAL et d’Alexander & Ferguson ou de Kurucz dans leurs domaines d’intersection (cf. fig. 10). Bien que certaines incertitudes demeurent difficiles à quantifier, les plus gros désaccords entre les différentes données d’opacité n’excèdent généralement pas 20% et l’origine des désaccords est généralement bien comprise (Iglesias & Rogers 1996).

#### 4.1.1 Contribution

La plupart des modèles dont les résultats sont présentés dans ce mémoire ont été calculés avec les différentes générations des opacités OPAL raccordées soigneusement (cf. chapitre 2) soit aux opacités d’Alexander & Ferguson soit à celles de Kurucz, selon le mélange chimique utilisé. Le raccord a été fait dans la zone où les données sont en très bon accord, généralement aux environs de 10 000 – 11 000 K où nous avons constaté que toutes



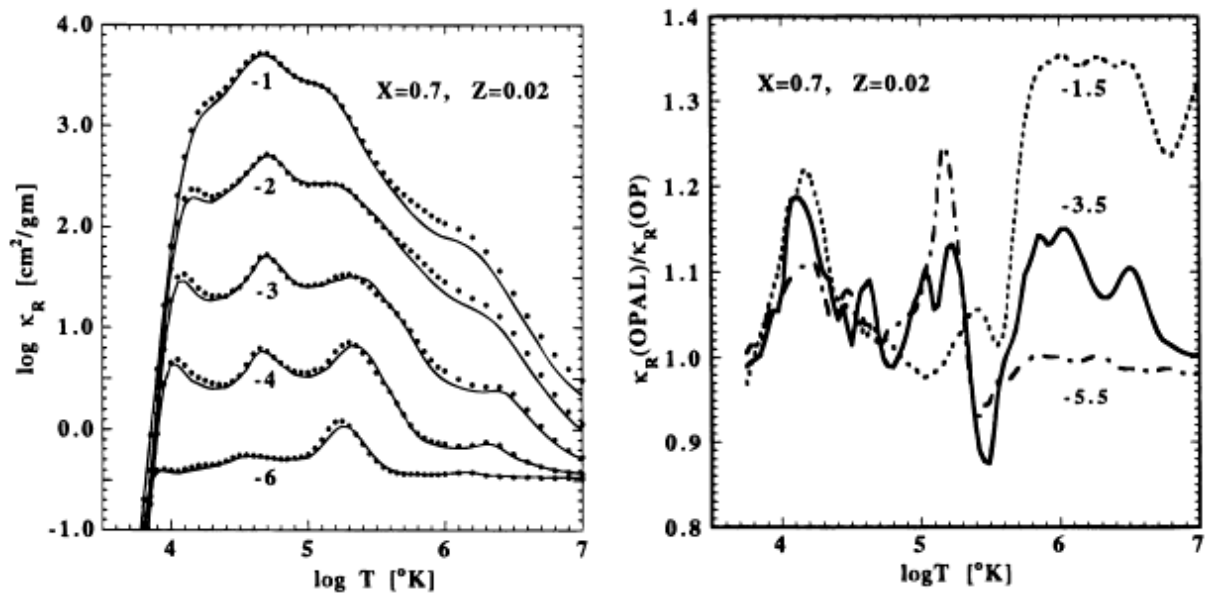


FIG. 9 – Comparaison des opacités d’OPAL aux opacités OP, les courbes sont labellées par la valeur de  $\log R$  ( $R = \rho/(10^{-6}T)^3$ ). Figure de gauche : les points sont les données d’OPAL, les traits pleins celles d’OP ; à  $\log T \sim 5.3$  on trouve le fameux “Z-bump” absent dans les données de Los Alamos qui a permis de résoudre les problèmes des étoiles pulsantes. Figure de droite : rapport des opacités OPAL à celles d’OP en fonction de  $T$  pour plusieurs valeurs de  $R$  ;  $\log R = -5.5$  correspond à une valeur intéressante pour les études de stabilité d’étoiles pulsantes ;  $\log R = -3.5$  est représentatif des enveloppes des Céphéides classiques de Pop I et  $\log R = -1.5$ ,  $\log T = 6.3$  intéresse la base de la zone convective solaire, d’après Iglesias & Rogers (1996).

ces opacités diffèrent de moins de 5% <sup>25</sup>. Nous n’avons pas utilisé les données d’OP qui ne sont calculées que jusqu’à des densités d’environ  $10^{-2}$  g.cm<sup>-3</sup> : elles ne permettent pas de modéliser le cœur des étoiles et il aurait fallu de toutes façons les combiner avec les données d’OPAL.

Dans l’article de Sharp, Lebreton, & Baglin (1992), nous avons comparé les opacités à basses températures de Los Alamos (Weiss et al. 1990) avec celles de Sharp (1992). Ces dernières prennent en compte beaucoup plus de molécules dans le domaine 3500-11 600 K ( $kT \in [0.3, 1]$  eV) intéressant les modèles d’étoiles de type A0 et en deça. Nous avons montré qu’à basses températures et hautes densités (atmosphériques ! i.e.  $T \lesssim 6000$  K et  $\rho \gtrsim 10^{-5}$  g.cm<sup>-3</sup>), la prise en compte de la formation des molécules  $H_2 - H_2$  et  $H_2 - He$  augmente l’opacité d’environ 20%. Nous avons aussi discuté l’effet de deux absorbants représentatifs CO et CO<sup>+</sup> sur l’opacité : CO est après  $H_2$  la molécule la plus abondante dans les atmosphères stellaires et la plus fortement liée, tandis que CO<sup>+</sup> est l’ion moléculaire le plus important et comporte deux systèmes de bandes électroniques bien connus. Nous avons montré que les opacités autour de 6000-7000 K sont sous-estimées de 10 à 40%

<sup>25</sup>Les opacités d’OPAL sont encore satisfaisantes vers 10 000 K où les molécules interviennent peu. Les opacités de Kurucz ou d’Alexander & Ferguson deviennent moins bonnes au-dessus de  $\sim 12\,500$  K car certains absorbants tels les éléments lourds deux fois ionisés y sont négligés.

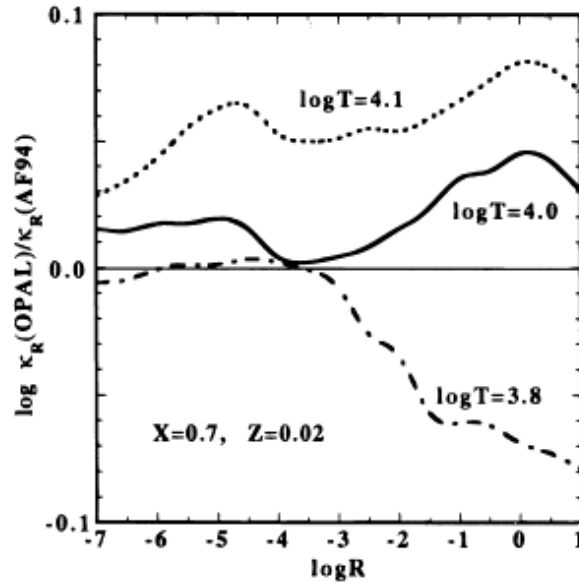


FIG. 10 – Comparaison des opacités d’OPAL aux opacités d’Alexander & Ferguson, d’après Iglesias & Rogers (1996).

lorsque  $\text{CO}^+$  est négligé. Ce travail nous a considérablement motivés pour mettre en place les données de Kurucz puis d’Alexander & Ferguson dans nos modèles !

#### 4.1.2 Remarques et conclusions

Aujourd’hui, la confiance dans les données d’opacité est bien meilleure qu’il y a dix ans. Les nouvelles opacités ont permis de résoudre une partie des problèmes relatifs aux étoiles variables et d’entreprendre des études plus fines de la structure des étoiles les mieux connues. La résolution de ces problèmes a permis de mettre en évidence de nouvelles difficultés, mettant en cause d’autres aspects de la physique.

Beaucoup de travail reste à faire dans la partie basses températures. Les données atomiques, telles les forces d’oscillateur, manquent pour certaines espèces telles VO, FeH ou CaH. Certaines molécules, qui sont peut-être importantes, ne sont pas incluses (par exemples CaOH). L’opacité des grains tels  $\text{MgSiO}_3$  ou Fe (liquides/solides) est indéterminée, car on ne connaît pas la distribution de leur taille, etc.

Du côté expérimental, les lasers à haute puissance permettent aujourd’hui de produire des plasmas dans des conditions physiques d’intérêt stellaire. Ces expériences permettront de valider nos connaissances de l’opacité de tels plasmas (voir l’étude de l’opacité du fer à des températures de 15 à 30 eV par Chenais-Popovics et al. 2000).

Pour finir, remarquons que puisque les opacités sont très sensibles à la métallicité, toutes les incertitudes sur la métallicité des étoiles auront de grosses conséquences sur le résultat des modèles et leur interprétation.

## 4.2 Équation d'état

Jusque dans les années 80, les équations d'état (EOS) utilisées pour le calcul de modèles étaient très simples et utilisables facilement dans les programmes. Un exemple est donné par la célèbre équation d'état EFF, proposée par Eggleton et al. (1973) qui a une forme analytique. Ces EOS tiennent compte uniquement des contributions du rayonnement et des gaz parfaits d'ions et d'électrons (avec la contribution quantique pour ces derniers). Les fractions d'ionisation  $y$  sont obtenues avec l'équation de Saha en n'incluant que les états fondamentaux dans les fonctions de partition. Elles recourent à des artifices pour inclure les effets de l'ionisation par pression qui conduit à l'ionisation complète du plasma à hautes densités<sup>26</sup>.

Le recalcul des opacités a nécessité le développement préalable d'équations d'état sophistiquées : les EOS des groupes OP et OPAL ont été publiées par, respectivement, Rogers et al. (1996) et Däppen, Mihalas, Hummer, & Mihalas (1988) (cette dernière dite de MH&D). Au même moment Saumon & Chabrier (1991) puis Saumon et al. (1995) mettaient au point une équation d'état (SC) pour les milieux denses et froids afin de pouvoir modéliser plus correctement les étoiles naines rouges, les naines brunes et les planètes géantes.

Les équations d'état de MH&D, de OPAL et de SC prennent en compte les effets non-idéaux telles les interactions de Coulomb et calculent les probabilités d'occupation des niveaux en considérant la perturbation par les espèces neutres et chargées. Les EOS de MH&D et SC sont basées sur la méthode de minimisation de l'énergie libre : c'est l'approche dite chimique pour laquelle les réactions d'ionisation et de dissociation sont celles qui maximisent l'entropie (minimisent l'énergie libre) du gaz. L'équation d'état de MH&D intègre des fonctions de partition détaillées pour un grand nombre d'espèces atomiques, moléculaires et d'ions (H, He, C, N, O, Fe). L'EOS de SC inclut la formation des molécules. L'équation d'état de OPAL est basée sur l'approche dite "physique" qui implique le développement de la fonction de partition grand canonique en fonction de la fugacité. Dans cette approche seules les espèces de base (électrons et noyaux) apparaissent explicitement.

Les EOS modernes, complexes, ne sont pas présentées sous forme analytique mais fournies sous forme de tables donnant les différentes variables thermodynamiques et leurs dérivées, en fonction de la température, de la densité et de la composition chimique.

Parallèlement au développement des équations d'état OPAL et MH&D, la contribution des interactions de Coulomb à la pression a été ajoutée selon l'approximation de Debye-Hückel<sup>27</sup> dans l'équation d'état de EFF. L'EOS ainsi modifiée est nommée CEFF (Christensen-Dalsgaard & Däppen 1992), elle a l'avantage d'être sous forme analytique.

<sup>26</sup>Lorsqu'on néglige ce phénomène et qu'on calcule l'ionisation à l'aide des équations de Saha, on trouve 30% d'hydrogène neutre au cœur du Soleil!

<sup>27</sup>L'approximation de Debye-Hückel est valable dans le cas des faibles densités et hautes températures. Dans ce cas, les effets quantiques sont faibles -l'énergie de Fermi des électrons est inférieure à leur énergie cinétique - et le plasma est faiblement corrélé -l'énergie d'interaction électrostatique est faible devant l'énergie cinétique de la particule. Le formalisme de MH&D se place aussi dans ce cadre.

### 4.2.1 Contribution

À la fin des années 80, j'ai collaboré avec Werner Däppen, membre de l'équipe OP et avec Forrest Rogers, membre du groupe OPAL, tous deux spécialistes des calculs d'équation d'état. J'ai ainsi introduit pour la première fois dans un code d'évolution stellaire (celui de Genève) le formalisme de MH&D. J'ai ensuite implanté dans le code CESAM l'équation d'état de SC qui permet d'atteindre des densités plus élevées que l'équation d'état de MH&D (i.e. des masses plus faibles, en-deça de  $0.6M_{\odot}$ ). J'ai exploré les effets de l'équation état sur la structure stellaire dans plusieurs travaux :

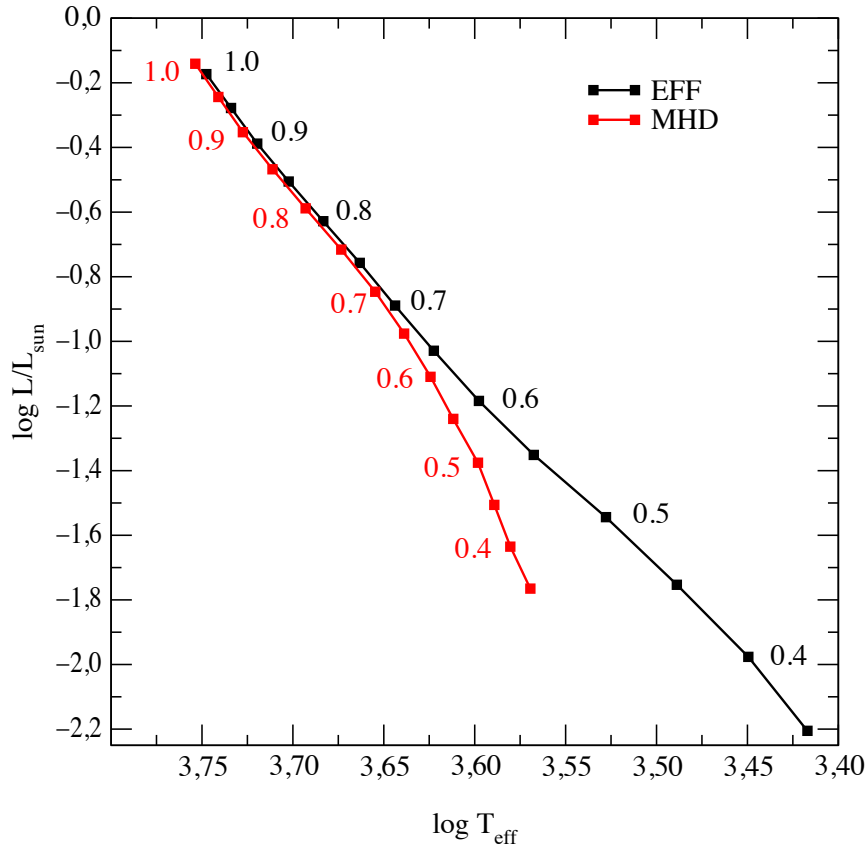


FIG. 11 – Séquences principales d'âge zéro obtenues avec les équations d'état EFF et MH&D, d'après Lebreton & Däppen (1988). Les masses sont indiquées sur la figure.

- **Effets sur le diagramme H-R** . J'étudié l'effet de l'équation d'état sur le diagramme H-R pour des masses dans l'intervalle  $0.5 - 1.1 M_{\odot}$ . Les résultats, illustrés par la figure 11, reprise de l'article de Lebreton & Däppen (1988), sont les suivants :
  - Quand on remplace l'équation d'état EFF par celle de MH&D pour une masse donnée d'étoile entre  $M \in [0.7, 1.1] M_{\odot}$ , on translate le point représentatif du diagramme H-R sur la ZAMS vers une luminosité et une  $T_{\text{eff}}$  plus élevées *sans changer la position -donc la pente- de la séquence principale*. Cet effet résulte essentiellement de la prise en compte de l'interaction électrostatique dans l'équation d'état.

- En deçà de  $0.7 M_{\odot}$ , s'ajoute un accroissement important de la pente de la séquence principale qui résulte de la prise en compte dans MH&D, des molécules d'hydrogène et de leurs fonctions de partition.
- Une conséquence importante est que la masse associée à un point du diagramme H-R est plus faible lorsqu'on utilise l'équation d'état de MH&D. D'après la figure 12, la diminution de la masse à luminosité fixée est de 2 – 3% pour  $M \gtrsim 0.7 M_{\odot}$  et elle s'accroît en-deçà de  $0.7 M_{\odot}$ .

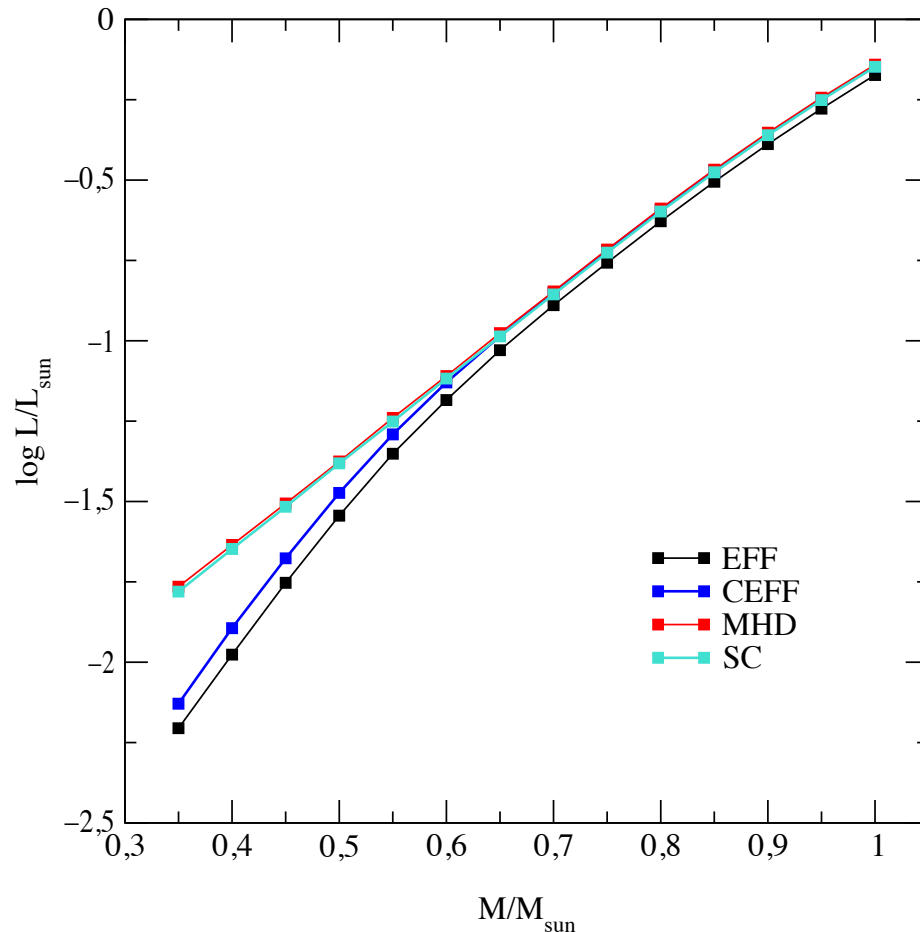


FIG. 12 – Effet de l'équation d'état sur la relation masse-luminosité, Y. Lebreton, non publié.

#### – Modèle solaire et sismologie.

Les différences des profils de la pression  $p$ , de la densité  $\rho$ , de l'exposant adiabatique  $\Gamma_1 = \left(\frac{\partial \log p}{\partial \log \rho}\right)_s$  ( $s$  est l'entropie) et de la vitesse du son,  $c = \sqrt{\Gamma_1 p / \rho}$ , pour deux modèles solaires calculés l'un avec l'EOS de EFF, l'autre avec celle de MH&D, sont données dans la figure 1 de l'article de Christensen-Dalsgaard, Däppen, & Lebreton (1988).

La prise en compte des effets coulombiens dans le cœur du Soleil, a pour effet de diminuer la pression centrale. Pour retrouver la luminosité solaire à l'âge solaire, il faut alors compenser par une diminution du poids moléculaire moyen donc par une diminution de l'abondance d'hélium : l'hélium initial du Soleil est  $\sim 4\%$  plus faible dans un modèle solaire où l'équation d'état de MH&D remplace celle de EFF

(Lebreton & Däppen 1988; Charbonnel & Lebreton 1993). La longueur de mélange déduite de la calibration du rayon du modèle solaire n'est quasiment pas affectée par le changement d'EOS.

Dans les couches extérieures,  $p$ ,  $\rho$ ,  $c$  et  $\Gamma_1$  sont aussi affectés par le changement d'EOS. Le formalisme de MH&D prend en compte les états excités des atomes dans les fonctions de partition. En conséquence, il donne un poids statistique total de H, de He et de He<sup>+</sup> plus élevé de 10 à 30% par rapport à celui obtenu avec EFF. À température donnée, cela se traduit par une fraction d'éléments ionisés 10 à 30% plus faible. Il en résulte que les zones d'ionisation sont localisées à plus grande profondeur dans un modèle calculé avec MH&D, ce qui modifie le profil de  $\Gamma_1$  et de  $c$ .

Dans la plus grande partie du Soleil, l'échelle de temps thermique est supérieure à la période des pulsations et on peut supposer que les oscillations "sont" adiabatiques (ce n'est plus vrai dans les parties très externes). Leur comportement est alors contrôlé par la vitesse du son, i.e. par  $p$ ,  $\rho$  et  $\Gamma_1$ . L'équation d'équilibre hydrostatique relie  $p$  à  $\rho$  et une fois la composition chimique spécifiée on obtient  $\Gamma_1$  à partir de  $p$  et  $\rho$  par l'équation d'état. En règle générale, la détermination de  $\rho(r)$  fait intervenir des considérations sur la génération et le transport de l'énergie et on ne peut utiliser les fréquences d'oscillation pour tester, de façon isolée, un ingrédient physique.

Dans la majeure partie de la zone convective solaire, la situation est plus simple : l'énergie thermique du gaz est élevée et il suffit que le gradient réel de température excède très légèrement le gradient adiabatique pour que la convection soit capable de transporter toute l'énergie nécessaire à assurer l'équilibre thermique, la convection est dite adiabatique. Près de la surface l'énergie thermique du gaz est faible et le transport de l'énergie requiert un gradient superadiabatique. Dans la zone adiabatique, on a  $\frac{1}{\Gamma} \equiv \frac{d \ln \rho}{d \ln P} \approx \frac{1}{\Gamma_1}$  : la structure de la zone convective dépend alors uniquement de la valeur (constante) de l'entropie  $s$ , de la composition chimique et de l'EOS. La valeur de l'entropie est fixée par ailleurs : le modèle d'atmosphère donne la valeur de l'entropie au sommet de la zone superadiabatique et le saut d'entropie à travers la zone superadiabatique est ajusté -au moyen de l'ajustement du paramètre de longueur de mélange intervenant dans la description du transport convectif- de façon à ce que le modèle ait le rayon solaire observé. La composition chimique est constante dans cette zone complètement mélangée : l'abondance des éléments lourds est donnée par la spectroscopie ; l'abondance d'hélium est calibrée de façon à ce que le modèle ait la luminosité observée. En définitive, les fréquences des oscillations confinées dans la zone convective (i.e. les modes de degré  $l \geq 50$ ) sont sensibles à la structure du Soleil essentiellement à travers l'équation d'état .

Nous avons montré (cf. figure 3 dans Christensen-Dalsgaard, Däppen, & Lebreton 1988), que l'usage de l'équation d'état de MH&D, dans les zones d'ionisation de H et de He, essentiellement par son effet sur le coefficient  $\Gamma_1$ , améliore de façon substantielle l'accord entre les fréquences d'oscillation observées et théoriques pour les modes p de haut degré.

- **Comparaison des équations d'état de MH&D et OPAL** dans le cadre du projet de recalcul des opacités stellaires. Bien que les formalismes soient différents, ces deux équations d'état donnent des résultats en très bon accord. Aussi bien dans la zone d'ionisation de H et He du Soleil qu'au centre, les différences sont inférieures à 0.2% pour la pression, 0.5% pour  $C_V$ , 0.05 et 0.1% pour  $\chi_\rho$  et  $\chi_T$  alors que les différences entre OP ou OPAL et EFF sont de dix à cent fois plus grandes (cf. figures 2 à 5

dans l'article de Däppen, Lebreton, & Rogers 1990). Dans les zones intermédiaires ( $-2 < \log \rho < 1$ ) des différences plus grandes ont été trouvées (Rogers et al. 1996).

- **Comparaisons des équations d'état de CEFF, de MH&D et de SC.** Les figures 13 montrent que CEFF, MH&D et SC donnent des résultats très analogues lorsque  $M \gtrsim 0.7M_{\odot}$  : ce sont les effets coulombiens qui dominent. En revanche, CEFF n'est plus appropriée pour les masses plus faibles et MH&D ou SC doivent être utilisées. Avec João Fernandez, nous avons utilisé ces équations d'état pour modéliser des systèmes binaires visuels, contenant des étoiles très peu massives (chapitre 5).

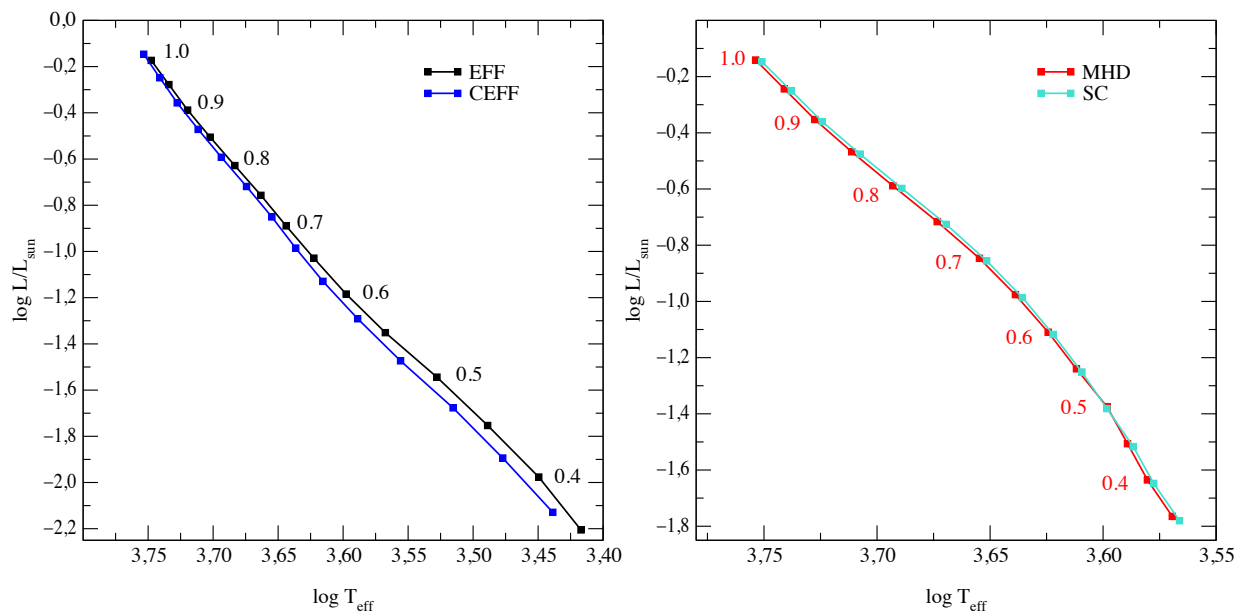


FIG. 13 – Comparaison des séquences principales d'âge zéro obtenues avec les équations d'état EFF et CEFF (gauche) et MH&D et SC (droite), Y. Lebreton, non publié.

#### 4.2.2 Remarques et conclusions

L'équation d'état n'est plus aujourd'hui une source d'incertitude importante pour les modèles d'étoiles de petite masse. On a vu que l'usage d'une équation d'état simple de type EFF, avec adjonction des corrections de Debye-Hückel (telle l'équation d'état CEFF, présentée sous forme analytique) est suffisant pour les calculs de modèles d'étoiles de  $M > 0.75 M_{\odot}$  sauf si on a des contraintes sismologiques fortes (Soleil). Dans le cas du Soleil, l'usage des équations d'état d'OPAL ou d'OP est indispensable pour remplir les contraintes héliosismiques (Christensen-Dalsgaard & Däppen 1992).

L'analyse détaillée des modèles solaires par Basu et al. (1998) a montré que pour une grande partie du Soleil (i.e. jusqu'à  $R = 0.97 R_{\odot}$ ) c'est avec l'équation d'état d'OPAL que les contraintes sismologiques sont le mieux reproduites. Dans les couches extrérieures (i.e. pour  $R \gtrsim 0.97 R_{\odot}$ ), MH&D semble meilleure. Puisque les données d'OPAL ont aussi l'avantage de permettre une représentation homogène de l'équation d'état et des opacités, ce sont elles qui sont le plus couramment utilisées aujourd'hui.

La modélisation des étoiles de très petite masse et des naines brunes, non abordée ici, requiert une équation d'état de type SC qui prend en compte les effets fortement non-idéaux et la formation des molécules. Notons que les conditions physiques au cœur des naines brunes ont été récemment reproduites au laboratoire (da Silva et al. 1997) en comprimant un gaz de deutérium à une pression de plusieurs millions d'atmosphères par une expérience d'onde de choc couplée à un laser puissant. Cette expérience a confirmé les prédictions théoriques de l'équation d'état de Saumon-Chabrier. D'autres expériences de laboratoire à très haute pression sont en cours ou en projet (Cauble et al. 2000; Saumon et al. 2000).

### 4.3 Réactions nucléaires

Les sections efficaces des réactions thermonucléaires de fusion de l'hydrogène et de l'hélium sont encore, pour certaines, sujettes à des incertitudes qui affectent le flux des neutrinos calculé dans un modèle solaire aussi bien que la luminosité des Céphéides.

#### 4.3.1 Contribution

L'article de Lebreton, Berthomieu, Provost, & Schatzman (1988b) examine les conséquences pour la structure solaire de l'incertitude sur la mesure expérimentale de la constante de couplage de l'interaction faible  $g_A$ . La valeur de  $g_A$  contrôle la valeur de  $S_{pp}$ , section efficace de la réaction proton-proton dans le Soleil car  $S_{pp} \propto g_A^2$ . Une augmentation de  $S_{pp}$  entraîne une diminution de la température centrale du Soleil; le flux des neutrinos prédits par les modèles est alors plus faible et en meilleur accord avec les observations. Nous avons conclu que pour ramener le flux des neutrinos prédits à la valeur observée, il faut une valeur de  $g_A$  très improbable face aux mesures expérimentales.

### 4.4 Convection

La plupart des propriétés observées de la convection solaire, à savoir :

- les images et les propriétés de la granulation (dont la distribution de l'intensité du flux continu émergent);
- les spectres (profils des raies photosphériques faibles, les moins sensibles aux effets non-ETL);
- les contraintes de l'héliosismologie (profondeur de la zone convective, fréquences et taux d'excitation des modes p);

sont bien reproduites par les simulations en 3-D à la résolution numérique actuelle (Stein & Nordlund 1998, 2000, voir aussi fig. 14). Ce domaine de recherche est en plein essor et les différentes équipes cherchent à améliorer les modèles à différents niveaux. Un point important est la nécessité de traiter le transfert radiatif sans faire l'hypothèse d'ETL. D'autres travaux sont en cours pour introduire les champs magnétiques, étudier les inter-



actions entre convection, champ magnétique, oscillations et flux émergent et modéliser la convection dans d'autres étoiles.

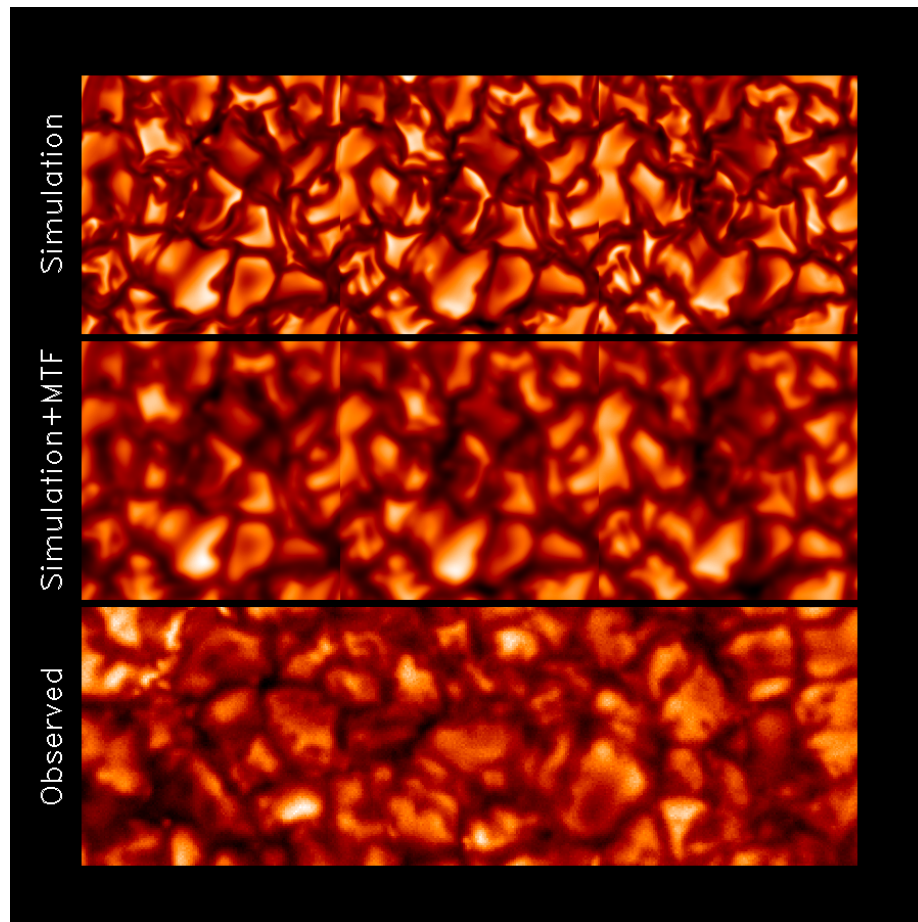


FIG. 14 – Haut : simulations 3-D de la granulation solaire avec une résolution de 25 km, milieu : même image mais dégradée pour tenir compte du seeing atmosphérique et du passage à-travers le télescope ; bas : image observée, à la même échelle, à-travers le télescope suédois de 40 cm de La Palma, d'après Stein & Nordlund (1998).

Cependant, il n'est pas facile d'intégrer les résultats de l'analyse à 3-D dans un calcul d'évolution stellaire. Pour cette raison, les modèles stellaires sont encore généralement basés sur des descriptions phénoménologiques à une dimension, telle la fameuse *théorie de la longueur de mélange* ou MLT développée par Böhm-Vitense (1958). Dans cette phénoménologie, le transport convectif est supposé résulter du mouvement d'éléments de matière qui se déplacent sur une certaine distance (la longueur de mélange) tout en préservant leur identité puis se dissolvent dans le milieu environnant. Le paramètre de longueur de mélange  $\alpha_{\text{MLT}}^{28}$  est souvent calibré de façon à ce que le modèle solaire reproduise à l'âge solaire actuel, le rayon solaire observé. Les modèles solaires récents correspondent à des valeurs de  $\alpha_{\text{MLT},\odot}$  comprises entre 1.5 et 2.0, les différences résultent aujourd'hui essentiellement des conditions aux limites externes utilisées (modèle d'atmosphère).

<sup>28</sup>Rapport de la longueur de mélange à l'échelle de hauteur de la pression  $H_p$

Dans un modèle plus sophistiqué de convection, Canuto & Mazzitelli (1991, 1992) font intervenir une fonction de distribution de l'énergie cinétique des éléments turbulents,  $E(k)$ , où  $k$  est relié à l'échelle de taille  $l$  des éléments convectifs par  $l = \pi/k$ . Canuto & Mazzitelli introduisent deux formulations de la longueur de mélange : (1) la longueur de mélange classique exprimée comme dans la MLT,  $\alpha H_p$ , ou (2) une longueur de mélange égale à la distance de l'élément au sommet de la zone convective (théorie "non-paramétrisée").

Souvent, par manque de contraintes, on choisit dans la MLT un paramètre de longueur de mélange égal à celui du Soleil quelque soit l'étoile modélisée<sup>29</sup>. On commence à tester la validité de cette hypothèse en comparant les résultats des simulations numériques à la phénoménologie. Une avancée importante serait d'établir si  $\alpha_{\text{MLT}}$  varie sensiblement quand la masse, la métallicité et le stade évolutif des étoiles changent. Les récents développements théoriques fournissent déjà quelques informations :

- Abbett et al. (1997) ont montré que, en adoptant la valeur  $\alpha_{\text{MLT},\odot} \approx 1.5$ , la MLT pouvait reproduire le saut d'entropie à-travers la zone superadiabatique près de la surface solaire prédit par les simulations en 3-D. En revanche, Abbett et al. ont montré que la MLT ne peut pas décrire correctement la structure en profondeur et la dynamique de la zone convective.
- Freytag et al. (1999) ont fait des simulations numériques, à 2 dimensions, des couches extérieures des étoiles de type solaire en résolvant les équations de l'hydrodynamique non-linéaires, dépendant du temps pour un milieu stratifié compressible. Ils ont calibré  $\alpha_{\text{MLT}}(T_{\text{eff}}, \log g, [\text{Fe}/\text{H}])$  de façon à obtenir avec la MLT le même saut d'entropie à travers la zone superadiabatique que celui prédit par les simulations. Freytag et al. obtiennent  $\alpha_{\text{MLT},\odot} = 1.6 \pm 0.1$  pour le Soleil. Les figures 15 et 16 montrent les variations de  $\alpha_{\text{MLT}}$  en fonction de  $T_{\text{eff}}$  et de  $\log g$  pour quatre valeurs de la métallicité  $[\text{Fe}/\text{H}]$ . Ces variations sont compliquées. On peut noter qu'à métallicité solaire  $\alpha_{\text{MLT}}$  varie peu avec  $\log g$  et augmente quand  $T_{\text{eff}}$  décroît, et en particulier lorsque les étoiles évoluent vers la branche des géantes (la variation de  $\alpha_{\text{MLT}}$  est d'environ 0.10-0.15). Lorsque la métallicité décroît on observe en plus une diminution de  $\alpha_{\text{MLT}}$  à faible  $T_{\text{eff}}$  et haut  $\log g$ . Les valeurs possibles de  $\alpha_{\text{MLT}}$  couvrent l'intervalle  $\approx 1.2$ -1.8.

#### 4.4.1 Contribution

La valeur solaire  $\alpha_{\text{MLT},\odot}$  tirée des simulations 2-D et 3-D est donc proche de la valeur déduite de la calibration du modèle solaire. Dans plusieurs des travaux présentés ici nous avons cherché à calibrer ou à contraindre la valeur de  $\alpha_{\text{MLT}}$ .

- **Modèle solaire.** La calibration la plus récente d'un modèle solaire que j'ai faite a donné  $\alpha_{\text{MLT},\odot} \sim 1.6$  avec une loi  $T(\tau)$  grise de Eddington et  $\sim 1.8$  avec une loi  $T(\tau)$  issue d'un modèle d'atmosphère de ATLAS12 (cf. partie 4.7).

<sup>29</sup>Sauf dans certains cas comme celui des systèmes binaires de masse connue, où on peut ajuster la valeur de  $\alpha_{\text{MLT}}$  pour reproduire les positions des étoiles dans le diagramme H-R. On trouve dans la littérature d'autres calibrations de la longueur de mélange : ajustement de  $\alpha_{\text{MLT}}$  pour reproduire la position de la branche des géantes rouges des amas globulaires, ou la position d'étoiles bien connues, par exemple l'étoile du halo Groombridge 1830 dont on peut supposer qu'elle a une abondance d'hélium égale à la valeur primordiale (cf. chapitres suivants).

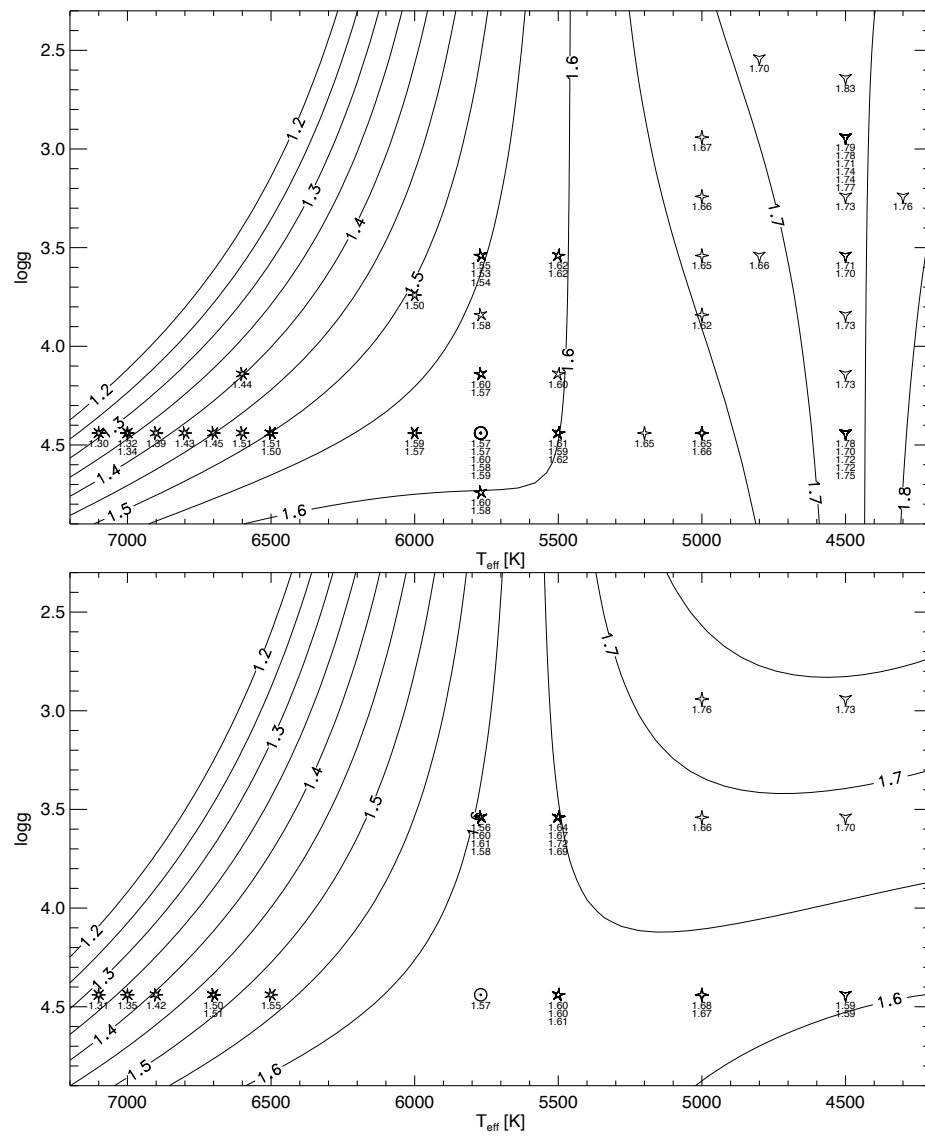


FIG. 15 – Valeur de  $\alpha_{\text{MLT}}$  calibrée à partir de simulations 2-D de la convection pour, de haut en bas  $[M/H]=0.0, -0.05$  dex ; d’après Freytag et al. (1999).

- **Modèles d’étoiles dans des systèmes binaires.** La modélisation simultanée des deux composants d’un système binaire, de masses connues, permet dans certains cas de contraindre la valeur de  $\alpha_{\text{MLT}}$  pour chaque étoile (cf. partie 5.2). Les différentes calibrations de systèmes binaires effectuées avec le code CESAM ou le code de Liège n’ont pas montré de fortes variations de  $\alpha_{\text{MLT}}$  avec la masse ou la composition chimique. Dans l’article de Fernandes, Lebreton, Baglin, & Morel (1998) nous avons modélisé quatre systèmes binaires ( $\eta$  Cas,  $\xi$  Boo, 70 Oph et 85 Peg) et le Soleil et en avons conclu que  $\alpha_{\text{MLT}}$  est presque constant pour des masses comprises entre 0.6 et 1.3  $M_{\odot}$  et des valeurs de  $[\text{Fe}/\text{H}]$  dans l’intervalle  $[\text{Fe}/\text{H}]_{\odot} \pm 0.3$  dex. Les modélisations ultérieures de  $\alpha$  Cen par Pourbaix et al. (1999) et Morel, Provost, Lebreton, Thévenin, & Berthomieu (2000b) et de  $\iota$  Peg (Morel et al. 2000a) ont prédit des variations de  $\alpha_{\text{MLT}}$  inférieures à 0.2.

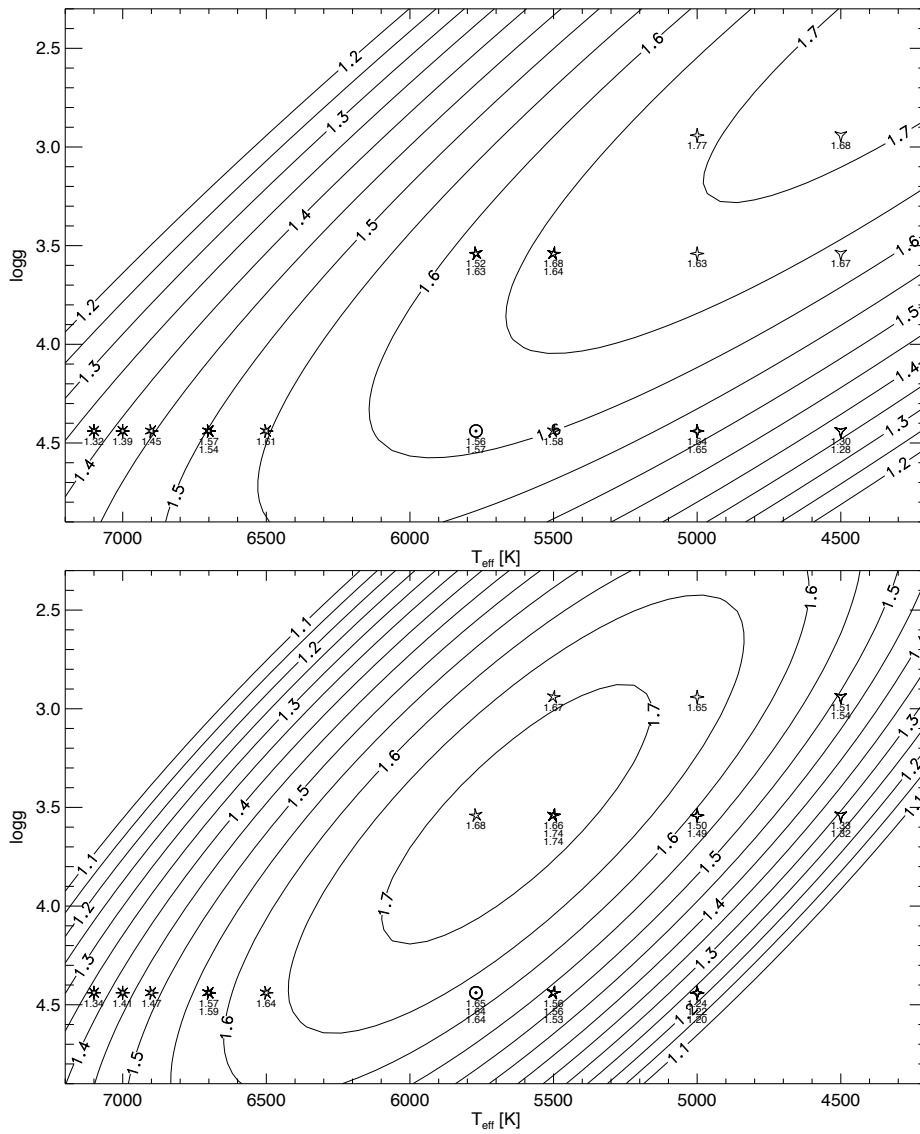


FIG. 16 – Valeur de  $\alpha_{\text{MLT}}$  calibrée à partir de simulations 2-D de la convection pour, de haut en bas  $[M/H] = -0.10$  et  $-0.20$  dex ; d’après Freytag et al. (1999).

- **Pente de la séquence principale.** Dans le domaine de masse compris entre  $0.7$  et  $1.5 M_{\odot}$ , la sensibilité des modèles à  $\alpha_{\text{MLT}}$  augmente avec la masse parce que le saut d’entropie à-travers la couche superadiabatique augmente lorsque la masse augmente. On s’attend donc à un changement de pente de la séquence principale avec  $\alpha_{\text{MLT}}$ . Par exemple, un changement de  $\alpha_{\text{MLT}}$  de  $\pm 0.15$  autour de  $1 M_{\odot}$  se traduit par une variation de  $T_{\text{eff}}$  de  $\sim 40 - 55$  K selon la métallicité. La sensibilité de la pente de la séquence principale aux changements de  $\alpha_{\text{MLT}}$ , est représentée sur la Fig. 17 (gauche), dans le diagramme  $(M_V, B - V)$  dans lequel on est souvent obligé de travailler. Pour que de telles variations de pente soient mises en évidence, il faut évidemment des observations très précises. Dans l’article de Lebreton, Perrin, Cayrel, Baglin, & Fernandes (1999), nous nous sommes basés sur les étoiles du champ

très bien observées <sup>30</sup> et nous avons montré que la pente de la séquence principale est bien reproduite par les modèles utilisant la valeur de  $\alpha_{\text{MLT}}$  du Soleil. Dans une première étude basée sur les parallaxes trigonométriques d’Hipparcos (Perryman, Brown, Lebreton, Gomez, Turon, de Strobel, Mermilliod, Robichon, Kovalevsky, & Crifo 1998), j’ai montré que c’était aussi le cas pour l’amas des Hyades. L’article de Lebreton, Fernandes, & Lejeune (2001) reprend la modélisation des Hyades à la lumière des parallaxes dynamiques trois fois plus précises obtenues par Dravins et al. (1997a) et/ou de Bruijne et al. (2001). Les Hyades ont été examinées dans le diagramme ( $M_V$ ,  $B - V$ ) : la figure 17 (droite) montre la finesse de la séquence principale observée et suggère une décroissance de  $\alpha_{\text{MLT}}$  lorsque la masse décroît.

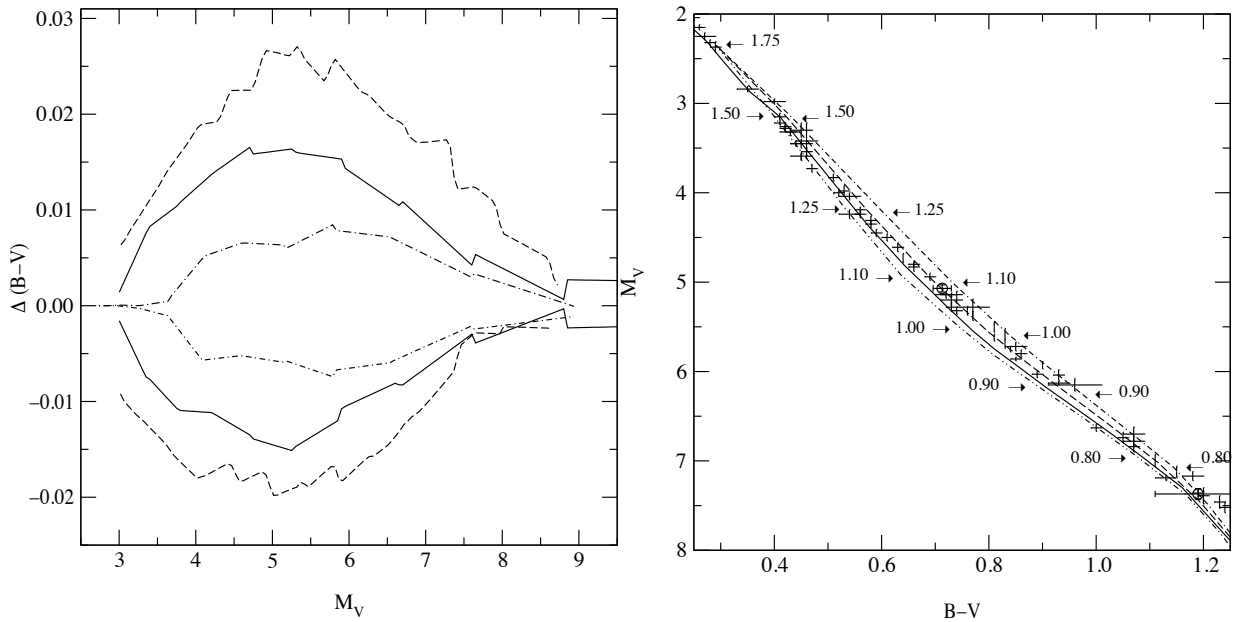


FIG. 17 – Gauche : Effet d’un changement de  $\alpha_{\text{MLT}}$  sur la position de la ZAMS.  $\Delta(B - V)$  est le décalage obtenu, à magnitude constante, entre une isochrone calculée avec  $\alpha_{\text{MLT}} = \alpha_{\text{MLT},\odot} + \Delta\alpha_{\text{MLT}}$  et une isochrone calculée avec  $\alpha_{\text{MLT},\odot}$ . Les valeurs positives de  $\Delta(B - V)$  correspondent à  $\Delta\alpha_{\text{MLT}} = -0.2$ , les valeurs négatives à  $\Delta\alpha_{\text{MLT}} = +0.2$ . Le trait plein correspond à  $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.0$ , le trait-tillé à  $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.0$  et le tireté à  $[\text{Fe}/\text{H}] = +0.14$  dex (Hyades). Droite : Effet d’un changement de  $\alpha_{\text{MLT}}$  sur la position de la séquence principale pour la métallicité des Hyades. Les isochrones sont calculées pour  $t = 625 \cdot 10^6$  ans,  $Y = 0.26$ ,  $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.14$  : le trait plein correspond à  $\alpha_{\text{MLT},\odot}$ , le tireté à  $\alpha_{\text{MLT}} = \alpha_{\text{MLT},\odot} - 0.2$ , le trait-tillé à  $\alpha_{\text{MLT}} = \alpha_{\text{MLT},\odot} - 0.4$ , et le double point-tireté à  $\alpha_{\text{MLT}} = \alpha_{\text{MLT},\odot} + 0.2$ , d’après Lebreton, Fernandes, & Lejeune (2001).

Compte-tenu des contraintes précédentes, il apparaît raisonnable d’adopter la valeur solaire de  $\alpha_{\text{MLT}}$  pour modéliser les étoiles de type solaire. Pour les autres étoiles en particulier les étoiles géantes froides évoluées, la situation est moins claire. La calibration de  $\alpha_{\text{MLT}}$  dépend des conditions aux limites externes appliquées au modèle, elles-mêmes sensibles aux opacités à basse température et à la transformation température-couleur utilisée pour comparer modèles et observations. Chieffi et al. (1995) ont examiné la séquence

<sup>30</sup>Étoiles de distances mesurées par Hipparcos, de flux bolométriques obtenus par photométrie multi-bande et de  $T_{\text{eff}}$  mesurées par la méthode du flux infrarouge

principale et la branche des géantes rouges de plusieurs amas de faible métallicité et ont suggéré que  $\alpha_{\text{MLT}}$  était constant de la séquence principale aux géantes pour un amas donné mais qu’il décroît d’un amas à l’autre lorsque la métallicité décroît. Les variations de  $\alpha_{\text{MLT}}$  avec la métallicité proposées par Chieffi et al. atteignent  $\Delta\alpha_{\text{MLT}} \approx 0.2-0.4$ , mais elles sont difficiles à prouver compte tenu des incertitudes affectant à la fois les isochrones observées et théoriques. Nous avons choisi d’utiliser les résultats de Freytag et al. pour contraindre l’intervalle des variations acceptables de  $\alpha_{\text{MLT}}$  dans les modèles; nous avons donc limité ces variations à  $\Delta\alpha_{\text{MLT}} = \pm 0.2 - 0.3$  autour de la valeur solaire.

#### 4.4.2 Remarques et conclusions

Comme l’ont écrit récemment Nordlund & Stein (2000), les modèles de convection à 1-D ne sont pas compatibles avec les modèles 3-D, car même si on multipliait et ajustait les paramètres des modèles 1-D, on ne pourrait jamais reproduire l’intégralité de la structure des couches les plus extérieures, où les fluctuations horizontales sont importantes.

Pour le calcul d’un modèle solaire, Rosenthal et al. (1999) ont utilisé dans les couches extérieures les résultats moyennés (horizontalement et temporellement) des simulations numériques en 3-D de la zone convective solaire qu’ils ont raccordés en profondeur avec une enveloppe 1-D calculée avec la MLT. Ils ont montré que ce modèle prédit beaucoup mieux les fréquences observées des modes p de haute fréquence. Dans un futur proche, il sera certainement possible d’utiliser les modèles à 3-D des couches externes des étoiles au lieu des modèles 1-D soit en paramétrant “*intelligemment*” les résultats des simulations 3-D (en incluant la variation temporelle de la moyenne horizontale des variables physiques), soit en introduisant “*brutalement*” les modèles 3-D et en les raccordant en profondeur aux modèles 1-D (cf. Nordlund & Stein 2000).

En parallèle, il sera toujours nécessaire d’augmenter le nombre de calibrateurs solides des paramètres de la convection de façon à réaliser un pavage fin de l’espace des masses et des compositions chimiques. Ces calibrateurs (étoiles observées en sismologie, étoiles binaires, étoiles d’amas dessinant la pente de la séquence principale) fourniront le support indispensable au test des modèles théoriques.

### 4.5 Overshooting et rotation

Les étoiles de  $M \gtrsim 1.25 M_{\odot}$  ont des cœurs convectifs. Le coefficient de diffusion y est très élevé, de l’ordre de  $10^{13} \text{cm}^2 \cdot \text{s}^{-1}$ ; ils sont donc mélangés sur des échelles de temps courtes. La taille du cœur convectif détermine la quantité de combustible disponible et par conséquent la durée de vie de l’étoile dans un stade de fusion donné. C’est un paramètre fondamental pour la détermination des âges et pour l’évaluation de l’enrichissement du milieu interstellaire en éléments lourds par les étoiles.

Classiquement la taille du cœur convectif est donnée par le critère de Schwarzschild qui fixe la limite du cœur là où les gradients adiabatique et radiatif sont égaux. Pourtant les expériences de laboratoire, le comportement des fluides géophysiques aussi bien que les simulations numériques de la convection indiquent que les mouvements convectifs vont au-delà de cette limite : la zone d’extension du mélange est appelée zone d’*overshooting*<sup>31</sup>.

Le mélange des éléments chimiques qui résulte d’un tel processus modifie l’évolution des étoiles concernées par rapport à ce que prédisent les modèles standards (voir par exemple Maeder & Mermilliod 1981). En particulier la forme du tracé dans le diagramme H-R et les durées des stades de fusion dans le cœur sont modifiés (cf. figure 18).

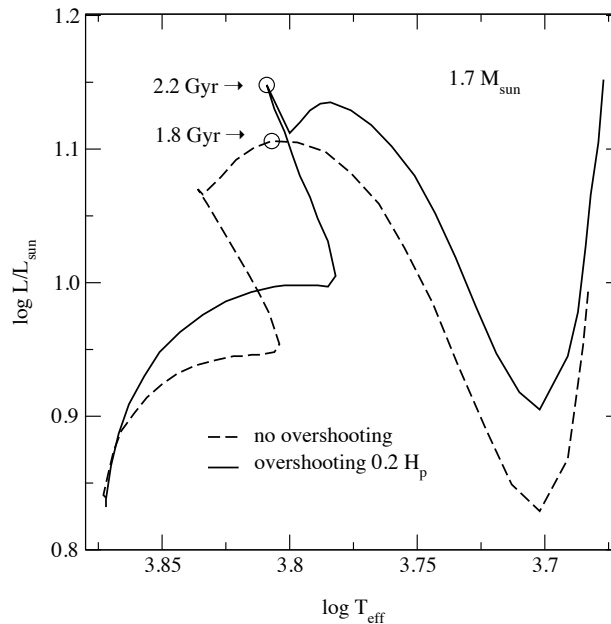


FIG. 18 – Effet de l’overshooting sur l’évolution et la durée de vie d’une étoile de  $1.7 M_{\odot}$  sur la séquence principale, d’après Lebreton & Baglin (2001).

Du point de vue théorique, on a encore peu d’informations quantitatives. À défaut d’avoir une description physique convenable de la convection, Maeder & Mermilliod (1981) ont estimé pour la première fois le coefficient d’overshooting en comparant la largeur observée de la séquence principale de 32 amas galactiques à la largeur prédite par les modèles. Ils ont obtenu  $\alpha_{ov} \sim 0.2$ .

Plus tard, Andersen (1991) a affirmé que la calibration simultanée de binaires bien connues (des binaires à éclipses de masses et de rayons connus à mieux que 1 ou 2%) pouvait apporter de meilleures contraintes sur le paramètre  $\alpha_{ov}$  et en particulier sur sa variation en fonction de la masse et du stade évolutif des étoiles. Beaucoup de groupes ont alors travaillé à la calibration empirique de  $\alpha_{ov}$ . Parmi les travaux les plus récents on peut citer l’article de Ribas et al. (2000a) sur la modélisation de huit binaires à éclipses (figure 19). À métallicité solaire et dans l’intervalle de masse  $2-3.5 M_{\odot}$ , Ribas et al. considèrent 5 systèmes binaires et trouvent  $\alpha_{ov} = 0.25 \pm 0.05$  ce qui est bien en accord avec les autres

<sup>31</sup>On exprime généralement l’extension  $d_{ov}$  de la zone convective au-delà du cœur de Schwarzschild en échelle de hauteur de la pression et on définit le paramètre d’overshooting  $\alpha_{ov} = d_{ov}/H_p$ .

calibrations de  $\alpha_{ov}$ . Par ailleurs Ribas et al. suggèrent une augmentation de  $\alpha_{ov}$  avec la masse (i.e.  $\alpha_{ov} = 0.60$  pour  $M \sim 10 M_{\odot}$ ,  $Z \sim Z_{\odot}$ ) et une diminution avec la métallicité (i.e.  $\alpha_{ov} = 0.15 \pm 0.05$  pour  $Z \sim Z_{\odot}/2$  et  $M \sim 2 M_{\odot}$ ). Ces variations sont à notre avis encore à prouver : elles ne reposent que sur très peu de points (un système à chaque fois, aucune étoile entre 3.5 et 10  $M_{\odot}$ ) et les incertitudes sont grandes (par ex. les  $[Fe/H]$  sont tirés de calibrations photométriques). Cette suggestion intéressante doit donc être étayée par de nouvelles études couvrant plus finement l'intervalle des paramètres stellaires.

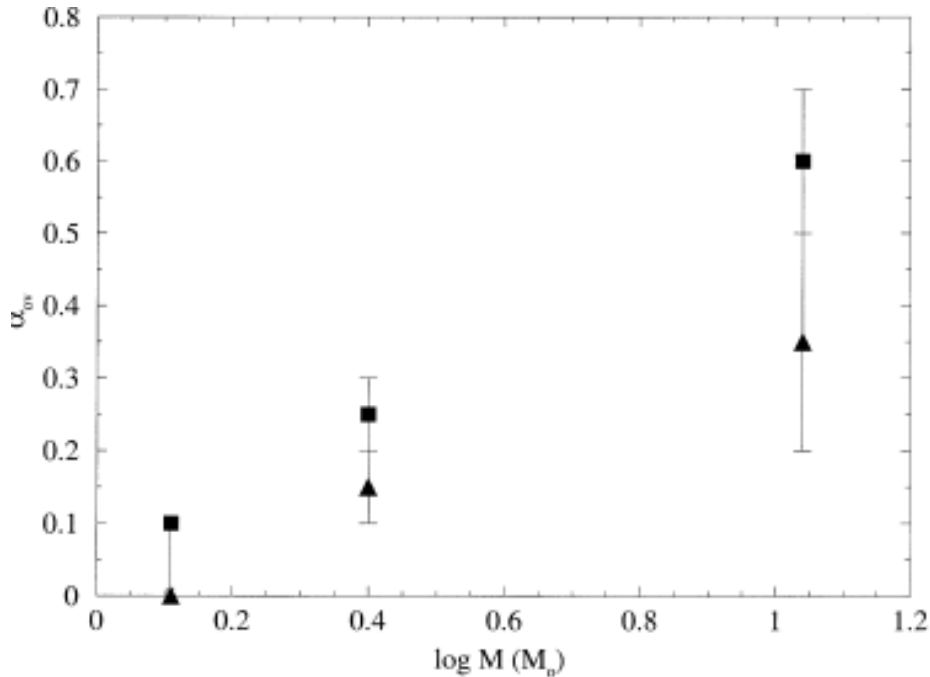


FIG. 19 – Variation du paramètre d’overshooting avec la masse. Les données correspondant à la métallicité solaire sont représentées par un carré, celles de métallicité sous-solaire par un triangle, d’après Ribas et al. (2000a).

Le coude (turnoff) de certains amas galactiques (Praesepe, Hyades, etc.) est constitué d’étoiles A dont la structure est sensible à l’overshooting : sa modélisation devrait en principe permettre de contraindre le paramètre  $\alpha_{ov}$  et de déterminer l’âge de l’amas. Pour ces amas, la région du coude se situe dans la bande d’instabilité correspondant aux étoiles  $\delta$  Scuti. Dans la région du coude, on trouve des étoiles qui sont essentiellement des rotateurs rapides (avec souvent des  $v_e \sin i > 100 \text{ km.s}^{-1}$ ) et qui pour certaines montrent des pulsations d’étoiles  $\delta$  Scuti. La mesure des fréquences de pulsation des  $\delta$  Scuti peut apporter des contraintes supplémentaires aux modèles (cf. partie 5.3.1) tandis que la rotation complique l’interprétation du diagramme H-R en affectant à la fois les données photométriques et les modèles :

1. On sait depuis longtemps que la rotation engendre un déplacement des étoiles dans n’importe quel diagramme photométrique, déplacement dont l’amplitude dépend de la vitesse équatoriale  $v_e$  et de l’angle d’inclinaison de l’axe de rotation par rapport à la ligne de visée  $i$  (Maeder & Peytremann 1972). Pérez Hernández et al. (1999) ont calculé les magnitudes et les couleurs de modèles d’atmosphères en rotation et donnent les différences entre une étoile sans rotation (de  $T_{\text{eff}}$  et  $\log g$  donnés) et une



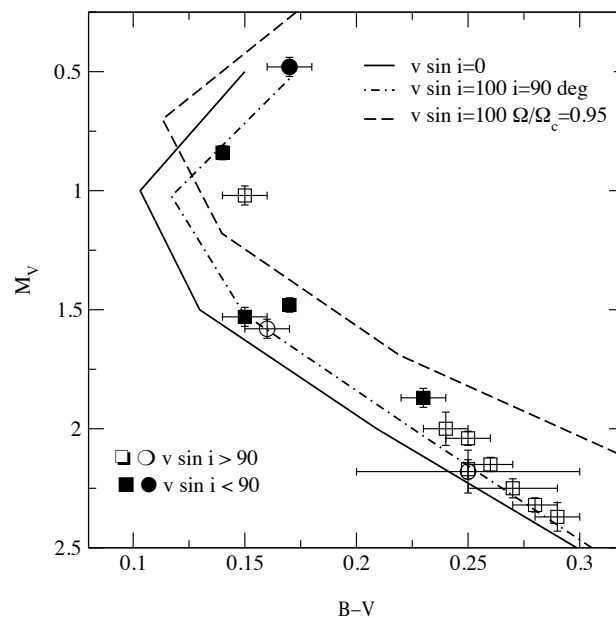


FIG. 20 – Effets de la rotation sur les données photométriques. Les traits pleins sont les isochrones avec, de gauche à droite,  $v_e \sin i = 0, 50, 100, 150 \text{ km.s}^{-1}$  et  $i = 90$  degrés. Les traits tiretés sont les isochrones avec, de gauche à droite,  $v_e \sin i = 0, 50, 100, 150 \text{ km.s}^{-1}$  et  $\omega = 0.95$ . Les symboles pleins (vides) sont les étoiles des Hyades de  $v_e \sin i < 90 \text{ km.s}^{-1}$  ( $v_e \sin i > 90 \text{ km.s}^{-1}$ ), d’après Lebreton et al. (2001).

étoile en rotation en fonction de  $i$  et de  $\omega = \Omega/\Omega_c$  où  $\Omega$  est la rotation angulaire et  $\Omega_c = (8GM/27R_p^3)^{1/2}$  ( $M$  est la masse,  $R_p$  le rayon) est la rotation critique. À cause de cet effet, les étoiles du coude de différents  $v_e \sin i$  sont dispersées dans une bande qui s’étend du côté rouge de l’isochrone sans rotation (cf. Fig. 20).

2. D’autre part, les modèles sont modifiés quand on y introduit la rotation. Breger & Pamyatnykh (1998) ont montré que des modèles en rotation uniforme étaient déplacés dans le diagramme H-R de la même façon que des modèles avec overshooting. De plus, dans un milieu en rotation, la circulation méridienne et les instabilités de cisaillement peuvent générer des mouvements de matière qui en redistribuant le moment angulaire à l’intérieur de l’étoile y établissent une rotation différentielle (Zahn 1992). Les mouvements de matière peuvent alors induire du mélange des éléments chimiques qui a même signature dans le diagramme H-R que l’overshooting (Talon et al. 1997; Goupil et al. 2000) : comme l’ont montré Talon et al. pour une étoile de  $9 M_\odot$  avec une vitesse de rotation de  $100 \text{ km.s}^{-1}$  l’effet du mélange induit par la rotation est équivalent à l’effet d’un overshooting de  $0.2 H_p$  (voir aussi la Fig. 21).

Toutes les calibrations empiriques de l’overshooting basées sur les paramètres globaux des étoiles restent donc assez approximatives à cause de la dégénérescence due aux différents paramètres en jeu. On peut dire aujourd’hui que pour les étoiles de masses  $M \lesssim 4 M_\odot$  la précision sur  $\alpha_{ov}$  n’est pas meilleure que 100% (i.e.  $\alpha_{ov} \sim 0.15 \pm 0.15$ ). Un sondage profond de l’intérieur des étoiles au moyen de la sismologie est indispensable pour progresser. Pour cela, il faut obtenir les fréquences d’oscillation des modes de bas degré et de basse fréquence qui pénètrent profondément dans l’intérieur stellaire et sont très sensibles à l’extension des

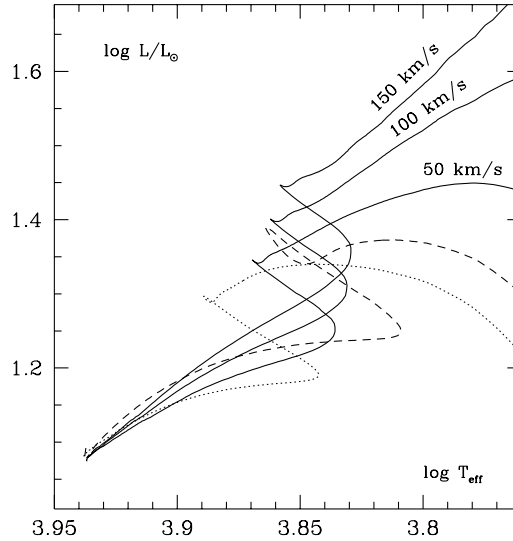


FIG. 21 – Influence sur les modèles du mélange induit par la rotation, d’après Goupil et al. (2000).

zones mélangées. L’analyse de ces modes devrait permettre de caractériser les processus de mélange à l’œuvre dans les étoiles pulsantes.

#### 4.5.1 Contribution

- **Critère de Roxburgh.** Une description du phénomène d’overshooting, basée sur le calcul de l’intégrale de l’équation d’énergie sur l’ensemble du cœur convectif a été proposée par Roxburgh (1992). Cette description fait intervenir l’énergie dissipée par viscosité dans le cœur ; lorsqu’on néglige cette dissipation on obtient une limite supérieure du paramètre d’overshooting. J’ai introduit ce traitement dans le code CESAM et ai retrouvé le résultat obtenu par Roxburgh (1992) pour des polytropes, à savoir que ce traitement prédit une extension de la convection, en échelle de hauteur de la pression, qui varie avec la masse de l’étoile. Les modèles prédisent une valeur maximale de l’overshooting qui prend les valeurs données dans la table 4. Clairement, le critère de Roxburgh donne une valeur  $\alpha_{ov,max}$  plus élevée que les valeurs de  $\alpha_{ov}$  calibrées sur la séquence principale des amas parce qu’on a négligé la dissipation visqueuse qui réduit l’efficacité du processus. On se heurte alors à la difficulté d’estimer par la théorie cette dissipation dans le cœur turbulent.
- **Calibration empirique de  $\alpha_{ov}$ .** L’article de Lebreton, Fernandes, & Lejeune (2001) montre que le coude de l’amas des Hyades est mieux reproduit avec des modèles incluant un overshooting de  $\alpha_{ov} \sim 0.2$  (cf. Fig. 22). Toutefois, très peu d’étoiles sûres se trouvent au coude et une seule d’entre elles ( $\theta^2$ TauA) est utilisée pour discriminer les modèles ! D’autre part, comme on l’a vu, la rotation (dont les effets sont aussi mal connus) intervient dans la zone du coude des Hyades et gêne la caractérisation de l’overshooting.

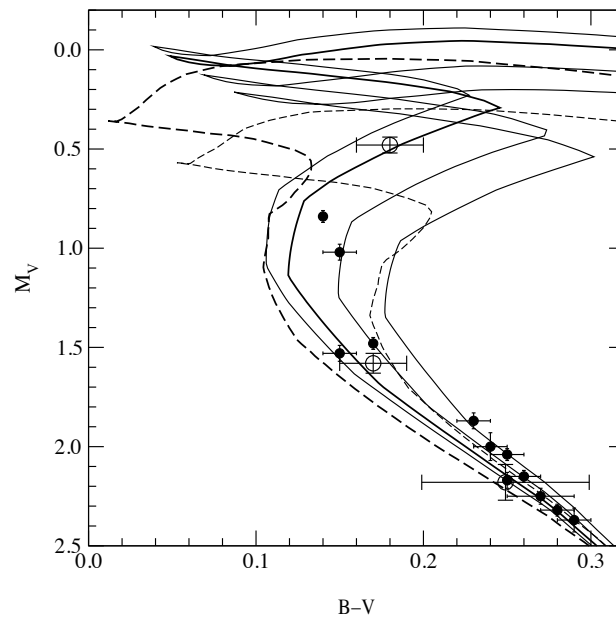


FIG. 22 – Zoom sur le coude de l’amas des Hyades. Les données sont celles de de Bruijne et al. (2001). Les isochrones ont  $[\text{Fe}/\text{H}]=0.14$ ,  $Y=0.26$  et diffèrent âges. De gauche à droite : les traits pleins sont des isochrones avec overshooting âgées de 600, 625 (gras), 700 et 750 millions d’années, les tiretées sont des isochrones sans overshooting d’âges 550 (gras) et 600 millions d’années. Les symboles vides sont des binaires résolues, soit, dans l’ordre des luminosités décroissantes,  $\theta^2$  Tau A,  $\theta^2$  Tau B et 51 Tau A (cf. partie 5). Repris de Lebreton, Fernandes, & Lejeune (2001).

- **Sismologie.** Des oscillations de basses fréquences ont été observées dans plusieurs étoiles A de type  $\delta$  Scuti. Les modes observés sont radiaux ou non radiaux, ces derniers sont des modes mixtes, de pression dans l’enveloppe et de gravité dans le cœur (ils ont de l’amplitude à la fois à la surface et au voisinage du cœur convectif). Les modes mixtes sont très sensibles à la structure des régions centrales, en particulier à la taille de la zone mélangée et aux régions situées au-dessus du cœur mélangé qui présentent un fort gradient de composition chimique. L’article de Lebreton, Michel, Goupil, Baglin, & Fernandes (1995) montre que la connaissance d’un mode mixte et de deux modes radiaux permet d’obtenir le paramètre d’overshooting, la masse et l’âge de l’étoile (en supposant qu’il n’y a pas d’autre incertitude dans la modélisation). Pour une précision sur les fréquences de  $\Delta\nu \sim 0.1\mu\text{Hz}$ , la précision attendue sur le paramètre d’overshooting est de  $\sim 20\%$  (i.e.  $\Delta\alpha_{\text{ov}} = 0.03$ ) ce qui est déjà une amélioration considérable. Idéalement, l’observation simultanée de plusieurs modes

TAB. 4 – Limites supérieures du coefficient d’overshooting  $\alpha_{\text{ov}}$  estimées avec le critère de Roxburgh (1992) pour différentes masses. La quantité  $M_{\text{ov}}/M_{\text{cS}}$  représente le rapport de la masse du coeur avec overshoot et de la masse du coeur prédite par le critère de Schwarzschild (Y. Lebreton, 1994, non publié)

$M/M_{\odot}$	1.25	1.50	2.00	3.00
$\alpha_{\text{ov}}$	0.15	0.30	0.40	0.50
$M_{\text{ov}}/M_{\text{cS}}$	1.85	1.95	2.00	2.00

mixtes dans la même étoile devrait permettre de tester des traitements plus sophistiqués de l'overshooting et de caractériser les effets de la rotation et de la diffusion des éléments chimiques sur l'extension du cœur convectif (cf. Goupil, Michel, Cassisi, Dziembowski, Lebreton, Baglin, Auvergne, & Catala 1995).

Les analyses sismiques du Soleil ont montré la puissance du diagnostic sismologique pour déterminer le profil interne de la rotation ou de la densité, mettre en évidence le processus de diffusion microscopique, déterminer l'abondance d'hélium de la zone convective, etc. Dans les années à venir, l'intérieur des étoiles va se dévoiler grâce aux missions d'astérosismologie spatiale telles COROT, MOST, MONS ou EDDINGTON (cf. partie 7). De nombreux travaux de prospective ont été entrepris. Citons le travail de Goupil et al. (1996) qui montre qu'avec COROT, l'inversion des fréquences d'oscillation de quelques modes radiaux de bas ordre ( $l < 6$ ) devrait permettre d'accéder au profil de rotation interne et de détecter des variations locales de la vitesse de rotation de 10%. Avec un nombre assez élevé de modes, on pourra aussi avoir accès à l'abondance de l'hélium et à la structure de la zone convective externe.

Quelques étoiles seulement seront accessibles aux missions telles COROT. Leur analyse sismique servira à mieux ancrer la valeur de  $\alpha_{ov}$  et à mieux évaluer si elle peut être appliquée aux étoiles pour lesquelles on ne détecte pas d'oscillations.

- **Conséquences pour les estimations d'âge des étoiles.** Notons que l'incertitude sur la taille du cœur convectif entraîne une incertitude importante sur l'âge estimé des étoiles A-F. Pour l'amas des Hyades, l'incertitude sur l'âge due à l'overshooting est d'environ 20% (Lebreton, Fernandes, & Lejeune 2001). Plus généralement, Lebreton, Michel, Goupil, Baglin, & Fernandes (1995) ont estimé que l'incertitude actuelle de  $\Delta\alpha_{ov} = \pm 0.15$ , conduit à une erreur sur l'estimation de l'âge d'une étoile A-F qui varie de 12% (pour une étoile de  $1.4M_{\odot}$ ) à 24% (pour une étoile de  $2 M_{\odot}$ ).

## 4.6 Diffusion des éléments chimiques

Dans les zones radiatives stellaires, la matière peut être transportée par divers processus : diffusion microscopique, diffusion turbulente, ondes internes, etc. Parmi ces processus certains sont mal connus et on cherche à les caractériser en s'appuyant sur les contraintes observationnelles (voir, par exemple Pinsonneault 1997; Zahn 1992; Baglin & Lebreton 1990).

La diffusion microscopique résultant du tri gravitationnel, de la diffusion thermique et/ou des accélérations radiatives a été proposée il y a 40 ans pour expliquer les abondances ou les anomalies d'abondance observées dans certaines étoiles comme les étoiles Am, Ap ou les naines blanches (Schatzman 1958, 1969; Michaud 1970; Vauclair & Vauclair 1982).

Dans les étoiles de petite masse, la diffusion microscopique par triage gravitationnel et diffusion thermique transporte l'hélium et les éléments lourds, lentement, en direction des zones centrales. Ce transport en créant une stratification des éléments chimiques en zone radiative modifie le gradient de poids moléculaire moyen dans l'étoile et peut à long terme affecter son évolution. Lorsqu'on inclut ce processus dans les modèles, on trouve qu'il a pour effet de diminuer l'âge que l'on affecte à une étoile située à une position donnée du

diagramme H-R. La diffusion microscopique modifie aussi les abondances de surface qui à un âge donné seront différentes des abondances initiales. Pourtant ce processus a été négligé pendant longtemps dans les modèles d'évolution car :

- Les temps caractéristiques de la diffusion sont longs devant la durée de vie des étoiles et les vitesses relatives des éléments sont faibles.
- Comme l'ont montré diverses expériences de mécanique des fluides, la diffusion microscopique est facilement inhibée en présence de circulation méridienne ou de turbulence générée par des instabilités hydrodynamiques apparaissant dans les fluides en rotation (Zahn 1992; Michaud & Zahn 1998).

L'héliosismologie a, là encore, joué un rôle important. Dans la majeure partie de la zone convective solaire les propriétés des oscillations dépendent de la vitesse du son, car elles sont essentiellement adiabatiques. Par conséquent, pour satisfaire les contraintes sismologiques au niveau de cette zone, on peut jouer soit sur l'équation d'état, soit sur la composition chimique (voir partie 4.2). On a vu qu'on peut raisonnablement supposer que l'équation d'état est correcte. Par ailleurs, on connaît par la spectroscopie les abondances des éléments lourds dans la photosphère. On peut donc par l'analyse sismologique déterminer l'abondance de l'hélium dans la zone convective solaire aujourd'hui (cf. Kosovichev et al. 1992). Par inversion des oscillations solaires, Basu & Antia (1995) ont obtenu  $Y_{ZC} = 0.249 \pm 0.003$  avec l'équation d'état d'OPAL (0.246 avec M&HD). Cette valeur est beaucoup plus faible que l'abondance initiale de l'hélium solaire que l'on déduit de la calibration du modèle solaire en luminosité (Christensen-Dalsgaard 1982) : ainsi mes modèles solaires les plus récents correspondent à  $Y_i \sim 0.267$  (Lebreton, Fernandes, & Lejeune 2001). Christensen-Dalsgaard et al. (1993) ont montré qu'il fallait invoquer la diffusion microscopique pour expliquer le déficit en hélium dans la zone convective solaire (cf. figure 23). La profondeur de la zone convective des modèles avec diffusion (par ex. ceux de Morel et al. 1997) est de  $0.711 R_\odot$  ( $0.723 R_\odot$  pour les modèles sans diffusion) ce qui est en meilleur accord avec la valeur déduite de l'analyse sismique  $0.713 \pm 0.003 R_\odot$ .

#### 4.6.1 Contribution

- **Diffusion microscopique dans les vieilles étoiles.** Le temps caractéristique de diffusion d'un élément par tri gravitationnel à la surface d'une étoile peut s'écrire (Michaud et al. 1984) :

$$\tau \simeq K \frac{M_{zc}}{MT_{zc}^{3/2}}$$

où  $M$  est la masse de l'étoile,  $M_{zc}$  la masse de la zone convective externe,  $T_{zc}$  la température à sa base et  $K$  une constante dépendant de l'élément chimique considéré. Les zones convectives des étoiles déficientes en métaux sont moins épaisses et ont des densités à leur base plus faibles que celles des étoiles de métallicité plus élevée. Le triage gravitationnel sera donc plus efficace à "vider" leur zone convective de son hélium et de ses éléments lourds. D'autre part, la diffusion microscopique étant un processus très lent, on s'attend à détecter ses effets dans les objets les plus vieux. Les étoiles du halo et des amas globulaires devraient donc être les plus affectées par la diffusion microscopique. Chaboyer et al. (1992) ont montré que la prise en compte de ce processus modifiait la position du coude de la branche des sous géantes des amas globulaires avec pour conséquence une réduction de l'âge de ces amas de

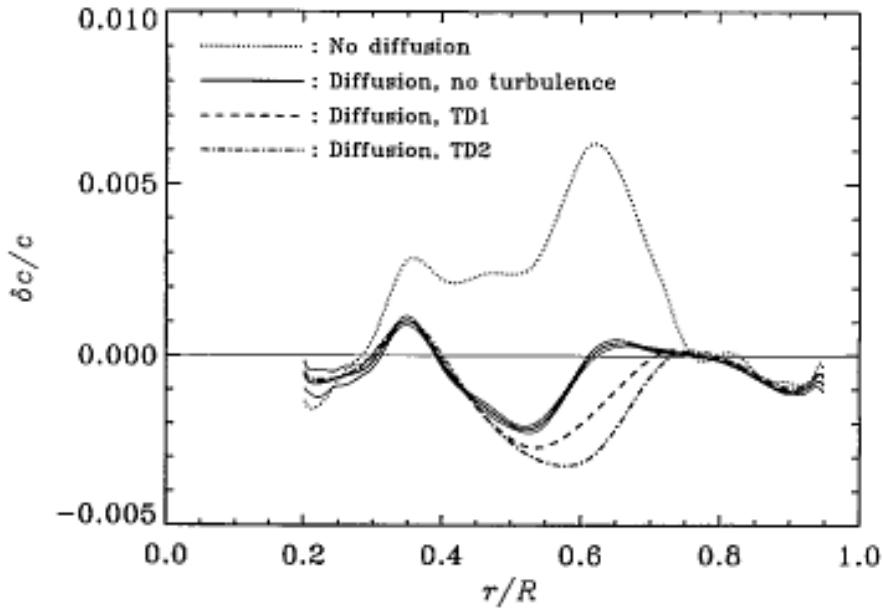


FIG. 23 – Différences relatives de la vitesse du son entre le Soleil - où  $c$  est déterminée par inversion des données héliosismiques observées - et les modèles solaires. Les lignes continues fines donnent les limites d'erreurs à  $1\sigma$  basées sur les erreurs d'observation. D'après Christensen-Dalsgaard, Proffitt, & Thompson (1993)

$\sim 0.5 - 1$  Gyr. Nous avons retrouvé cette réduction d'âge obtenue avec les modèles avec diffusion quand nous avons cherché à dater les étoiles du halo observées par Hipparcos (cf. partie 6.4 et figure 26).

En modélisant des systèmes binaires ( $\zeta$  Herculis, 85 Pegasi), nous avons montré qu'il est impossible avec des modèles classiques de rendre compte de la position dans le diagramme H-R du composant le moins massif, de masse dans l'intervalle  $0.7-0.9 M_{\odot}$  (Lebreton, Auvergne, Morel, & Baglin 1993; Fernandes, Lebreton, Baglin, & Morel 1998). A la lumière des résultats d'Hipparcos, nous avons montré (cf. Lebreton, Perrin, Fernandes, Cayrel, Cayrel de Strobel, & Baglin 1997; Cayrel, Lebreton, Perrin, & Turon 1997b) que si la position dans le diagramme H-R des étoiles de métallicité solaire était bien expliquée par les modèles théoriques, celle des étoiles modérément déficientes ou déficientes en métaux était inexplicable par les modèles classiques même en tenant compte de leur enrichissement en éléments  $\alpha$  et en considérant les incertitudes observationnelles standard (cf. figure 24 et la partie 5.2). Nous avons suggéré que cela pourrait être dû à la diffusion microscopique.

Morel & Baglin (1999) ont alors entrepris de calculer des modèles d'étoiles de petite masse (i.e.  $0.6-0.85 M_{\odot}$ ) modérément pauvres en métaux ( $[\text{Fe}/\text{H}] \in [-1.7, -0.7]$  dex) en prenant en compte la diffusion microscopique. Ils ont confirmé et quantifié les effets de la diffusion sur les observables. Ces effets sont illustrés par la figure 25 :

- À âge donné un modèle avec diffusion (B) est plus lumineux et plus froid qu'un modèle sans diffusion (A) de même composition chimique initiale.
- La diffusion entraînant une diminution de l'abondance du fer à la surface de l'étoile avec le temps, pour interpréter les observations d'une étoile de métallicité donnée il faudra se référer à un calcul ayant une abondance initiale de fer plus élevée que

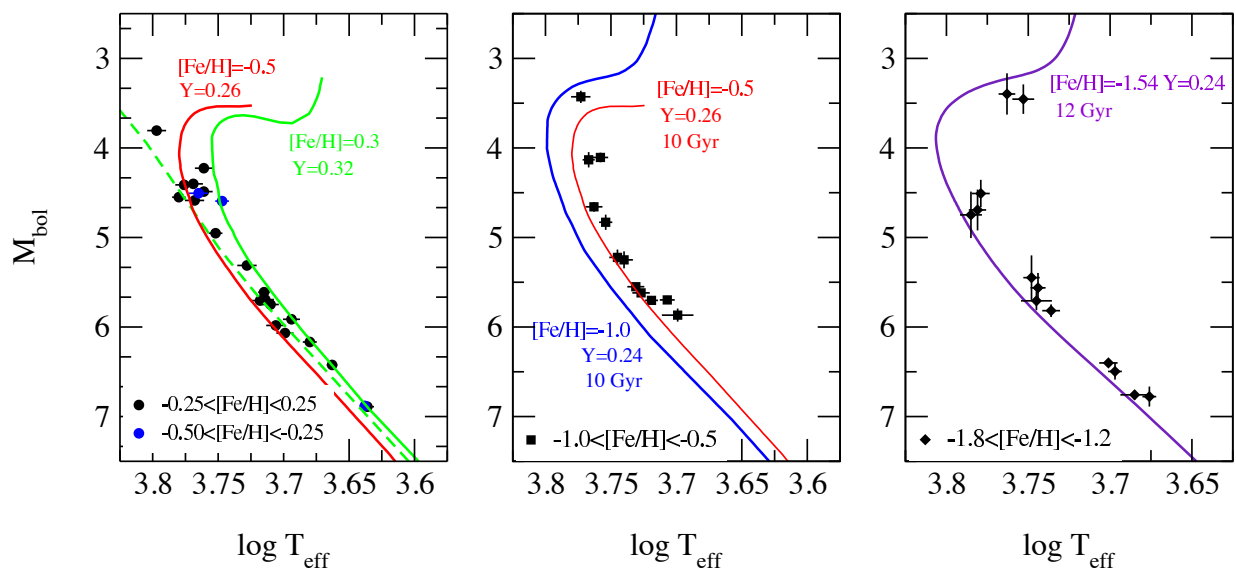


FIG. 24 – Diagramme H-R des étoiles d’Hipparcos comparées à des isochrones standards. Gauche : étoiles de  $[\text{Fe}/\text{H}] \in [-0.5, +0.25]$ . Centre : étoiles de  $[\text{Fe}/\text{H}] \in [-1.0, -0.5]$ . Droite : étoiles de  $[\text{Fe}/\text{H}] \in [-1.8, -1.2]$ . D’après Lebreton (2000b).

l’abondance observée. Le modèle C de la figure est un modèle avec diffusion de même âge et dont la composition chimique en surface est la même que la composition initiale du modèle standard A.

L’article de Lebreton, Perrin, Cayrel, Baglin, & Fernandes (1999) montre que la diffusion microscopique, en modifiant la position dans le diagramme H-R et l’abondance des métaux à la surface des étoiles au cours de leur évolution, réduit sensiblement mais seulement partiellement le désaccord entre modèles standards et observations des étoiles modérément déficientes en métaux. Il faut invoquer les corrections non-ETL à la métallicité (cf. partie 3.2.4) pour avoir un accord complet (cf. partie 6 et figure 26).

- **Diffusion microscopique et diffusion turbulente dans le Soleil.** On n’explique cependant pas tout avec le processus de diffusion microscopique : un des problèmes majeurs est qu’il n’explique pas le déficit en lithium et en béryllium dans la photosphère solaire. C’est là que peut intervenir le mélange turbulent, inhibiteur potentiel de la diffusion microscopique.

Richard et al. (1996) ont pu rendre compte du déficit en Li et en Be de la photosphère solaire et satisfaire les contraintes sismologiques avec des modèles incluant la diffusion microscopique et un mélange turbulent induit par la rotation dans la zone radiative. Dans le calcul de leur modèle, la description du mélange turbulent est paramétrisée. Ultérieurement, l’analyse sismique a montré un désaccord entre les modèles (incluant seulement la diffusion microscopique) et les observations du profil de vitesse du son et du gradient de composition chimique juste au-dessous de l’enveloppe convective suggérant la présence d’un mélange turbulent à cet endroit (Basu 1997).

Plus tard, Brun et al. (1999) ont repris le problème en considérant qu’un mélange turbulent opérait au niveau de la tachocline solaire<sup>32</sup>. Brun et al. traitent ce mélange en

<sup>32</sup>Couche fine mise en évidence par l’analyse héliosismique et située à la frontière entre la zone convective et la zone radiative. C’est dans cette couche que se situe la transition entre la rotation différentielle de

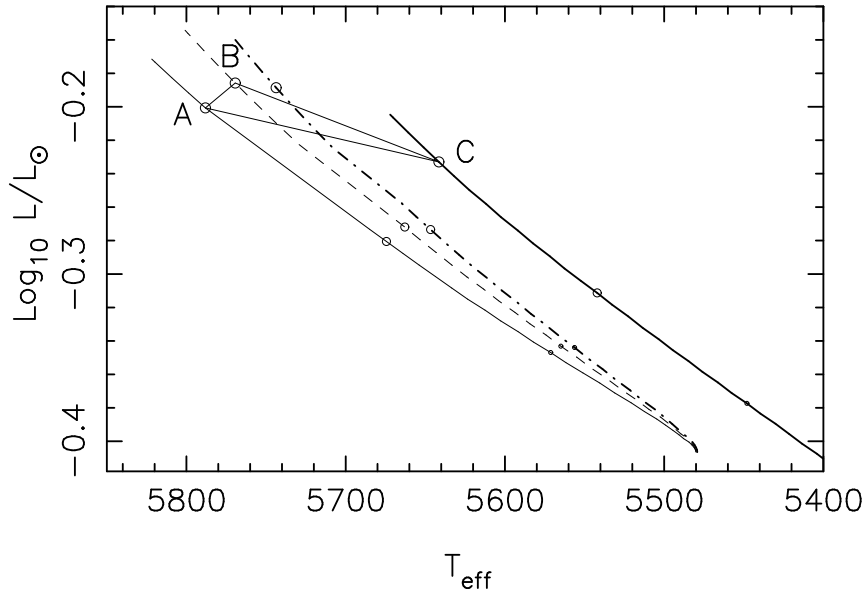


FIG. 25 – Effets de la diffusion microscopique sur un modèle de  $0.8 M_{\odot}$  à  $10^{10}$  ans. Le modèle A (trait plein) et le modèle B (tireté) sont respectivement un modèle standard et un modèle incluant la diffusion de l’hélium et des éléments lourds, tous deux de métallicité initiale  $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.94$ . Le modèle C est un modèle avec diffusion calibré, i.e. dont la métallicité en surface vaut  $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.94$  à  $10^{10}$  ans. Le tracé en point-tireté prend en compte uniquement diffusion de l’hélium. D’après Morel & Baglin (1999).

utilisant la prescription paramétrisée de Spiegel & Zahn (1992) et ils trouvent qu’un mélange turbulent au niveau de la tachocline ayant l’intensité suffisante pour réduire l’abondance du lithium et du béryllium aux valeurs observées, réduit l’efficacité de la diffusion microscopique de 25% et améliore la comparaison avec les contraintes héliosismologiques.

Le résultat essentiel de mon travail de thèse était que la présence de diffusion turbulente au centre du Soleil, invoquée au début des années 80 pour rendre compte du flux des neutrinos solaires observé, est incompatible avec les contraintes de sismologie (Lebreton & Maeder 1987; Lebreton 1986; Lebreton, Berthomieu, & Provost 1988a). Ce résultat a été confirmé par Richard et al. (1996) et Brun et al. (1999).

- **Contraintes apportées par l’observation du lithium-6.** La nature et l’intensité des processus physiques capables de transporter, dans les étoiles de petite masse, les éléments légers (Li, Be, B) de la base de la zone convective jusqu’au niveau, peu profond, où ils sont détruits par réactions thermonucléaires pourra être précisée par l’observation simultanée de plusieurs éléments légers dans une même étoile. Cayrel, Lebreton, & Morel (1999) cherchent ainsi à reproduire, à l’aide de différents modèles de mélange, les abondances de deux éléments brûlés à des profondeurs différentes,  ${}^6\text{Li}$  et  ${}^7\text{Li}$  qui ont été observés simultanément dans deux étoiles de petite masse du halo déficientes en métaux.

---

la zone convective et la rotation quasi-solide de l’intérieur radiatif. On pense que cette zone, fortement cisailée, est le siège de circulation méridienne et/ou de mouvements turbulents.



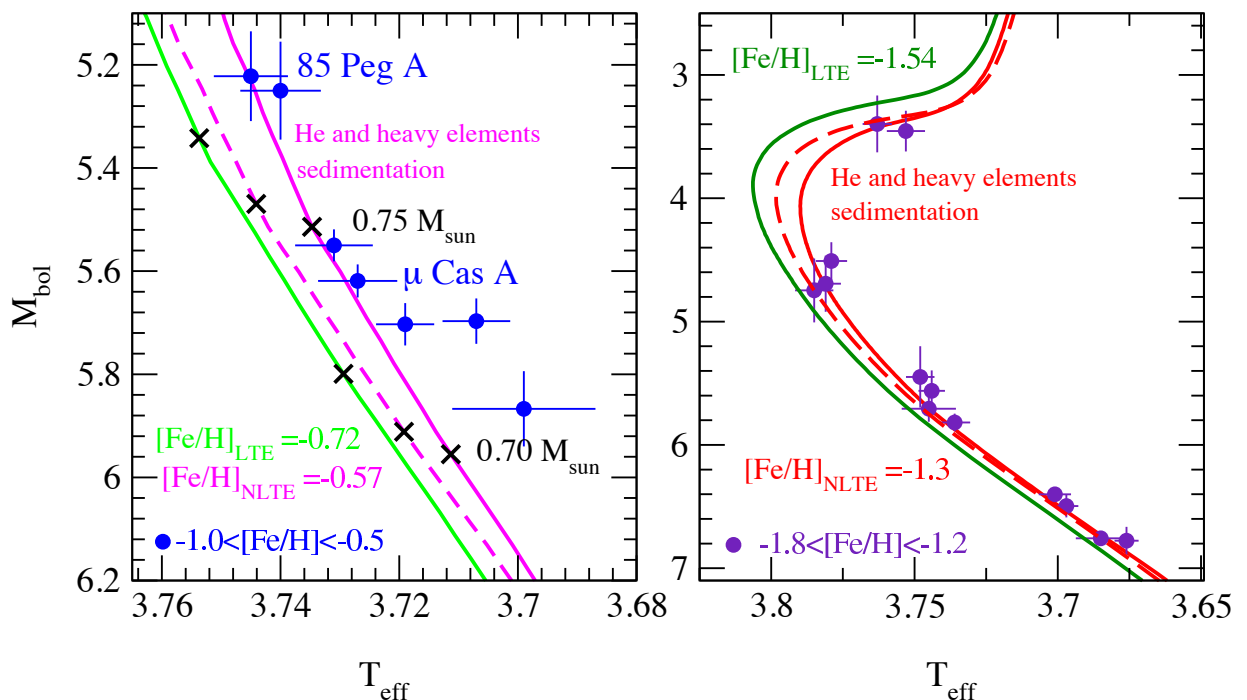


FIG. 26 – Modélisation des étoiles déficientes en métaux observées précisément par Hipparcos. Il faut invoquer les corrections non-ETL pour la détermination de la métallicité et l’effet de la diffusion microscopique sur la structure interne pour bien modéliser ces étoiles. Repris de Lebreton (2000b).

#### 4.6.2 Remarques et conclusions.

Très récemment, Gratton et al. (2001) ont pu, avec le spectrographe UVES du VLT-UT2, mesurer pour la première fois simultanément, dans un amas globulaire, les abondances des éléments chimiques d’étoiles sous-géantes situées au coude et d’étoiles à la base de la branche des géantes rouges : les abondances sont similaires à quelques pour cent près ( $\Delta[\text{Fe}/\text{H}]_{\text{géantes}-\text{turnoff}} = 0.03 \pm 0.11 \text{ dex}$ ). Pourtant, comme l’illustre la figure 27, on s’attend à ce que les abondances des sous-géantes soient différentes si la diffusion microscopique a été pleinement efficace pendant les quelques  $12 \cdot 10^9$  ans de vie de ces étoiles<sup>33</sup>. Ces nouvelles observations apportent donc de nouvelles contraintes puisqu’elles montrent que la diffusion microscopique a été inhibée à un certain moment de la vie des étoiles par la diffusion turbulente ou un autre processus (Chaboyer et al. 2001). Chaboyer et al. invoquent alors un mélange turbulent (qui pourrait être induit par la rotation) et estiment la quantité de masse qui doit être mélangée dans l’enveloppe pour pouvoir rendre compte des observations. Ils montrent qu’avec un tel modèle qui gomme l’effet de la diffusion sur les abondances de surface, l’effet de réduction de l’âge des amas globulaires est partiellement conservé (i.e. les âges estimés par les modèles avec inhibition de la diffusion sont 4% plus faibles que les âges basés sur les modèles standards et 4% plus élevés que les âges basés sur les modèles avec diffusion totale).

<sup>33</sup>Les étoiles de la branche des géantes rouges ont subi le premier “dredge-up” qui en mélangeant profondément la matière de l’étoile a gommé les anomalies d’abondance qu’on s’attend à trouver dans les étoiles du coude si la diffusion microscopique a été efficace durant la séquence principale.

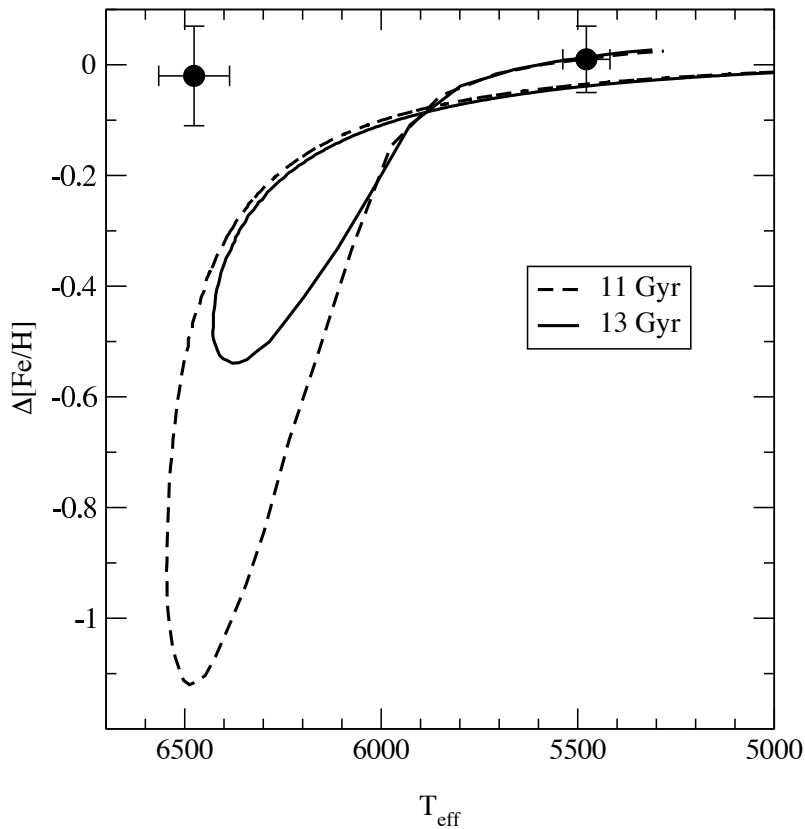


FIG. 27 – Variation de  $[\text{Fe}/\text{H}]$  à la surface des modèles incluant la diffusion microscopique, pour un  $[\text{Fe}/\text{H}]$  initial de  $-1.9$ , comparée aux observations des étoiles du turn-off et de la branche des géantes de l'amas globulaire NGC 6397. Les modèles ne satisfont pas les observations. D'après Chaboyer, Fenton, Nelan, Patnaude, & Simon (2001)

En conclusion, les deux processus de diffusion -microscopique et turbulente- coexistent à certains moments de l'évolution des étoiles. La diffusion microscopique est indispensable pour expliquer les observations héliosismiques mais l'explication des abondances du lithium et du béryllium solaire et celles de la métallicité des étoiles sous-géantes d'amas globulaires nécessite qu'elle coexiste avec le mélange turbulent. La diffusion turbulente est probablement inhibée à son tour dans les zones plus profondes des étoiles quand de forts gradients de poids moléculaire moyen s'y constituent (Michaud & Zahn 1998; Lebreton & Maeder 1987; Lebreton 1986).

On voit donc qu'il faudra des contraintes observationnelles supplémentaires et en particulier des sondages de l'intérieur stellaire par l'astérosismologie ainsi que de nouveaux travaux théoriques, numériques et expérimentaux pour pouvoir identifier clairement et quantifier les effets des différents processus susceptibles d'engendrer du mélange dans les zones radiatives stellaires.

## 4.7 Atmosphère

Les modèles d’atmosphères interviennent à plusieurs niveaux lorsqu’il s’agit d’analyser les observations (cf. chapitre 3). Ils fournissent aussi les conditions aux limites externes pour les modèles de structure interne. Enfin, ils permettent d’établir les relations de transformation des données théoriques ( $M_{\text{bol}}$ ,  $T_{\text{eff}}$ ) du diagramme H-R vers les données d’observation des diagrammes couleur-couleur ou couleur-magnitude.

Les modèles d’atmosphères ont été grandement améliorés depuis vingt ans. Les hypothèses principales sont celles d’un milieu plan parallèle homogène horizontalement, à l’équilibre radiatif ou convectif, en équilibre hydrostatique dans lequel on néglige généralement les effets non ETL. Beaucoup de soin a été apporté au traitement du “line-blanketing” par les raies atomiques et moléculaires. Les programmes originaux MARCS de Gustafsson et al. (1975) et ATLAS de Kurucz (1979) ont évolué jusqu’aux versions récentes ATLAS12 approprié pour le calcul de modèles d’atmosphères d’étoiles O à K (Kurucz 1993) et NMARCS pour les atmosphères des étoiles A à M (voir Brett 1995; Bessell et al. 1998). D’autre part, des modèles d’atmosphères d’étoiles de très petite masse ont été développés (Hauschildt et al. 1999; Plez 1995). Les revues et cours de Carbon (1979); Plez (1995); Allard et al. (1997); Hubeny (1999) expliquent en détail les calculs et évoquent les problèmes à résoudre. Parmi ces problèmes on peut citer :

- l’incomplétude des données d’opacités due à l’insuffisance voire à l’absence de données de laboratoire pour certaines espèces (cf. partie 4.1) ;
- la difficulté de modéliser la convection (cf. partie 4.4) ;
- la nécessité de prendre en compte les effets non-ETL à la fois pour les étoiles chaudes ( $T_{\text{eff}} \gtrsim 10\,000$  K) et pour les étoiles plus froides que le Soleil, en particulier les étoiles déficientes en métaux (cf. partie 3.2.4) ;
- la nécessité de considérer un milieu sphérique dans le cas des étoiles sous géantes et géantes.

### 4.7.1 Interface intérieur/atmosphère

Le calcul complet d’atmosphère, très lourd, ne peut être inclus dans un code de structure interne ; l’atmosphère y est donc reconstruite à partir d’une loi  $T(\tau)$  ( $\tau$  est la profondeur optique) tirée de la théorie ou d’un modèle numérique complet d’atmosphère.

Nous avons montré (Morel, van’t Veer, Provost, Berthomieu, Castelli, Cayrel, Goupil, & Lebreton 1994) que, dans le cas du Soleil, les contraintes de l’héliosismologie imposent un traitement soigné du raccord atmosphère-enveloppe :

- la loi  $T(\tau)$  doit être parfaitement adaptée,
- l’atmosphère et l’intérieur doivent utiliser les mêmes descriptions physiques (opacités, équation d’état, traitement de la convection) dans la zone de raccord,

- le raccord entre l’atmosphère reconstituée et l’intérieur doit être fait dans une zone où l’approximation de diffusion, utilisée pour calculer le flux radiatif dans l’intérieur, est valable. Dans le cas du Soleil, il faut raccorder l’atmosphère et l’enveloppe à  $\tau \gtrsim 10$ .

Les modèles d’atmosphères ATLAS9 de Kurucz (1993) ont été utilisés comme conditions aux limites des modèles d’intérieurs du Soleil (Morel, van’t Veer, Provost, Berthomieu, Castelli, Cayrel, Goupil, & Lebreton 1994), des étoiles riches en métaux des Hyades (Lebreton, Fernandes, & Lejeune 2001) et des étoiles pauvres en métaux du halo et du disque épais (Lebreton, Perrin, Cayrel, Baglin, & Fernandes 1999). À l’exception du Soleil, dans le domaine des étoiles A-K, les données observationnelles ne sont généralement pas assez précises pour discriminer les modèles de Kurucz et les modèles gris de Eddington.

Lorsque la MLT est utilisée pour décrire la convection dans l’intérieur stellaire, on ajuste  $\alpha_{\text{MLT}}$  en calibrant le rayon du modèle solaire. J’obtiens  $\alpha_{\text{MLT}}=1.79$  lorsque les modèles d’atmosphères de Kurucz fournissent les conditions aux limites externes pour CESAM et 1.61 avec une loi  $T(\tau)$  grise d’Eddington. Par ailleurs, lorsque les modèles d’atmosphères de Kurucz sont utilisés pour l’analyse spectroscopique, il faut un paramètre  $\alpha_{\text{MLT}}$  plus faible, de l’ordre de  $0.5 \pm 0.3$ , pour reproduire simultanément les profils des différentes raies de Balmer dont  $H\alpha$  et  $H\beta$  (cf. par exemple van’t Veer-Menneret & Megessier 1996). Bernkopf (1998) a montré que cette différence n’existe pas avec le modèle de convection de Canuto & Mazzitelli : raies de Balmer, luminosité et  $T_{\text{eff}}$  solaires sont reproduites avec un paramètre de longueur de mélange de l’ordre de 0.8.

Enfin, dans le cas des étoiles naines (type spectral M, masse  $M \leq 0.6M_{\odot}$ ) :

- le spectre est dominé par les bandes moléculaires et la distribution en énergie est très éloignée de celle du corps noir
- la zone convective atteint les zones très externes, optiquement minces.

De ce fait, l’approximation d’atmosphère grise, en équilibre radiatif, d’Eddington n’est plus valable (Chabrier & Baraffe 1997). Lors du stage de D. Cordier, nous avons inclus dans le code CESAM les données des modèles d’atmosphères du code PHOENIX (Hauschildt et al. 1999).

#### 4.7.2 Transformations couleur-magnitude

Les transformations couleur-magnitude peuvent être obtenues empiriquement (voir partie 3.2.2) ou théoriquement, à partir de modèles complets d’atmosphères. Les transformations théoriques les plus récentes ont été calculées par Bessell et al. (1998). Ces auteurs ont utilisé des spectres synthétiques issus des codes ATLAS9 et NMARCS pour calculer des couleurs dans diverses bandes larges photométriques et des corrections bolométriques pour une très large gamme de valeurs de  $T_{\text{eff}}$ , de  $g$  et de  $[\text{Fe}/\text{H}]$ . Les transformations fournies par Bessell et al. (1998) sont en très bon accord avec les calibrations empiriques sauf pour les étoiles les plus froides (naines M, géantes K-M).

Plusieurs types de transformations couleur-magnitude sont publiées (voir aussi partie 3.2.2) mais certains modélisateurs utilisent des transformations qui ne sont pas publiées.

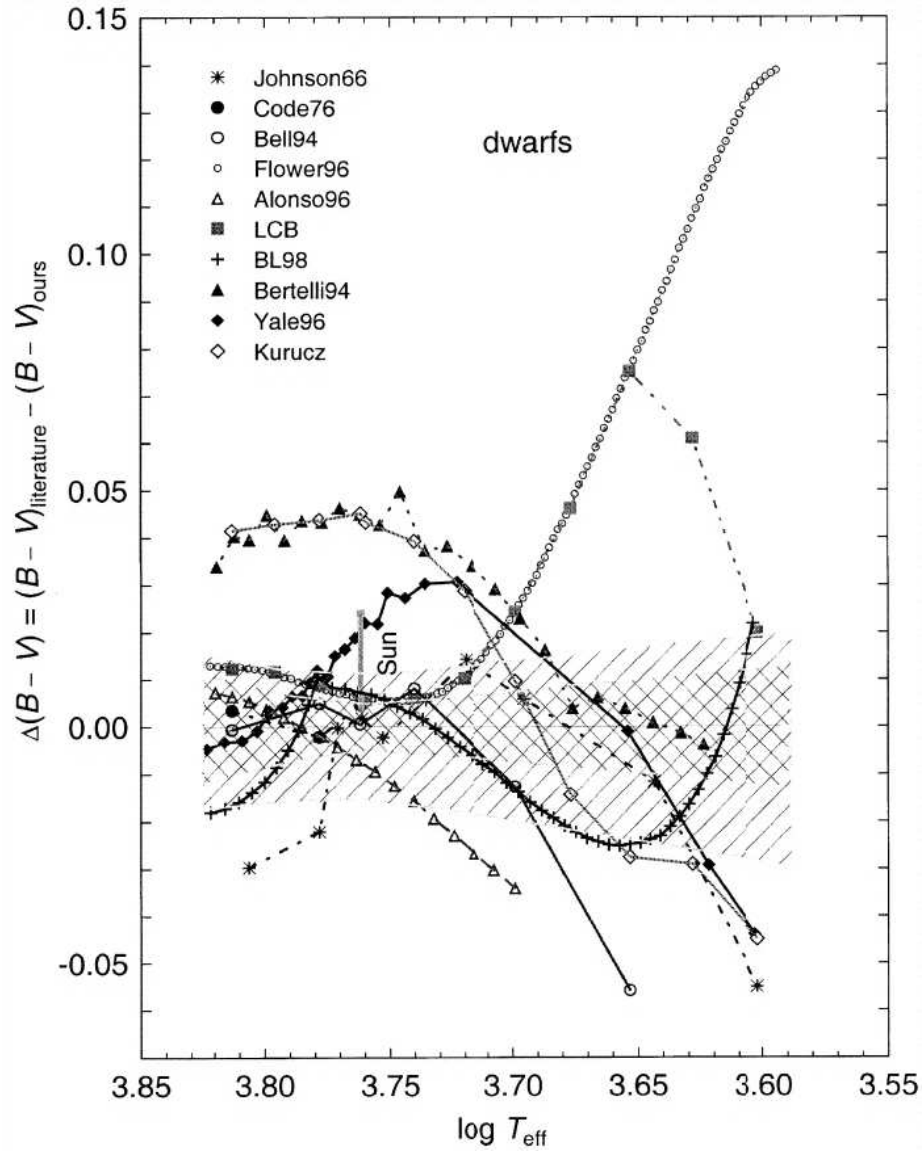


FIG. 28 – Comparaison de différentes relations  $T_{\text{eff}}\text{--}(B\text{--}V)$  pour les étoiles naines. Les différences sont calculées par rapport à la relation empirique de référence de Sekiguchi & Fukugita; la zone grisée quadrillée (grisée barrée) correspond à l'erreur aléatoire (aléatoire et systématique) de cette relation. La métallicité est solaire. Repris de Sekiguchi & Fukugita (2000).

Cette hétérogénéité rend souvent difficile la comparaison des modèles d'évolution stellaire. En comparant, lorsque c'était possible, les mêmes modèles à la fois dans le plan ( $M_{\text{bol}}$ ,  $T_{\text{eff}}$ ) puis dans le plan couleur-magnitude, j'ai constaté que les différences les plus importantes venaient des transformations utilisées : les isochrones théoriques ne diffèrent généralement pas de plus de 0.05 mag en  $M_{\text{bol}}$ , une fois traduites dans le plan des observations les différences en  $M_V$  sont souvent de 0.15 mag mais peuvent atteindre 0.40 mag ou plus (Lebreton 2000b).

La figure 28 est une comparaison -pour les étoiles naines de métallicité solaire- de diverses relations  $T_{\text{eff}}-(B-V)$  publiées (cf. partie 3.2.2) avec la relation empirique récente établie par Sekiguchi & Fukugita (2000). On constate que tandis que la précision de la relation de Sekiguchi & Fukugita est 0.015-0.020 mag pour les étoiles F-K et atteint 0.025 mag pour les étoiles K tardives, les différences entre les diverses relations peuvent être beaucoup plus importantes, en particulier pour les températures les plus basses ( $\log T_{\text{eff}} < 3.7$  correspondant aux étoiles K et en deçà).

En résumé, les modèles théoriques sont aujourd'hui en bon accord car les modélisateurs utilisent quasiment la même physique microscopique (opacités, équations d'état, taux des réactions nucléaires) qui a été testée, validée et est à la disposition de la communauté. Ce n'est pas encore le cas des données permettant le passage vers l'espace des observations.

Dans ce contexte la bibliothèque de spectres stellaires BaSeL (Basel Stellar Library) apporte une aide précieuse à la communauté. BaSeL permet de convertir les modèles du plan théorique ( $M_{\text{bol}}$ ,  $T_{\text{eff}}$ ) vers l'espace observationnel ( $M_V$ , indice de couleur). BaSeL fournit des distributions théoriques de flux calibrées en couleur pour une large gamme de paramètres stellaires :  $T_{\text{eff}}$  de 2000 à 50 000 K,  $\log g$  de  $-1.0$  à  $5.5$  dex et  $[\text{Fe}/\text{H}]$  de  $-5.0$  à  $1.0$  dex. Les distributions de flux sont calibrées sur les couleurs *UBVR IJHKL* des étoiles : à métallicité solaire, BaSeL utilise des calibrations photométriques empiriques ; ensuite les différences de couleurs prédites par les modèles d'atmosphères (ATLAS, PHOENIX, etc.) de différentes métallicités sont utilisées pour construire des relations semi-empiriques aux autres métallicités (les procédures de calibration sont exposées dans Lejeune et al. 1997, 1998). BaSeL permet aussi les conversions vers d'autres systèmes photométriques : photométrie de Strömgen et de Genève, photométrie sur EROS et GAIA. Grâce au travail de Thibault Lejeune, BaSeL est maintenant accessible à tous via le serveur WeB : <http://www.astro.mat.uc.pt/BaSeL>.

## 4.8 Mélanges chimiques.

L'analyse spectrale du Soleil (photosphère, chromosphère, couronne, etc.), l'analyse du vent solaire et l'analyse chimique des météorites (principalement les chondrites carbonées) ont permis d'identifier plus de 70 éléments chimiques (jusqu'aux éléments lourds tel  $^{92}\text{U}$ ). À partir de ces mesures on établit la composition chimique actuelle de la photosphère solaire et on essaie de remonter à la composition chimique initiale du Soleil. Pour les autres étoiles, on ne dispose que des abondances de quelques rares éléments : souvent seulement le fer, parfois les éléments légers Li, Be, B, les éléments C, N, O ou les éléments  $\alpha$ .

Le calcul de modèles stellaires demande d'avoir les abondances individuelles des éléments qui interviennent dans la nucléosynthèse, en particulier H, He et C, N, O et la métallicité globale de l'étoile.

$X$ ,  $Y$  et  $Z$  étant les fractions massiques de l'hydrogène, de l'hélium et des métaux, on doit avoir  $X + Y + Z = 1$ . Sur la base des calculs de nucléosynthèse stellaire, on peut faire l'hypothèse que la répartition des métaux dans les étoiles est dans la même proportion que dans le Soleil. On modifie éventuellement ces proportions pour quelques éléments pour représenter, par exemple, l'enrichissement des éléments  $\alpha$ .

TAB. 5 – Mélanges chimiques adoptés pour les étoiles de population I et II. GN93 : mélange solaire de Grevesse & Noels (1993). C95 : soleil enrichi en éléments  $\alpha$  d'après Chaboyer (1995)

élément	$\log(n_i/n_H) + 12$	
	Pop I (GN93)	Pop II (C95)
H	12.00	12.00
He	10.99	10.99
Li	1.16	1.16
Be	1.15	1.15
B	2.60	2.60
C	8.55	8.55
N	7.97	7.97
O	8.87	<b>9.27</b>
F	4.56	4.56
Ne	8.08	8.08
Na	6.33	6.33
Mg	7.58	<b>7.98</b>
Al	6.47	6.47
Si	7.55	<b>7.95</b>
P	5.45	5.45
S	7.21	<b>7.61</b>
Cl	5.50	5.50
Ar	6.52	6.52
K	5.12	<b>5.52</b>
Ca	6.36	<b>6.76</b>
Sc	3.17	3.17
Ti	5.02	<b>5.42</b>
V	4.00	4.00
Cr	5.67	5.67
Mn	5.39	<b>4.99</b>
Fe	7.50	7.50
Co	4.92	4.92
Ni	6.25	6.25

Dans les travaux présentés ici nous avons utilisé principalement le mélange solaire GN93 (de Grevesse & Noels 1993) pour les étoiles de population I et un mélange modifié selon la prescription de Brian Chaboyer de façon à représenter les étoiles de population II, en-

richies en élément  $\alpha$  (voir Table 5). L'intérêt est que l'on disposait de tables d'opacités correspondant à ces mélanges.

Considérons une étoile de Pop I de métallicité non-solaire (i.e.  $[\text{Fe}/\text{H}] \neq 0.0$ ). On a alors la relation :

$$\log\left(\frac{Z}{X}\right) - \log\left(\frac{Z}{X}\right)_{\odot} = [\text{M}/\text{H}] = [\text{Fe}/\text{H}] \quad (2)$$

où  $[\text{M}/\text{H}] = \log(n_{\text{métaux}}/n_{\text{H}}) - \log(n_{\text{métaux}}/n_{\text{H}})_{\odot}$  est l'abondance relative en nombre des métaux par rapport au Soleil. Pour le mélange GN93, on a :

$$\left(\frac{Z}{X}\right)_{\odot} = \left(\frac{Z}{X}\right)_{\odot, \text{GN93}} \simeq 0.0245 \quad (3)$$

Pour une étoile de Pop II, on aura :

$$\log\left(\frac{Z}{X}\right) - \log\left(\frac{Z}{X}\right)_{\odot} = [\text{Fe}/\text{H}] + 0.272 \quad (4)$$

où 0.272 représente la différence  $\log\left(\frac{Z}{X}\right)_{\odot, \text{C95}} - \log\left(\frac{Z}{X}\right)_{\odot, \text{GN93}}$  entre un soleil enrichi en éléments  $\alpha$  et le Soleil.

Quand on ne la connaît pas (par observation ou calibration), on choisit souvent l'abondance de l'hélium, en utilisant l'équation (1) donnée dans la partie 3.2.4. On prend pour  $\Delta Y/\Delta Z$  la valeur  $(\Delta Y/\Delta Z)_{\odot} \simeq 2$  obtenue par calibration d'un modèle solaire en luminosité et rayon. La valeur de l'hélium primordial  $Y_{\text{p}}$  a été souvent révisée, une des dernières déterminations donne  $Y_{\text{p}} \sim 0.2345 \pm 0.0026$  (Peimbert et al. 2000).



## 5 Confrontation de la théorie aux observations

L'objectif du physicien stellaire est de comprendre les mécanismes physiques qui régissent les différentes phases de l'évolution des étoiles. Cette connaissance des étoiles aura un impact majeur sur la compréhension de la physique fondamentale. En outre, si l'on sait bien décrire l'intérieur des étoiles, on doit pouvoir prédire correctement leur évolution. On pourra alors dessiner l'évolution des étoiles au sein des galaxies et mieux comprendre l'histoire et l'évolution des galaxies dans l'Univers. Pour mener à bien cet objectif, on procède en deux étapes :

1. On teste et/ou valide les différentes descriptions physiques en comparant les prédictions des modèles de structure interne aux données d'observation d'un petit nombre d'objets très bien connus ou de grands ensembles d'objets homogènes. Les objets à la base de la validation des modèles sont :
  - les objets les plus proches pour lesquels la précision est optimale (étoiles isolées du voisinage solaire),
  - les objets particuliers pour lesquels on dispose de données supplémentaires (Soleil, étoiles binaires ou en amas, étoiles où on a détecté des oscillations),
  - les ensembles d'objets avec lesquels on peut entreprendre des études statistiques.
2. Ensuite, sur la base de cette validation et en supposant l'universalité des lois de la physique, les modèles fourniront les éléments nécessaires à l'interprétation des observations d'étoiles ou d'ensembles d'étoiles pour lesquels les données sont moins nombreuses et moins précises, dans le but d'approfondir notre vision globale de l'Univers.

Dans toute modélisation interviennent des paramètres : paramètres de la description physique du plasma (cf. partie 4) et paramètres initiaux des modèles quand ils ne sont pas connus par l'observation (abondances, masses des étoiles, etc.). Le nombre de propriétés stellaires accessibles à l'observation pour une étoile donnée est inférieur au nombre de paramètres requis pour la modélisation. Par conséquent la confrontation théorie-observation, étape nécessaire pour mieux contraindre la physique stellaire reste un problème difficile, même pour les objets les mieux connus. De plus, les données d'observation sont généralement limitées aux paramètres globaux (luminosité, rayon, masse, abondances de surface) peu représentatifs de l'intérieur de l'étoile. Enfin, dans le diagramme H-R, on a vu dans la partie 4.5 que les solutions sont souvent dégénérées (différents paramètres ont même signature) tandis que les conversions du plan ( $M_{\text{bol}}, T_{\text{eff}}$ ) vers le plan des observations augmentent les barres d'erreur.

Les articles de Lebreton, Michel, Goupil, Baglin, & Fernandes (1995); Lebreton & Baglin (1995) et le cours de Baglin, Lebreton, & Auvergne (1993) discutent les tests des modèles stellaires envisageables pour différents degrés de précision des observations. On discute ici les succès, les échecs et les enjeux futurs de la validation des modèles par la confrontation théorie-observation pour les objets les mieux connus.

## 5.1 Le Soleil

Dans les chapitres précédents le Soleil a été plusieurs fois utilisé comme laboratoire pour la physique fondamentale. C'est la seule étoile dont nous connaissons à la fois quasiment toutes les variables globales avec une excellente précision : masse, luminosité, rayon, âge et composition chimique de surface détaillée, à l'exception de l'hélium, absent du spectre photosphérique. Les observations donnent aussi accès à la physique de l'intérieur solaire : abondance de surface des éléments légers ; flux des neutrinos témoin des réactions thermonucléaires qui se produisent dans le cœur ; fréquences et amplitudes des modes de pression. Le modèle solaire est donc extrêmement bien contraint par les observations.

Tout modèle solaire doit viser à satisfaire ces contraintes. La calibration préalable consiste à ajuster les paramètres du calcul pour obtenir à l'âge solaire la luminosité et le rayon observés : les ingrédients physiques étant fixés il faut ajuster l'abondance d'hélium et le paramètre de longueur de mélange pour la convection. Ensuite, la description physique du modèle sera d'autant mieux validée que le modèle reproduira les contraintes de la sismologie (profil de densité, de vitesse du son et de rotation interne ; profondeur et contenu en hélium de la zone convective externe).

De 1987 à 1994, j'ai mis à profit l'expertise acquise pendant ma thèse pour continuer à améliorer le modèle solaire en intégrant au mieux les nouvelles avancées théoriques et observationnelles. J'ai travaillé sur différents aspects (opacités, équation d'état, réactions nucléaires, mélange turbulent, atmosphère, abondance du fer ; cf. chapitres 3 et 4). J'ai aussi calculé plusieurs modèles solaires de référence :

- Le modèle solaire de Genève de Lebreton & Maeder (1986) incluant pour la première fois les opacités à basse température de Los Alamos.
- Le premier modèle solaire incluant l'équation d'état de MH&D (Lebreton & Däppen 1988).
- Un des deux modèles solaires présentés dans un ouvrage de référence sur l'intérieur et l'atmosphère du Soleil (Guzik & Lebreton 1991).
- Le modèle solaire de Genève réactualisé avec les opacités d'OPAL et l'équation d'état de MH&D (Charbonnel & Lebreton 1993).
- Le modèle solaire calculé avec CESAM utilisé comme référence pour l'interprétation des premiers résultats de l'expérience GALLEX de mesure du flux des neutrinos solaires issus de la réaction proton-proton à l'aide d'un détecteur au gallium (Berthomieu, Provost, Morel, & Lebreton 1993).

### 5.1.1 Progrès récents et défis pour l'avenir.

- **Modèles récents.** Les modèles solaires les plus récents incluent la diffusion microscopique (tri gravitationnel et diffusion thermique) et éventuellement la lévitation due aux accélérations radiatives. Pour les modèles intégrant l'effet des accélérations radiatives, l'investissement en temps de calcul est très lourd car il faut (entre autres) calculer les opacités correspondant exactement au mélange chimique modifié par la

diffusion (i.e. la proportion des éléments lourds au sein de la métallicité  $Z$  est affectée par la diffusion à chaque étape de l'évolution). Seule l'équipe de Montréal est aujourd'hui à même de calculer de tels modèles (Turcotte et al. 1998; Turcotte & Christensen-Dalsgaard 1998).

- **Neutrinos solaires.** Depuis le résultat de l'expérience de Homestake en 1968 (cf. Davis et al. 1990) toutes les expériences détectant les neutrinos émis par le Soleil mesuraient un flux inférieur aux prédictions théoriques des modèles solaires. Ce problème a occupé de nombreux modélisateurs qui ont remis en question le modèle solaire pendant de nombreuses années. On vient d'avoir les premières évidences que ce déficit est dû non pas au modèle solaire par ailleurs remarquablement validé par la sismologie (cf. Brun et al. 1999) mais aux propriétés intrinsèques du neutrino : le déficit du nombre d'interactions observées au niveau de la Terre peut s'expliquer par un changement de saveur des neutrinos entre leurs lieux de production (des  $\nu_e$  sont produits au cœur du Soleil) et de détection (sur Terre, on peut détecter des  $\nu_e$ , des  $\nu_\mu$  ou des  $\nu_\tau$ ). Ces oscillations du neutrino ont récemment été mises en évidence dans les données du SNO<sup>34</sup> et de Super-Kamiokande (cf. Ahmad & et al. 2001); elles ne peuvent se produire que si les neutrinos ont une masse, contrairement à ce qui est postulé dans le modèle standard de la physique des particules.
- **Tachocline : transport du moment angulaire et cycle solaire.** On sait aujourd'hui que, dans la zone convective solaire, la vitesse de rotation dépend de la profondeur et de la latitude tandis que dans la zone radiative la rotation est quasi-rigide. La région située à l'interface de ces deux zones (tachocline) est le siège de forts gradients de vitesse angulaire, c'est une zone de fort cisaillement. L'épaisseur de la tachocline est faible :  $\Delta R \lesssim 0.05 R_\odot$  soit 2800 km selon Corbard et al. (1998, 1999), ce que la théorie de Spiegel & Zahn (1992) prévoit si la tachocline est le siège de turbulence fortement anisotrope. Selon Spiegel & Zahn, dans la tachocline, la viscosité turbulente horizontale serait supérieure à la viscosité verticale et la turbulence réduirait alors la rotation différentielle. Comme le résumait Corbard et al. (2001), il est très intéressant d'étudier la tachocline car :
  - la circulation méridienne ou les instabilités hydrodynamiques dans cette zone pourraient être à l'origine d'un mélange turbulent entre zone convective et zone radiative qui permettrait de rendre compte de la déficience du lithium à la surface solaire et d'améliorer l'accord entre modèles solaires et observations sismiques sous la zone convective.
  - Pour pouvoir expliquer pourquoi la rotation est rigide dans l'intérieur radiatif, il faudrait identifier plus clairement la nature et les effets des processus de transport de moment angulaire susceptibles d'agir dans la tachocline.
  - La tachocline constitue un lieu privilégié d'origine de la dynamo solaire, suspectée être responsable du cycle magnétique : le champ magnétique y serait ancré et amplifié par la dynamo.

On pense que la dynamo est à l'origine du cycle solaire mais on ne sait pas de façon certaine où elle est localisée. La tachocline et les couches les plus superficielles qui sont aussi des zones de forts cisaillement sont deux candidats potentiels. L'expérience française PICARD sol-espace (microsatellite, CNES 2006) qui mesurera pour la première fois et simultanément le diamètre, la rotation différentielle, la constante

---

<sup>34</sup>Sudbury National Observatory

solaire et leurs variabilités devrait permettre de mieux comprendre les mécanismes à l'origine du cycle (rôles du champ magnétique, de la circulation méridienne et de la rotation différentielle).

- **Modes de gravité.** Un des défis à relever dans les années à venir est la détection des modes de gravité solaires (modes g). La sismologie donne aujourd'hui des informations très fiables sur la structure du Soleil jusqu'à des rayons  $R \lesssim 0.2 R_{\odot}$ . La détection des modes g et des modes de pression de basse fréquence permettrait d'accéder à des informations précises sur le cœur le plus interne -en particulier sur le profil de rotation- en deça de  $\sim 0.1 R_{\odot}$ . Une question intéressante est de savoir si le cœur solaire a été mélangé dans le passé. Les amplitudes des modes de gravité sont faibles mais (Toutain et al. 1999) ont montré théoriquement qu'au limbe solaire on pouvait atteindre un facteur 4 à 5 d'amplification des modes d'oscillation. Parmi les objectifs de la mission PICARD figurent aussi la mesure, dans la région du limbe, des fluctuations d'intensité associées aux modes acoustiques de basse fréquence et peut-être la détection des modes g.

## 5.2 Étoiles binaires et multiples

La modélisation de deux ou plusieurs étoiles d'un même système, de masses connues et dont on peut raisonnablement supposer qu'elles ont même âge et même composition chimique initiale peut permettre, par calibration, de déterminer leurs caractéristiques ainsi que les paramètres libres intervenant dans la description physique des modèles. La calibration consiste à reproduire les données d'observation de chacun des composants (magnitudes, températures effectives, rayons pour les systèmes à éclipses, abondances de surface) à partir de modèles calculés pour des masses égales aux masses des composants et ayant même âge et même composition chimique initiale. Selon le type de système considéré (stade d'évolution, masses), on peut obtenir l'âge, l'abondance d'hélium et les paramètres de la physique (par ex. le paramètre de longueur de mélange de la convection et/ou d'overshooting). J'ai étudié plusieurs de ces systèmes, soit en collaboration avec les équipes de Liège, de Genève et de Nice, soit avec l'équipe de Meudon dans le cadre de la thèse de João Fernandes que j'ai co-dirigée et de l'interprétation des résultats d'Hipparcos.

### 5.2.1 $\alpha$ Centauri

Ce système composé d'étoiles de type solaire (masses astrométriques  $M_A = 1.10 \pm 0.01 M_{\odot}$ ,  $M_B = 0.92 \pm 0.01 M_{\odot}$ ) est le plus proche de la Terre. Il a longtemps été considéré comme bien connu et bien modélisé. La première calibration de Noels et al. (1991) avait suggéré que la métallicité du système est élevée ce qui a été confirmé plus tard par l'analyse détaillée des spectres des deux composants ( $[\text{Fe}/\text{H}] = +0.22 \pm 0.02$  pour le composant A,  $+0.26 \pm 0.04$  pour  $\alpha$  Cen B, Chmielewski et al. 1992). Le système  $\alpha$  Cen a été réobservé très récemment : la masse de ses composants a été redéterminée (Pourbaix et al. 1999) et des oscillations (modes de pression) du composant le plus brillant ont été détectées (Bouchy & Carrier 2001). Pourbaix et al. ont déterminé les masses spectroscopiques à partir de mesures

de vitesses radiales ; ces masses sont supérieures de 6–7% aux masses déduites des mesures astrométriques (données avec une précision interne de 1%). Cependant, ces masses élevées posent des problèmes puisqu’elles conduisent à une parallaxe orbitale plus petite et en dehors des barres d’erreurs des parallaxes mesurées au sol et par Hipparcos (qui sont en bon accord). La calibration récente de ce système basée sur les paramètres globaux (Morel, Provost, Lebreton, Thévenin, & Berthomieu 2000b) ne nous a pas permis de trancher entre les déterminations des masses, ni de préciser les paramètres de la physique (convection). Pour avancer, il faudra des mesures plus sûres et plus précises de la parallaxe et des masses (mission d’astrométrie GAIA, cf. partie 7) et l’accès aux abondances individuelles de quelques éléments lourds (spectroscopie haute résolution sur les très grands télescopes) conjugués à l’analyse du spectre des oscillations de  $\alpha$  Cen A. Les deux étoiles sont d’ailleurs des cibles primaires pour la mission d’astérosismologie spatiale MONS (en cours d’étude) et leurs oscillations respectives seront bien séparées dans le spectre des fréquences (Kjeldsen et al. 2000).

### 5.2.2 $\theta^2$ Tauri

Lebreton, Fernandes, & Lejeune (2001) étudient ce système de l’amas des Hyades. La calibration d’un tel système, composé d’étoiles A de masses respectives  $M_A = 2.42 \pm 0.30 M_\odot$  et  $M_B = 2.11 \pm 0.17 M_\odot$ , localisées au turn-off, devrait donner accès à l’âge et à l’abondance d’hélium des Hyades. Cependant, on ne sait pas si le composant A est une étoile en fin de séquence principale ou une sous-géante du fait de l’incertitude de 12% sur sa masse (cf. figures 22 et 29). Le système est constitué de deux étoiles en rotation rapide, situées dans la bande d’instabilité et un spectre très riche, composé de plusieurs modes d’oscillation a été récemment détecté depuis l’espace (Poretti et al. 2001). L’influence de la rotation rapide sur la photométrie (Pérez Hernández et al. 1999) nous empêche d’ancrer précisément le système dans le diagramme H-R. La méconnaissance de la taille de la zone centrale mélangée rend la modélisation incertaine. Pour avancer, il faudra (1) une analyse sismologique de ces étoiles A pour contraindre leur structure interne, (2) des modèles d’atmosphères améliorés, incluant la rotation et (3) une meilleure description du spectre des pulsations des étoiles en rotation rapide (Goupil et al. 2000).

### 5.2.3 $\nu$ B22

Ce système de l’amas des Hyades est une des binaires spectroscopiques à éclipses les mieux connues : la métallicité des Hyades est bien déterminée, les masses ( $M_A = 1.072 \pm 0.010 M_\odot$ ,  $M_B = 0.769 \pm 0.005 M_\odot$ ) et les rayons sont déterminés à mieux que 1%. La relation masse-luminosité de tels systèmes est une contrainte pour leur abondance d’hélium. L’étude de Lebreton, Fernandes, & Lejeune (2001) estime la précision qui peut être atteinte sur l’abondance d’hélium compte-tenu des barres d’erreurs des observables et des incertitudes sur la physique stellaire (cf. fig. 30). Nous proposons pour l’hélium des Hyades  $Y = 0.255$  avec une barre d’erreur  $\Delta Y \lesssim 0.015$  (soit 3 fois la barre d’erreur  $\Delta Y \sim 0.003$  obtenue dans la zone convective solaire par la sismologie). Nous montrons que l’incertitude

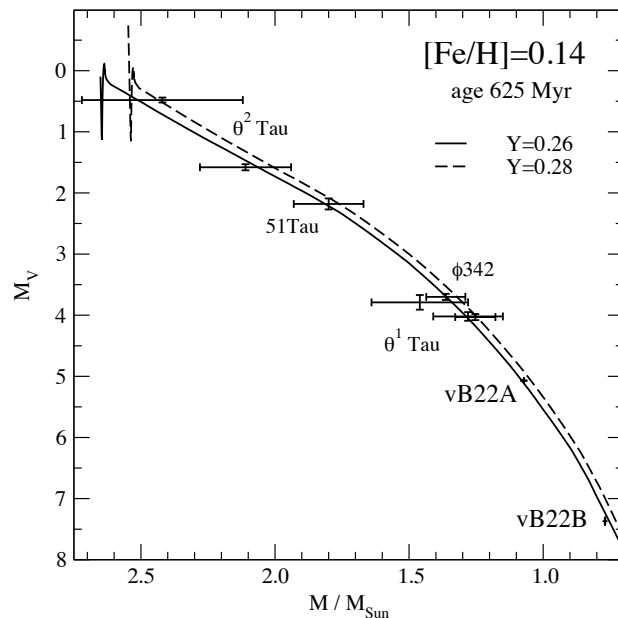


FIG. 29 – Relation masse-luminosité de l’amas des Hyades basée sur 5 systèmes binaires et isochrones théoriques d’âge 625 millions d’années. Les 3 isochrones de compositions chimiques respectives ( $[\text{Fe}/\text{H}], Y \equiv (0.09, 0.25), (0.14, 0.26)$  et  $(0.19, 0.27)$ ) se superposent exactement illustrant la dégénérescence hélium-métallicité dans le plan M-L. L’isochrone en pointillés a  $[\text{Fe}/\text{H}]=0.14$  et un hélium  $Y$  de 0.28 correspondant à  $\Delta Y/\Delta Z = (\Delta Y/\Delta Z)_\odot$ . Ici, les barres d’erreurs sont trop grandes pour discriminer les valeurs de l’hélium (excepté pour vB22). Repris de Lebreton, Fernandes, & Lejeune (2001).

sur le  $[\text{Fe}/\text{H}]$  - bien qu’à un des niveaux les plus faibles accessibles aujourd’hui - domine les autres sources d’erreur. Nous soulignons l’incompatibilité entre les rayons déduits des éclipses (Schiller & Milone 1987) et les rayons déduits des  $T_{\text{eff}}$  provenant de l’analyse détaillée des spectres (G. Cayrel de Strobel, communication privée). Nous avons aussi noté l’impossibilité de reproduire le rayon de vB22B déduit des éclipses : tous les modèles acceptables ont un rayon trop petit, ce qui avait été déjà noté pour d’autres systèmes (Clausen 1998). Pour avancer il faudra (1) préciser encore l’abondance du fer et mesurer l’abondance des autres éléments contribuant à la métallicité (C, N et O sont très mal mesurés et Ne n’est pas mesuré dans les Hyades) et (2) améliorer les modèles d’atmosphères pour bien assurer les conditions aux limites externes des modèles.

#### 5.2.4 $\mu$ Cassiopeiae

Ce système est un des rares systèmes du disque épais de notre galaxie, déficient en métaux, dont les masses (inférieures à la masse solaire) sont connues à mieux que 10% ( $M_A = 0.757 \pm 0.059 M_\odot$ ,  $M_B = 0.173 \pm 0.011 M_\odot$ ). L’étude de tels systèmes apporte des contraintes sur l’abondance d’hélium des vieilles étoiles et donc sur la valeur de l’hélium primordial. Elle permet aussi de préciser l’amplitude des effets de la diffusion microscopique durant la longue vie de ces étoiles. La position de  $\mu$  Cas A dans le diagramme H-R est bien déterminée (Lebreton, Perrin, Cayrel, Baglin, & Fernandes 1999) mais sa métallicité

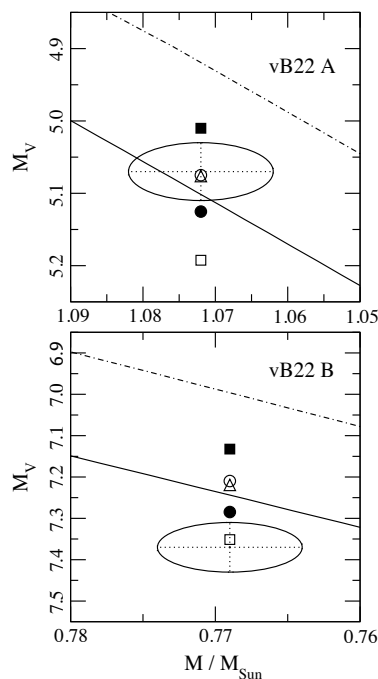


FIG. 30 – Le système vB22 des Hyades dans le plan M-L. Les ellipses couvrent les zones où  $(M_V - M_{V,obs})^2/\sigma_{M_V}^2 + (M - M_{obs})^2/\sigma_M^2 \leq 1$ . L'âge des modèles est de 625 millions d'années. Ligne continue : 3 isochrones de compositions chimiques respectives  $([Fe/H], Y) \equiv (0.09, 0.25)$ ,  $(0.14, 0.26)$  et  $(0.19, 0.27)$  exactement superposées. Ligne trait-tillée : isochrone de  $[Fe/H]=0.14$  dex et d'hélium  $Y=0.28$  calibrée sur l'hélium solaire. Cercles : modèles de  $([Fe/H], Y) \equiv (0.14, 0.26)$  et  $\alpha_{MLT} = \alpha_{MLT,\odot} - 0.20$  (●) ou  $\alpha_{MLT,\odot} + 0.20$  (○). Carrés :  $([Fe/H], Y) \equiv (0.09, 0.24)$ ,  $(0.14, 0.25)$ ,  $(0.19, 0.26)$  (□);  $([Fe/H], Y) \equiv (0.09, 0.26)$ ,  $(0.14, 0.27)$ ,  $(0.19, 0.28)$  (■). Triangle :  $([Fe/H], Y) \equiv (0.14, 0.26)$  et équation d'état OPAL. La taille des barres d'erreurs est petite ce qui permet de discriminer des valeurs relativement proches de  $Y$  et d'éliminer l'isochrone de  $Y=0.28$ . D'après Lebreton, Fernandes, & Lejeune (2001).

( $[Fe/H] \sim 0.7 \pm 0.1$  dex) reste incertaine : Thévenin & Idiart (1999) ont montré qu'elle est plus élevée de  $+0.15$  dex si on la détermine à partir de modèles d'atmosphère qui incluent les effets non-ETL. D'autre part,  $\mu$  Cas A est enrichie en éléments  $\alpha$ . Comme on l'a vu dans la partie 4.6, la présence de diffusion microscopique et la prise en compte des effets non-ETL dans l'atmosphère sont fortement suggérés par la modélisation de  $\mu$  Cas A (fig. 26, gauche). Par ailleurs, la précision sur la masse de  $\mu$  Cas A est insuffisante pour contraindre très fortement son abondance d'hélium par la relation masse-luminosité; on peut seulement conclure qu'une abondance d'hélium quasi-primordiale est en accord avec la relation M-L observée. Pour avancer, il faudra améliorer l'ensemble des observations et multiplier le nombre de systèmes d'étoiles binaires de petite masse observés précisément dans le halo et le disque épais.

### 5.2.5 Quelques autres systèmes

À l’instar du système  $\mu$  Cas, la modélisation du composant A du système 85 Pegasi de masse  $M_A = 0.84 \pm 0.08 M_\odot$ , qui a aussi une métallicité subsolaire (i.e.  $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.69 \pm 0.05$ ), est en faveur de la présence de diffusion microscopique et d’effets non-ETL dans l’atmosphère (Lebreton, Perrin, Cayrel, Baglin, & Fernandes 1999, et fig. 26). Comme le montre l’étude récente du système global par Fernandes, Morel, & Lebreton (2002), il semble impossible de modéliser 85 Peg B avec la masse observée  $M_B = 0.66 \pm 0.07 M_\odot$  : une possibilité serait alors que 85 Peg B soit un système double, avec un compagnon sombre dont la masse serait  $M \lesssim 0.11 M_\odot$  et qui pourrait donc être une naine brune. Il reste bien sûr à confirmer cette hypothèse par l’observation.

Dans l’article de Fernandes, Lebreton, Baglin, & Morel (1998) nous avons sélectionné et modélisé quelques systèmes binaires, de masses dans l’intervalle  $0.6 - 1.1 M_\odot$ . Nous avons pu les modéliser tous avec une longueur de mélange proche de la valeur solaire (cf. partie 4.4). Nous avons aussi conclu que la précision des températures effectives et des métallicités des étoiles de  $M \leq 0.7 M_\odot$  sélectionnées est actuellement insuffisante pour permettre de discriminer une équation d’état simple de type EFF et l’équation d’état élaborée de Saumon-Chabrier (cette dernière inclut les effets non-idéaux, cf. partie 4.2).

Enfin, j’ai modélisé d’autres systèmes binaires (par ex. dans Chmielewski, Cayrel de Strobel, Cayrel, Lebreton, & Spite 1995; Chmielewski, Cayrel de Strobel, Lebreton, & Bentolila 1991; Cayrel de Strobel, Lebreton, Perrin, & Cayrel 1989), ce qui nous a permis de mesurer l’impact d’excellentes données observationnelles sur la validation des modèles de structure interne.

### 5.2.6 Conclusion

L’étude des systèmes binaires est un moyen de caractériser les processus physiques à l’œuvre dans les étoiles et de préciser la valeur des paramètres qui interviennent dans leur description. Comme on l’a vu précédemment, on est encore très loin du but car (1) la précision des observations est souvent insuffisante, (2) le nombre d’objets disponibles pour ce type d’étude est encore faible et, (3) il est clair qu’il faut compléter les observations des paramètres globaux par des observations sismologiques pour sonder l’intérieur stellaire et par des observations de binaires dans des amas stellaires pour réduire le nombre de paramètres de la modélisation.

L’étude des systèmes binaires est aussi un moyen d’investigation des caractéristiques des étoiles (abondance d’hélium, métallicité, âge, etc.) et des relations entre ces paramètres. Ces aspects sont discutés dans la partie 6.



## 5.3 Sismologie

### 5.3.1 Étoiles $\delta$ Scuti

Je travaille depuis 1990 avec M.-J. Goupil et E. Michel à l'interprétation des observations sismologiques d'étoiles  $\delta$  Scuti observées par le réseau de photométrie multisites STEPHI. Les modes observés sont des modes radiaux et non-radiaux, dont les fonctions propres ont un petit nombre de nœuds radiaux. Les modes non-radiaux sont des modes mixtes, de pression dans l'enveloppe et de gravité dans le cœur. Les étoiles  $\delta$  Scuti sont des étoiles de séquence principale de type spectral A ou F, de masses  $M \in [1.5, 2.5] M_{\odot}$ . Elles possèdent un petit cœur convectif et leurs vitesses de rotation sont le plus souvent dans l'intervalle  $v \sin i \in [100, 200]$  km.s<sup>-1</sup>.

Un des objectifs est de déterminer la taille du cœur convectif de plusieurs de ces étoiles par le diagnostic sismologique et d'en déduire la variation avec la masse stellaire de l'intensité de l'overshooting afin de mieux comprendre ce processus (cf. partie 4.5).

L'étude d'un spectre complet de fréquences, s'il était connu, permettrait, en théorie, de déduire l'ensemble des paramètres de l'étoile correspondante (masse, âge, composition chimique, overshooting, etc.). Cependant, on se heurte à des difficultés lorsqu'on cherche à identifier les modes observés aux prédictions théoriques :

- Pour une étoile donnée, on ne détecte que quelques-uns des modes prédits théoriquement : ces lacunes dans le spectre observé peuvent résulter du bruit, d'effets de sélection, d'effets géométriques ou d'interférences entre des modes proches (cf. Hernandez, Perez Hernandez, Michel, Belmonte, Goupil, & Lebreton 1998).
- La rotation affecte les fréquences des modes radiaux et non-radiaux à-travers les effets des forces centrifuge et de Coriolis (Saio 1981; Goupil et al. 2000). Lorsque la rotation est lente et indépendante de la latitude, les modes non radiaux sont “splittés” en multiplets équidistants. Lorsque la rotation est plus rapide (modérée) comme c'est le cas pour les  $\delta$  Scuti<sup>35</sup>, les effets de second et de troisième ordre interviennent : les modes radiaux sont globalement décalés en fréquence et le “splitting” des modes non-radiaux n'est plus symétrique. Comme on ne connaît généralement la valeur de la rotation de l'étoile qu'au  $\sin i$  près, l'identification des modes est malaisée.
- La physique des modèles de structure interne utilisés pour prédire les fréquences des oscillations a aussi ses incertitudes et ses paramètres (notamment ceux liés à la rotation, cf. chapitre 4) et la rotation affecte les variables photométriques (i.e. la position de l'étoile dans le diagramme H-R , cf. partie 4.5).

On comprend bien que toutes ces incertitudes vont limiter le nombre de paramètres accessibles à l'analyse sismologique. Pour améliorer cette analyse, on tente de réduire, par d'autres moyens, les paramètres de la modélisation. C'est possible si l'on considère des  $\delta$  Scuti membres de systèmes doubles : on a alors des informations sur la masse et l'inclinaison de l'orbite. Une autre possibilité est de modéliser simultanément plusieurs  $\delta$  Scuti membres d'amas ouverts proches : on peut alors faire l'hypothèse qu'elles ont le même âge, la même composition chimique et qu'elles sont à la même distance. Pour chaque étoile

---

<sup>35</sup>La rotation est toutefois assez faible pour pouvoir être traitée comme une perturbation.

pulsante supplémentaire observée dans l’amas on ajoute une inconnue supplémentaire, la masse de cette étoile, mais globalement on gagne de l’information si l’on a détecté plusieurs modes d’oscillation. L’âge et l’abondance d’hélium de l’amas peuvent être contraints indépendamment à l’aide d’isochrones théoriques ; la métallicité peut être obtenue par la spectroscopie.

Goupil, Michel, Lebreton, & Baglin (1993) étudient l’étoile  $\delta$  Scuti GX Pegasi, membre d’un système binaire pour laquelle 5 fréquences ont été observées par le réseau STEPHI. La comparaison des fréquences observées aux fréquences prédites par la théorie nous permet d’identifier deux modes radiaux et un mode non-radial splitté par la rotation. Nous suggérons que l’étoile est en rotation différentielle (elle n’est pas synchronisée jusqu’au cœur) et nous estimons (1) que la rotation centrale vaut au plus le double de la rotation de surface et (2) que la rotation de l’étoile ne peut être synchronisée sur une région couvrant plus de 70% de son rayon.

En collaboration avec le groupe des Canaries et ses étudiants, nous nous intéressons à des  $\delta$  Scuti dans des amas. Michel, Hernández, Houdek, Goupil, Lebreton, Hernández, Baglin, Belmonte, & Soufi (1999) proposent une méthode pour estimer le taux de rotation et corriger les effets de la rotation dans le diagramme H-R . Michel et al. montrent que la température effective des étoiles de  $v \sin i \in [150, 200]$  km.s<sup>-1</sup> est sous-estimée de 150 à 200 K et que l’on se trompe de 0.2 mag sur la valeur de leur magnitude. Ces erreurs décalent le spectre d’oscillations de plus d’un ordre radial ce qui empêche toute identification pertinente des modes. Les corrections à appliquer en présence de rotation ont été calculées plus soigneusement par Pérez Hernández et al. (1999) mais l’ordre de grandeur reste le même.

Hernandez, Perez Hernandez, Michel, Belmonte, Goupil, & Lebreton (1998) étudient 4 étoiles  $\delta$  Scuti de l’amas de Praesepe dont les fréquences ont été mesurées par STEPHI avec une précision de 0.5  $\mu$ Hz. Moyennant quelques hypothèses (i.e. les étoiles ont même âge, même métallicité, même distance et une paire des modes radiaux est observée pour chaque étoile), Hernandez et al. réduisent l’espace des paramètres des modèles qui permettent l’identification simultanée des fréquences des 4 étoiles et trouvent que les modèles correspondant à une métallicité d’environ  $2Z_{\odot}$  et à un overshooting de  $\alpha_{ov} = 0.2$  sont favorisés. Hernandez et al. montrent que parmi les étoiles étudiées celles de masse dans l’intervalle  $1.6 - 1.8M_{\odot}$  pourraient fournir des contraintes intéressantes pour le paramètre de longueur de mélange de la convection.

Les étoiles A traversent la bande d’instabilité des  $\delta$  Scuti au cours de leur évolution sur la séquence principale mais aussi bien avant, lorsqu’elles sont en fin de pré-séquence principale. Suran, Goupil, Baglin, Lebreton, & Catala (2001) comparent les spectres d’oscillation de modèles correspondant aux deux passages dans la zone d’instabilité et confirment que les oscillations d’une étoile de pré-séquence principale devraient être d’amplitude comparable à celle d’une  $\delta$  Scuti et donc détectables. On aurait là un moyen de discriminer les étoiles de pré-séquence principale des étoiles de séquence principale et d’avoir des informations sur la rotation interne et sur le transfert de moment angulaire avant la séquence principale.

### 5.3.2 Étoiles de type solaire

Dans les enveloppes convectives des étoiles de type solaire, les oscillations sont excitées stochastiquement par la turbulence : les mouvements turbulents du plasma et les fluctuations des quantités thermodynamiques induites par la turbulence engendrent des ondes acoustiques. Les observations des amplitudes des oscillations et des largeurs de raies contraignent les caractéristiques de l'excitation et les processus d'amortissement des modes.

Samadi & Goupil (2001) ont proposé une nouvelle formulation théorique de la puissance injectée aux oscillations par la turbulence qui prend en compte deux sources d'excitation (source liée au stress de Reynolds et contribution associée aux fluctuations turbulentes d'entropie, cf. Samadi 2000).

Dans les articles de Samadi, Goupil, & Lebreton (2001c) et Samadi, Houdek, Goupil, & Lebreton (2002), cette formulation est utilisée pour calculer la puissance acoustique et les amplitudes des oscillations radiales (modes p) du Soleil et de Procyon A et les comparer aux observations sismiques du Soleil de Libbrecht (1988) et de Procyon (Barban et al. 1999; Martić et al. 1999).

Dans le cas du Soleil, la formulation permet de tester différents spectres d'énergie cinétique de la turbulence suggérés par les observations de la granulation et de déterminer lequel reproduit mieux les vitesses des oscillations observées à la surface (moyennant l'ajustement des 2 paramètres de la turbulence qui entrent dans l'expression de la puissance acoustique). L'étude du Soleil permet aussi de mettre en évidence la contribution dominante des fluctuations d'entropie à l'excitation (par rapport au terme de Reynolds).

L'étude de différentes étoiles, en particulier de Procyon, montre que les caractéristiques (amplitude et dépendance en fréquence) de la puissance acoustique transférée aux modes dépendent de la localisation et de l'extension de la zone d'excitation, au sein de la zone superadiabatique de la zone convective; elles diffèrent donc d'une étoile à l'autre. Les propriétés de la zone d'excitation sont sensibles au modèle utilisé pour décrire la convection et au spectre de la turbulence injecté dans le modèle d'excitation stochastique, qui peuvent être testés au moyen des observations.

Aujourd'hui, le spectre de la turbulence et les taux de croissance des oscillations ne sont accessibles que pour le Soleil qui sert de calibrateur pour les autres étoiles. Dans le futur les missions spatiales COROT (Baglin & The COROT Team 1998) puis EDDINGTON (Favata et al. 2000) donneront accès aux amplitudes, aux fréquences et aux taux de croissance des modes avec une précision suffisante<sup>36</sup> pour permettre de mieux contraindre les

---

<sup>36</sup>Le niveau de bruit des mesures photométriques de COROT sera faible ( $\sim 0.7$  ppm(part per million) pour une étoile de  $m_V \simeq 6$  observée pendant 5 jours) ce qui permettra de détecter des oscillations d'amplitude comparables à celles du Soleil ( $\delta L/L \sim 2$  ppm). L'observation par COROT d'une même étoile durant 150 jours donnera accès aux fréquences avec une précision de  $0.1\mu\text{Hz}$  et aux taux d'amortissement des modes (Auvergne & The COROT Team 2000). Cette précision doit être atteinte pour pouvoir positionner la base de la zone convective externe ou la limite du cœur convectif, inverser le profil de densité ou de rotation, ou séparer les multiplets. Avec EDDINGTON, le bruit ne sera que de  $0.2$  ppm à  $m_V = 6$  et la résolution spectrale de  $0.3\mu\text{Hz}$  pour une étoile observée pendant 30 jours.

processus dynamiques et thermiques à l’œuvre dans les régions superadiabatiques des enveloppes stellaires (Samadi, Goupil, Lebreton, & Baglin 2001b,a; Samadi, Houdek, Goupil, & Lebreton 2001d).

## 5.4 De la séquence principale au stade de Céphéïde

Les céphéïdes sont des étoiles géantes oranges pulsantes<sup>37</sup>. Très brillantes, elles sont observées dans d’autres galaxies et à-travers leur relation période-luminosité sont de fameux et précieux indicateurs primaires de distance.

Ce sont des étoiles de masse intermédiaire ( $M \in [3, 14] M_{\odot}$ ) dans un stade d’évolution correspondant à la fusion centrale de l’hélium. Lorsqu’elles brûlent l’hélium dans leur cœur, les étoiles de masse intermédiaire décrivent des boucles bleues dans le diagramme H-R dont l’extension dépend de la description physique et des paramètres d’entrée des modèles : métallicité, masse, rotation, overshooting, convection, etc. Malgré de nombreuses tentatives d’amélioration de la physique des modèles standards, l’extension observée des boucles bleues du diagramme H-R correspondant aux céphéïdes les moins massives ( $M \sim 3M_{\odot}$ ) n’est pas expliquée (cf. fig. 31).

L’échelle des distances basée sur la relation période-luminosité sera d’autant mieux ancrée que l’on comprendra bien la sensibilité de cette relation à différents paramètres, comme par exemple la métallicité. La modélisation stellaire fournit des relations masse-luminosité et masse-période qui dépendent de la composition chimique (hélium, métaux) mais aussi de la physique utilisée pour décrire l’étoile pendant *toute* son évolution, du début de la séquence principale jusqu’à son arrivée dans la bande d’instabilité des céphéïdes. La précision sur les distances repose donc en partie, sur la validité des modèles de structure interne.

La thèse de Daniel Cordier que j’ai dirigée à Rennes avait pour objectif d’établir des tests de la structure interne stellaire dans les phases avancées, par l’étude des céphéïdes observées par les grands relevés (OGLE, EROS, Hipparcos).

Le domaine d’application du code CESAM a été étendu aux stades avancés de fusion de l’hélium (Cordier 2000,, voir aussi fig. 31 et chapitre 2). Les trajets évolutifs obtenus ont été validés “théoriquement” et numériquement : à physique équivalente, ils sont en très bon accord avec les trajets publiés dans la littérature (par ex. Genève, Padoue). Les résultats de D. Cordier, brièvement résumés ci-dessous, sont en cours de publication.

1. **Relation entre overshooting et métallicité sur la séquence principale.** Cordier, Lebreton, Goupil, Lejeune, Beaulieu, & Arenou (2002c) évaluent le paramètre d’overshooting dans les Nuages de Magellan en utilisant une méthode basée sur le comptage des étoiles de séquence principale des Nuages observées par OGLE : ils trouvent  $\alpha_{\text{ov}}^{\text{LMC}} = 0.10_{-0.10}^{+0.17}$  dans le LMC ( $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.34$  dex) et  $\alpha_{\text{ov}}^{\text{SMC}} = 0.40_{-0.04}^{+0.12}$

<sup>37</sup>Les céphéïdes galactiques montrent des variations périodiques d’éclat sur des périodes de 1 à 50 jours.

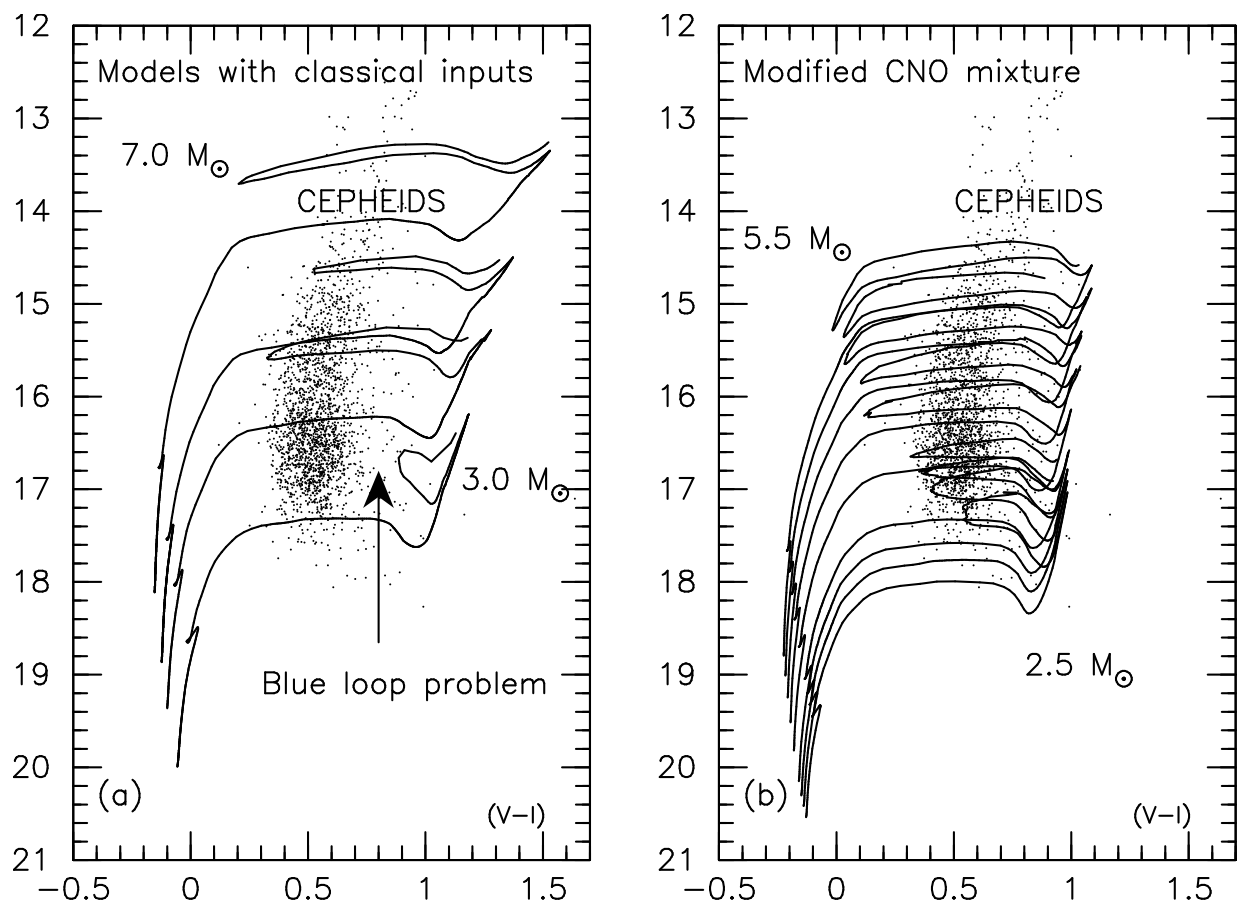


FIG. 31 – Gauche : la boucle bleue d’un tracé évolutif standard d’une étoile de  $M = 3M_{\odot}$  de composition chimique correspondant au SMC ne permet pas de rendre compte de la position des céphéides observées par OGLE 2. Droite : l’accord avec les observations peut être obtenu pour des modèles ayant même métallicité mais dont les abondances initiales de C, N, O au sein des métaux ont des proportions plus faibles que dans le Soleil. Repris de Cordier, Lebreton, Goupil, Lejeune, Beaulieu, & Arenou (2002b).

dans le SMC ( $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.68$  dex). Les incertitudes sur les modules de distance et le rougissement dominant l’erreur sur la détermination de  $\alpha_{\text{ov}}$ . Ces résultats sont comparés avec d’autres déterminations de  $\alpha_{\text{ov}}$  dans les Nuages de Magellan et dans la Galaxie mais leur précision ne permet pas de faire ressortir clairement et sûrement la dépendance de  $\alpha_{\text{ov}}$  avec la métallicité ou avec la masse des étoiles suggérée par certains travaux (cf. partie 4.5).

2. **Boucles bleues et paramètres des modèles.** L’article de Cordier, Lebreton, Goupil, Lejeune, Beaulieu, & Arenou (2002b) présente les effets des différents paramètres des modèles sur la morphologie des boucles bleues (cf. figures 32 et 31). L’effet de la métallicité globale et plus encore celui des proportions relatives de C, N et O au sein des métaux est très important et il faudrait réduire les barres d’erreurs (larges) des observations actuelles. Diverses relations masse-luminosité-métallicité de céphéides basées sur différentes paramétrisations physiques des modèles (en particulier sur des modèles à paramètre d’overshooting variable selon la métallicité et la masse des

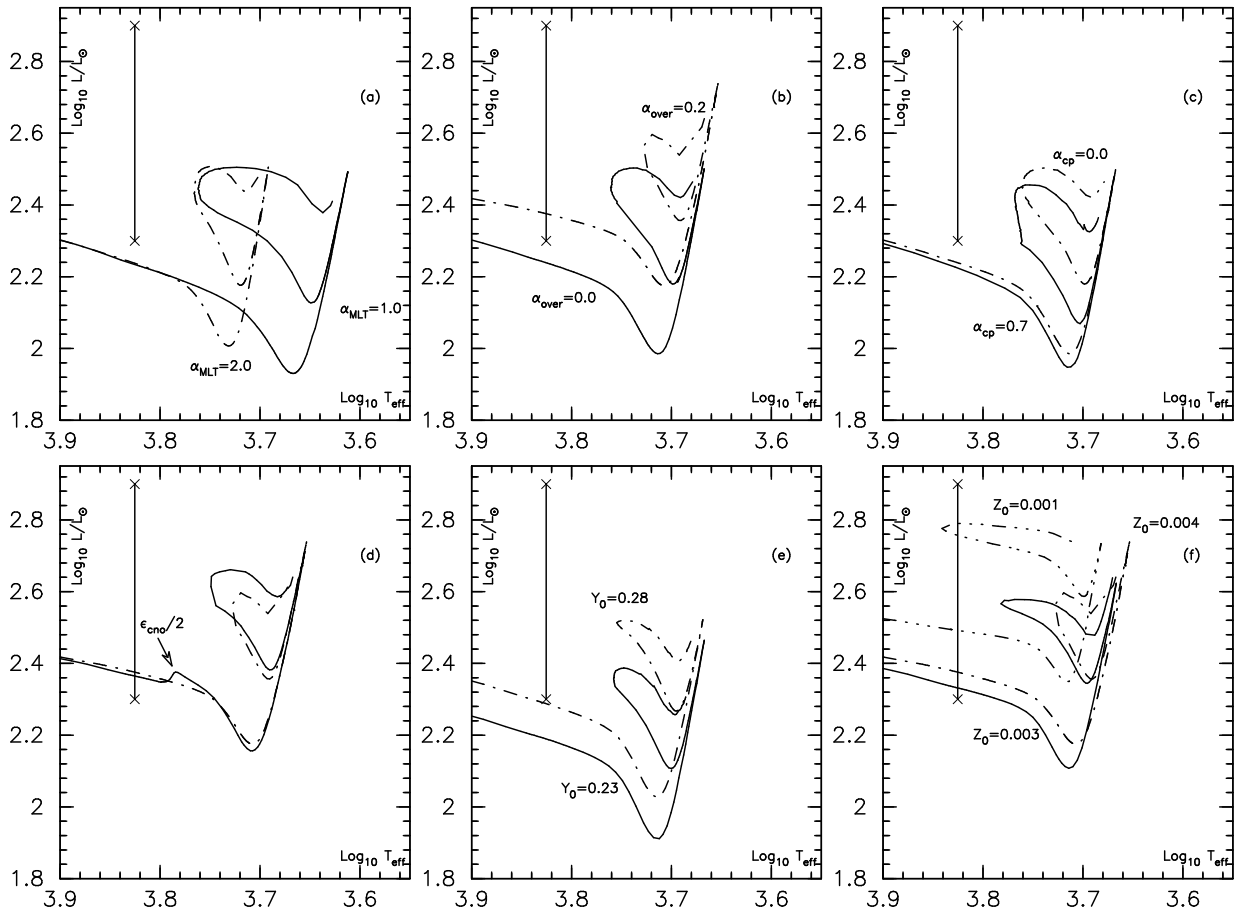


FIG. 32 – Influence de différents paramètres sur la position des boucles bleues : longueur de mélange, paramètres d’overshooting et d’undershooting, taux de production d’énergie par le cycle CNO, abondance d’hélium, métallicité globale. Le segment indique la valeur de la  $T_{\text{eff}}$  qui devrait être atteinte par un tracé de  $3 M_{\odot}$  pour représenter les observations. Repris de Cordier, Lebreton, Goupil, Lejeune, Beaulieu, & Arenou (2002b).

étoiles) sont en cours de construction (Cordier, Goupil, Lebreton, Lejeune, & Beaulieu 2002a).

## 6 Implications et applications : âges et hélium

Au cours de la vie de la Galaxie, les générations successives d'étoiles ont synthétisé l'hélium et les éléments lourds qui ont enrichi le milieu interstellaire (MIS) à-travers les vents stellaires, les éjections d'enveloppes et les explosions de supernova. La relation hélium-métallicité  $Y(Z)$  est une donnée essentielle pour comprendre l'évolution chimique de notre Galaxie. Cette relation est relativement bien ancrée en deux points : le point d'âge "zéro" du Big Bang qui correspond à l'hélium primordial  $Y_p$  et à  $Z = 0$ , et la naissance du Soleil, il y a 4.6 milliards d'années qui correspond à  $Y_\odot$  et à  $Z_\odot$ . La relation  $Y(Z)$  la plus simple s'écrit :

$$Y(Z) = Y_p + \frac{Y_\odot - Y_p}{Z_\odot} Z \quad \text{soit} \quad \frac{\Delta Y}{\Delta Z} = \frac{Y(Z) - Y_p}{Z} = \frac{Y_\odot - Y_p}{Z_\odot} \quad (5)$$

La relation  $Y(Z)$  est probablement plus complexe que la relation (5) puisque les acteurs de l'enrichissement du MIS ont varié au cours du temps : au début de la vie de la Galaxie, les SN II ont dominé puis progressivement les étoiles de branche asymptotique (AGB) et les SN Ia sont intervenues (voir aussi partie 3.2.4).

Une des retombées des modèles de structure interne est la détermination des âges et de l'abondance d'hélium d'étoiles de tous âges et de toutes métallicités et par conséquent de la pente de la loi d'enrichissement, le rapport  $\Delta Y/\Delta Z$ , à différents endroits et à différentes époques de l'histoire de la Galaxie. Ces déterminations ne sont envisageables que pour les étoiles observées avec les précisions les meilleures qui doivent être décrites par des modèles de structure interne validés et adaptés. Je résume ici les études des étoiles relativement proches (simples, binaires ou en amas) observées par Hipparcos qui ont permis de discuter la valeur du rapport  $\Delta Y/\Delta Z$ , de l'hélium et des âges stellaires.

### 6.1 Étoiles proches de type F, G et K

#### 6.1.1 Épaisseur de la séquence principale et $\Delta Y/\Delta Z$

L'échantillon des étoiles du disque et du halo observées par Hipparcos couvre bien la gamme des métallicités galactiques : la figure 33 montre la position de la ZAMS observée (étoiles non évoluées) en fonction de  $Z$ . Bien que les étoiles ne se trouvent pas là où elles sont attendues en particulier aux faibles métallicités (ce qui peut s'expliquer en invoquant la diffusion microscopique et les effets non-ETL, cf. partie 4.6), on constate que les modèles théoriques basés sur la valeur  $\Delta Y/\Delta Z = 2.2$  reproduisent assez bien l'épaisseur observée de la séquence principale. Ce résultat qualitatif est en accord raisonnable avec la valeur  $\Delta Y/\Delta Z \simeq 3 \pm 2$  obtenue par Pagel & Portinari (1998) par une étude similaire et confirme notre première estimation,  $\Delta Y/\Delta Z \gtrsim 2$  (Fernandes, Lebreton, & Baglin 1996) basée sur des données "pré-Hipparcos". Cette valeur de  $\Delta Y/\Delta Z$  est aussi en accord avec (1) les

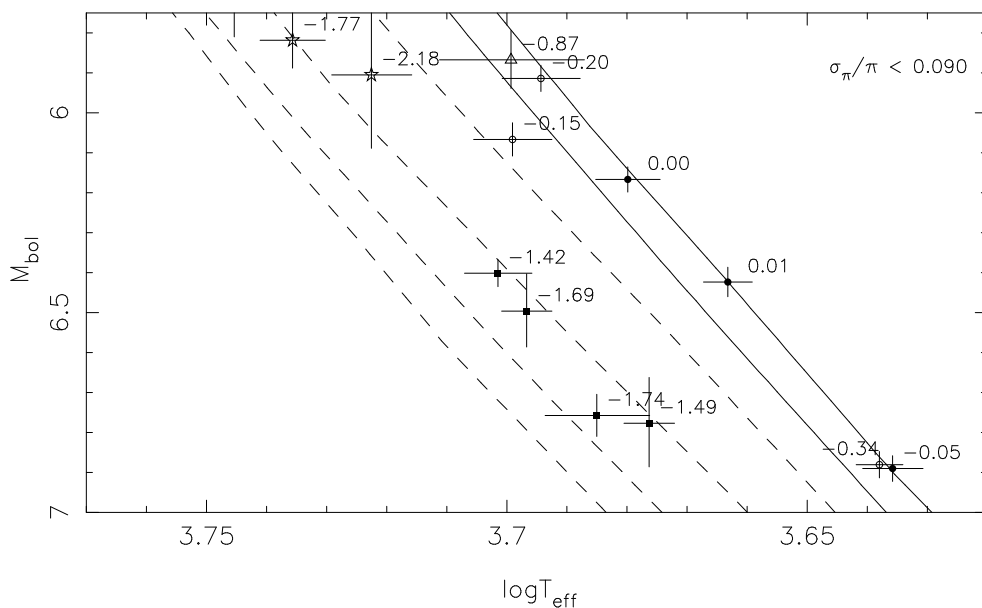


FIG. 33 – Diagramme H-R des étoiles non évoluées ( $M_{\text{bol}} > 5.5$ ) du voisinage solaire les mieux observées par Hipparcos ( $\sigma_{\pi}/\pi < 0.10$ ). La valeur de  $[\text{Fe}/\text{H}]$  est indiquée à côté de chaque étoile. Les courbes sont des isochrones standard avec de gauche à droite  $[\text{Fe}/\text{H}] = -2.0, -1.5, -1.0, -0.5, 0.0$  et  $0.3$  dex ; pour chaque isochrone l’abondance d’hélium est calibrée sur le Soleil avec  $(\Delta Y/\Delta Z)_{\odot} = 2.2$ . Repris de Lebreton (2000c).

déterminations dans les régions HII extragalactiques de Peimbert et al. (2001), (2) avec la détermination de Ribas et al. (2000b) basée sur la calibration de binaires à éclipses et (3) avec les prédictions de la nucléosynthèse.

### 6.1.2 Abondance de l’hélium et relation avec la métallicité

Quatre des étoiles de la figure 33 (Lebreton 2000c) ont une métallicité quasi-solaire et se trouvent sur l’isochrone de  $[\text{Fe}/\text{H}] = +0.30$ . À métallicité solaire les corrections non-ETL à apporter à  $[\text{Fe}/\text{H}]$  sont négligeables. Le décalage dans le diagramme H-R dû à la diffusion microscopique est faible pour ces étoiles supposées être jeunes : pour une étoile de  $0.8 M_{\odot}$  de 5 milliards d’années, le décalage est de l’ordre de la taille des barres d’erreur. Nous avons suggéré que ces étoiles pourraient avoir une abondance d’hélium plus faible que la valeur calée sur le  $\Delta Y/\Delta Z$  solaire (Lebreton, Perrin, Cayrel, Baglin, & Fernandes 1999).

Aujourd’hui, très peu d’étoiles très pauvres en métaux sont placées précisément dans le diagramme H-R. La figure 33 recense les mieux connues de ces étoiles et montre qu’il n’y a pas d’étoiles dans l’intervalle  $[\text{Fe}/\text{H}] \in [-1.4, -0.3]$  et seulement 6 sous-naines de  $[\text{Fe}/\text{H}] \lesssim -1.4$ . Impossible d’établir empiriquement la dépendance en métallicité de la position de la ZAMS pour ces étoiles, pour lesquelles on attend par ailleurs un hélium quasi primordial ! Cela complique les estimations de distance des amas globulaires par la méthode



de l’ajustement de leur séquence principale à celle des sous-naines<sup>38</sup> (Eggen & Sandage 1962; Chaboyer et al. 1998 et partie 6.4).

En nous basant sur les calibrations du Soleil et d’un ensemble de systèmes binaires, nous avons obtenu  $\Delta Y/\Delta Z \simeq 2.3 \pm 1.5$  (Fernandes, Lebreton, Baglin, & Morel 1998, cf. étoiles en rose sur la fig. 34). Sur la fig. 34 sont aussi portés les résultats des calibrations récentes de systèmes binaires avec CESAM. La dispersion de la relation “actualisée” est plus grande, avec deux systèmes (vB22 des Hyades et  $\zeta$  Her) qui sont plutôt riches en métaux et auraient un hélium inférieur à la valeur solaire.

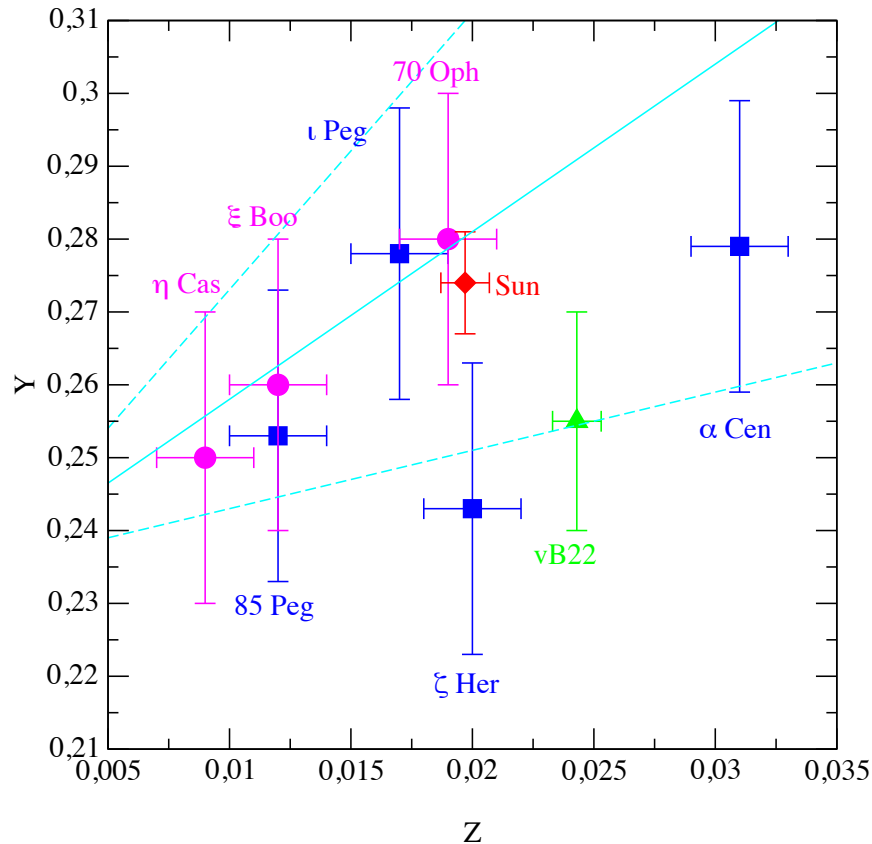


FIG. 34 – Valeurs de l’abondance d’hélium  $Y$  et de la métallicité  $Z$  du Soleil et de quelques systèmes binaires calibrés avec le code CESAM. En rose, les systèmes calibrés à Meudon (thèse de J. Fernandes) avec CESAM2; en bleu et en vert les systèmes calibrés avec la version 4 de CESAM respectivement à Nice et à Rennes. Les droites en turquoise correspondent à, de bas en haut,  $\Delta Y/\Delta Z = 0.8, 2.3, 3.8$  et  $Y_p = 0.235$ . Repris de Fernandes, Lebreton, Baglin, & Morel (1998) et actualisé.

### 6.1.3 Âges

Sur la base des données d’Hipparcos, Ng & Bertelli (1998) ont réévalué les âges des étoiles du voisinage solaire et les relations âge-métallicité et âge-masse correspondantes.

<sup>38</sup>Main sequence fitting technique.

Fuhrmann (1998) a distingué les étoiles du disque mince de celles du disque épais en se basant sur la relation  $[\text{Mg}/\text{H}]-[\text{Fe}/\text{H}]$ , sur les âges déduits de modèles stellaires et sur la cinématique. Ces études suggèrent que (1) les étoiles du disque mince (âges inférieurs à  $8 - 9 \cdot 10^9$  ans) ne suivent pas de relation âge-métallicité évidente ; en effet certaines étoiles jeunes sont pauvres en métaux tandis que certaines des étoiles très riches en métaux (i.e. Super Metal Rich ou SMR<sup>39</sup>) semblent avoir été formées très tôt dans l’histoire du disque mince pendant une époque de formation stellaire intense, (2) les âges des étoiles du disque épais sont supérieurs à  $\sim 10 - 12 \cdot 10^9$  ans, (3) il manque apparemment des étoiles dans l’intervalle d’âges  $10 - 12 \cdot 10^9$  ans ce qui serait, selon Fuhrmann, la signature de la formation du disque mince, et (4) au-delà de  $12 \cdot 10^9$  ans, la métallicité des étoiles du disque épais décroît légèrement lorsque l’âge augmente et certaines d’entre elles seraient aussi vieilles que les étoiles du halo.

Les calibrations des binaires du disque de la figure 34 suggèrent que l’âge minimum du disque mince de la Galaxie est autour de 5-6 milliards d’années et ne font pas ressortir de relation âge-métallicité évidente pour ces étoiles. Ce résultat est cohérent avec les estimations récentes des âges d’étoiles du disque de Ng & Bertelli (1998) évoquées ci-dessus.

La mesure des abondances des étoiles SMR de type G et K permet d’estimer la limite supérieure de l’enrichissement en métaux des étoiles de notre Galaxie et de mieux comprendre la nucléosynthèse associée aux étoiles de la branche asymptotique et aux supernovae. L’étude des étoiles riches en métaux les plus proches participe à la compréhension de l’évolution du disque galactique ; elle peut aussi servir de tremplin pour l’étude des populations stellaires du bulbe ou des galaxies elliptiques. J’ai estimé les âges d’une centaine d’étoiles SMR observées par Hipparcos et en spectroscopie haute résolution pour les articles de Cayrel de Strobel, Lebreton, Soubiran, & Friel (1999)<sup>40</sup>. La gamme des âges des étoiles SMR est très étendue. Nous confirmons l’existence de très vieilles étoiles SMR (20% des étoiles étudiées ont des âges supérieurs à  $8 \cdot 10^9$  ans environ), ce qui indique que le phénomène SMR existe probablement depuis le début de l’existence du disque épais de notre Galaxie.

#### 6.1.4 Conclusion

L’étude des étoiles proches du voisinage solaire les mieux observées ne permet pas de déterminer les abondances individuelles de l’hélium : le nombre d’étoiles observées est trop faible et les boîtes d’erreur d’observation encore trop grandes. Par ailleurs, le scénario d’évolution galactique actuel est encore très approximatif : pour retracer plus sûrement cette évolution, il faudra travailler sur de plus grands échantillons d’étoiles et améliorer les déterminations d’âges (cf. partie 6.3).

La mission GAIA permettra d’élargir considérablement le champ ouvert par Hipparcos dans ce domaine. Avec GAIA, plus d’objets seront accessibles à précision identique à celle

<sup>39</sup>Par convention ce sont les étoiles de métallicité supérieure à celle des Hyades, i.e.  $[\text{Fe}/\text{H}]=0.14$  dex.

<sup>40</sup>Voir aussi Cayrel de Strobel, Crifo, Lebreton, & Soubiran (1997b); Cayrel de Strobel, Soubiran, & Lebreton (1998).

d’Hipparcos (cf. Table 6) et on aura des masses précises pour des systèmes binaires à faible teneur en métaux (on estime que GAIA mesurera les masses de 17 000 étoiles dans des systèmes binaires avec une précision supérieure à 1% alors qu’aujourd’hui on connaît environ 60 systèmes avec une telle précision). D’ici là, on peut penser que les progrès des modèles d’atmosphères auront permis d’améliorer les déterminations de  $[\text{Fe}/\text{H}]$  et de  $T_{\text{eff}}$  et que l’analyse sismologique aura permis de mieux caractériser les processus physiques !

TAB. 6 – Nombre d’étoiles qui seront accessibles à GAIA pour différentes précisions sur la parallaxe

$\sigma_{\pi}/\pi$	0.001	0.01	0.1
nombre d’étoiles	$7 \cdot 10^5$	$21 \cdot 10^6$	$22 \cdot 10^7$

## 6.2 Étoiles des amas galactiques

Hipparcos a observé des étoiles dans tous les amas ouverts de distance inférieure à 300 pc, et dans quelques-uns des amas les plus peuplés situés entre 300 et 500 pc. Ces mesures ont permis de consolider les premiers éléments de l’échelle de distance de l’Univers et d’entreprendre diverses études d’évolution cinématique et chimique de notre Galaxie.

La donnée des distances d’Hipparcos permet le calcul des magnitudes *absolues* des étoiles des amas et donc de construire -pour la première fois- la séquence correspondante dans le diagramme H-R indépendamment de toute considération sur la composition chimique. Les séquences d’amas couvrent une large gamme de masses et excepté pour les amas très jeunes, on peut raisonnablement considérer que les étoiles d’amas ont même âge et sont nées avec la même composition chimique initiale. L’intérêt de l’étude simultanée de plusieurs amas observés de façon homogène est de permettre de tester les modèles de structure interne pour des paramètres stellaires variés, en particulier pour différentes métallicités.

### 6.2.1 Les Hyades

L’amas riche en étoiles le plus proche, localisé à moins de 50 pc, est l’amas des Hyades, traditionnellement utilisé pour définir les calibrations des magnitudes absolues et le point zéro de l’échelle des distances galactiques et extragalactiques. Une image solide de la structure, de la dynamique et de la distance des Hyades a été fournie par Hipparcos, à-travers la mesure des mouvements propres et des parallaxes individuels, la précision moyenne étant de 5% pour ces dernières (Perryman, Brown, LEBRETON, GOMEZ, TURON, DE STROBEL, MERMILLIOD, ROBICHON, KOVALEVSKY, & CRIFO 1998).

Soulignons que les déterminations récentes du module de distance ( $m - M$ ) des Hyades sont toutes en excellent accord et que la précision interne sur la mesure de ( $m - M$ ) a été sensiblement améliorée par Hipparcos :

- mesures au sol :  $m - M = 3.32 \pm 0.06$  mag (104 étoiles, van Altena et al. 1997a),

- *HST* :  $m - M = 3.42 \pm 0.09$  mag (7 étoiles, van Altena et al. 1997b),
- Hipparcos :  $m - M = 3.33 \pm 0.01$  mag (134 étoiles situées à l’intérieur du rayon de marée, i.e. à moins de 10 pc du centre de l’amas, Perryman et al. 1998),
- parallaxes statistiques basées sur les mouvements propres d’Hipparcos :  $m - M = 3.34 \pm 0.02$  mag ( 43 étoiles, Narayanan & Gould 1999), ces auteurs ont montré que l’erreur systématique sur la parallaxe des étoiles des Hyades est inférieure à 0.47 mas.

La combinaison des données d’Hipparcos et des meilleures observations au sol conduit à un diagramme H-R précis de l’amas. Le premier diagramme H-R des étoiles membres de l’amas<sup>41</sup> dans le plan ( $M_V$ , B-V) a été présenté par Perryman et al. (1998) ; il est basé sur les parallaxes trigonométriques d’Hipparcos. Parallèlement, Dravins et al. (1997b) puis de Bruijne et al. (2001) ont obtenu les parallaxes dynamiques d’environ 200 membres des Hyades à partir des positions et des mouvements propres d’Hipparcos : les parallaxes dynamiques sont trois fois plus précises que les parallaxes trigonométriques directes. La figure 35 montre la séquence des Hyades obtenue à partir des données de de Bruijne et al. et de Dravins et al. : elle est remarquablement définie et plus fine que celle de Perryman et al. (1998).

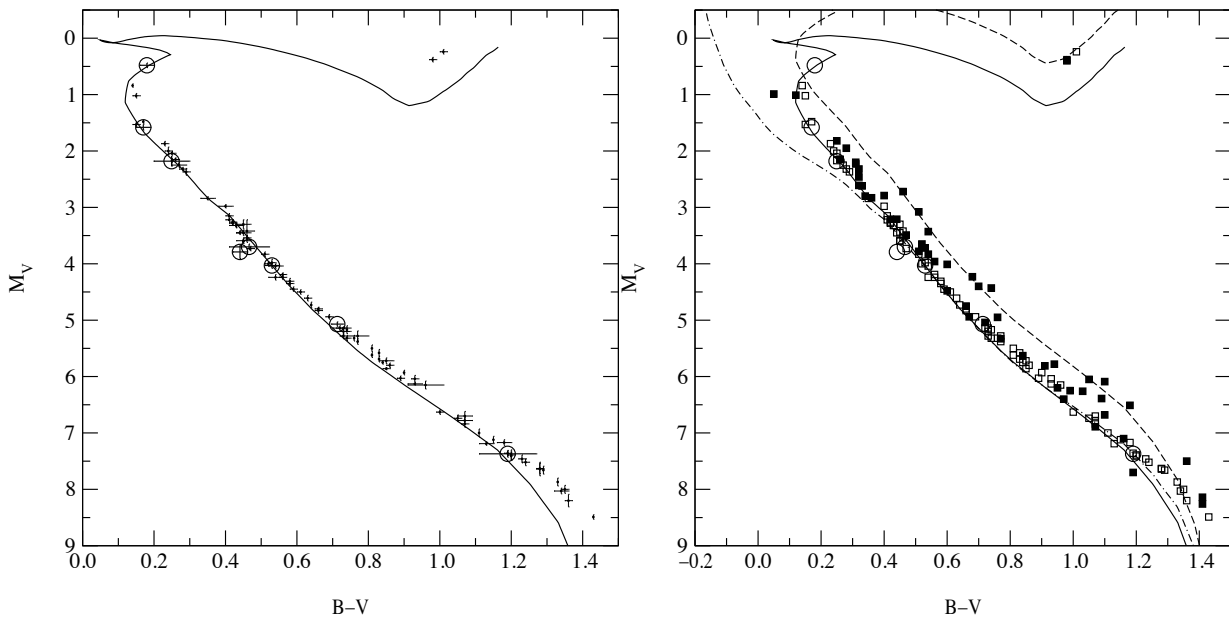


FIG. 35 – Gauche : diagramme H-R des Hyades construit à partir des données de de Bruijne et al. (2001) complétées par les données des systèmes binaires résolus (cercles). Isochrone :  $650 \cdot 10^6$  ans,  $Y=0.26$ ,  $[Fe/H]=0.14$ ,  $\alpha_{MLT}=\alpha_{MLT,\odot}$ . Droite : diagramme H-R incluant les binaires non résolues. Les carrés ouverts sont les étoiles simples de de Bruijne et al., les cercles sont les 4 systèmes binaires résolus et les carrés pleins sont les binaires non résolues dont la parallaxe dynamique a été calculée par Dravins et al. (1997b). Ligne continue : isochrone correspondant à  $650 \cdot 10^6$  ans,  $Y=0.26$ ,  $[Fe/H]=0.14$ . Ligne trait-tillé : le même isochrone, translaté de  $-2.5 \log 2$  en  $M_V$ , ce qui donne le décalage maximal attendu pour les binaires non résolues. Ligne point-trait : isochrone de  $50 \cdot 10^6$  ans. D’après Lebreton, Fernandes, & Lejeune (2001).

<sup>41</sup>60 étoiles ont été sélectionnées sur 134 membres, en éliminant les étoiles binaires ou suspectées de l’être, les étoiles variables et les étoiles en rotation rapide.

Dans l'article de Perryman et al. (1998)<sup>42</sup>, j'ai modélisé le diagramme H-R des Hyades, basé sur les parallaxes trigonométriques, pour en déduire l'âge et l'abondance d'hélium. L'article de Lebreton, Fernandes, & Lejeune (2001) reprend et étend ce travail en se basant sur des données plus précises et plus complètes (parallaxes dynamiques et données des masses de systèmes binaires) et sur des modèles stellaires mieux adaptés.

**Hélium.** J'ai estimé l'abondance de l'hélium par deux méthodes. La première consiste à modéliser la séquence principale inférieure définie par 40 étoiles non évoluées, de  $T_{\text{eff}}$  et de métallicité obtenues par analyses détaillées (la métallicité moyenne des Hyades vaut  $[Fe/H]=0.14\pm 0.05$  dex). La seconde est basée sur la modélisation de la relation masse-luminosité de binaires bien connues (en particulier vB22, cf. partie 5.2). Les deux méthodes donnent des résultats en très bon accord, la seconde est plus précise et conduit à  $Y = 0.255 \pm 0.015$ . Quelle que soit la méthode utilisée, l'erreur sur la métallicité a un poids prépondérant dans l'erreur globale sur  $Y$ . Bien que la métallicité des Hyades soit supérieure à la métallicité solaire, leur abondance d'hélium semble proche de l'abondance solaire, voire inférieure, ce qui montre la dispersion de la relation hélium-métallicité dans la Galaxie.

**Âge.** J'ai estimé l'âge de l'amas, classiquement, en ajustant au mieux le coude avec des isochrones théoriques. Les facteurs d'incertitude sur l'âge (overshooting, rotation, conversions des modèles vers le plan couleur-magnitude) ont été discutés dans la partie 4.5. L'âge proposé est de  $\sim 650 \cdot 10^6$  ans avec une limite inférieure de  $\sim 500 \cdot 10^6$  ans (obtenue à partir de modèles sans overshooting corrigés des effets de la rotation sur la photométrie).

### 6.2.2 Les Pléiades, Praesepe et quelques autres

L'amas des Hyades est proche et les parallaxes de ses membres mesurées par Hipparcos sont assez précises pour être utilisées individuellement. Les autres amas ouverts observés sont plus lointains : la précision d'Hipparcos ne permet d'accéder qu'à une parallaxe moyenne dont la précision varie de 0.2 à 0.5 mas pour les amas situés à moins de 500 pc, soit une précision de 0.05 à 0.50 mag sur la valeur du module de distance (cf. par exemple Robichon et al. 1999b).

En mai 1997, les premières comparaisons des séquences observées de ces amas, dans divers diagrammes couleur-magnitude, basés sur différents systèmes photométriques, ont été riches en surprises : contrairement à ce qui était attendu, les différences de métallicité ne semblaient pas pouvoir expliquer les positions relatives des ZAMS<sup>43</sup> de ces amas (Mermilliod, Turon, Robichon, Arenou, & Lebreton 1997; Robichon, Arenou, Turon, Mermilliod, & Lebreton 1997; Mermilliod 2000; van Leeuwen 1999a).

<sup>42</sup>Perryman, Brown, Lebreton, Gomez, Turon, de Strobel, Mermilliod, Robichon, Kovalevsky, & Crifo (1998)

<sup>43</sup>On appelle ici ZAMS la partie inférieure des séquences des amas correspondant aux étoiles non évoluées, i.e. qui n'ont pas encore décollé de la ZAMS.

- Les séquences de certains amas (Praesepe, Coma Ber,  $\alpha$  Per et Blanco 1) sont confondues dans le diagramme ( $M_V$ ,  $B_2 - V_1$ ) alors que ces amas ont des métallicités différentes : par exemple, Coma Ber a une métallicité quasi-solaire et sa séquence se confond avec celle des amas riches en métaux (Hyades et Praesepe).
- L’analyse spectroscopique détaillée des Pléiades et de Coma Ber indique que leur métallicité est quasi-solaire et curieusement, la séquence des Pléiades se situe  $\sim 0.3-0.4$  mag au-dessous de celles de Praesepe, Coma Ber, et des Hyades.
- Le désaccord est tel que van Leeuwen (1999a,b) en vient à suggérer qu’il existe une corrélation (pour le moins inattendue!) entre l’âge des amas et la position de leur ZAMS dans le diagramme H-R .

Il faut d’abord rappeler, qu’avant Hipparcos, aucune mesure directe de parallaxe n’avait été effectuée sur les étoiles d’amas (excepté sur quelques étoiles des Hyades). La distance des amas ouverts était estimée par la technique de l’ajustement de la séquence principale qui consiste à comparer la partie non évoluée de la séquence empirique d’un amas en magnitudes apparentes à la ZAMS en magnitudes absolues (1) d’isochrones théoriques, (2) d’étoiles du champ de distances connues ou (3) des Hyades, cette dernière corrigée éventuellement des écarts de métallicité. La différence de magnitude entre les deux séquences donne directement le module de distance de l’amas considéré.

Pinsonneault et al. (1998) ont alors redéterminé les distances des 5 amas les plus proches (Hyades, Pleiades,  $\alpha$ Per, Praesepe, and Coma Ber) en utilisant le main sequence fitting et en se basant sur des isochrones théoriques correspondant aux métallicités déterminées par la spectroscopie et converties dans les plans ( $M_V$ , B-V) et ( $M_V$ , V-I) à l’aide des calibrations de couleur de Yale. Pinsonneault et al. affichent une précision de 0.05 magnitude sur les distances qu’ils obtiennent par main sequence fitting. Après avoir comparé leurs résultats à ceux obtenus par Hipparcos, Pinsonneault et al. soutiennent que la distance des Pléiades issue des mesures d’Hipparcos et dans une moindre mesure celle de Coma Ber sont fausses. Dans le cas des Pléiades, l’erreur (du niveau de 1 mas!) est attribuée à des corrélations statistiques entre l’ascension droite et la parallaxe ; dans le cas de Coma Ber, Pinsonneault et al. sont moins catégoriques et incriminent aussi les données photométriques. Cette conclusion est soutenue par Soderblom et al. (1998) qui ont cherché, sans succès, parmi les étoiles du champ observées par Hipparcos pouvant être considérées comme jeunes, des objets de métallicité solaire sous-lumineux et ont argumenté que les Pléiades ne pouvaient pas être une exception !

Le problème n’est pas résolu aujourd’hui.

Les déterminations des parallaxes d’Hipparcos ont été vérifiées et les éventuelles corrélations recherchées : la (faible) valeur de la distance des Pléiades issue des données d’Hipparcos a été maintenue (van Leeuwen & Evans 1998; van Leeuwen 1999a,b; Robichon et al. 1999b).

Les distances issues du main sequence fitting ont été examinées et les barres d’erreurs données par Pinsonneault et al. ont été jugées bien trop optimistes pour les raisons suivantes :

- La technique du main sequence fitting est basée sur des données de couleurs souvent anciennes et inhomogènes d’un amas à l’autre : elles proviennent de systèmes photométriques différents<sup>44</sup>, il faut alors les transformer pour les mettre dans un système commun. Il serait judicieux de vérifier la qualité et la précision de ces données en réobservant les étoiles d’amas en photométrie.
- La conversion des isochrones théoriques dans le diagramme couleur-magnitude est source d’incertitudes (cf. partie 4.7). Dans le cas présent, Robichon, Arenou, Lebreton, Turon, & Mermilliod (1999a) ont comparé les ZAMS de Pinsonneault et al. et les ZAMS que j’ai calculées avec CESAM dans le plan théorique et dans le plan ( $M_V$ , B-V) : les différences sont faibles dans le plan théorique (de moins de 0.05 mag) mais importantes dans le plan ( $M_V$ , B-V), i.e. de 0.15-0.20 mag pour B-V=0.7-0.8.
- Robichon, Arenou, Lebreton, Turon, & Mermilliod (1999a) et van Leeuwen (1999b) ont aussi remarqué que les distances issues du main sequence fitting et celles d’Hipparcos n’étaient véritablement en accord que pour les Hyades (différence de 0.01 mag) tandis que pour les autres amas les différences vont de  $-0.17$  mag ( $\alpha$ Per) à  $+0.24$  mag (Pleiades). En fait, sauf pour les Hyades, la différence est toujours supérieure à l’erreur de 0.05 mag affichée sur la distance obtenue par main sequence fitting par Pinsonneault et al. (1998).

Une possibilité serait que les Pléiades soient riches en hélium : avec mes modèles j’estime qu’une augmentation de  $\Delta Y = 0.02$  conduit à une augmentation de magnitude de  $\Delta M_V \sim 0.06-0.10$  mag. En adoptant une métallicité de  $[Fe/H]=0.0$  dex, il faudrait alors une abondance d’hélium de  $Y \approx 0.32$ , valeur sans doute trop élevée en regard des mesures d’hélium dans les étoiles du champ effectuées par Nissen (1976).

Reste la possibilité que la métallicité des Pléiades déduite de l’analyse spectroscopique soit erronée (Boesgaard & Friel 1990, donnent  $[Fe/H] = -0.034 \pm 0.024$  mais on trouve dans la littérature des valeurs comprises entre  $-0.03$  et  $+0.13$  dex). C’est ce qu’a suggéré Grenon (2000) qui a déterminé la métallicité d’étoiles du champ et dans les amas à partir d’un grand nombre d’observations photométriques dans le système de Genève. Grenon (2000) trouve que pour les étoiles K non-évoluées ( $M_V > 5$ ) du champ, une variation de métallicité  $\Delta[Fe/H]$  correspond à une variation de magnitude :

$$\Delta M_V = -1.67 \Delta[Fe/H] \quad (6)$$

La table 7 montre que la métallicité des Pléiades (Praesepe) obtenue par Grenon est plus faible (élevée) que celle donnée par la spectroscopie tandis que pour les Hyades l’accord est très bon. La figure 36 montre comment les données des amas se situent par rapport à la relation 6 : les amas considérés ne montrent pas d’anomalie particulière.

Du côté des modèles stellaires, un changement (ou une erreur) de métallicité de 0.10 dex se traduit par une variation de magnitude de  $\Delta M_V \sim 0.12 - 0.15$  mag. Comme le montrent les figures 37 et 38, les isochrones que j’ai calculées avec les métallicités photomé-

---

<sup>44</sup>Certaines mesures sont basées sur les -anciens- systèmes de Johnson et de Kron-Eggen, d’autres sur le système plus récent de Cape-Cousins.

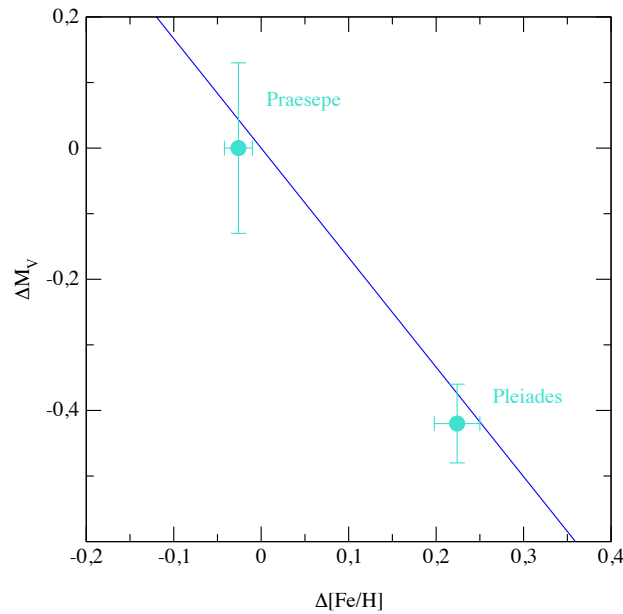


FIG. 36 – Décalage en magnitude par rapport à la séquence principale des Hyades, en fonction de la métallicité. La ligne continue indique la position d'étoiles naines K du champ dont la distance a été déterminée par Hipparcos et la métallicité par la photométrie de Genève par Grenon (2000).

triques reproduisent mieux les observations que les isochrones calculées avec les métallicités spectroscopiques.

Avec les métallicités déterminées par Grenon, les problèmes semblent donc près d'être résolus. Notons aussi que même si les valeurs absolues des métallicités de Grenon sont erronées, elles sont basées sur un ensemble de données homogènes et les différences d'un amas à l'autre devraient être correctes. Cependant, il faudrait comprendre et confirmer ces différences de métallicités avec les résultats spectroscopiques, d'autant plus que dans un travail récent, Stello & Nissen (2001) n'ont pas pu confirmer les résultats de Grenon (2000) avec des observations en photométrie de Strömgren.

TAB. 7 – Métallicités des amas ouverts les plus proches obtenues soit par analyse spectroscopique (Cayrel de Strobel et al. 1997a), soit par la photométrie (Grenon 2000). Différence de magnitude  $M_V$  avec la séquence des Hyades (Mermilliod 2000).

	$[\text{Fe}/\text{H}]_{\text{photométrie}}$	$[\text{Fe}/\text{H}]_{\text{spectroscopie}}$	$\Delta M_V$
Hyades	$+0.14 \pm 0.013$	$+0.14 \pm 0.05$	
Coma Ber	$-0.05 \pm 0.012$	$-0.05 \pm 0.06$	$-0.22 \pm 0.04$
Pléiades	$-0.08 \pm 0.023$	$+0.00 \pm 0.10$	$-0.42 \pm 0.06$
IC 2391		$-0.10 \pm 0.05$	$-0.37 \pm 0.07$
IC 2602		$-0.20 \pm 0.05$	$-0.22 \pm 0.05$
Praesepe	$+0.17 \pm 0.010$	$+0.10 \pm 0.06$	$+0.00 \pm 0.13$
$\alpha$ Per		$+0.06 \pm 0.05$	$-0.07 \pm 0.08$



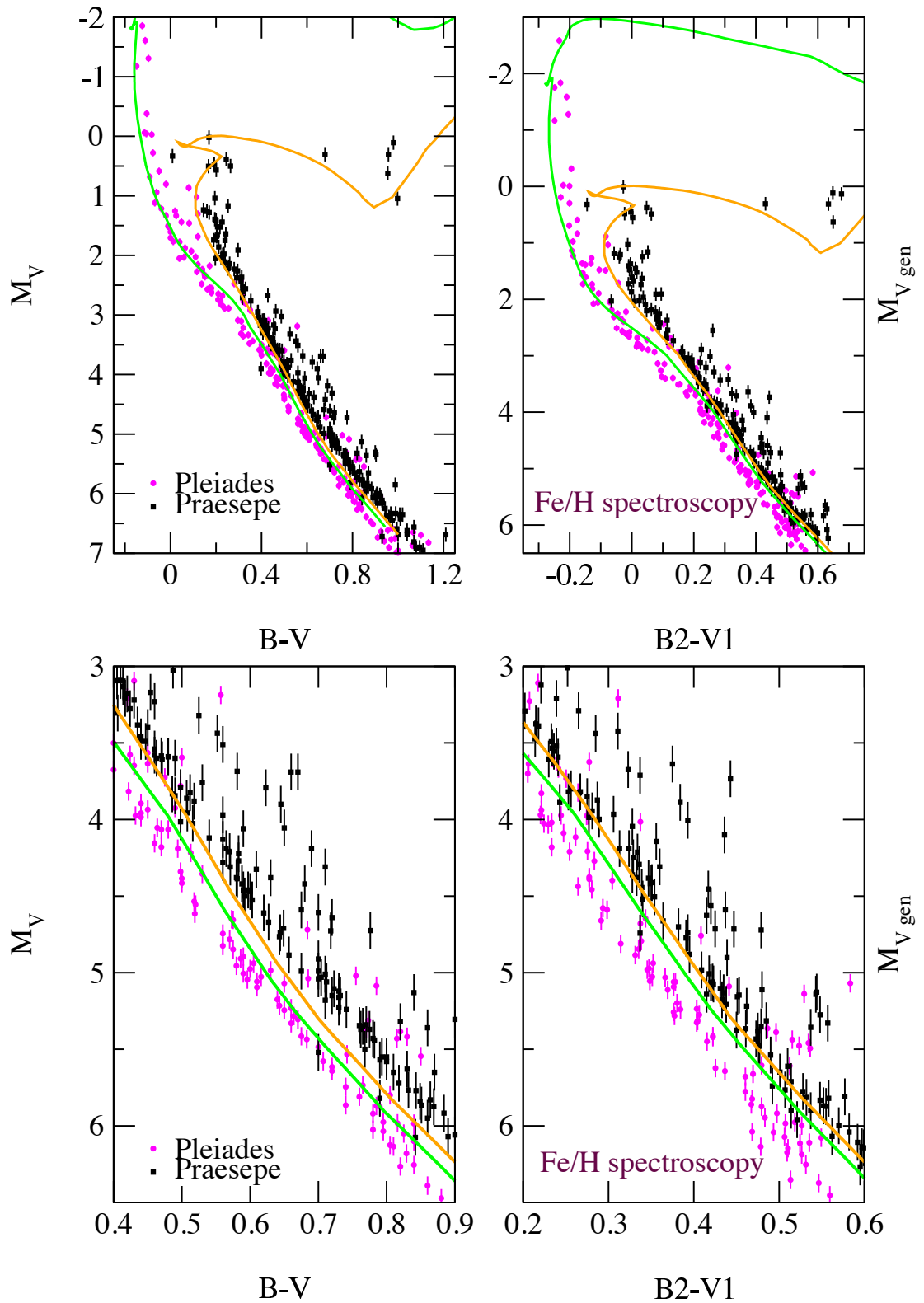


FIG. 37 – Diagramme H-R des Pléiades (rose) et de Praesepe (noir) obtenus à partir des distances d’Hipparcos et de la photométrie ( $B - V$  de Johnson et  $B_2 - V_1$  de Genève). Isochrones calculées pour la métallicité donnée par la spectroscopie (cf. Table 7). Les Pléiades sont trop bleues de  $\Delta M_V \sim 0.2(0.35)$  mag dans le plan  $B - V(B_2 - V_1)$  tandis que Praesepe est trop rouge de  $\Delta M_V \sim 0.15(0.05)$  mag dans le plan  $B - V(B_2 - V_1)$ . D’après Lebreton (2000b).

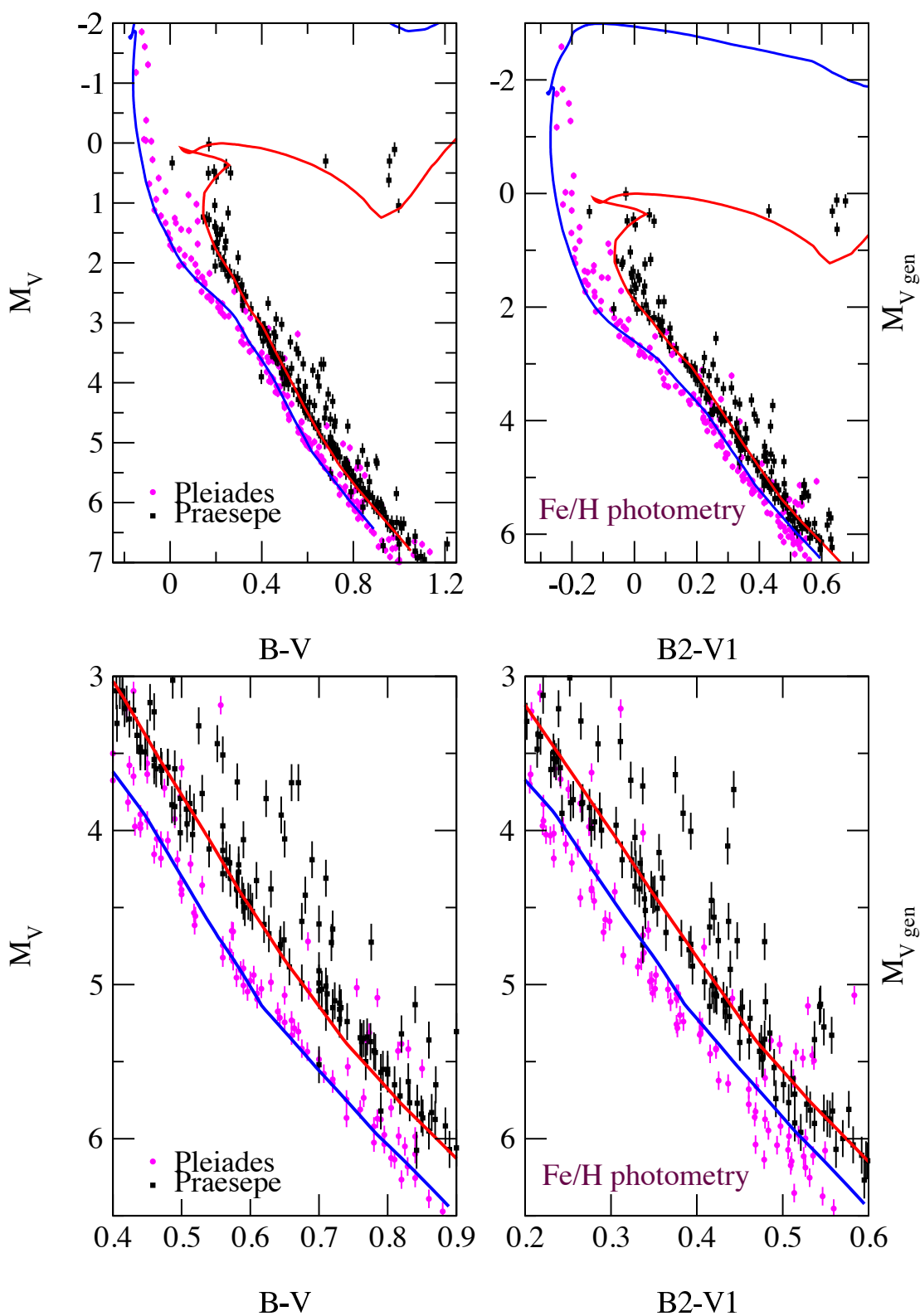


FIG. 38 – Diagramme H-R des Pléiades (rose) et de Praesepe (noir) obtenus à partir des distances d’Hipparcos et de la photométrie ( $B - V$  de Johnson et  $B_2 - V_1$  de Genève). Isochrones calculées pour la métallicité donnée par la photométrie (cf. Table 7). L’accord est bien meilleur dans le plan ( $M_V, B - V$ ) mais il reste (cf. Fig. 37) un désaccord d’au-moins 0.15 mag pour les Pléiades dans le plan ( $M_V, B_2 - V_1$ ). D’après Lebreton (2000b).

### 6.2.3 Conclusion et perspectives

L'étude détaillée de la structure fine du diagramme H-R des Pléiades et des autres amas ouverts proches requiert des observations supplémentaires (couleurs, abondances) et de meilleurs modèles d'atmosphères. Aujourd'hui, il ne semble pas y avoir d'argument solide en défaveur des distances issues des données d'Hipparcos. Il reste à faire une étude globale et comparée des amas, en considérant non seulement la position des étoiles mais aussi leur densité le long des séquences (cf. par exemple Belikov et al. 1998). Il faut insister sur le fait que tout ajustement des paramètres des isochrones devrait conduire à un accord pour toutes les données d'indices de couleur disponibles.

La mesure de masses d'étoiles binaires dans chaque amas (comme pour les Hyades) permettrait de contraindre l'abondance d'hélium à-travers la relation masse-luminosité avec une précision  $\Delta Y \lesssim 0.01$ . Cela devrait être possible dans un futur proche, puisque, selon Soderblom et al. (1998), la détection et la mesure d'orbites de binaires visuelles dans les Pléiades est tout à fait accessible aux instruments embarqués sur le *HST*.

Dans un futur plus lointain, avec les satellites astrométriques comme GAIA les mesures astrométriques atteindront des précisions meilleures que dix micro secondes d'arc. Les séquences évolutives des amas ouverts situés à-moins de 2 kpc seront alors extrêmement bien définies. GAIA estimera le module de distance de 50 à 150 étoiles brillantes ( $V > 15$ ), dans chacun des  $\sim 120$  amas situés à moins de 1 kpc, avec la précision de  $\sigma_{m-M} < 0.02$  mag, ce qui est bien mieux que pour les Hyades aujourd'hui. Les relations masse-luminosité des amas les plus proches pourront être établies sur la base de l'observation d'environ 10 binaires spectroscopiques ou visuelles dans les amas les plus proches, apportant des contraintes complémentaires sur l'abondance d'hélium.

## 6.3 Étoiles A-F du disque galactique

L'étude de la structure et de l'évolution galactiques requiert des estimations individuelles d'âges d'étoiles. Dans ce cas, les âges sont évalués en ajustant la position de l'étoile dans le diagramme H-R à celle d'un modèle théorique de mêmes paramètres globaux (luminosité,  $T_{\text{eff}}$  et composition chimique). La précision de l'âge dépend à la fois des imperfections de la description physique du plasma et des incertitudes observationnelles des paramètres globaux : elle varie donc suivant la masse et le stade évolutif des étoiles à dater.

Les étoiles A-F de séquence principale sont âgées de quelques  $10^6$  ans à quelques  $10^8$  ans ; elles sont donc à la base des études d'évolution galactique. Dans un travail de prospective sur la mission GAIA, Lebreton, Michel, Goupil, Baglin, & Fernandes (1995) ont considéré deux étoiles A et F et ont évalué la sensibilité de leur âge aux incertitudes qui affectent la position dans le diagramme H-R et les modèles stellaires.

J'actualise ici ce travail en considérant deux étoiles de métallicité solaire déjà évoluées ( $X_c \sim 0.25$ ) : (1) une étoile A7IV-V de  $M = 2M_{\odot}$ ,  $M_{\text{bol}} \simeq 1$  mag,  $T_{\text{eff}} \simeq 8500$  K et (2) une

étoile F5V de  $M = 1.4M_{\odot}$ ,  $M_{\text{bol}} \simeq 3$  mag,  $T_{\text{eff}} \simeq 6500$  K. L'étoile F est âgée de  $2.5 \cdot 10^9$  ans tandis que l'étoile A a  $\approx 8 \cdot 10^8$  ans et est proche du coude de l'amas des Hyades.

Les paramètres qui conditionnent la détermination des âges sont affectés d'erreurs. Plaçons les étoiles à 100 pc et prenons les erreurs typiques sur les paramètres globaux et les incertitudes sur les paramètres physiques évoquées dans les chapitres 3 et 4, soit  $\sigma_V \sim 0.01$  mag,  $\sigma_{\text{BC}} \sim 0.005$  mag,  $\sigma_{[\text{Fe}/\text{H}]} \sim 0.15$  dex,  $\sigma_{T_{\text{eff}}} \sim 200$  K,  $\sigma_{\alpha_{\text{ov}}} \sim 0.15$ ,  $\sigma_{\alpha_{\text{MLT}}} \sim 0.4$  et  $\sigma_Y \sim 0.03$  : la première ligne de la table 8 donne les ordres de grandeurs des incertitudes relatives pour nos étoiles.

TAB. 8 – Incertitudes relatives sur les paramètres globaux et sur la description physique affectant les déterminations d'âge.

erreur %	$\pi$	$T_{\text{eff}}$	CB	L	Y	Z	$\alpha_{\text{ov}}$	$\alpha_{\text{MLT}}$
2002 - d=100 pc	10	2.5	15	20	11	21	75	25
2015 - d=1kpc	0.4	0.5	15	1	4	13	15	12

À partir des résultats de la table 1 de Lebreton et al. (1995), on calcule les erreurs qui en résultent sur l'âge de ces étoiles, elles sont données dans les 2 premières lignes de la table 9. L'erreur sur la luminosité n'est pas dominante et on peut noter que suivant la masse de l'étoile, différents paramètres sont prépondérants : température effective et description de la convection pour l'étoile F, overshooting pour l'étoile A. Par ailleurs, les erreurs liées à la composition chimique ne sont pas négligeables.

TAB. 9 – Erreurs relatives sur l'âge résultant des incertitudes sur les différents paramètres données dans la table 8.  $a_i$  est l'erreur associée au paramètre  $i$ ,  $a$  est l'erreur globale sur l'âge.

erreur %	masse	$a_{T_{\text{eff}}}$	$a_L$	$a_{\alpha_{\text{MLT}}}$	$a_{\alpha_{\text{ov}}}$	$a_Y$	$a_Z$	$a$
2002 - d=100 pc	$1.4 M_{\odot}$	19	2	18	13	11	11	33
	$2.0 M_{\odot}$	13	6	0.3	24	11	12	32
2015 - d=1 kpc	$1.4 M_{\odot}$	4	0.1	9	2.6	4	7	13
	$2.0 M_{\odot}$	3	0.3	0.2	5	4	7	10

Quelle amélioration peut-on attendre dans les 10-15 années à venir ? Déplaçons les étoiles jusqu'à la distance de 1 kpc, l'étoile A a alors une magnitude  $V$  de 11 mag, l'étoile F de 13 mag. Les précisions attendues de GAIA sur les parallaxes sont alors de  $4 \mu\text{as}$  ( $\sigma_{\pi}/\pi = 0.4\%$ ) pour l'étoile A et de  $5 \mu\text{as}$  ( $\sigma_{\pi}/\pi = 0.5\%$ ) pour l'étoile F. On peut raisonnablement supposer qu'on aura amélioré parallèlement les autres paramètres, notamment grâce aux progrès instrumentaux, à la sismologie et à l'amélioration des modèles d'atmosphères. On estime qu'on aura  $\sigma_V \sim 0.001$  mag,  $\sigma_{\text{BC}} \sim 0.005$  mag,  $\sigma_{[\text{Fe}/\text{H}]} \sim 0.05$  dex,  $\sigma_{T_{\text{eff}}} \sim 40$  K,  $\sigma_{\alpha_{\text{ov}}} \sim 0.03$ ,  $\sigma_{\alpha_{\text{MLT}}} \sim 0.2$  et  $\sigma_Y \sim 0.01$ . La seconde ligne de la table 8 donne les ordres de grandeur des incertitudes relatives pour nos étoiles et les 2 dernières lignes de la table 9 donnent les erreurs correspondantes sur l'âge : les progrès sont significatifs puisqu'on gagne un facteur 3 sur la précision globale !

Un millier d'étoiles A-F bénéficient des précisions affichées ci-dessus dans la situation 2002. En 2015,  $\sim 5 \cdot 10^5$  étoiles A et  $\sim 3 \cdot 10^6$  étoiles F seront concernées par GAIA, ce qui élargira certainement la portée des études de structure galactique.

Par ailleurs, dans le cadre de la thèse de Virginie Sabas (directrice A. Gómez), l'âge et les caractéristiques cinématiques d'un ensemble d'étoiles naines de type B5 à F5, observées par Hipparcos, ont été calculées. L'objectif était de mettre en évidence la présence de groupes mobiles ou groupes d'Éggen, groupes d'étoiles dont les caractéristiques cinématiques, mémoire de leur formation, sont semblables mais qui sont dispersées dans la Galaxie (Figueras, Gomez, Asiain, Chen, Comeron, Grenier, Lebreton, Moreno, Sabas, & Torra 1997; Gómez, Grenier, Udry, Haywood, Sabas, Meillon, Royer, & Lebreton 1998). La mise en évidence de sous-groupes d'âges différents au sein de ces groupes pose de nombreuses questions. Une interprétation possible consiste à supposer l'existence de bouffées de formation d'étoiles au sein d'un même nuage moléculaire.

## 6.4 Étoiles du halo et des amas globulaires

Dans la Galaxie, les étoiles du halo, déficientes en métaux sont les plus vieilles. La détermination précise de leur âge est fondamentale : ils sont une limite inférieure à l'âge de l'Univers et donc une contrainte pour les modèles cosmologiques. Hipparcos a obtenu les premières parallaxes trigonométriques précises d'étoiles sous-naines ou sous-géantes du halo galactique et les distances correspondantes ont servi de base à de nouvelles déterminations d'âges.

### 6.4.1 Âge du halo local

Cayrel, Lebreton, Perrin, & Turon (1997b) étudient les étoiles du halo ayant les plus petites boîtes d'erreur dans le diagramme H-R . Nous avons sélectionné une trentaine d'étoiles ayant  $\sigma_\pi/\pi < 25\%$ . Il faut souligner qu'avant Hipparcos seules 5 de ces étoiles avaient une parallaxe connue à mieux que 10%, elles sont 17 aujourd'hui dont 9 ont  $\sigma_\pi/\pi < 5\%$  : cela est peu mais le progrès réalisé est évident.

La figure 39 montre la séquence des étoiles du halo : elle est composée de sous-naines mais aussi de sous-géantes et on voit se dessiner une isochrone avec son turn-off. La modélisation soulève le même problème que pour les étoiles du disque : selon la métallicité des étoiles, l'isochrone standard apparaît trop chaude de 130 à 250 K par rapport à la position observée des étoiles dans le diagramme H-R . Il faut invoquer les corrections non-ETL à la métallicité ( $\Delta[\text{Fe}/\text{H}] = +0.2$  pour  $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -1.5$  selon Thévenin & Idiart 1999) ainsi que la diffusion microscopique pour obtenir une modélisation satisfaisante.

En nous basant sur des isochrones théoriques standard que j'ai calculées et sur la position des étoiles sous-géantes, nous avons pu estimer pour la première fois l'âge du halo local indépendamment des amas globulaires. Cet âge est de  $14 \pm 2 \cdot 10^9$  ans (cf. figure 40). Pour améliorer la précision il faudrait naturellement plus d'étoiles sous-géantes avec une parallaxe précise : les sous-géantes sont environ 100 fois plus rares que les sous-naines et, avec Hipparcos, seules deux d'entre-elles ont  $\sigma_\pi/\pi < 12.5\%$  (aucune n'a  $\sigma_\pi/\pi < 5\%$ ).

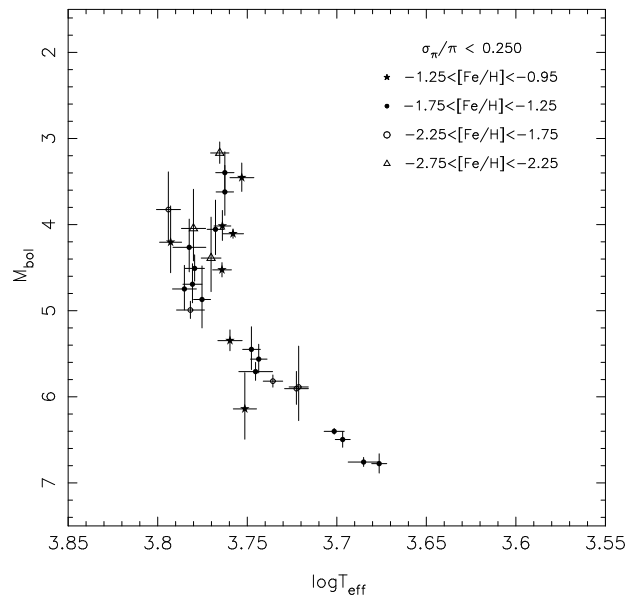


FIG. 39 – Le diagramme H-R d’Hipparcos pour les 32 étoiles du halo ayant  $\sigma_{\pi}/\pi < 0.22$  ( $\sigma_{\pi}/\pi \in [0.007, 0.214]$ ) et, des flux bolométriques et des températures effectives déterminés par Alonso et al. (1995, 1996a) conduisant à une précision de  $\sigma_{M_{\text{bol}}} \in [0.03, 0.48]$  mag. On voit émerger un ensemble de sous-géantes dessinant une isochrone. D’après Cayrel, Lebreton, Perrin, & Turon (1997b)

Après Hipparcos, la position de la branche des sous-géantes du halo reste très mal définie ce qui limite la précision sur la détermination de l’âge du halo local. Les distances d’un nombre important d’étoiles du halo seront accessibles précisément à la future mission d’astrométrie GAIA. On trouvera, en effet, des étoiles sous-naines du halo parmi les 4000 étoiles naines F-K (toutes métallicités confondues) situées dans un rayon de 200 pc. De plus, le nombre de sous-géantes du halo de distance connue sera accru (GAIA observera toutes les sous-géantes localisées à moins de 3kpc), ce qui devrait permettre d’améliorer la détermination de l’âge du halo local.

#### 6.4.2 Âges des amas globulaires

La séquence des sous-naines, peut être utilisée pour déterminer indirectement la distance des amas globulaires, trop lointains pour être directement accessibles à Hipparcos. Pour cela, il faut comparer les séquences principales d’âge zéro obtenues pour les sous-naines et celle de l’amas globulaire considéré, la différence de magnitude donnant le module de distance. La technique est simple mais elle doit être appliquée avec précaution (Chaboyer et al. 1998; Lebreton 2000c). Parmi les difficultés on peut citer : (1) la prise en compte des biais qui résultent de la sélection des échantillons selon la magnitude apparente, la parallaxe ou la métallicité, (2) la détermination du rougissement des amas, (3) le fait que les abondances des amas globulaires viennent essentiellement des géantes et non des naines qui seraient plus comparables aux naines du halo, (4) les différentes échelles de températures et d’abondances, (5) la difficulté d’avoir suffisamment de sous-naines de même métallicité que l’amas globulaire étudié (certains auteurs corrigent les différences de métallicité à l’aide

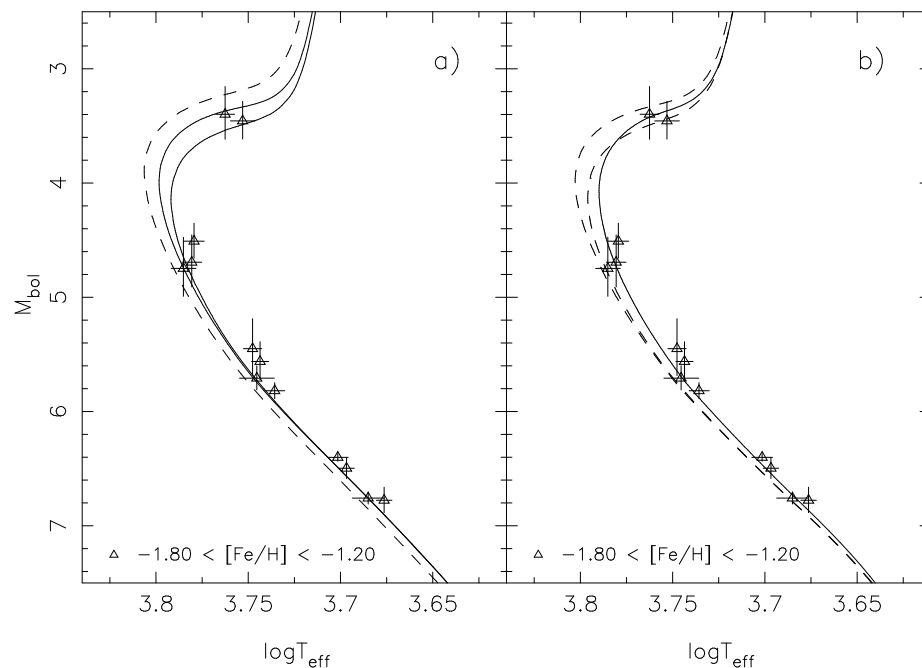


FIG. 40 – Diagramme H-R d’Hipparcos pour 13 étoiles du halo de  $[\text{Fe}/\text{H}]_{\text{LTE}} = -1.5 \pm 0.3$  (métallicité la plus “fréquente” dans le halo). Cet échantillon -aussi libre que possible de toute calibration- correspond à des étoiles de  $\sigma_{\pi}/\pi < 0.12$  ( $\sigma_{\pi}/\pi \in [0.01, 0.12]$ ), de  $\sigma_{F_{\text{bol}}}/F_{\text{bol}} \sim 2\%$ , de  $\sigma_{T_{\text{eff}}}/T_{\text{eff}} < 1.5\%$ , de  $\sigma_{[\text{Fe}/\text{H}]} \sim \pm 0.1$  dex et de  $\sigma_{M_{\text{bol}}} \in [0.03, 0.26]$  mag. La figure de gauche illustre l’effet d’une correction non-ETL du  $[\text{Fe}/\text{H}]$  de  $+0.2$  dex : la ligne discontinue est une isochrone standard de  $12 \cdot 10^9$  ans ( $[\alpha/\text{Fe}] = +0.3$ ,  $Y \simeq 0.24$ ) et  $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.54$  (valeur ETL), les lignes continues sont les isochrones de  $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.31$  (valeur non-ETL) de  $12 \cdot 10^9$  ans (au-dessus) et  $14 \cdot 10^9$  ans (en-dessous). La figure de droite illustre les effets de la diffusion microscopique (ici seulement He) déduits des modèles de Proffitt & Vandenberg (1991) : isochrones ( $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.3$  et  $[\text{O}/\text{Fe}] = 0.55$ ), de  $12 \cdot 10^9$  ans avec diffusion (trait continu) et sans diffusion (trait discontinu ; au-dessus  $12 \cdot 10^9$  ans, au-dessous  $14 \cdot 10^9$  ans). Repris de Lebreton (2000c).

des modèles stellaires), (6) la présence de binaires non-résolues et d’étoiles évoluées dans les amas, (7) les modèles d’atmosphères imparfaits pour les étoiles déficientes en métaux, (8) la présence (ou l’absence) de diffusion, etc.

Plusieurs articles ont été dédiés à l’estimation des distances des amas globulaires à l’aide des sous-naines d’Hipparcos. Nous avons ainsi réestimé la distance de l’amas M92 (Pont, Charbonnel, Lebreton, Mayor, Turon, & Vandenberg 1997). Bien que les critères et les techniques de sélection des échantillons des sous-naines soient différents, ces travaux concluent généralement que les distances des amas globulaires sont de 5 à 7% plus grandes après Hipparcos. Chaboyer et al. (1998) a estimé que la distance moyenne des amas glo-

bulaires obtenue avec différentes méthodes<sup>45</sup> était supérieure d'environ 0.1 mag à la valeur de référence avant Hipparcos.

Notons que les distances obtenues (par différents auteurs) à partir des parallaxes statistiques des RR Lyrae du halo (obtenues sur la base de mouvements propres d'Hipparcos et de vitesses radiales) favorisent au contraire une échelle de distance courte,  $\approx 0.2-0.3$  mag plus courte que la distance donnée par l'ajustement de la séquence principale. Cependant Groenewegen & Salaris (1999) ont obtenu les magnitudes des mêmes RR Lyrae, directement des parallaxes d'Hipparcos, et ne trouvent pas de différence avec les résultats basés sur le main sequence fitting. Ces difficultés liées à la calibration de la magnitude absolue des RR Lyrae empêchent encore d'ancrer plus solidement l'échelle des distances locale (Reid 1999).

Aujourd'hui les âges des amas globulaires ont été réduits de  $2 - 3 \cdot 10^9$  ans, à la fois parce que l'échelle des distances s'est allongée et parce que la physique des modèles a été améliorée (cf. partie 4). Les âges sont actuellement dans l'intervalle  $10 - 13 \cdot 10^9$  ans, alors qu'ils étaient précédemment de  $13 - 18 \cdot 10^9$  ans (Vandenberg et al. 1996).

Selon Chaboyer et al. (1998), les prédictions théoriques de la magnitude absolue  $M_V(T-O)$  et des durées de vie des étoiles du coude des amas globulaires sont fiables car elles sont basées sur des descriptions physiques similaires à celles requises pour le calcul du modèle solaire, très bien validé par la sismologie. En particulier,  $M_V(T-O)$  est peu sensible aux incertitudes liées à la convection et aux modèles d'atmosphères (cf. aussi Freytag & Salaris 1999). Chaboyer et al. ne prévoient pas de changement de plus de  $\sim 5\%$  pour les âges des amas résultant de l'amélioration des modèles. En revanche, les distances et les abondances sont loin d'être définitives et l'aspect quasi-vertical des isochrones au coude rend malaisée la détermination empirique de la magnitude du coude (Cacciari 2001; Vandenberg et al. 1996).

Les âges ne sont donc pas définitifs! Les progrès attendus (ou en cours) sur les déterminations d'abondance ont été évoqués (cf. partie 3). La photométrie des amas globulaires sera améliorée notamment avec l'imageur ACS sur le *HST*. Par ailleurs, les distances d'amas globulaires seront accessibles directement aux futures missions astrométriques SIM et GAIA. On estime qu'avec GAIA les parallaxes individuelles d'étoiles dans 20 (40) amas globulaires seront connues avec des précisions meilleurs que 10 (20) % ce qui donnera des modules de distance (moyens) à mieux que 1% pour 110 des 140 amas globulaires connus, indépendamment des autres calibrations. GAIA précisera aussi les rougissements. Par ailleurs, les distances des RR Lyrae plus proches que  $\sim 3-5$  kpc seront connues avec une précision meilleure que 1%, ce qui devrait permettre de résoudre les conflits sur la magnitude absolue de ces étoiles.

---

<sup>45</sup>Main sequence fitting, astrométrie, ajustement des séquences des naines blanches, calibration de la magnitude moyenne des étoiles RR Lyrae dans le LMC, ajustement de la branche horizontale avec des modèles théoriques, détermination de la magnitude absolue des RR Lyrae du champ en utilisant la parallaxe statistique déduite des mouvements propres d'Hipparcos, etc.



### 6.4.3 Âge de l'Univers

On estime qu'il s'est écoulé de 1 à  $2 \cdot 10^9$  ans entre le Big Bang et la formation des galaxies et de  $0.1$  à  $0.3 \cdot 10^9$  ans entre le début de la formation de la Galaxie et la formation de ses plus vieilles étoiles. L'âge des plus vieilles étoiles de notre Galaxie (étoiles du halo ou des amas globulaires les plus pauvres en métaux) est donc une limite inférieure pour l'âge de l'Univers  $T_U$ . Les âges des amas globulaires ( $12. \pm 2.5 \cdot 10^9$  ans) déduits de la comparaison de la magnitude du turnoff des amas à des isochrones théoriques sont sans doute les plus fiables et les plus précis aujourd'hui. Deux autres méthodes indépendantes sont prometteuses pour l'avenir :

- **Les radioéléments chronomètres cosmiques.** Le thorium-232 (demi-vie  $14.05 \cdot 10^9$  ans) a été détecté et mesuré dans une géante ultra-déficiente du halo par Sneden et al. (1996) qui en ont déduit que cette étoile est âgée de  $15.6 \pm 4.6 \cdot 10^9$  ans. Plus récemment, l'uranium-238 (demi-vie  $4.47 \cdot 10^9$  ans) a été détecté dans une autre géante du halo, avec le spectrographe UVES au VLT, par Cayrel et al. (2001) qui en ont déduit un âge de  $12.5 \pm 3 \cdot 10^9$  ans. Ces valeurs devraient être confirmées et précisées dans un futur proche par l'observation de plusieurs autres étoiles et par la détection complémentaire probable du rhénium.
- **Les naines blanches.** Les instruments embarqués sur le *HST* ont pu observer des naines blanches peu lumineuses dans des amas globulaires. La comparaison des courbes théoriques de refroidissement des naines blanches avec les observations ont permis à Richer et al. (1997) de fixer une limite inférieure de  $\sim 9 \cdot 10^9$  ans à l'âge des naines blanches de l'amas M4. Dans le futur, ce type de détermination sera améliorée avec l'accès à des objets encore moins lumineux et plus froids.

Les valeurs couramment proposées pour la constante de Hubble varient dans l'intervalle  $H_0 = 50 - 80 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$  (Tammann et al. 2001; Freedman 2000). L'âge de l'Univers déduit de l'expansion pour le modèle standard ( $\Omega_m = 1, \Omega_\Lambda = 0$ ) est alors  $T_U = \frac{2}{3}H_0^{-1} \simeq 8 - 13.5 \cdot 10^9$  ans. Le modèle à constante cosmologique non-nulle "préféré" aujourd'hui ( $\Omega_m = 1/3, \Omega_\Lambda = 2/3$ ) conduit à un âge cinématique de l'Univers de  $T_U = 14 \pm 2 \cdot 10^9$  ans pour  $H_0 = 65 \text{ km.s}^{-1}.\text{Mpc}^{-1}$  (Bahcall et al. 1999). Il n'y a donc plus de désaccord flagrant avec les âges des plus vieilles étoiles.



## 7 Conclusions et perspectives

Durant la dernière décennie, les divers programmes d'observation au sol et dans l'espace ont permis de constituer d'importants échantillons d'étoiles bénéficiant de données astrométriques, photométriques et spectroscopiques extrêmement précises.

Avec la mission Hipparcos, en particulier, nous avons pu clarifier notre connaissance des objets proches et initier des travaux exploratoires prometteurs sur des objets plus rares ou moins lumineux. On peut dire qu'aujourd'hui, avec l'apport de la spectroscopie à haute résolution, d'Hipparcos et de la sismologie, la théorie de la structure interne et de l'évolution stellaire est assez bien ancrée et qu'une partie de la physique stellaire est bien caractérisée et décrite. Un des résultats majeurs est que la diffusion microscopique se manifeste au cours d'au moins une partie de la vie des étoiles de petite masse et qu'elle laisse sa signature dans les données héliosismologiques et très probablement dans les abondances de surface des étoiles assez vieilles. Ce résultat est fondamental car il a des répercussions sur les estimations d'âges stellaires. De nombreuses questions restent malgré tout à élucider, aussi bien dans les phases longues de l'évolution stellaire que dans les stades avancés. Par exemple, la taille du cœur convectif des étoiles de masse intermédiaire est très mal connue à cause de la méconnaissance des processus de mélange dus à l'overshooting ou à la rotation, ce qui entraîne de grosses incertitudes sur les âges des étoiles A et F. Deux colloques assez récents pendant lesquels je suis intervenue (Lebreton & Baglin 1995; Fernandes et al. 1995; Lebreton 1999) ont été explicitement dédiés aux problèmes non résolus de la structure interne et de l'évolution stellaire (Noels et al. 1995; Livio 2000).

Aujourd'hui, les incertitudes qui affectaient les distances des étoiles proches ont été réduites à tel point que d'autres sources d'erreurs émergent ou dominant, et nous empêchent, à leur tour, de progresser plus avant dans la description fine de la structure stellaire.

Comme je l'ai discuté dans ce mémoire, du côté de la théorie, il faudrait aboutir à une description pleinement satisfaisante des atmosphères car elles conditionnent (1) la détermination des paramètres d'observation (températures effectives, gravités, abondances, corrections bolométriques), (2) les modèles d'intérieurs stellaires (conditions aux limites externes) et (3) les calibrations des couleurs. Par ailleurs, une description approfondie des processus de transport (convection, diffusion) et de leur origine (rotation, champ magnétique, etc.) manque encore et serait pourtant absolument indispensable pour assurer les modèles. Enfin, il faut encore améliorer et raffiner la physique microscopique, notamment les opacités à basse température ou les taux des réactions nucléaires dans les stades avancés.

Du côté des observations, on aimerait pouvoir disposer à la fois (1) d'échantillons plus riches d'objets rares (i.e. lointains, faibles ou traversant une phase rapide de l'évolution stellaire), (2) d'échantillons importants d'objets plus communs avec des données extrêmement précises y compris les masses et (3) d'une couverture complète de toutes les populations stellaires.

Les programmes d'observation récemment initiés et les projets en cours d'étude devraient permettre de satisfaire une partie de ces exigences, par exemple :

- *Astrométrie.* Plusieurs missions spatiales ont pour objectif d'améliorer le nombre et la qualité des données astrométriques :  
La mission SIM (Space Interferometry Mission) de la NASA mesurera les positions et les parallaxes à 4  $\mu$ -seconde d'arc près et les mouvements propres à 1 ou 2  $\mu$ -seconde d'arc par an près pour des objets jusqu'à la magnitude 20, soit un gain de 3 ordres de grandeur par rapport à Hipparcos (Peterson & Shao 1997). Le lancement de SIM est prévu pour 2009 (cf. <http://sim.jpl.nasa.gov>).  
La mission GAIA (<http://astro.estec.esa.nl/GAIA>) de l'Agence Spatiale Européenne est dédiée à la mesure des positions, parallaxes et mouvements propres d'un milliard d'objets jusqu'à une magnitude limite  $V \simeq 20-21$  mag, avec une précision typique de  $\sigma_\pi \sim 10$   $\mu$ -seconde d'arc à  $V = 15$  mag. Simultanément, GAIA obtiendra des données photométriques (photométrie multi-bandes et multi-époques) pour chaque objet et des spectres avec l'instrument RVS<sup>46</sup>. Les paramètres stellaires suivants seront délivrés par GAIA avec une précision variable suivant les objets : position, distance, vecteur vitesse, magnitude et ses variations temporelles, température effective, abondance du fer et éventuellement d'autres éléments (par ex. titane, magnésium), rotation, masse pour les étoiles binaires. GAIA permettra de constituer un ensemble complet et homogène de données pour les étoiles de notre Galaxie (halo, bulbe, disque mince et disque épais, bras spiraux) jusqu'à des régions distantes et dans les galaxies du Groupe Local (Perryman et al. 2001). Le lancement de GAIA est prévu pour 2012.
- *Astérosismologie.* C'est un moyen unique de sonder les intérieurs stellaires et plusieurs missions spatiales sont à l'étude. La première étape sera la mission française COROT (<http://www.astrsp-mrs.fr/www/corot.html>), dont le lancement est prévu pour 2003. L'expérience COROT, dans sa voie sismologique<sup>47</sup>, a été conçue pour détecter et caractériser les modes d'oscillation d'une centaine d'étoiles, essentiellement de type solaire et  $\delta$  Scuti<sup>48</sup> (Baglin & The COROT Team 1998). L'objectif majeur de COROT est de pousser les tests sismiques au-delà de la description asymptotique au premier ordre du spectre des fréquences. D'autres petites missions devraient lui succéder (la mission canadienne MOST et peut-être une mission danoise, MONS) en attendant une mission de plus grande envergure, en cours d'étude (EDDINGTON). Les précisions attendues sur les mesures de COROT et d'EDDINGTON ont été données dans la partie 5.3.2.
- *Spectroscopie.* Des résultats prometteurs ont déjà été obtenus par la spectroscopie à haute résolution et grand rapport signal sur bruit sur les télescopes de la gamme des 8 mètres, notamment avec le spectrographe UVES sur le VLT (cf. parties 3 et 6.4). La mise en place du spectrographe multiobjets GIRAFFE au VLT en juin 2002 et le lien fibres avec UVES permettra d'obtenir la composition chimique d'un grand nombre d'objets avec la moyenne résolution de GIRAFFE et de préciser les résultats obtenus en réobservant quelques objets bien choisis avec UVES, à haute résolution. Les enjeux scientifiques sont multiples. GIRAFFE pourra déterminer la composition chimique d'étoiles d'amas globulaires depuis le haut de la séquence principale jusqu'au sommet de la branche des géantes et par là apporter de nouvelles contraintes

---

<sup>46</sup>Radial Velocity Spectrometer.

<sup>47</sup>COROT est aussi dédiée à la recherche de planètes extrasolaires.

<sup>48</sup>Les programmes additionnels de COROT couvriront plus largement le diagramme H-R et observeront des étoiles de tous types parmi lesquelles les étoiles pulsantes naines blanches,  $\beta$  Cephei, SDB ou  $\gamma$  Doradus.

sur les processus de diffusion. Il permettra aussi d'aborder l'étude détaillée de la composition chimique des étoiles des galaxies du Groupe Local, résolues en étoiles (<http://giraobs.obspm.fr/GIRAFFE/giraffe.html>).

Dans le cadre de la restructuration de l'Observatoire de Paris, j'ai rejoint l'équipe de physique galactique de A. Gómez au sein du laboratoire GEPI<sup>49</sup> et je poursuis mes collaborations avec l'équipe de sismologie du LESIA pour les travaux de recherche décrits ci-dessous.

## 7.1 Poursuite et approfondissement du programme en cours

Il s'agit de faire la synthèse des résultats obtenus et de mettre au point de nouveaux tests observationnels impliquant de ensembles d'objets plus vastes. Les premiers objectifs sont de :

1. préciser la taille des cœurs convectifs des étoiles, connaissance indispensable pour, par exemple, déterminer des âges stellaires dans le disque galactique,
2. mieux contraindre la convection turbulente dans les zones convectives externes des étoiles de type solaire, connaissance indispensable pour, par exemple, déterminer des âges stellaires dans le halo,
3. dater différents groupes d'étoiles localisés dans les différentes régions de notre galaxie et dans les galaxies proches,
4. déterminer l'abondance de l'hélium dans un grand nombre d'étoiles de métallicité connue et étudier les relations hélium-métallicité et âge-métallicité.

Voici les moyens que nous mettons en œuvre pour les réaliser :

1. Nous collaborons avec plusieurs groupes travaillant à la description théorique du plasma stellaire, en France et à l'étranger de façon à affiner les modèles. Les améliorations en cours de réalisation concernent la description de l'atmosphère et son raccordement avec l'enveloppe pour les étoiles de type solaire. Avec F. Kupka (Vienne), M.J. Goupil, R. Samadi et C. Van' t Veer, nous testons le modèle de convection de Canuto et al. (1996)<sup>50</sup> mis en place à la fois dans le code CESAM et dans le code d'atmosphères ATLAS9. L'enjeu est d'obtenir un modèle solaire avec ce traitement local amélioré de la convection, homogène dans l'atmosphère et l'enveloppe, et de voir s'il peut satisfaire à la fois les contraintes de la sismologie et reproduire les profils des raies de Balmer avec la même valeur de la longueur de mélange. À plus long terme, la collaboration avec l'équipe de Copenhague (A. Nordlund) par l'intermédiaire de R. Samadi permettra d'envisager d'intégrer aux modèles les résultats de simulations 3-D de la convection.
2. Pour établir des contraintes sur les processus de transport, nous confrontons les modèles aux données de sismologie (étoiles de type solaire,  $\delta$  Scuti, Céphéides) obtenues au sol ou dans l'espace (par exemple par GONG, SOHO, STEPHI) *conjointement*

<sup>49</sup>Galaxies, Étoiles, Physique et Instrumentation

<sup>50</sup>Ce modèle est une version améliorée de la description de Canuto & Mazzitelli (1991, 1992) (cf. partie 4.4).

avec les données du diagramme H-R les plus précises issues des grands relevés tels Hipparcos, OGLE, EROS ou le *HST*. Dans ce contexte, je travaille avec D. Cordier et M.J. Goupil à la modélisation des étoiles de séquence principale et des Céphéides des Nuages de Magellan et avec E. Michel et J.C. Suarez à la modélisation d'étoiles  $\delta$  Scuti dans les amas galactiques. La synthèse des résultats concernant la taille des cœurs convectifs des étoiles A-F-G de séquence principale et celle des étoiles qui brûlent l'hélium devrait permettre à terme de proposer une calibration cohérente des paramètres libres entrant dans la description physique de ces différents objets.

3. Pour déterminer plus précisément l'abondance d'hélium des étoiles, nous (1) modélisons un ensemble de systèmes binaires en utilisant la relation masse-luminosité et éventuellement la relation masse-rayon et (2) étudions globalement l'ensemble des amas galactiques observés par Hipparcos. Nous nous appuyons sur les données spectroscopiques, photométriques et interférométriques les plus fiables. Actuellement, je travaille principalement avec P. Morel et J. Fernandes (Portugal) sur l'étude des systèmes binaires et avec N. Robichon et J.C Mermilliod (Suisse) sur l'étude des amas.

## 7.2 Perspectives

La description fine de l'intérieur des étoiles nécessite de connaître ultra précisément les paramètres globaux des étoiles (luminosités, températures, abondances, masses, rayons, etc.) mais cette connaissance est insuffisante. Il faut pouvoir sonder en détail l'intérieur, ce qui n'est accessible qu'à la sismologie, aujourd'hui pour un nombre très faible d'étoiles.

Les estimations d'âges et d'abondance d'hélium nécessitent de connaître très précisément les paramètres stellaires. Il est nécessaire ici de pouvoir accéder à de grands ensembles d'objets, de façon à disposer d'information sur des étoiles de toutes les masses, de tous les stades évolutifs et de toutes les compositions chimiques (i.e. localisées dans les différentes régions de la Galaxie et aussi dans les galaxies extérieures).

Pour mener à bien ces travaux, je suis impliquée dans les deux grands projets décrits ci-dessus : le projet d'astrométrie globale, de photométrie et de spectroscopie GAIA et le projet pionnier d'astérosismologie spatiale COROT.

### COROT : physique stellaire par la sismologie.

Je suis membre du groupe de travail "Constraints in terms of stellar internal structure" de COROT. Notre tâche est (1) de modéliser les étoiles du programme, (2) de prédire les spectres d'oscillations résultant de différentes hypothèses physiques et (3) d'étudier comment à partir d'un spectre d'oscillations observé par COROT on pourra identifier les modes de pulsation et en obtenir les propriétés de l'intérieur de l'étoile observée (Goupil, Michel, Cassisi, Dziembowski, Lebreton, Baglin, Auvergne, & Catala 1995; Samadi, Goupil, Lebreton, & Baglin 2001a,b). Je participe aussi au travail de prospective initié autour de la mission d'astérosismologie spatiale EDDINGTON (Favata et al. 2000) avec mes collègues du LESIA (Samadi, Houdek, Goupil, & Lebreton 2001d). Dans ces groupes de travail, mon

rôle est de calculer des modèles stellaires appropriés en choisissant au mieux les paramètres d'entrée (paramètres globaux des étoiles, précision du calcul) et la description physique.

GAIA : physique stellaire et physique galactique.

J'ai été activement impliquée dans l'interprétation des données d'Hipparcos en collaborant avec plusieurs équipes sur des sujets variés touchant la physique stellaire et ses applications à la connaissance des galaxies et à la cosmologie. J'ai été invitée à plusieurs reprises à présenter les avancées de la physique stellaire qui ont suivi Hipparcos et les questions qui demeurent notamment en ce qui concerne les calibrations des distances (Lebreton 1998, 1999, 2000b,c).

Je compte consacrer une grande partie de mon travail à venir à la préparation de la mission GAIA. Depuis 7 ans je participe aux réflexions sur les possibilités ouvertes par cette mission en physique stellaire (Lebreton et al. 1995; Lebreton & Baglin 1999; Lebreton 2001; Lebreton & Baglin 2001). En tant que membre du "Scientific Working Group" constitué en 1997 à l'ESTEC, j'ai contribué à la rédaction du document présenté à l'ESA pour la sélection de la mission (Lebreton 2000a). Je fais aujourd'hui partie de deux groupes de travail sur GAIA :

1. dans le groupe dirigé par D. Katz, je participe à la réflexion sur l'optimisation des caractéristiques du spectromètre RVS, dédié à la mesure des vitesses radiales et des abondances stellaires ;
2. dans le groupe scientifique, j'ai proposé de mettre en place une base de données de modèles stellaires, constituée des modèles produits par différents groupes de façon à couvrir au mieux la fabuleuse gamme de masses, de compositions chimiques et de stades évolutifs à laquelle GAIA donnera accès. Cette base devra contenir les résultats des modèles théoriques (tracés et isochrones) et devra permettre leur conversion dans l'espace des observations (couleurs, magnitudes). Je collabore avec T. Lejeune pour la conversion des résultats des modèles ( $M_{\text{bol}}$ ,  $T_{\text{eff}}$ ) dans les différents plans couleur-magnitude ou couleur-couleur. Mon objectif ici est de présenter ces modèles de la façon la plus claire possible et de bien mettre en évidence leurs points faibles et leurs incertitudes : les modèles stellaires sont souvent fournis et utilisés comme des boîtes noires ce qui peut conduire à une interprétation erronée des observations.

La préparation de GAIA durera une dizaine d'années. GAIA sera résolument tournée vers la physique galactique mais les interprétations des observations devront reposer sur de solides bases de physique stellaire. Les données de GAIA devront être complétées par d'autres données, en particulier des données sismologiques et des abondances stellaires pour de nombreux éléments chimiques, dans tous les types d'étoiles, sous-géantes incluses. Rappelons que dans les travaux présentés dans ce mémoire, nous avons souvent été limités par la mauvaise précision des mesures d'abondance du fer et par la méconnaissance des abondances des autres éléments : le néon, par exemple, contribue pour 10% à la métallicité du Soleil, mais, même dans les Hyades son abondance n'est pas connue.

Au sein du GEPI sont regroupés des chercheurs de compétences très complémentaires. Je pourrai bénéficier des connaissances des autres groupes (mesure des paramètres stellaires fondamentaux par exemple grâce à la spectroscopie avec UVES et GIRAFFE, physique des enveloppes stellaires, physique galactique et extragalactique, etc.). Aujourd'hui, grâce aux observations modernes, on commence à aborder la modélisation des galaxies du Groupe Local résolues en étoiles. Nul doute que cette extension des applications de la physique stellaire à la physique des galaxies fera partie des domaines de pointe dans un futur proche et qu'il vaut la peine de s'y impliquer dès à présent. Dans ce contexte, j'apporterai mes connaissances et mon savoir-faire à différents niveaux en interagissant avec les différentes équipes du GEPI.



## Références

- Abbett, W.P., Beaver, M., Davids, B., Georgobiani, D., Rathbun, P., Stein, R.F., 1997, Solar Convection : Comparison of Numerical Simulations and Mixing Length Theory, *ApJ* 480, 395
- Ahmad, Q.R., et al., 2001, Measurement of the Rate of  $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$  Interactions Produced by 8B Solar Neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory, *Physical Review Letters* 87, 1301
- Alexander, D.R., Ferguson, J.W., 1994, Low-temperature Rosseland opacities, *ApJ* 437, 879
- Allard, F., Hauschildt, P.H., Alexander, D.R., Starrfield, S., 1997, Model Atmospheres of Very Low Mass Stars and Brown Dwarfs, *ARA&A* 35, 137
- Alonso, A., Arribas, S., Martinez-Roger, C., 1995, Determination of bolometric fluxes for F, G and K subdwarfs, *A&A* 297, 197
- Alonso, A., Arribas, S., Martínez-Roger, C., 1999a, The effective temperature scale of giant stars (F0-K5). I. The effective temperature determination by means of the IRFM, *A&AS* 139, 335
- Alonso, A., Arribas, S., Martínez-Roger, C., 1999b, The effective temperature scale of giant stars (F0-K5). II. Empirical calibration of  $T_{\text{eff}}$  versus colours and [Fe/H], *A&AS* 140, 261
- Alonso, A., Arribas, S., Martinez-Roger, C., 1996a, Determination of effective temperatures for an extended sample of dwarfs and subdwarfs (F0-K5), *A&AS* 117, 227
- Alonso, A., Arribas, S., Martinez-Roger, C., 1996b, The empirical scale of temperatures of the low main sequence (F0V-K5V), *A&A* 313, 873
- Andersen, J., 1991, Accurate masses and radii of normal stars, *A&A Rev.* 3, 91
- Andreasen, G.K., 1988, Stellar consequences of enhanced metal opacity. I - an attractive solution of the Cepheid period ratio discrepancies, *A&A* 201, 72
- Arenou, F., 1993, Contribution a la validation statistique des donnees d'Hipparcos : Catalogue d'Entree et donnees preliminaires, Ph.D. Thesis p. 123+
- Arenou, F., Lindegren, L., Froeschle, M., Gomez, A.E., Turon, C., Perryman, M.A.C., Wielen, R., 1995, Zero-point and external errors of HIPPARCOS parallaxes, *A&A* 304, 52
- Asplund, M., Nordlund, Å., Trampedach, R., Stein, R.F., 2000, Line formation in solar granulation. II. The photospheric Fe abundance, *A&A* 359, 743
- Auvergne, M., The COROT Team, 2000, , in : The 3rd MONS Workshop : Science preparation and target selection, Aarhus Universitet, p. 105., p. 135
- Axer, M., Fuhrmann, K., Gehren, T., 1994, Spectroscopic analyses of metal-poor stars. 1 : Basic data and stellar parameters, *A&A* 291, 895
- Böhm-Vitense, E., 1958, Über die Wasserstoffkonvektionszone in Sternen verschiedener Effektivtemperaturen und Leuchtkräfte. Mit 5 Textabbildungen, *Zeitschrift Astrophysics* 46, 108
- Baglin, A., Colle, A.M., Auvergne, M., Lebreton, Y., 1990, Project of a Knowledge Base for Internal Structure, in : Artificial Intelligence Techniques for Astronomy, p. 45
- Baglin, A., Lebreton, Y., 1990, Surface Abundances of Light Elements as Diagnostic of Transport Processes in the Sun and Solar-Type Stars, in : *ASSL Vol. 159 : IAU Colloq. 121 : Inside the Sun*, p. 437
- Baglin, A., Lebreton, Y., Auvergne, M., 1993, L'apport d'Hipparcos à la théorie de la structure interne. Tests de la physique fondamentale. Détermination des âges, in : *Comptes-rendus de l'Ecole de Goutelas "HIPPARCOS" 1992* D. Benest, C. Froeschlé eds., p. 299
- Baglin, A., The COROT Team, 1998, Asteroseismology from space - The COROT experiment, in : *IAU Symp. 185 : New Eyes to See Inside the Sun and Stars*, vol. 185, p. 301
- Bahcall, J.N., Ulrich, R.K., 1988, Solar models, neutrino experiments, and helioseismology, *Reviews of Modern Physics* 60, 297
- Bahcall, N.A., Ostriker, J.P., Perlmutter, S., Steinhardt, P.J., 1999, The Cosmic Triangle : Revealing the State of the Universe, *Science* 284, 1481
- Barban, C., Michel, E., Martic, M., Schmitt, J., Lebrun, J.C., Baglin, A., Bertaux, J.L., 1999, Solar-like oscillations of Procyon A : stellar models and time series simulations versus observations, *A&A* 350, 617

- Barnes, T.G., Evans, D.S., Moffett, T.J., 1978, Stellar angular diameters and visual surface brightness. III - an improved definition of the relationship, MNRAS 183, 285
- Basu, S., 1997, Seismology of the base of the solar convection zone, MNRAS 288, 572
- Basu, S., Antia, H.M., 1995, Helium abundance in the solar envelope, MNRAS 276, 1402
- Basu, S., Däppen, W., Nayfonov, A., 1998, Helioseismic Signature of the Presence of Excited States in the Adiabatic Exponent, in : Structure and Dynamics of the Interior of the Sun and Sun-like Stars, p. 435
- Bedding, T.R., Booth, A.J., Davis, J., 1998, Proceedings of IAU Symposium 189 on Fundamental Stellar Properties : The Interaction between Observation and Theory, in : IAU Symp. 189 : Fundamental Stellar Properties, vol. 189
- Belikov, A.N., Hirte, S., Meusinger, H., Piskunov, A.E., Schilbach, E., 1998, The fine structure of the Pleiades luminosity function and pre-main sequence evolution, A&A 332, 575
- Benedict, G.F., McArthur, B., Nelan, E., Story, D., Whipple, A.L., Jefferys, W.H., Wang, Q., Shelus, P.J., Hemenway, P.D., McCartney, J., van Altena, W.F., Duncombe, R., Franz, O.G., Fredrick, L.W., 1994, Astrometry with Hubble Space Telescope Fine Guidance Sensor number 3 : Position-mode stability and precision, PASP 106, 327
- Bernkopf, J., 1998, Unified stellar models and convection in cool stars., A&A 332, 127
- Berthomieu, G., Provost, J., Morel, P., Lebreton, Y., 1993, Standard solar models with CESAM code - Neutrinos and helioseismology, A&A 268, 775
- Bessell, M.S., Castelli, F., Plez, B., 1998, Model atmospheres broad-band colors, bolometric corrections and temperature calibrations for O - M stars, A&A 333, 231
- Blackwell, D.E., Lynas-Gray, A.E., 1998, Determination of the temperatures of selected ISO flux calibration stars using the Infrared Flux Method, A&AS 129, 505
- Blackwell, D.E., Petford, A.D., Arribas, S., Haddock, D.J., Selby, M.J., 1990, Determination of temperatures and angular diameters of 114 F-M stars using the infrared flux method (IRFM), A&A 232, 396
- Boesgaard, A.M., Friel, E.D., 1990, Chemical composition of open clusters. I - Fe/H from high-resolution spectroscopy. II - C/H and C/Fe in F dwarfs from high-resolution spectroscopy, ApJ 351, 467
- Bouchy, F., Carrier, F., 2001, P-mode observations on  $\alpha$ ; Cen A, A&A 374, L5
- Breger, M., Pamyatnykh, A.A., 1998, Period changes of delta Scuti stars and stellar evolution, A&A 332, 958
- Brett, J.M., 1995, Opacity sampling model photospheres for M dwarfs. I. Computations, sensitivities and comparisons., A&A 295, 736
- Brun, A.S., Turck-Chièze, S., Zahn, J.P., 1999, Standard Solar Models in the Light of New Helioseismic Constraints. II. Mixing below the Convective Zone, ApJ 525, 1032
- Cacciari, C., 2001, The oldest stellar populations and the age of the Universe, in : GAIA, a European Space Project, EDP Sciences :Paris
- Canuto, V.M., Goldman, I., Mazzitelli, I., 1996, Stellar Turbulent Convection : A Self-consistent Model, ApJ 473, 550
- Canuto, V.M., Mazzitelli, I., 1991, Stellar turbulent convection - A new model and applications, ApJ 370, 295
- Canuto, V.M., Mazzitelli, I., 1992, Further improvements of a new model for turbulent convection in stars, ApJ 389, 724
- Carbon, D.F., 1979, Model atmospheres for intermediate- and late-type stars, ARA&A 17, 513
- Cauble, R., Bradley, D.K., Celliers, P.M., Collins, G.W., Da Silva, L.B., Moon, S., Munro, D., Wallace, R.J., 2000, Measurements of High Pressure Equations of State For Giant Planets and Low-Mass Stars, in : American Astronomical Society Meeting, vol. 196, p. 2207
- Cayrel, R., Castelli, F., Katz, D., van't Veer, C., Gomez, A., Perrin, M.N., 1997a, The Bolometric Correction  $m_{\text{bol}}$  - HP, in : ESA SP-402 : Hipparcos - Venice '97, vol. 402, p. 433
- Cayrel, R., Faurobert-Scholl, M., Feautrier, N., Spielfieldel, A., Thevenin, F., 1996, On the use of CA I triplet lines as luminosity indicators., A&A 312, 549
- Cayrel, R., Hill, V., Beers, T.C., Barbuy, B., Spite, M., Spite, F., Plez, B., Andersen, J., Bonifacio, P., François, P., Molaro, P., Nordström, B., Primas, F., 2001, Measurement of stellar age from uranium decay, Nature 409, 691

- Cayrel, R., Lebreton, Y., Morel, P., 1999, Survival of  $\langle \text{Li} \rangle$  and  $\langle \text{Li} \rangle$ , in Metal-Poor Stars, in : Galaxy Evolution : Connecting the Distant Universe with the Local Fossil Record, p. 87
- Cayrel, R., Lebreton, Y., Perrin, M.N., Turon, C., 1997b, The HR Diagram in the Plane  $\log(T_{\text{eff}})$ ,  $M_{\text{bol}}$  of Pop. II Stars with HIPPARCOS Parallaxes, in : ESA SP-402 : Hipparcos - Venice '97, vol. 402, p. 219
- Cayrel de Strobel, G., Crifo, F., Lebreton, Y., 1997a, The Impact of HIPPARCOS on the Old Problem of the Helium Content of the Hyades, in : ESA SP-402 : Hipparcos - Venice '97, vol. 402, p. 687
- Cayrel de Strobel, G., Crifo, F., Lebreton, Y., Soubiran, C., 1997b, The Contribution of HIPPARCOS to the Study of the Stellar Metal-Rich Population in the Solar Neighbourhood, The First Results of Hipparcos and Tycho, 23rd meeting of the IAU, Joint Discussion 14, 25 August 1997, Kyoto, Japan. 14, E35
- Cayrel de Strobel, G., Lebreton, Y., Perrin, M.N., Cayrel, R., 1989, A thorough spectroscopic study of the very nearby triple system - 36 Ophiuchi, A&A 225, 369
- Cayrel de Strobel, G., Lebreton, Y., Soubiran, C., Friel, E.D., 1999, Old, Low-Mass, Metal-Rich (SMR) Stars, Ap&SS 265, 345
- Cayrel de Strobel, G., Soubiran, C., Friel, E.D., Ralite, N., Francois, P., 1997c, A catalogue of [Fe/H] determinations : 1996 edition, A&AS 124, 299
- Cayrel de Strobel, G., Soubiran, C., Lebreton, Y., 1998, The Contribution of HIPPARCOS to the Study of the Stellar Metal-Rich Population in the Solar Neighbourhood, Highlights in Astronomy 11, 566
- Chaboyer, B., 1995,  $\alpha$  elements mixture, WEB site of the OPAL opacity code ; <http://www-phys.11nl.gov/V-Div/OPAL/opal.html>
- Chaboyer, B., Deliyannis, C.P., Demarque, P., Pinsonneault, M.H., Sarajedini, A., 1992, The effect of helium diffusion on the ages of globular clusters, ApJ 388, 372
- Chaboyer, B., Demarque, P., Kernan, P.J., Krauss, L.M., 1998, The Age of Globular Clusters in Light of Hipparcos : Resolving the Age Problem?, ApJ 494, 96
- Chaboyer, B., Fenton, W.H., Nelan, J.E., Patnaude, D.J., Simon, F.E., 2001, Heavy Element Diffusion in Metal Poor Stars, in : to appear in ApJ ; 11 pages., p. 8119
- Chabrier, G., Baraffe, I., 1997, Structure and evolution of low-mass stars, A&A 327, 1039
- Charbonnel, C., Lebreton, Y., 1993, Standard solar model : Interplay between the equation of state, the opacity and the determination of the initial helium content, A&A 280, 666
- Chenais-Popovics, C., Merdji, H., Missalla, T., Gilleron, F., Gauthier, J., Blenski, T., Perrot, F., Klapisch, M., Bauche-Arnoult, C., Bauche, J., Bachelier, A., Eidmann, K., 2000, Opacity Studies of Iron in the 15-30eV Temperature Range, ApJS 127, 275
- Chieffi, A., Straniero, O., Solaris, M., 1995, Calibration of stellar models, ApJ 445, L39
- Chmielewski, Y., Cayrel de Strobel, G., Cayrel, R., Lebreton, Y., Spite, M., 1995, Contribution to the study of the visual binary  $\zeta$  Herculis : a detailed analysis of  $\zeta$  Herculis A., A&A 299, 809
- Chmielewski, Y., Cayrel de Strobel, G., Lebreton, Y., Bentolila, C., 1991, Spectroscopic study of the visual binary HD 53705 and HD 53706, A&A 247, 368
- Chmielewski, Y., Friel, E., Cayrel de Strobel, G., Bentolila, C., 1992, The 1992 detailed analyses of Alpha Centauri A and Alpha Centauri B, A&A 263, 219
- Christensen-Dalsgaard, J., 1982, On solar models and their periods of oscillation, MNRAS 199, 735
- Christensen-Dalsgaard, J., 1991, Solar Oscillations and the Physics of the Solar Interior, in : Challenges to Theories of the Structure of Moderate-Mass Stars, Proceedings of a Conference held at the Institute for Theoretical Physics, University of California, Santa Barbara, CA, USA, 19-22 June 1990. Edited by D. Gough and J. Toomre. Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York. Also Lecture Notes in Physics, volume 388, 1991, p.11, p. 11
- Christensen-Dalsgaard, J., Däppen, W., 1992, Solar oscillations and the equation of state, A&A Rev. 4, 267
- Christensen-Dalsgaard, J., Däppen, W., Lebreton, Y., 1988, Solar oscillation frequencies and the equation of state, Nature 336, 634
- Christensen-Dalsgaard, J., Proffitt, C.R., Thompson, M.J., 1993, Effects of diffusion on solar models and their oscillation frequencies, ApJ 403, L75

- Clausen, J.V., 1998, What can we learn about stars from eclipsing binaries?, in : The First MONS Workshop : Science with a Small Space Telescope, held in Aarhus, Denmark, June 29 - 30, 1998, Eds. : H. Kjeldsen, T.R. Bedding, Aarhus Universitet, p. 105., p. 105
- Clementini, G., Gratton, R.G., Carretta, E., Sneden, C., 1999, Homogeneous photometry and metal abundances for a large sample of HIPPARCOS metal-poor stars, *MNRAS* 302, 22
- Code, A.D., Bless, R.C., Davis, J., Brown, R.H., 1976, Empirical effective temperatures and bolometric corrections for early-type stars, *ApJ* 203, 417
- Corbard, T., Berthomieu, G., Provost, J., Morel, P., 1998, Inferring the equatorial solar tachocline from frequency splittings, *A&A* 330, 1149
- Corbard, T., Blanc-Féraud, L., Berthomieu, G., Provost, J., 1999, Non linear regularization for helioseismic inversions. Application for the study of the solar tachocline, *A&A* 344, 696
- Corbard, T., Jiménez-Reyes, S.J., Tomczyk, S., Dikpati, M., Gilman, P., 2001, The solar tachocline and its variations, in : SOHO 10 / GONG 2000 Workshop, ESA SP-464
- Cordier, D., 2000, Céphéides, Ph.D. Thesis
- Cordier, D., Goupil, M., Lebreton, Y., Lejeune, T., Beaulieu, J., 2002a, Cepheids in the SMC : blue loops and the mass-luminosity relation, *A&A* , en préparation.
- Cordier, D., Lebreton, Y., Goupil, M., Lejeune, T., Beaulieu, J., Arenou, F., 2002b, Cepheids in the SMC : blue loops and the mass-luminosity relation, in : Proc. Coll. "Observed HR diagrams and stellar evolution : the interplay between observational constraints and theory", ASP Conf. Ser., in press
- Cordier, D., Lebreton, Y., Goupil, M., Lejeune, T., Beaulieu, J., Arenou, F., 2002c, Towards an overshooting-metallicity dependence, *A&A* , sous press, astro-ph0206128
- da Silva, L.B., Celliers, P., Collins, G.W., Budil, K.S., Holmes, N.C., Barbee, T.W., Hammel, B.A., Kilkenny, J.D., Wallace, R.J., Ross, M., Cauble, R., Ng, A., Chiu, G., 1997, Absolute Equation of State Measurements on Shocked Liquid Deuterium up to 200 GPa (2 Mbar), *Physical Review Letters* 78, 483
- Däppen, W., Lebreton, Y., Rogers, F., 1990, The equation of state of the solar interior - A comparison of results from two competing formalisms, *Sol. Phys.* 128, 35
- Däppen, W., Mihalas, D., Hummer, D.G., Mihalas, B.W., 1988, The equation of state for stellar envelopes. III - Thermodynamic quantities, *ApJ* 332, 261
- Davis, J., Tango, W.J., Booth, A.J., 2000, Limb-darkening corrections for interferometric uniform disc stellar angular diameters, *MNRAS* 318, 387
- Davis, R., Lande, K., Lee, C.K., Cleveland, B.T., Ullman, J., 1990, Report on the Homestake Chlorine Solar Neutrino Experiment, in : *ASSL Vol. 159 : IAU Colloq. 121 : Inside the Sun*, p. 171
- de Bruijne, J.H.J., Hoogerwerf, R., de Zeeuw, P.T., 2001, A Hipparcos study of the Hyades open cluster. Improved colour-absolute magnitude and Hertzsprung-Russell diagrams, *A&A* 367, 111
- Dearborn, D.S.P., Bazan, G., Castor, J., Cavallo, R., Cohl, H., Cook, K., Dossa, D., Eastman, R., Eggleton, P.P., Eltgroth, P., Keller, S., Murray, S., Taylor, A., Turcotte, S., Djehuty Team, 2001, Djehuty : A 3D Hydrodynamic Stellar Evolution Code, in : American Astronomical Society Meeting, vol. 198, p. 6513
- di Benedetto, G.P., 1998, Towards a fundamental calibration of stellar parameters of A, F, G, K dwarfs and giants, *A&A* 339, 858
- Dravins, D., Lindegren, L., Madsen, S., Holmberg, J., 1997a, Astrometric Radial Velocities from HIPPARCOS, in : *ESA SP-402 : Hipparcos - Venice '97*, vol. 402, p. 733
- Dravins, D., Lindegren, L., Madsen, S., Holmberg, J., 1997b, Astrometric Radial Velocities from HIPPARCOS, The First Results of Hipparcos and Tycho, 23rd meeting of the IAU, Joint Discussion 14, 25 August 1997, Kyoto, Japan. 14, E33
- Eddington, A.S., 1926, *The Internal Constitution of the Stars*, The Internal Constitution of the Stars, Cambridge : Cambridge University Press, 1926
- Eggen, O.J., Sandage, A.R., 1962, On the Existence of Subdwarfs in the ( $M_{\text{bol}}$ ,  $\log T_{\text{e}}$ )-PLANE. II., *ApJ* 136, 735
- Eggleton, P.P., Faulkner, J., Flannery, B.P., 1973, An Approximate Equation of State for Stellar Material, *A&A* 23, 325
- Evans, J.W., Michard, R., 1962, Observational Study of Macroscopic Inhomogeneities in the Solar Atmosphere. I. Velocity Displacements of Fraunhofer Lines as a Function of Line Strength and Position on Disk., *ApJ* 135, 812

- Favata, F., Roxburgh, I., Christensen-Dalsgaard, J., 2000, , in : The 3rd MONS Workshop : Science preparation and target selection, Aarhus Universitet, p. 105., p. 49
- Fernandes, J., Lebreton, Y., Baglin, A., 1996, On the width of the theoretical lower main sequence. Consequences for the determination of the  $\{DELTA\}Y/\{DELTA\}Z$  ratio in the solar neighbourhood., *A&A* 311, 127
- Fernandes, J., Lebreton, Y., Baglin, A., Morel, P., 1998, Fundamental stellar parameters for nearby visual binary stars :  $\eta$  Cas, XI Boo, 70 OPH and 85 Peg. Helium abundance, age and mixing length parameter for low mass stars, *A&A* 338, 455
- Fernandes, J., Lebreton, Y., Baglin, A., Morel, P., Cassisi, S., 1995, Modelling nearby visual binary stars :  $\eta$  Cas, in : 32nd Liège International Astrophysical Coll. : "Stellar Evolution : What should be done", A. Noels, N. Grevesse eds, p. 407
- Fernandes, J., Morel, P., Lebreton, Y., 2002, The first calibration of the 85 Peg binary system, *A&A* , sous presse
- Figueras, F., Gomez, A.E., Asiain, R., Chen, B., Comeron, F., Grenier, S., Lebreton, Y., Moreno, M., Sabas, V., Torra, J., 1997, Identification of Moving Groups in a Sample of Early-Type Main-Sequence Stars, in : ESA SP-402 : Hipparcos - Venice '97, vol. 402, p. 519
- Freedman, W.L., 2000, The Hubble constant and the expansion age of the Universe., *Phys. Rep.* 333, 13
- Freytag, B., Ludwig, H.G., Steffen, M., 1999, A Calibration of the Mixing-Length for Solar-Type Stars Based on Hydrodynamical Models of Stellar Surface Convection, in : ASP Conf. Ser. 173 : Stellar Structure : Theory and Test of Connective Energy Transport, p. 225
- Freytag, B., Salaris, M., 1999, Stellar Envelope Convection Calibrated by Radiation Hydrodynamics Simulations : Influence on Globular Cluster Isochrones, *ApJ* 513, L49
- Fuhrmann, K., 1998, Nearby stars of the Galactic disk and halo, *A&A* 338, 161
- Fuhrmann, K., Pfeiffer, M., Frank, C., Reetz, J., Gehren, T., 1997, The surface gravities of cool dwarf stars revisited., *A&A* 323, 909
- Gómez, A.E., Grenier, S., Udry, S., Haywood, M., Sabas, V., Meillon, L., Royer, F., Lebreton, Y., 1998, Kinematics of Disk Stars in the Solar Neighbourhood, *Highlights in Astronomy* 11, 574
- Gatewood, G., Kiewiet de Jonge, J., Persinger, T., 1998, Correlation of the HIPPARCOS and Allegheny Observatory Parallax Catalogs, *AJ* 116, 1501
- Gilliland, R.L., Däppen, W., 1988, Oscillations in solar models with weakly interacting massive particles, *ApJ* 324, 1153
- Goupil, M.J., Dziembowski, W.A., Goode, P.R., Michel, E., 1996, Can we measure the rotation rate inside stars ?, *A&A* 305, 487
- Goupil, M.J., Dziembowski, W.A., Pamyatnykh, A.A., Talon, S., 2000, Rotational Splitting of  $\delta$  Scuti Stars, in : Delta Scuti and Related Wtars, Reference Handbook and Proceedings of the 6th Vienna Workshop in Astrophysics, held in Vienna, Austria, 4-7 August, 1999. ASP Conference Series, Vol. 210. Edited by Michel Breger and Michael Montgomery. (San Francisco : ASP) ISBN : 1-58381-041-2, 2000., p.267, p. 267
- Goupil, M.J., Michel, E., Cassisi, S., Dziembowski, W.A., Lebreton, Y., Baglin, A., Auvergne, M., Catala, C., 1995, On Expected Constraints on Stellar Transport Processes from Space Seismic Missions : EVRIS, COROT, in : ASP Conf. Ser. 83 : IAU Colloq. 155 : Astrophysical Applications of Stellar Pulsation, p. 453
- Goupil, M.J., Michel, E., Lebreton, Y., Baglin, A., 1993, Seismology of  $\delta$  Scuti stars - GX Pegasi, *A&A* 268, 546
- Gratton, R.G., Bonifacio, P., Bragaglia, A., Carretta, E., Castellani, V., Centurion, M., Chieffi, A., Claudi, R., Clementini, G., D'Antona, F., Desidera, S., François, P., Grundahl, F., Lucatello, S., Molaro, P., Pasquini, L., Sneden, C., Spite, F., Straniero, O., 2001, The O-Na and Mg-Al anticorrelations in turn-off and early subgiants in globular clusters, *A&A* 369, 87
- Grenon, M., 2000, Photometric Calibration after Hipparcos : Success and Limitations, HIPPARCOS and the Luminosity Calibration of the Nearer Stars, 24th meeting of the IAU, Joint Discussion 13, August 2000, Manchester, England. 13
- Grevesse, N., Noels, A., 1993, Cosmic abundances of the Elements, in : Origin and Evolution of the Elements
- Grevesse, N., Sauval, A.J., 1999, The solar abundance of iron and the photospheric model, *A&A* 347, 348
- Groenewegen, M.A.T., Salaris, M., 1999, The absolute magnitudes of RR Lyrae stars from BT HIPPARCOS parallaxes parallaxes, *A&A* 348, L33
- Gustafsson, B., 1998, What do we do when models don't fit? On model atmospheres and real stellar spectra, in : IAU Symp. 189 : Fundamental Stellar Properties, vol. 189, p. 261

- Gustafsson, B., Bell, R.A., Eriksson, K., Nordlund, A., 1975, A grid of model atmospheres for metal-deficient giant stars. I, *A&A* 42, 407
- Guzik, J.A., Lebreton, Y., 1991, Solar interior models, Solar interior and atmosphere (A92-36201 14-92). Tucson, AZ, University of Arizona Press, 1991, p. 1235-1248., p. 1235-1248
- Harris, H.C., Dahn, C.C., Monet, D.G., 1997, Accurate Ground-Based Parallaxes to Compare with HIPPARCOS, ESA SP-402 : Hipparcos - Venice '97 402, 105
- Harrison, T.E., McNamara, B.J., Szkody, P., McArthur, B.E., Benedict, G.F., Klemola, A.R., Gilliland, R.L., 1999, Hubble Space Telescope Fine Guidance Sensor Astrometric Parallaxes for Three Dwarf Novae : SS Aurigae, SS Cygni, and U Geminorum, *ApJ* 515, L93
- Hauschildt, P.H., Allard, F., Baron, E., 1999, The NextGen Model Atmosphere Grid for 3000<math>\leq T\_{\text{eff}} \leq 10,000</math> K, *ApJ* 512, 377
- Heney, L.G., Wilets, L., Böhm, K.H., Lelevier, R., Levee, R.D., 1959, A Method for Atomic Computation of Stellar Evolution., *ApJ* 129, 628
- Hernandez, M.M., Perez Hernandez, F., Michel, E., Belmonte, J.A., Goupil, M.J., Lebreton, Y., 1998, Seismology of delta Scuti stars in the Praesepe cluster. II. Identification of radial modes and their associated stellar parameters, *A&A* 338, 511
- Hubeny, I., 1999, Transfert radiatif et modèles d'atmosphères, in : Comptes-rendus de la 9<sup>ème</sup> Ecole d'Aussois, vol. 9, p. 9
- Huebner, W., Merts, A., Magee, N., Argo, M., 1977, Astrophysical Opacity Library UC 34-b
- Iben, I.J., 1969, , *Ann. Phys.* 54, 164
- Iglesias, C.A., Rogers, F.J., 1996, Updated Opal Opacities, *ApJ* 464, 943
- Iglesias, C.A., Rogers, F.J., Wilson, B.G., 1992, Spin-orbit interaction effects on the Rosseland mean opacity, *ApJ* 397, 717
- Kippenhahn, R., Weigert, A., Hofmeister, E., 1968, , *Methods of Computational Physics* 7, 129
- Kjeldsen, H., Bedding, T.R., Christensen-Dalsgaard, J., 2000, MONS : Measuring Oscillations in Nearby Stars, in : ASP Conf. Ser. 203 : IAU Colloq. 176 : The Impact of Large-Scale Surveys on Pulsating Star Research, p. 73
- Kosovichev, A.G., Christensen-Dalsgaard, J., Däppen, W., Dziembowski, W.A., Gough, D.O., Thompson, M.J., 1992, Sources of uncertainty in direct seismological measurements of the solar helium abundance, *MNRAS* 259, 536
- Kovalevsky, J., 1998, First Results from HIPPARCOS, *ARA&A* 36, 99
- Kurucz, R.L., 1979, Model atmospheres for G, F, A, B, and O stars, *ApJS* 40, 1
- Kurucz, R.L., 1991, New Opacity Calculations, in : NATO ASIC Proc. 341 : Stellar Atmospheres - Beyond Classical Models, p. 441
- Kurucz, R.L., 1993, Model Atmospheres (Kurucz, 1979), *VizieR Online Data Catalog* 6039, 0
- Lebreton, Y., 1986, Solar neutrinos, solar oscillations and turbulent diffusion mixing, in : Advances in Nuclear Astrophysics, p. 105
- Lebreton, Y., 1998, L'âge des plus vieilles étoiles de la Galaxie, Colloque du Programme National de Cosmologie, IAP Paris, 16-17 Septembre 1998, Communication orale
- Lebreton, Y., 1999, Science Results for Stellar Structure and Evolution from Hipparcos, in : Unsolved Problems in Stellar Evolution STSci May 1998 Symp., Cambridge : Cambridge University Press, Livio M. ed., p. 107
- Lebreton, Y., 2000a, Contribution au rapport du Scientific Working Group : GAIA : Composition, Formation and Evolution of the Galaxy, ESA-SCI(2000)4, <http://astro.estec.nl/GAIA>
- Lebreton, Y., 2000b, Luminosity Calibrations with Hipparcos : Theoretical Point of View, HIPPARCOS and the Luminosity Calibration of the Nearer Stars, 24th meeting of the IAU, Joint Discussion 13, August 2000, Manchester, England. 13, E4
- Lebreton, Y., 2000c, Stellar Structure and Evolution : Deductions from Hipparcos, *ARA&A* 38, 35
- Lebreton, Y., 2001, La physique stellaire avec GAIA, Forum GAIA, Observatoire de Meudon, <http://www-hip.obspm.fr/gaia/forum/lebreton.pdf>
- Lebreton, Y., Auvergne, M., Morel, P., Baglin, A., 1993, Modeling the  $\zeta$  Herculis system, in : ASP Conf. Ser. 40 : IAU Coll. 137 : Inside the Stars, p. 474

- Lebreton, Y., Baglin, A., 1995, Basics in stellar modelling, in : 32nd Liège International Astrophysical Coll. : "Stellar Evolution : What should be done", A. Noels, N. Grevesse eds, p. 1
- Lebreton, Y., Baglin, A., 1999, Structure interne et évolution des étoiles dans la perspective de GAIA, in : Atelier GAIA Grasse ;, M. Froeschlé ed., OCA, p. 93
- Lebreton, Y., Baglin, A., 2001, GAIA and stellar physics, in : GAIA, a European Space Project, EDP Sciences :Paris
- Lebreton, Y., Berthomieu, G., Provost, J., 1988a, A Solar Model with Turbulent Diffusion Mixing - Surface Abundances and Oscillations, in : IAU Symp. 123 : Advances in Helio- and Asteroseismology, vol. 123, p. 95
- Lebreton, Y., Berthomieu, G., Provost, J., Schatzman, E., 1988b, Influence of the axial-vector coupling constant on solar models - Solar neutrino fluxes, helium content and oscillations, A&A 200, L5
- Lebreton, Y., Däppen, W., 1988, The influence of the equation of state on the zero-age main sequence and the Sun, in : Seismology of the Sun and Sun-Like Stars, p. 661
- Lebreton, Y., Fernandes, J., Lejeune, T., 2001, The helium content and age of the Hyades :. Constraints from five binary systems and Hipparcos parallaxes, A&A 374, 540
- Lebreton, Y., Maeder, A., 1986, The evolution and helium content of the sun, A&A 161, 119
- Lebreton, Y., Maeder, A., 1987, Stellar evolution with turbulent diffusion mixing. VI - The solar model, surface Li-7, and He-3 abundances, solar neutrinos and oscillations, A&A 175, 99
- Lebreton, Y., Michel, E., Goupil, M.J., Baglin, A., Fernandes, J., 1995, Accurate Parallaxes and Stellar Ages Determinations, in : IAU Symp. 166 : Astronomical and Astrophysical Objectives of Sub-Milliarcsecond Optical Astrometry, vol. 166, p. 135
- Lebreton, Y., Perrin, M.N., Cayrel, R., Baglin, A., Fernandes, J., 1999, The HIPPARCOS HR diagram of nearby stars in the metallicity range :  $-1.0 < [Fe/H] < 0.3$ . A new constraint on the theory of stellar interiors and model atmospheres, A&A 350, 587
- Lebreton, Y., Perrin, M.N., Fernandes, J., Cayrel, R., Cayrel de Strobel, G., Baglin, A., 1997, The HR Diagram for Late-Type Nearby Stars as a Function of Helium and Metallicity, in : ESA SP-402 : Hipparcos - Venice '97, vol. 402, p. 379
- Leighton, R.B., Noyes, R.W., Simon, G.W., 1962, Velocity Fields in the Solar Atmosphere. I. Preliminary Report., ApJ 135, 474
- Lejeune, T., Cuisinier, F., Buser, R., 1997, Standard stellar library for evolutionary synthesis. I. Calibration of theoretical spectra, A&AS 125, 229
- Lejeune, T., Cuisinier, F., Buser, R., 1998, A standard stellar library for evolutionary synthesis. II. The M dwarf extension, A&AS 130, 65
- Libbrecht, K.G., 1988, Solar p-mode phenomenology, ApJ 334, 510
- Lindgren, L., 1995, Estimating the external accuracy of HIPPARCOS parallaxes by deconvolution., A&A 304, 61
- Lindgren, L., Mignard, F., Söderhjelm, S., Badiali, M., Bernstein, H., Lampens, P., Pannunzio, R., Arenou, F., Bernacca, P.L., Falin, J.L., Froeschlé, M., Kovalevsky, J., Martin, C., Perryman, M.A.C., Wielen, R., 1997, Double star data in the HIPPARCOS Catalogue, A&A 323, L53
- Livio, M., 2000, Unsolved Problems in Stellar Evolution, in : STScI May 1998 Symp., Cambridge : Cambridge University Press
- Luck, R.E., Moffett, T.J., Barnes, T.G., Gieren, W.P., 1998, Magellanic Cloud Cepheids - Abundances, AJ 115, 605
- Maeder, A., Mermilliod, J.C., 1981, The extent of mixing in stellar interiors - Evolutionary models and tests based on the HR diagrams of 34 open clusters, A&A 93, 136
- Maeder, A., Peytremann, E., 1972, Uniformly Rotating Stars with Hydrogen- and Metallic-Line Blanketed Model Atmospheres, A&A 21, 279
- Martić, M., Schmitt, J., Lebrun, J.C., Barban, C., Connès, P., Bouchy, F., Michel, E., Baglin, A., Appourchaux, T., Bertaux, J.L., 1999, Evidence for global pressure oscillations on Procyon, A&A 351, 993
- Martin, C., Mignard, F., 1998, Mass determination of astrometric binaries with Hipparcos. II. Selection of candidates and results, A&A 330, 585
- Martin, C., Mignard, F., Froeschle, M., 1997, Mass determination of astrometric binaries with Hipparcos. I. Theory and simulation, A&AS 122, 571

- Martin, C., Mignard, F., Hartkopf, W.I., McAlister, H.A., 1998, Mass determination of astrometric binaries with Hipparcos. III. New results for 28 systems, *A&AS* 133, 149
- McWilliam, A., 1997, Abundance Ratios and Galactic Chemical Evolution, *ARA&A* 35, 503
- Mermilliod, J.C., 2000, Relative and absolute ages of open clusters, in : ASP Conf. Ser. 198 : Stellar Clusters and Associations : Convection, Rotation, and Dynamics, p. 105
- Mermilliod, J.C., Turon, C., Robichon, N., Arenou, F., Lebreton, Y., 1997, The Distance of the Pleiades and Nearby Clusters, in : ESA SP-402 : Hipparcos - Venice '97, vol. 402, p. 643
- Michaud, G., 1970, Diffusion Processes in Peculiar a Stars, *ApJ* 160, 641
- Michaud, G., Fontaine, G., Beaudet, G., 1984, The lithium abundance - Constraints on stellar evolution, *ApJ* 282, 206
- Michaud, G., Zahn, J., 1998, Turbulent Transport in Stellar Interiors, *Theoret. Comput. Fluid Dynamics* 11, 183
- Michel, E., et al., 1995, The STEPHI Network : Results and Prospects, in : Helioseismology. ESA SP, Proceedings of the 4th Soho Workshop, held Pacific Grove, California, USA, 2-6 April 1995, Paris : European Space Agency (ESA), |c1995, edited by J.T. Hoeksema, V. Domingo, B. Fleck, and Bruce Battrick, Poster Session, p.533, p. 533P
- Michel, E., Hernández, M.M., Houdek, G., Goupil, M.J., Lebreton, Y., Hernández, F.P., Baglin, A., Belmonte, J.A., Soufi, F., 1999, Seismology of delta Scuti stars in the Praesepe cluster. I. Ranges of unstable modes as predicted by linear analysis versus observations, *A&A* 342, 153
- Mignard, F., 1997, Astrometric Properties of the HIPPARCOS Catalogue, ESA SP-402 : Hipparcos - Venice '97 402, 5
- Morel, P., 1997, CESAM : A code for stellar evolution calculations, *A&AS* 124, 597
- Morel, P., Baglin, A., 1999, Microscopic diffusion and subdwarfs, *A&A* 345, 156
- Morel, P., Groupe Code, 1988-1995, Comptes-rendus des 9 réunions du Groupe Code du GDR "Structure interne des étoiles et des planètes géantes", édité par P. Morel, Observatoire de la Côte d'Azur, Nice
- Morel, P., Morel, C., Provost, J., Berthomieu, G., 2000a, Calibration of iota Pegasi system, *A&A* 354, 636
- Morel, P., Provost, J., Berthomieu, G., 1997, Updated solar models., *A&A* 327, 349
- Morel, P., Provost, J., Lebreton, Y., Thévenin, F., Berthomieu, G., 2000b, Calibrations of alpha Centauri A & B, *A&A* 363, 675
- Morel, P., van't Veer, C., Berthomieu, G., Castelli, F., Cayrel, R., Goupil, M.J., Lebreton, Y., Provost, J., 1993, Restoration of the atmosphere in solar models, in : ASP Conf. Ser. 40 : IAU Coll. 137 : Inside the Stars, p. 57
- Morel, P., van't Veer, C., Provost, J., Berthomieu, G., Castelli, F., Cayrel, R., Goupil, M.J., Lebreton, Y., 1994, Incorporating the atmosphere in stellar structure models : the solar case, *A&A* 286, 91
- Narayanan, V.K., Gould, A., 1999, A Precision Test of HIPPARCOS Systematics toward the Hyades, *ApJ* 515, 256
- Ng, Y.K., Bertelli, G., 1998, Revised ages for stars in the solar neighbourhood, *A&A* 329, 943
- Nissen, P.E., 1976, Evidence of helium abundance differences between young groups of stars, *A&A* 50, 343
- Nissen, P.E., Hoeg, E., Schuster, W.J., 1997, Surface Gravities of Metal-Poor Stars Derived from HIPPARCOS Parallaxes, in : ESA SP-402 : Hipparcos - Venice '97, vol. 402, p. 225
- Noels, A., D., F., M., G., N., G., P., D., 1995, Stellar Evolution : What should be done?, in : Proceedings of 32nd Liège International Astrophysical Coll.
- Noels, A., Grevesse, N., Magain, P., Neuforge, C., Baglin, A., Lebreton, Y., 1991, Calibration of the Alpha Centauri system - Metallicity and age, *A&A* 247, 91
- Nordlund, Å., Stein, R.F., 2000, 3-D Convection Models : Are They Compatible with 1-D Models?, in : ASP Conf. Ser. 203 : IAU Colloq. 176 : The Impact of Large-Scale Surveys on Pulsating Star Research, p. 362
- Pérez Hernández, F., Claret, A., Hernández, M.M., Michel, E., 1999, Photometric parameters for rotating models of A- and F-type stars, *A&A* 346, 586
- Paczynski, B., 1970, Evolution of single stars. I. Stellar evolution from main sequence to white dwarf or carbon ignition., *Acta Astronomica* 20, 47



- Pagel, B.E.J., Portinari, L., 1998, DeltaY/DeltaZ from fine structure in the main sequence based on HIPPARCOS parallaxes, MNRAS 298, 747
- Peimbert, M., Carigi, L., Peimbert, A., 2001, Chemical Abundances in our Galaxy and Other Galaxies Derived from HII Regions, Ap&SS 277, 147
- Peimbert, M., Peimbert, A., Ruiz, M., 2000, The Chemical Composition of the Small Magellanic Cloud H II Region NGC 346 and the Primordial Helium Abundance, ApJ 541, 688
- Perryman, M.A.C., Brown, A.G.A., Lebreton, Y., Gomez, A., Turon, C., de Strobel, G.C., Mermilliod, J.C., Robichon, N., Kovalevsky, J., Crifo, F., 1998, The Hyades : distance, structure, dynamics, and age, A&A 331, 81
- Perryman, M.A.C., de Boer, K.S., Gilmore, G., Hoeg, E., Lattanzi, M.G., Lindegren, L., Luri, X., Mignard, F., Pace, O., de Zeeuw, P.T., 2001, GAIA : Composition, formation and evolution of the Galaxy, A&A 369, 339
- Perryman, M.A.C., ESA, 1997, The HIPPARCOS and TYCHO catalogues. Astrometric and photometric star catalogues derived from the ESA HIPPARCOS Space Astrometry Mission, Noordwijk, Netherlands : ESA Publications Division, 1997, Series : ESA SP Series vol no : 1200
- Perryman, M.A.C., Lindegren, L., Kovalevsky, J., Hoeg, E., Bastian, U., Bernacca, P.L., Crézè, M., Donati, F., Grenon, M., van Leeuwen, F., van der Marel, H., Mignard, F., Murray, C.A., Le Poole, R.S., Schrijver, H., Turon, C., Arenou, F., Froeschlé, M., Petersen, C.S., 1997, The HIPPARCOS Catalogue, A&A 323, L49
- Peterson, D., Shao, M., 1997, The Scientific Basis for the Space Interferometry Mission, in : ESA SP-402 : Hipparcos - Venice '97, vol. 402, p. 749
- Pinsonneault, M., 1997, Mixing in Stars, ARA&A 35, 557
- Pinsonneault, M.H., Stauffer, J., Soderblom, D.R., King, J.R., Hanson, R.B., 1998, The Problem of HIPPARCOS Distances to Open Clusters. I. Constraints from Multicolor Main-Sequence Fitting, ApJ 504, 170
- Plez, B., 1995, Atmosphères des étoiles de petite masse, in : Comptes-rendus de la 6<sup>ème</sup> Ecole d'Aussois, vol. 6
- Pont, F., Charbonnel, C., Lebreton, Y., Mayor, M., Turon, C., Vandenberg, D.A., 1997, HIPPARCOS Subdwarfs and Globular Clusters : Towards Reliable Absolute Ages, in : ESA SP-402 : Hipparcos - Venice '97, vol. 402, p. 699
- Popper, D.M., 1998, HIPPARCOS Parallaxes of Eclipsing Binaries and the Radiative Flux Scale, PASP 110, 919
- Poretti, E., Buzaci, E., Laher, R., Catanzarite, J., Conrow, T., 2001, , in : Radial and non-radial pulsations as probes of stellar physics, PASP : IAU Coll. 185
- Pourbaix, D., Neuforge-Verheecke, C., Noels, A., 1999, Revised masses of alpha Centauri, A&A 344, 172
- Proffitt, C.R., Vandenberg, D.A., 1991, Implications of helium diffusion for globular cluster isochrones and luminosity functions, ApJS 77, 473
- Provost, J., Berthomieu, G., 1990, Sismologie stellaire : objectifs et résultats, in : Comptes-rendus de la 2<sup>nde</sup> Ecole d'Aussois, vol. 2, p. 133
- Reid, I.N., 1999, The HR Diagram and the Galactic Distance Scale After HIPPARCOS, ARA&A 37, 191
- Ribas, I., Gimenez, A., Torra, J., Jordi, C., Oblak, E., 1998, Effective temperature of detached eclipsing binaries from HIPPARCOS parallax, A&A 330, 600
- Ribas, I., Jordi, C., Giménez, Á., 2000a, The mass dependence of the overshooting parameter determined from eclipsing binary data, MNRAS 318, L55
- Ribas, I., Jordi, C., Torra, J., Giménez, Á., 2000b, Chemical composition of eclipsing binaries : a new approach to the helium-to-metal enrichment ratio, MNRAS 313, 99
- Richard, O., Vauclair, S., Charbonnel, C., Dziembowski, W.A., 1996, New solar models including helioseismological constraints and light-element depletion., A&A 312, 1000
- Richer, H.B., Fahlman, G.G., Ibata, R.A., Pryor, C., Bell, R.A., Bolte, M., Bond, H.E., Harris, W.E., Hesser, J.E., Holland, S., Ivanans, N., Mandushev, G., Stetson, P.B., Wood, M.A., 1997, White Dwarfs in Globular Clusters : Hubble Space Telescope Observations of M4, ApJ 484, 741
- Robichon, N., Arenou, F., Lebreton, Y., Turon, C., Mermilliod, J.C., 1999a, Main sequences of open clusters with Hipparcos, in : ASP Conf. Ser. 167 : Harmonizing Cosmic Distance Scales in a Post-HIPPARCOS Era, p. 72

- Robichon, N., Arenou, F., Mermilliod, J.C., Turon, C., 1999b, Open clusters with Hipparcos. I. Mean astrometric parameters, *A&A* 345, 471
- Robichon, N., Arenou, F., Turon, C., Mermilliod, J.C., Lebreton, Y., 1997, Analysis of Seven Nearby Open Clusters using HIPPARCOS Data, in : ESA SP-402 : Hipparcos - Venice '97, vol. 402, p. 567
- Rogers, F.J., Swenson, F.J., Iglesias, C.A., 1996, OPAL Equation-of-State Tables for Astrophysical Applications, *ApJ* 456, 902
- Rosenthal, C.S., Christensen-Dalsgaard, J., Nordlund, Å., Stein, R.F., Trampedach, R., 1999, Convective contributions to the frequencies of solar oscillations, *A&A* 351, 689
- Roxburgh, I.W., 1992, Limits on convective penetration from stellar cores, *A&A* 266, 291
- Saio, H., 1981, Rotational and tidal perturbations of nonradial oscillations in a polytropic star, *ApJ* 244, 299
- Samadi, R., 2000, Excitation stochastique des oscillations stellaires. Application à la mission spatiale COROT, Ph.D. Thesis p. 149+
- Samadi, R., Goupil, M., Lebreton, Y., Baglin, A., 2001a, Oscillation power as a test of stellar turbulence : scanning the HRD, in : SOHO 10/ GONG 2000 Workshop, ESA SP-464, astro-ph/0101129, p. 451
- Samadi, R., Goupil, M., Lebreton, Y., Baglin, A., 2001b, Will COROT constrain the turbulent spectrum of solar-like oscillating stars?, in : COROT SWG Milestone 2000 Proceedings
- Samadi, R., Goupil, M.J., 2001, Excitation of stellar p-modes by turbulent convection. I. Theoretical formulation, *A&A* 370, 136
- Samadi, R., Goupil, M.J., Lebreton, Y., 2001c, Excitation of stellar p-modes by turbulent convection. II. The Sun, *A&A* 370, 147
- Samadi, R., Houdek, G., Goupil, M., Lebreton, Y., 2001d, Oscillation power across the HR diagram : the convective model dependency, in : Proc. of the 1st Eddington Workshop, Cordoba (Spain), 11-15 June 2001, astro-ph/0109174
- Samadi, R., Houdek, G., Goupil, M., Lebreton, Y., 2002, Excitation of stellar p-modes by turbulent convection : 3. Procyon, *A&A*, soumis.
- Saumon, D., Chabrier, G., 1991, Fluid hydrogen at high density : Pressure dissociation, *Phys. Rev. A* 44, 5122
- Saumon, D., Chabrier, G., van Horn, H.M., 1995, An Equation of State for Low-Mass Stars and Giant Planets, *ApJS* 99, 713
- Saumon, D., Chabrier, G., Wagner, D., Xie, X., 2000, Modeling Pressure-Ionization of Hydrogen in the Context of Astrophysics, *High Pressure Research* 16, 331
- Schatzman, E., 1969, Gravitational Separation of the Elements and Turbulent Transport, *A&A* 3, 331
- Schatzman, E., Maeder, A., Angrand, F., Glowinski, R., 1981, Stellar evolution with turbulent diffusion mixing. III - The solar model and the neutrino problem, *A&A* 96, 1
- Schatzman, E.L., 1958, White dwarfs, Amsterdam, North-Holland Pub. Co. ; New York, Interscience Publishers, 1958.
- Schiller, S.J., Milone, E.F., 1987, Photometric analysis of the Hyades eclipsing binary HD 27130, *AJ* 93, 1471
- Schwarzschild, M., 1958, Structure and evolution of the stars., Princeton, Princeton University Press, 1958.
- Seaton, M.J., Yan, Y., Mihalas, D., Pradhan, A.K., 1994, Opacities for Stellar Envelopes, *MNRAS* 266, 805
- Sekiguchi, M., Fukugita, M., 2000, A Study of the B-V Color-Temperature Relation, *AJ* 120, 1072
- Sharp, C., Lebreton, Y., Baglin, A., 1992, Comparison of stellar opacities at low temperatures, *Academie des Sciences Paris Comptes Rendus Serie Sciences Mathematiques* 314, 1435
- Sharp, C.M., 1992, Molecular opacities for solar and enhanced CNO abundances - Relevance for accretion disks, *A&AS* 94, 1
- Simon, N.R., 1982, A plea for reexamining heavy element opacities in stars, *ApJ* 260, L87
- Snedden, C., McWilliam, A., Preston, G.W., Cowan, J.J., Burris, D.L., Armosky, B.J., 1996, The Ultra-Metal-poor, Neutron-Capture-rich Giant Star CS 22892-052, *ApJ* 467, 819
- Soderblom, D.R., King, J.R., Hanson, R.B., Jones, B.F., Fischer, D., Stauffer, J.R., Pinsonneault, M.H., 1998, The Problem of HIPPARCOS Distances to Open Clusters. II. Constraints from Nearby Field Stars, *ApJ* 504, 192
- Söderhjelm, S., 1999, Visual binary orbits and masses POST HIPPARCOS, *A&A* 341, 121

- Spiegel, E.A., Zahn, J.P., 1992, The solar tachocline, *A&A* 265, 106
- Stein, R.F., Nordlund, A., 1998, Simulations of Solar Granulation. I. General Properties, *ApJ* 499, 914
- Stein, R.F., Nordlund, Å., 2000, Realistic Solar Convection Simulations, *Sol. Phys.* 192, 91
- Stellingwerf, R.F., 1978, Helium ionization driving in Beta Cephei stars, *AJ* 83, 1184
- Stello, D., Nissen, P.E., 2001, The problem of the Pleiades distance. Constraints from Strömgren photometry of nearby field stars, *A&A* 374, 105
- Suran, M., Goupil, M., Baglin, A., Lebreton, Y., Catala, C., 2001, Comparative seismology of pre- and main sequence stars in the instability strip, *A&A* 372, 233
- Talon, S., Zahn, J.P., Maeder, A., Meynet, G., 1997, Rotational mixing in early-type stars : the main-sequence evolution of a  $9M_{\odot}$  star., *A&A* 322, 209
- Tammann, G.A., Reindl, B., Thim, F., Saha, A., Sandage, A., 2001, Cepheids, Supernovae, Ho, and the Age of the Universe, in : 15 pages (9 figures, 3 tables). To appear in "A New Era in Cosmology" (ASP Conference Proceedings), eds. T. Shanks and N. Metcalfe, p. 12489
- Thévenin, F., Idiart, T.P., 1999, Stellar Iron Abundances : Non-LTE Effects, *ApJ* 521, 753
- Tinsley, B.M., 1979, Stellar lifetimes and abundance ratios in chemical evolution, *ApJ* 229, 1046
- Toutain, T., Berthomieu, G., Provost, J., 1999, Light perturbation from stellar nonradial oscillations : an application to solar oscillations, *A&A* 344, 188
- Turcotte, S., Christensen-Dalsgaard, J., 1998, Solar Models with Non-Standard Chemical Composition, *Space Science Reviews* 85, 133
- Turcotte, S., Richer, J., Michaud, G., Iglesias, C.A., Rogers, F.J., 1998, Consistent Solar Evolution Model Including Diffusion and Radiative Acceleration Effects, *ApJ* 504, 539
- Turon, C., Crézé, M., Egret, D., Gómez, A., Grenon, M., Jahreiss, H., Réquière, Y., Argue, A., Bec-Borsenberger, A., Dommanget, J., Mennessier, M., Arenou, F., Chareton, M., Crifo, F., Mermilliod, J., Morin, D., Nicolet, B., Nys, O., Prévot, L., Rousseau, M., Perryman, M., et al., 1992, The HIPPARCOS input catalogue, in : The HIPPARCOS input catalogue, ESA SP-1136, Noordwijk : European Space Agency (ESA), 1992, ed. C. Turon et al., vol. 1136
- van Altena, W.F., Lee, J.T., Hoffleit, E.D., 1997a, The trigonometric parallax of the Hyades Cluster, *Baltic Astronomy* 6, 27
- van Altena, W.F., Lu, C.L., Lee, J.T., Girard, T.M., Guo, X., Deliyannis, C., Platais, I., Kozhurina-Platais, V., McArthur, B., Benedict, G.F., Duncombe, R.L., Hemenway, P.D., Jefferys, W.H., King, J.R., Nelan, E., Shelus, P.S., Story, D., Whipple, A., Franz, O.G., Wasserman, L., Fredrick, L.W., Hanson, R.B., Klemola, A.R., Jones, B.F., Mendez, R., Tsay, W.S., Bradley, A., 1997b, The Distance to the Hyades Cluster Based on Hubble Space Telescope Fine Guidance Sensor Parallaxes, *ApJ* 486, L123
- van Leeuwen, F., 1997a, Application Possibilities for the HIPPARCOS Intermediate Astrometric Data, in : ESA SP-402 : Hipparcos - Venice '97, vol. 402, p. 203
- van Leeuwen, F., 1997b, The HIPPARCOS Mission, *Space Science Reviews* 81, 201
- van Leeuwen, F., 1999a, HIPPARCOS distance calibrations for 9 open clusters, *A&A* 341, L71
- van Leeuwen, F., 1999b, Open Cluster Distances from HIPPARCOS parallaxes, in : ASP Conf. Ser. 167 : Harmonizing Cosmic Distance Scales in a Post-HIPPARCOS Era, p. 52
- van Leeuwen, F., Evans, D.W., 1998, On the use of the HIPPARCOS intermediate astrometric data, *A&AS* 130, 157
- van Leeuwen, F., Evans, D.W., Grenon, M., Grossmann, V., Mignard, F., Perryman, M.A.C., 1997, The HIPPARCOS mission : photometric data., *A&A* 323, L61
- Vandenbergh, D.A., Stetson, P.B., Bolte, M., 1996, The Age of the Galactic Globular Cluster System, *ARA&A* 34, 461
- van't Veer-Menneret, C., Megessier, C., 1996, Effective temperature of A and F stars from Balmer line profiles, and the Infrared Flux Method. I. Two AM stars : the Sun and Procyon as standards., *A&A* 309, 879
- Vauclair, S., Vauclair, G., 1982, Element segregation in stellar outer layers, *ARA&A* 20, 37
- Venn, K.A., 1999, A-Type Supergiant Abundances in the Small Magellanic Cloud : Probes of Evolution, *ApJ* 518, 405

- Weiss, A., Keady, J.J., Magee, N.H., 1990, A Collections of Los Alamos Opacity Tables for All Temperatures, Atomic Data and Nuclear Data Tables 45, 209
- Wheeler, J.C., Sneden, C., Truran, J.W., 1989, Abundance ratios as a function of metallicity, ARA&A 27, 279
- Zahn, J.P., 1992, Circulation and turbulence in rotating stars, A&A 265, 115

## A Sélection d'articles

Dans cet appendice sont rassemblés quelques articles. Lorsque les articles sont accessibles facilement via l'ADS, seule la première page est reproduite. Les articles qui ne sont pas accessibles via l'ADS sont inclus intégralement.

### A.1 Physique du plasma stellaire et/ou confrontation de la théorie aux observations

#### Equation d'état, opacités, réactions nucléaires

- Lebreton, Berthomieu, Provost, Schatzman, *A&A* 200, L5–8
- Lebreton & Däppen 1988, *ESA-SP* 286, 661–664
- Christensen-Dalsgaard, Däppen & Lebreton, *Nature* 336, 634–638
- Däppen, Lebreton & Rogers, *Solar Physics* 128, 35–47
- Berthomieu, Morel, Provost, Lebreton *A&A* 268, 775–791
- Charbonnel & Lebreton, *A&A* 280, 666–674



## Letter to the Editor

# Influence of the axial-vector coupling constant on solar models; solar neutrino fluxes, helium content and oscillations

Y. Lebreton<sup>1</sup>, G. Berthomieu<sup>2</sup>, J. Provost<sup>2</sup>, and E. Schatzman<sup>1</sup>

<sup>1</sup> DASGAL, Observatoire de Meudon, F-92195 Meudon Principal Cedex, France

<sup>2</sup> Observatoire de Nice (UA 128), B.P. 139, F-06003 Nice Cedex, France

Received March 17, accepted May 3, 1988

**Summary.** The consequences for the solar structure of the present uncertainty on the axial-vector weak-interaction coupling constant  $g_A$  are examined with respect to the observational constraints on solar models (solar luminosity, radius, neutrino flux and oscillations).

It has been pointed out recently by Bertin et al. (1987) that a large uncertainty on the experimental determination of  $g_A$  still remains, and that since the cross section  $S_{pp}$  of the proton-proton reaction in the Sun depends on  $g_A^2$ , a better determination of  $g_A$  could weaken or even solve the solar neutrino problem.

Therefore we have determined the value of  $g_A$  which reconciles observation and theoretical prediction of the solar neutrino flux. Moreover, it is essential also to examine the implications coming from the strong constraints of helioseismology.

We have calculated calibrated models of the present Sun varying the value of  $S_{pp}(g_A)$  even beyond acceptable values of  $g_A$ . From the results it appears that a very high value of  $g_A$  ( $-g_A$  greater than 1.55) is required to reconcile the theoretical and observed neutrino fluxes. This value seems to be improbable with respect to the present range of measurements of  $g_A$ . Moreover a solar model with such a high  $g_A$ -value is associated to a helium content ( $Y \approx 0.3$ ) above the usually accepted value. Nevertheless such an increase of  $g_A$  is not ruled out by the strong constraints of helioseismology. It does little affect the frequency separation of the 5-minute p modes; but we point out that the predicted period spacing of gravity modes is significantly modified.

**Key words:** Sun-structure of- nuclear reactions- neutrinos- oscillations

### 1. Introduction

In order to obtain up-to-date numerical models for the present Sun the most recent values of the physical parameters are required. The solar models presently available appear to be quite good when compared with observations. However, some unresolved discrepancies remain since, for instance, the theoretical predic-

tions for the solar neutrino flux do not agree with observation. The solar neutrino flux depends on the nuclear reaction rates, and in particular on the axial-vector coupling constant  $g_A$  which governs the p-p reaction rate. If this rate (increasing with  $g_A^2$ ) were to be increased, the central temperature of the theoretical Sun would decrease and also the predicted neutrino flux.

Several experimental methods can be used to determine  $g_A = g_A(0)/g_V(0)$  the ratio of the axial-vector weak interaction coupling constant  $g_A(0)$  to the vector coupling constant  $g_V(0)$ . Bopp et al. (1986) reported on a sensitive measurement of the neutron-spin-electron-momentum angular correlation (the neutron  $\beta$  asymmetry) from which they obtained the precise value  $g_A = -1.262 \pm 0.005$ . On the other hand Bertin and Vitale (1984) have obtained from muon capture in hydrogen the value  $g_A = -1.24 \pm 0.04$  which is compatible with the result of Bopp et al. (1986). However Bertin et al. (1987) note that the other methods lead to  $g_A$  determinations which differ significantly since values of  $-g_A$  as low as 1.18 and as high as 1.34 have been proposed.

Using the results of Bahcall et al. (1985) and Cahen et al. (1986), Bertin et al. (1987) note that a value of  $-g_A$  larger than 1.33, but still compatible with the present experimental values, could reconcile the observed and theoretical solar neutrino fluxes. They argue that the uncertainties on  $g_A$  are too large to allow a significant comparison between the theoretical neutrino flux for the Sun and the flux measured in the  $^{37}\text{Cl}$  experiment.

This discussion is of importance in the context of the preparation of the Gallex experiment. We feel it is necessary to ascertain the conclusion of Bertin et al. (1987) and establish the precise relationship between the predicted neutrino flux and the value of  $g_A$ .

To do so, we have calculated "calibrated" solar models with different values of  $g_A$  in which the most recent physical parameters describing the solar material are used. We have studied in detail the influence of an increase of  $g_A$  on the central properties of the solar model related to the observational constraints fixed by neutrino experiment and helioseismology.

### 2. Characteristics of the solar models

Two sets of solar models (hereafter called type A and type B models) were calculated independently using two different stellar evolution codes. The basic numerical

Send offprint requests to: Y. Lebreton





## THE INFLUENCE OF THE EQUATION OF STATE ON THE ZERO-AGE MAIN SEQUENCE AND THE SUN

Y. Lebreton

DASGAL, Observatoire de Meudon  
F-92195 Meudon Principal CEDEX  
France

W. Däppen

CEN Saclay, Service d'Astrophysique  
F-91191 Gif-sur-Yvette  
France

## ABSTRACT

In the light of the present uncertainty in the equation of state of stellar interiors, we have calculated stellar and solar models using three different formalisms for the equation of state.

We have considered (1) a mixture of ideal gases using an artificial pressure-ionization device, (2) an equation of state where pressure ionization is achieved by the confined-atom model, and (3) an equation of state containing a large number of atomic and ionic species, with detailed internal partition functions, containing weighted occupation probabilities.

We have examined the effect of these equations of state on the position of a star in the H-R diagram: the result is either a displacement of the star on the zero-age main sequence (ZAMS) or, for masses lower than  $0.7M_{\odot}$  a change in the slope of the ZAMS. Furthermore we have carried out the usual calibration procedure in order to obtain the initial He abundance  $Y$  of the solar model.

Keywords: solar and stellar structure, equation of state, zero-age main sequence

## 1. INTRODUCTION

While for many astrophysical purposes simple equations of state are amply sufficient, it can be shown that for finer applications—such as the determination of the solar helium abundance or the modelling of low-mass stars in view of the anticipated Hipparcos data— an additional effort will be required. In simple equations of state the plasma of stellar interiors is treated as a mixture of perfect gases of all species (atoms, ions, nuclei and electrons), and the Saha equation is solved to yield the degrees of ionization or of molecular formation.

The simplest approximation for the (divergent) sum over the bound states of the hydrogen atom consists in considering only the ground state. However, this approximation leads to a spurious recombination of the atomic and ionic systems at high densities. The reason is that partially degenerate electrons prohibit easy access to the continuum. Many classical "programmes" of stellar structure have overcome this problem by imposing full ionization all the way to the center of the star starting at a depth where the Saha equation ionizes everything. This solution to the problem actually works quite well; at the high density of the solar center ( $150 \text{ g cm}^{-3}$ ), all hydrogen atoms must be destroyed, because there would be no space

available (fully packed hydrogen atoms correspond to a density of order of  $1 \text{ g cm}^{-3}$ ). Realistic modifications of the Saha equation must be able to describe this ionization by pressure or density.

Several more realistic equations of state have been presented in the last years. The more conventional equations of state are based on the free-energy minimization method, which implies thermodynamical consistency. Mihalas, Hummer and Däppen (Ref. 1-3, in the following MHD) have recently developed such a treatment of the equation of state as part of an ongoing opacity recomputation project (Ref. 4). Less conventional equations of state (which are often associated with the Planck-Larkin partition functions) are currently being developed (Ref. 5-6) and their predictions could well be different from those of MHD. In view of several important questions in the equation of state, detailed confrontation with observational data either from the laboratory (Ref. 7) or astrophysics (Ref. 8) are needed. The present study performs this confrontation at the example of lower-main sequence stars.

## 2. SPECIFICATIONS FOR THE EQUATIONS OF STATE

We have examined three formalisms for the equation of state, they are described in detail in Table 1. below. We have considered (1) a mixture of ideal gases using an artificial pressure-ionization device (Eggleton, Faulkner & Flannery, in the following EFF, Ref. 9), (2) an equation of state where pressure ionization is achieved by the confined atom model (in the following CAM, Ref. 10), (3) an equation of state containing a large number of atomic and ionic species, with detailed internal partition functions, containing weighted occupation probabilities (Mihalas, Hummer & Däppen, hereafter MHD, Ref. 1-3).

## 3. CHARACTERISTICS OF THE MODELS

All stellar and solar models presented here have been calculated with up-to-date input physics. In particular, the most recent nuclear reaction rates for the proton-proton chain are used (Ref.11). In addition, we have used the opacity tables of Huebner et al. (Ref.12), complemented by molecular absorption coefficients at low temperatures (Ref.13). These molecular opacities are of great importance in the study of low-mass stars. Further details regarding the physical ingredients and the numerical realization of the models are given in Refs. 14-15.

Table 1. Specifications of the three equations of state used to calculate the stellar models. EFF stands for Eggleton, Faulkner and Flannery (Ref. 9), CAM stands for confined-atom model (Ref. 10) and MHD stands for Mihalas, Hummer and Däppen (Ref. 1-3)

equation of state	EFF	CAM	MHD
free-energy-minimization method (implies thermodynamical consistency)	yes	yes	yes
mechanism to ionize at high densities	artificial	confined-atom model	Stark effect + confined-atom model
Coulomb correction of pressure	no	yes	yes
configurational terms (correction for size of particles)	no	yes	yes
partially degenerated electrons	yes	yes	yes
internal partition functions (beyond ground state)	no	simple polynomial approximations	detailed partition functions
chemical composition	X, Y Z in fixed ratios	X, Y no Z	detailed chemical composition
accuracy of thermodynamical quantities	high (free energy and its derivatives up to 2 <sup>d</sup> order analytical)	low (free energy and only its 1 <sup>st</sup> derivative analytical)	high (free energy and its derivatives up to 2 <sup>d</sup> order analytical)

#### 4. THE ZERO-AGE MAIN SEQUENCE

In order to examine the effects of the equation of state on the theoretical zero-age main sequence we have calculated models of 0.5, 0.6, 0.7, 0.8, 0.9, 1.0 and 1.1  $M_{\odot}$  with the three equation of state formalisms described in §2. The calculation of models below about 0.45  $M_{\odot}$  has not been possible because of the limited range of the opacity tables (Refs. 12-13).

While we have varied the equation of state, we kept all input physics and parameters of the models unchanged. In particular, all the models considered have a helium abundance of  $Y=0.29$  in mass fraction and a metal content of  $Z=0.02$ . We have chosen a mixing-length parameter  $\alpha(=l/H_p; H_p=\text{pressure-scale height})$  equal to 2.2. These values of  $\alpha$  and  $Y$  are very close to those of a solar model using the same updated input physics (cf. Ref.15), they are also suitable for models of population I stars.

In Figure 1, the zero-age main sequence (ZAMS) obtained with the CAM equation of state is compared with the ZAMS of the EFF equation of state. In the range of mass considered, the change of the equation of state from EFF to CAM does not noticeably modify the location and the slope of the ZAMS in the Hertzsprung-Russell diagram. However, the mass associated with a given  $\log L-\log T_{\text{eff}}$  point on the ZAMS is about 3% smaller on the ZAMS calculated with the CAM equation of state than the corresponding mass of the EFF zams. This shift of mass occurs because for a given mass CAM models have a smaller central pressure than EFF models. This decrease in pressure is due to both the Coulomb effect and the residual presence of  $\text{He}^+$  ions down to the center of the models. The precise contribution of these two effects will be discussed in a forthcoming paper (Ref.16).

In Figure 2, the ZAMS calculated with the MHD and the EFF equations of state are compared. We note that above about 0.7

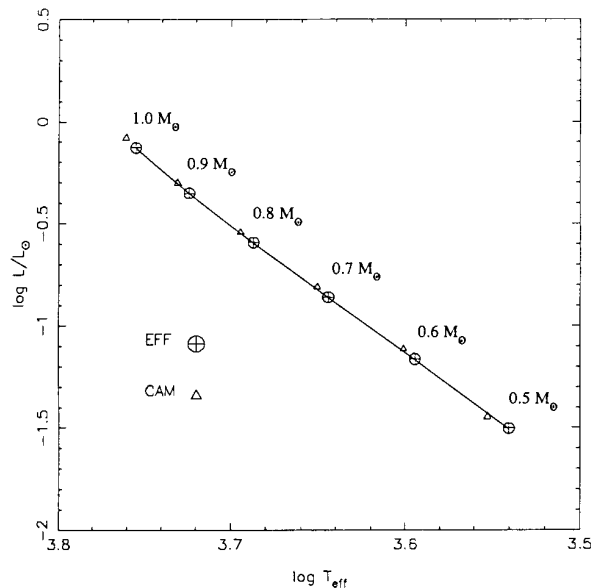


Figure 1. The zero-age main sequences obtained with the EFF and the CAM equations of state

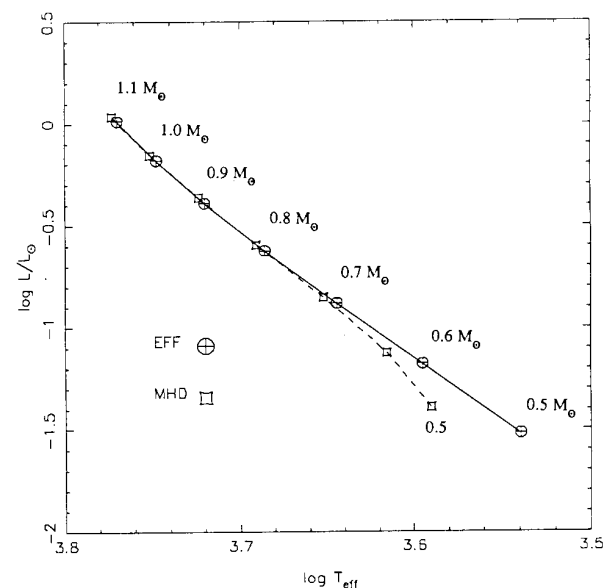


Figure 2. The zero-age main sequences obtained with the EFF and the MHD equations of state

$M_{\odot}$ , the effect of the MHD formalism is similar to that of the CAM equation of state, though slightly smaller. The decrease of mass from EFF to MHD is only 2% because the MHD equation of state leads to complete ionization of  $\text{He}^+$ . Below  $0.7 M_{\odot}$ , however, the two ZAMS bifurcate, the ZAMS being steeper in the MHD case. A detailed explanation of this behaviour will be also given in Ref.16. We merely note that the difference between MHD and EFF results from two effects. First, as mentioned above Coulomb correction contained in MHD slightly shifts a point of a given mass on the ZAMS. Second, the detailed inclusion of hydrogen molecules and their partition functions results in the noticeable change of the slope of the ZAMS for masses lower than  $0.7 M_{\odot}$  in the MHD case.

5. THE STANDARD SOLAR MODEL

We have calculated three evolutionary sequences of the Sun using the three equations of state discussed in §2. Again, all other input physics has been kept unchanged. Each sequence has been calibrated in  $Y$  and  $\alpha$  in order to have at solar age ( $t_{\odot}=4.6 \cdot 10^9$  yr.) the observed solar luminosity and radius ( $L_{\odot}=3.86 \cdot 10^{33}$  erg  $s^{-1}$ ,  $R_{\odot}=6.9599 \cdot 10^{10}$  cm).

In Table 2, we give some basic properties of these evolutionary models. All the models attain  $L_{\odot}$  and  $R_{\odot}$  within better than  $10^{-4}$ .  $N_{\nu}(^{37}\text{Cl})$  and  $N_{\nu}(^{71}\text{Ga})$  are the expected values for the rate of solar neutrino events in the  $^{37}\text{Cl}$  apparatus and the Gallex experiment, respectively. To derive these fluxes, we have used the neutrino-absorption cross sections of the  $^{37}\text{Cl}$  and  $^{71}\text{Ga}$

Table 2. Characteristics of the three calibrated solar models calculated with different formalisms for the equation of state

equation of state	EFF	CAM	MHD
$Y$	0.289	0.273	0.278
$\alpha$	2.15	2.39	2.16
$N_{\nu}(^{37}\text{Cl})$ (SNU)	8.2	7.7	7.6
$N_{\nu}(^{71}\text{Ga})$ (SNU)	130	127	127
$T_c$ ( $10^6$ K)	15.6	15.5	15.5
$\rho_c$ ( $\text{g cm}^{-3}$ )	151	147	148
$X_c$	0.343	0.354	0.352
$T_b$ ( $10^6$ K)	2.00	2.06	2.03
$d/R_{\odot}$	0.263	0.270	0.268
$\delta\nu_{0,2}$ ( $\mu\text{Hz}$ )	10.7	11.1	10.6

detectors given by Bahcall and Ulrich (Ref.17).  $T_c$ ,  $\rho_c$  and  $X_c$  are central temperature, density and hydrogen content, respectively.  $T_b$  is the temperature at the base of the outer convective zone (OCZ) and  $d$  is the depth of the OCZ measured in units of one solar radius.  $\delta\nu_{0,2}$  is a typical, asymptotically computed separation of p-mode frequencies  $\nu_{n,l}$  ( $n$ : order,  $l$ : angular degree,  $\delta\nu_{0,2}=\nu_{2,n}-\nu_{0,n-1}$ ) where we have chosen  $n=22$ .

The use of the MHD formalism leads to a decrease of  $Y$  of 3.8% relative to the EFF model: The central pressure decrease in the MHD model, due to the Coulomb corrections, is compensated for by the decrease of the mean molecular weight (and thus of  $Y$ ). We observe a further decrease of  $Y$  in the CAM model, caused by the unionized central  $\text{He}^+$ , leading to a total decrease of  $Y$  of 5.7%.

The neutrino fluxes and central temperature vary relatively little with the equation of state because they are essentially bound by the luminosity constraint. Only changes in the energy transport could alter this situation.

On the other hand there is a slight increase of both the depth and the temperature at the bottom of the outer convective zone: this could have an impact on the understanding of the observed lithium abundance at the solar surface and might also have seismological consequences.

Figure 3 gives relative difference of sound speed in the three models. Without calibration, changes in the sound speed in the central regions would be of the same order as the ones of  $Y$ . However, the calibration reduces this sound-speed difference to a smaller value, which is determined by finer details in the solar models. Hence changes in  $\delta\nu_{0,2}$  are also less than those in  $Y$ .

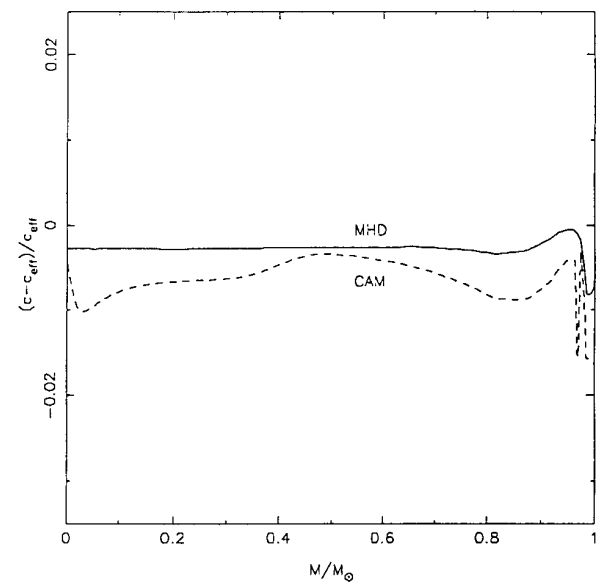


Figure 3. Relative difference in the sound speed between a solar model calculated with the MHD (or CAM) equation of state and the EFF equation of state, against fractional mass  $M/M_{\odot}$

We also note a significant change of the sound speed in the external layers, corresponding to the external convective zone. These differences of the sound speed can be understood in terms of the modifications of the partition functions in the MHD case. It has been shown recently by Christensen-Dalsgaard et al. (Ref. 8) that the modifications of the sound speed due to the MHD equation of state influence the high degree p-mode frequencies with the net result of a better agreement between the theoretical and observed frequencies.

Acknowledgments. The authors are indebted to A. Baglin and E. Schatzman for very useful discussions. Computing was supported by the C2VR of the Ecole Polytechnique at Palaiseau (France).

#### 6. REFERENCES

1. Hummer D G & Mihalas D 1988, The equation of state for stellar envelopes. I. An occupation probability formalism for the truncation of internal partition functions, *Astrophys. J.* vol 331, 794-814
2. Mihalas D, Däppen W & Hummer D G 1988, The equation of state of stellar envelopes. II Algorithm and selected results, *Astrophys. J.* vol 331, 815-825
3. Däppen W, Mihalas D, Hummer D G & Mihalas B W 1988, The equation of state for stellar envelopes. III. Thermodynamic quantities, *Astrophys. J.* vol 332, 261-270
4. Seaton M 1987, Atomic data for opacity calculations: I. General description, *J. Phys. B* vol 20, 6363-6378
5. Ebeling W, Kräft W D, Kremp D & Röpke G 1985, Energy levels in hydrogen plasmas and the Planck-Larkin partition function-a comment, *Astrophys. J.* vol 290, 24-27
6. Rogers F 1986, Occupation numbers for reacting plasmas/ the role of the Planck-Larkin partition function, *Astrophys. J.* vol 310, 723-728
7. Däppen W, Anderson L S & Mihalas D 1987, Statistical mechanics of partially ionized plasmas: the Planck-Larkin partition function, polarization shifts, and simulation of optical spectra, *Astrophys. J.* vol 319, 195-206
8. Christensen-Dalsgaard J, Däppen W & Lebreton Y 1988, Solar oscillation frequencies and the equation of state, *Nature* submitted
9. Eggleton P P, Faulkner J & Flannery B P 1973, An approximate equation of state for stellar material, *Astron. Astrophys.* vol 23, 325-330
10. Däppen W 1980, An analytical version of the free-energy minimization method for the equation of state of stellar plasmas, *Astron. Astrophys.* vol 91, 212-220
11. Parker P D 1987, Unpublished communication at the GONG workshop on solar models, Yale University, May
12. Huebner W F, Merts A L, Magee N H Jr & Argo M F 1977, *Astrophysical Opacity Library* UC-34b
13. Cox A N 1981, private communication
14. Lebreton Y & Maeder A 1987, Stellar evolution with turbulent diffusion mixing. VI. The solar model, surface  ${}^7\text{Li}$  and  ${}^3\text{He}$  abundances, solar neutrinos and oscillations, *Astron. Astrophys.* vol 175, 99-112
15. Lebreton Y, Berthomieu G, Provost J & Schatzman E 1988, Influence of the axial-vector coupling constant on solar models, *Astron. Astrophys.* vol 200, L5-L8
16. Däppen W & Lebreton Y 1989, *Astron. Astrophys.* in preparation
17. Bahcall J N & Ulrich R K 1988, Solar models, neutrino experiments and helioseismology, *Rev. Modern Physics* vol 60, 297-372

Reprinted from Nature, Vol. 336, No. 6200, pp. 634-638, 15th December, 1988

© Macmillan Magazines Ltd., 1988

# Solar oscillation frequencies and the equation of state

J. Christensen-Dalsgaard<sup>\*§</sup>, W. Däppen<sup>†‡</sup> & Y. Lebreton<sup>†</sup>

<sup>\*</sup> Astronomisk Institute, Aarhus Universitet, DK-8000 Aarhus C, Denmark

<sup>†</sup> Observatoire de Paris-Meudon, F-92195 Meudon, France

<sup>‡</sup> Service d'Astrophysique, CEN Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette, France

*Observed oscillation frequencies of the Sun can be used to investigate the properties of matter under conditions that cannot be achieved on Earth. In particular the frequencies are sensitive to the equation of state. A recently developed treatment of the partition functions leads to a substantial improvement in the agreement between the observed and the computed frequencies.*

ONE of the goals of helioseismology is to use the observed frequencies to probe the properties of matter under solar conditions. Here we study the sensitivity of the frequencies to the equation of state used in the computation of the solar model. Mihalas, Hummer and Däppen<sup>1-3</sup> (hereafter MHD) have recently developed a new treatment of the equation of state; this causes a significant change, relative to a model using a simpler equation of state, in the sound speed in the solar convection zone, which leads to a substantial improvement in the agreement between the observed and computed frequencies. The frequency differences between the models are simply related to the change in the sound speed, which in turn can be understood in terms of modifications to the partition functions. Thus, there appears to be a direct relation between a microscopic property of the gas, namely the partition function, and the observable frequencies. This demonstrates the power of helioseismology to address fundamental physical questions. Furthermore, unless the computed model suffers from other errors, the MHD equation of state appears to provide a good representation of thermodynamic conditions in the solar convection zone.

The MHD equation of state has been developed as part of a continuing opacity recomputation project<sup>4</sup>. Although the basic concept of the MHD equation of state is conventional, involving minimization of the free energy, it is characterized by detailed internal partition functions of a large number of atomic, molecular and ionic species. Less conventional equations of state (which are often associated with the Planck-Larkin partition function) are currently being developed<sup>5,6</sup> and their predictions could well be different from those of MHD. Laboratory spectra have been reproduced successfully using the MHD equation of state<sup>7</sup>. However, in view of the important open questions regarding the equation of state, more detailed comparisons of the predictions of representative equations of state with observational data are needed. The observed frequencies of solar oscillations constitute an excellent data set for this purpose. Here we describe a first attempt at a comparison which relates the equation of state to the properties of modes spanning the entire range of observed frequencies and horizontal scales in the solar five-minute band.

Models of solar structure, and the oscillation frequencies which they predict, depend on the assumed properties of matter in the Sun, as described by the equation of state, the opacity and the energy generation rate, as well as on the description of the turbulent convection near the solar surface and of the solar atmosphere. In addition, the initial chemical composition of the Sun must be specified. In most of the Sun, the oscillations can

be assumed to be adiabatic. Then their behaviour is controlled by the pressure  $p$ , density  $\rho$  and the adiabatic exponent  $\Gamma_1 \equiv (\partial \ln p / \partial \ln \rho)_s$  (the derivative being at constant specific entropy  $s$ ), as functions of distance  $r$  to the centre. The quantities  $p$  and  $\rho$  are related through the equation of hydrostatic support, and, given the composition,  $\Gamma_1$  is determined from  $p$  and  $\rho$  by the equation of state. In general, however, the determination of  $\rho(r)$  requires a consideration of the energy generation and transport, as well as the equation of state; thus, without additional assumptions it is difficult to use observed oscillation frequencies to study any single aspect of the physics.

The situation is considerably simplified, however, in most of the solar convection zone. Because of the relatively high thermal capacity of the gas, energy transport by convection requires that the actual temperature gradient in the Sun exceeds the adiabatic value by only a very small amount; that is, only a very small superadiabatic gradient is required. Thus, the stratification of density is also nearly adiabatic:

$$\frac{1}{\Gamma} \equiv \frac{d \ln \rho}{d \ln p} \approx \frac{1}{\Gamma_1} \quad (1)$$

To the extent that this equation is satisfied, the structure of the convection zone is specified by the (constant) value of  $s$ , the equation of state and the composition, which is constant throughout the convection zone because of the vigorous mixing. Only very near the surface is the thermal capacity so low that energy transport requires an appreciable superadiabatic gradient. The integral over this superadiabatic gradient fixes  $s$ . In most computations  $s$  is determined by selecting the value of a parameter in the description of the convective energy transport. Commonly used is the mixing-length prescription, where energy transport is assumed to occur through the motion of eddies which preserve their identity while moving a specified distance, after which they are dissolved in the surrounding medium; here the parameter is the ratio between that distance, called the mixing length, and the pressure scale height. The parameter characterizing convection, and the initial hydrogen abundance, are adjusted until the model has the correct radius and luminosity.

## Sensitivity to solar structure

We consider only the five-minute oscillations, which correspond to acoustic modes of either high radial order or high degree. These modes 'feel' the structure of the Sun mainly through the adiabatic sound speed  $c$ , given by

$$c^2 = \frac{\Gamma_1 p}{\rho} \quad (2)$$

The modes extend between a lower turning point at  $r = r_1$ ,

<sup>§</sup> Also at HAO/NCAR, PO Box 3000, Boulder, Colorado 80307, USA.

2

approximately determined by

$$\frac{2\pi\nu}{L} = \frac{c(r_t)}{r_t} \quad (3)$$

and an upper turning point just beneath the photosphere; here  $\nu$  is the (cyclic) frequency of oscillation and  $L = \sqrt{l(l+1)}$ , where  $l$  is the degree of the mode. The condition (3) is equivalent to the vanishing of the vertical component of the wave vector in an asymptotic description of the oscillations as locally plane waves<sup>8</sup>, corresponding to a total internal reflection of the mode. Thus the modes are restricted to a layer beneath the surface whose depth decreases with increasing degree. Modes with  $l \geq 50$  are essentially confined within the convection zone. Accordingly, the frequencies of such modes are determined predominantly by  $s$ , the composition and the equation of state.

The decrease in the density scale height near the surface causes the reflection at the upper turning point; it is located approximately at the point where the frequency is equal to the local acoustic cutoff frequency<sup>9</sup>  $\omega_c$ . This position is essentially independent of  $l$ , whereas its depth increases with decreasing frequency. Although  $\omega_c$  depends on the uncertain detailed structure of the upper, significantly superadiabatic, part of the convection zone, it seems fairly certain that for  $\nu < 2,000 \mu\text{Hz}$  the turning point is in a region where both the stratification and the oscillations are nearly adiabatic<sup>10,11</sup>. Above the turning point the modes are evanescent, and the energy density decreases approximately exponentially. This property is reflected in the insensitivity of low-frequency modes to changes in the model very near the surface<sup>10</sup>; in addition, the small amplitude in the non-adiabatic region, relative to the amplitude in the bulk of the Sun, causes the rapid decrease in observed<sup>12,13</sup> and computed<sup>14,15</sup> oscillation line widths with decreasing frequency.

Changes in the structure of the model, or in the assumed physics of the oscillations, introduce a perturbation  $\delta\nu_{nl}$  in the oscillation frequency of a mode of degree  $l$  and order  $n$  that depends on the overlap between the imposed changes and the eigenfunction of the mode. In addition,  $\delta\nu_{nl}$  depends on the mode inertia:

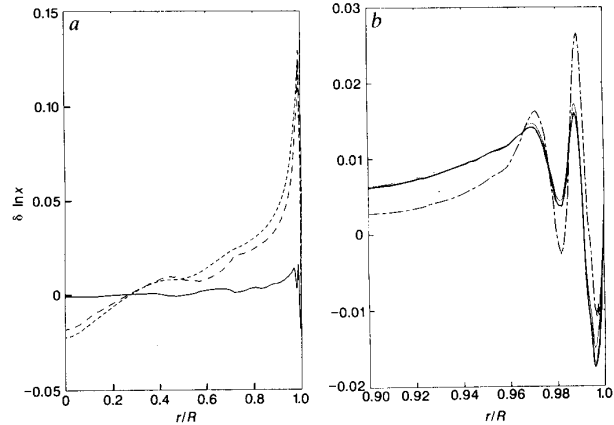
$$E_{nl} = \int_0^R |\delta\mathbf{r}_{nl}|^2 \rho r^2 dr \quad (4)$$

where  $\delta\mathbf{r}_{nl}$  is the displacement vector and the integral is from the centre to the surface radius  $R$  of the model. Loosely speaking, with increasing  $l$  the oscillations involve a smaller part of the Sun and have smaller inertia, and hence their frequencies are more sensitive to changes in the model. A more precise statement of this property results from a perturbation analysis of the oscillation equations<sup>16</sup>. To remove the part of the variation in  $\delta\nu_{nl}$  that is caused by the dependence of inertia on  $l$ , it is convenient to consider the scaled frequency difference  $Q_{nl}\delta\nu_{nl}$ , with

$$Q_{nl} = \frac{E_{nl}}{\bar{E}_0(\nu_{nl})} \quad (5)$$

where  $\bar{E}_0(\nu)$  is a fit to the inertia of the radial modes, and the ratio is at fixed photospheric amplitude. This effectively normalizes the frequency change to the value that would result in a radial mode of the same frequency, if the change in the model had been restricted to the region where the mode under consideration is trapped. As argued above,  $Q_{nl}$  decreases with increasing  $l$  at fixed frequency, although for  $l \leq 20$  it is close to unity. For  $l = 1,000$ ,  $Q_{nl} \approx 0.1$ .

Our ability to use the oscillation frequencies to probe the solar interior is limited by our inadequate understanding of the structure and dynamics of the upper part of the solar convection zone, and of the effects of this region on the physics of the oscillations, including their damping and excitation. Nevertheless, because such uncertainties are almost certainly confined to a very thin region where the modes propagate nearly vertically,



**Fig. 1** Differences in variables  $x$  between the MHD and the EFF models, in the sense MHD – EFF, at fixed radius  $r$ . Illustrated are  $\delta \ln p$  (short-dashed line),  $\delta \ln \rho$  (long-dashed line),  $\delta \ln c$  (heavy solid line) and  $\delta \ln \Gamma_1$  (alternate short and long dashes). An expanded section of  $a$  is shown in  $b$ , for the region close to  $r/R = 1.0$ . The thin solid line in  $b$  shows  $\delta \ln c$ , calculated from equations (6) and (7), assuming that  $\delta \ln \Gamma/\Gamma = \delta \ln \Gamma_1/\Gamma_1$ .

their effects on the dynamics of the oscillations are largely independent of the horizontal wavenumber of the modes, although in general they do depend on the mode frequency. Thus, in terms of the scaled frequency differences, the uncertain effects of the superficial layers should be functions of frequency alone. Furthermore, modes with  $\nu < 2,000 \mu\text{Hz}$  have little energy in these layers, and hence are probably essentially unaffected by them.

### Model computations

To test the effects on the oscillation frequencies of modifications to the equation of state, we have computed a model of the present Sun using the MHD<sup>1-3</sup> equation of state. Whereas conventional equations of state, such as the EFF formulation discussed below, often assume that bound configurations (atoms, molecules, ions) are in their ground state, the MHD equation of state starts out from detailed internal partition functions. Occupation probability weights are assigned to the excited states such that the partition functions remain finite. Neutral and charged surrounding particles reduce the occupation probabilities of the upper levels, the first acting through an excluded volume effect, the second through Stark ionization. The energy levels themselves are assumed to be unperturbed and the continuum is not lowered. The Coulomb correction (treated in the Debye–Hückel approximation) is included in the MHD equation of state. Furthermore, its numerical realization has been made very smooth, accurate and reliable; this guarantees the consistency of the thermodynamical quantities which is needed in stellar pulsation calculations. Though the MHD equation of state was originally developed for plasmas under the conditions found in stellar envelopes, it can be applied to the entire Sun, because it takes into account the physical effects (partial electron degeneracy, Coulomb pressure, excluded-volume terms) that are usually present in standard calculations. For the model discussed below, a simplified mixture of chemical elements was used, consisting of H, He, O and Fe; the O and Fe abundances were adjusted to match the actual combined abundance of C, N, O, and of the remaining heavy elements, respectively. A separate calculation in which C, N and O were all included gave very similar results.

The model computed with the MHD equation of state was compared with a model that employed the much simpler, although still thermodynamically consistent, Eggleton, Faulkner and Flannery<sup>17</sup> (EFF) formulation, which neglects the Coulomb

effect. Apart from the equation of state, the physics of the two calculations<sup>18</sup> was the same. We used 601 spatial mesh points and 25 time steps, thus ensuring that numerical errors in the model calculation contributed less than 0.3  $\mu\text{Hz}$  to the frequency error, scaled by  $Q_{nl}$ . The error introduced by the frequency calculation, given the model, was somewhat smaller. As usual the models were calibrated, by adjusting the composition and the parameter characterizing convection, to achieve the correct luminosity and radius.

Because the MHD equation of state is too complicated to incorporate directly into a stellar evolution programme, it was implemented through interpolation in previously computed tables on a mesh in  $\log \rho$ ,  $\log T$  and  $X$ ,  $T$  being temperature and  $X$  the hydrogen abundance by mass. To test the effect of the interpolation, we computed a set of tables using the EFF formulation, on the same grid in  $(\log \rho, \log T, X)$ , and compared a model computed with interpolation in these tables with a model where the EFF equation of state was incorporated directly. The error introduced by the interpolation was less than 0.1% for the sound speed, and, except in the core of the model, was less than 0.2% for pressure and density. These errors are insignificant compared with the effects of changing the equation of state. To reduce the effects of the interpolation error further, the MHD results are compared with results obtained with interpolation in the EFF tables.

Figure 1 illustrates differences  $\delta \ln p$ ,  $\delta \ln \rho$ ,  $\delta \ln c$  and  $\delta \ln \Gamma_1$  between the MHD and the EFF models; here  $\delta$  denotes differences at fixed  $r$ . The modification of the equation of state clearly has a substantial effect on pressure and density in the outer part of the convection zone. The change in the sound speed is smaller, but still significant. It should also be noted that to obtain the correct luminosity, the surface value of the hydrogen abundance,  $X$ , had to be 0.743 for the MHD model, whereas the value for the EFF model was 0.733. This change in  $X$  is probably caused by the tendency for the Coulomb effect to reduce pressure in the MHD model; increasing  $X$  partly compensates for this by decreasing the mean molecular weight<sup>19</sup>.

As shown in Fig. 1b,  $\delta \ln c$  closely resembles  $\delta \ln \Gamma_1$ . From equation (2) it follows that

$$\delta \ln c = \frac{1}{2} \left( \delta \ln \Gamma_1 + \delta \ln \frac{p}{\rho} \right) \quad (6)$$

Also it may be shown from the equation of hydrostatic support, and the definition of  $\Gamma$  in equation (1), that

$$\delta \ln \frac{p}{\rho} = \left( \frac{r}{R} \right)^2 H_p^{-1} \left[ H_{p,0} \left( \delta \ln \frac{p}{\rho} \right)_0 + \int_r^R \left( \frac{R}{r'} \right)^2 \frac{\delta \ln \Gamma}{\Gamma} dr' \right] \quad (7)$$

Here  $H_p$  is the pressure scale height, and subscript zero indicates values at  $r = R$ . In deriving this equation the mass exterior to radius  $r$  was neglected, but the variation of gravity with radius was taken into account. In the present case the perturbation to the superadiabatic gradient is small; thus  $\delta \ln \Gamma / \Gamma$  can be approximated by  $\delta \ln \Gamma_1 / \Gamma_1$  in equation (7). Making this approximation, neglecting the surface term, and using equation (6) for  $\delta \ln c$ , we obtain the result shown as a thin solid line in Fig. 1b. It is evident that the change in the sound speed is essentially determined by  $\delta \Gamma_1$ .

The change in  $\Gamma_1$  can be written as

$$\delta \ln \Gamma_1 = (\partial \ln \Gamma_1)^{(i)} + \left( \frac{\partial \ln \Gamma_1}{\partial \ln p} \right) \delta \ln p + \left( \frac{\partial \ln \Gamma_1}{\partial \ln \rho} \right) \delta \ln \rho \quad (8)$$

Here  $(\partial \ln \Gamma_1)^{(i)}$  is the intrinsic change, at fixed  $p$  and  $\rho$ , brought about by the change in the equation of state or a change in

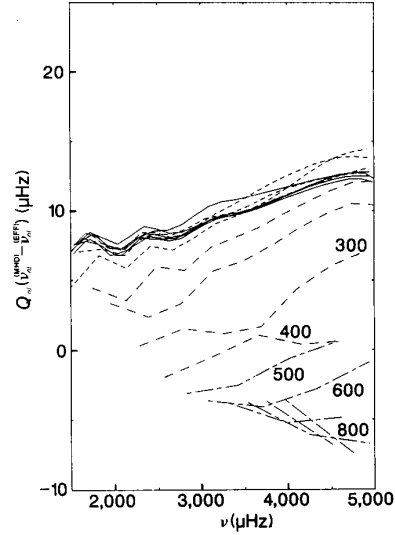


Fig. 2 Frequency differences  $\nu_{nl}^{(\text{MHD})} - \nu_{nl}^{(\text{EFF})}$  between the MHD and the EFF models, for selected values of  $l$ . The differences have been scaled by the normalized mode inertia (compare equation (5)). Points corresponding to a given value of  $l$  have been connected as follows:  $l = 0-30$  (solid line);  $l = 40-100$  (short-dashed line);  $l = 150-400$  (long-dashed line); and  $l = 500-1,000$  (alternate short and long dashes). In addition a few values of  $l$  are shown in the figure.

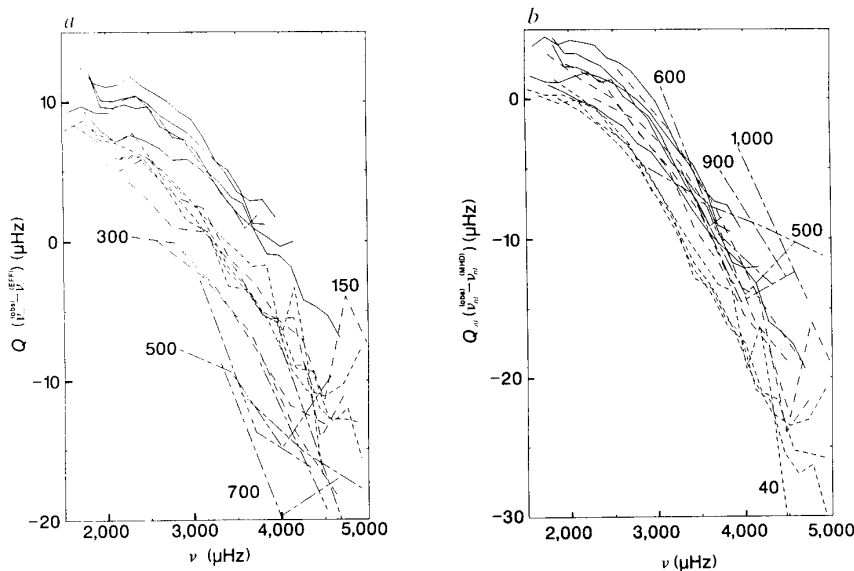
composition; the remaining terms arise from the changes in  $p$  and  $\rho$  and the dependence of  $\Gamma_1$  on these quantities. The contribution of these terms to the difference in  $\Gamma_1$  between the MHD and the EFF models is small. Consequently,  $\delta \ln \Gamma_1$ , and hence  $\delta \ln c$ , can to a large extent be understood directly in terms of the change in the equation of state.

In this part of the Sun, the principal effect of the MHD equation of state is caused by the fact that the internal partition functions of H, He and  $\text{He}^+$  are larger than usual, which increases the statistical weight of these species. These larger statistical weights lead to smaller ionization fractions than are obtained when all atoms and ions are in the ground state. In the partition function, the ground state (with (negative) energy  $E_0$ ) dominates each excited state (with (negative) energies  $E_j$ ) by a factor of  $\exp[-(E_j - E_0)/kT]$ , but the large number of excited states can lead to a sizeable correction to the total statistical weight of the bound system. The increase of the MHD partition function relative to that of the EFF case can be as high as 10-30%. This increase is then translated into a decrease of the H, He and  $\text{He}^+$  ionization fractions. In a partially ionized plasma  $\Gamma_1$  is lowered from its ideal value (at full ionization or recombination) of 5/3; the minimum values are  $\sim 1.20$  and  $\sim 1.55$  in the H-ionization zone and the  $\text{He}^+$ -ionization zone, respectively. The effect of MHD is to push down the zone where this lowering of  $\Gamma_1$  takes place. Smaller effects, namely the detailed temperature and density dependence of the internal partition functions, affect the minimum value of  $\Gamma_1$  as a function of  $r$ ; the minimum value of  $\Gamma_1$  in the H-ionization zone of MHD is seen to be slightly larger than that of EFF. In this way the large sinusoidal fluctuation of  $\delta \Gamma_1$  in the region between 0.985 and 1.0 in Fig. 1b can be understood at least qualitatively. The effect of helium is more difficult to discuss, though in principle similar mechanisms apply.

Scaled frequency differences between the models are shown in Fig. 2. At low degree,  $Q_{nl} \delta \nu_{nl}$  is positive and essentially independent of  $l$ . As  $l$  increases, the frequency difference decreases, becoming negative at the highest degrees considered. This behaviour can be readily understood in terms of the difference in sound speed. From a crude approximation to the asymptotic theory of acoustic oscillations<sup>20</sup>, we find

$$\frac{\delta \nu}{\nu} \approx \frac{\int_r^R \frac{\delta c}{c} \frac{dr}{c}}{\int_r^R \frac{dr}{c}} \quad (9)$$

4



**Fig. 3** Scaled differences  $Q_{nl}(\nu_{nl}^{(\text{obs})} - \nu_{nl}^{(\text{EFF})})$  between observed frequencies and frequencies computed for the EFF model (a), and the corresponding scaled differences  $Q_{nl}(\nu_{nl}^{(\text{obs})} - \nu_{nl}^{(\text{MHD})})$  for the MHD model (b). The key is the same as that for Fig. 2.

Here the denominator is roughly proportional to the mode inertia, so that the scaled frequency difference behaves approximately as the numerator in equation (9). If  $\delta c/c$  is large mainly in a certain region of the model, it might therefore be expected that the scaled frequency difference is similar, and hence independent of  $l$ , for all modes that penetrate substantially beneath this region; modes with turning points outside the region should not be affected. As  $c$  decreases towards the surface, the behaviour of  $\delta c$  for  $r/R > 0.9$  dominates  $\delta\nu$ . Therefore, for modes of degree less than  $\sim 100$ , for which  $r_t/R < 0.9$  in the frequency range considered, the scaled frequency difference is predominantly a function of  $\nu$ . As  $l$  increases beyond 100, and  $r_t/R$  increases beyond 0.9, the contribution from the region where  $\delta c$  is positive is decreased, causing the decrease in  $\delta\nu$  with increasing  $l$ . For  $l \geq 500$ , the region of negative  $\delta c$  very near the surface dominates, and  $\delta\nu$  is negative.

### Comparison with observed frequencies

It is of obvious interest to compare the computed frequencies with those observed. Figure 3a shows scaled differences between the observed frequencies in Duvall *et al.*<sup>21</sup> and in Libbrecht and Kaufman<sup>22</sup>, and those computed for the EFF model. The quantity  $\delta\nu$  shows a substantial dependence on the degree. This suggests<sup>23</sup> that a significant contribution to the frequency error comes from an extended part of the Sun, causing the frequency difference to depend on the position of the lower turning point. A similar dependence on degree is observed in the comparison in Fig. 2 between the MHD and the EFF models; here, however, the assumptions used in the convection zone and the atmosphere are essentially the same in the two cases, and hence the frequency-dependent part of  $\delta\nu$  is absent. The presence of a substantial frequency error at low frequencies also indicates that the errors in the model extend beyond the region where non-adiabaticity and other explicitly neglected effects are significant. In contrast, the scaled frequency differences between the observation and the MHD model, shown in Fig. 3b, show little systematic variation with  $l$ , and the error at low frequency has been reduced substantially. Thus, it appears that much of the error in the interior of the model has been eliminated by using the MHD equation of state.

This conclusion is valid only to the extent that other sources of error can be neglected. As pointed out above, the principal quantities affecting the adiabatic part of the convection zone are the hydrogen abundance  $X$  and the specific entropy  $s$ . Both are in effect determined by requiring a continuous match

between the convection zone and the radiative interior, and hence are sensitive to errors in the physics of the latter. In fact, other model calculations, using newer and presumably more accurate opacity tables<sup>24-27</sup>, have yielded values of  $X$  lower by about 0.04 than the one found here. The effect of such a change on the structure of the convection zone evidently depends on the associated change in  $s$ . Envelope calculations<sup>28</sup> have shown that, taken in isolation, a change in  $X$  of 0.04 results in a change in the sound speed of less than 0.5%, except in the outer 0.5% of the radius; this is substantially smaller than the effect on  $c$  obtained by changing the equation of state. Furthermore, given the overall agreement between the MHD model and those properties of the observed frequencies that are sensitive to the interior structure of the model, any modifications to  $X$  or  $s$  must be such as to result in a model whose sound speed is similar to that of the MHD model.

It should also be noticed that there remain systematic variations with  $l$  in the scaled frequency difference. The decrease in the difference as  $l$  is increased from 30 to 40 was discussed in ref. 23; it is related to the sound speed difference beneath the convection zone obtained by asymptotic inversion of the oscillation frequencies<sup>8</sup>. Furthermore, the differences for  $l = 900$  and 1,000 appear to lie significantly above those for modes of lower degree. This could be due to remaining errors in the sound speed in the outer 0.5% of the model, possibly caused by an error in the hydrogen abundance, or it could be due to, for instance,  $l$ -dependent effects of convection. Systematic errors in the observations cannot, however, be ruled out.

It is desirable to identify the dominant sources of error in the computed frequencies, which, as we have argued, must be localized close to the solar surface. Non-adiabaticity generally reduces the computed frequencies<sup>29,30</sup>; the frequency dependence of the effect is not unlike that seen in Fig. 3b, but the magnitude is probably insufficient to account for the total difference. Decreasing the magnitude of the superadiabatic gradient, but extending the region where it is significant (thereby keeping  $s$  fixed), tends to increase the oscillation frequencies<sup>10</sup>. In fact it is likely that the superadiabatic gradient should be larger and more narrowly confined than in the models computed here. In non-local mixing-length theory the eddies sense an average over the mixing length of the superadiabatic gradient; consequently the actual superadiabatic gradient is larger than in the local mixing-length theory used here<sup>31</sup>. Nonlinear granulation calculations support this result. The increase in the superadiabatic gradient might be expected to decrease the frequencies,



thus improving the agreement with observations. The inclusion of dynamical effects of convection, through the perturbation to the turbulent Reynolds stress, apparently tends to increase the computed frequencies<sup>30</sup>. None of these effects have been studied in sufficient detail to enable definite conclusions to be drawn about their likely contributions to the observed frequency differences. It is interesting, however, that a recent fully compressible nonlinear calculation of solar granulation<sup>32</sup> showed oscillations whose frequencies deviated from linear adiabatic frequencies of a similar normal model by an amount that, when properly scaled, was not dissimilar to the difference shown in Fig. 3b. Thus, it appears that with an adequate description of the equation of state and a detailed model of the upper part of the convection zone, we may be able to account for the gross

features of the discrepancy between observed and computed frequencies for the solar five-minute oscillations.

We are grateful to D. O. Gough, D. G. Hummer, D. Mihalas, Å. Nordlund and M. J. Thompson for useful discussions, and to R. L. Gilliland, D. O. Gough and M. J. Thompson for reading and commenting on an early version of the paper. J. Toomre is thanked for providing access to the computing resources of the University of Colorado during the Helioseismology Workshop at the Joint Institute for Laboratory Astrophysics, July 1988. Computing was also supported by a grant from the Danish Natural Science Research Council, and by the C2VR of the Ecole Polytechnique at Palaiseau (France). W.D. thanks the Danish Space Board for travel support. NCAR is sponsored by the NSF.

Received 20 September; accepted 17 October 1988.

1. Hummer, D. G. & Mihalas, D. *Astrophys. J.* **331**, 794-814 (1988).
2. Mihalas, D., Däppen, W. & Hummer, D. G. *Astrophys. J.* **331**, 815-825 (1988).
3. Däppen, W., Mihalas, D., Hummer, D. G. & Mihalas, B. W. *Astrophys. J.* **332**, 261-270 (1988).
4. Seaton, M. *J. Phys.* **B20**, 6363-6378 (1987).
5. Ebeling, W., Kraeft, W. D., Kremp, D. & Röpke, G. *Astrophys. J.* **290**, 24-27 (1985).
6. Rogers, F. *Astrophys. J.* **310**, 723-728 (1986).
7. Däppen, W., Anderson, L. S. & Mihalas, D. *Astrophys. J.* **319**, 195-206 (1987).
8. Christensen-Dalsgaard, J., Duvall, T. L., Gough, D. O., Harvey, J. W. & Rhodes, E. J. *Nature* **315**, 378-382 (1985).
9. Deubner, F.-L. & Gough, D. O. *A. Rev. Astr. Astrophys.* **22**, 593-619 (1984).
10. Christensen-Dalsgaard, J. *Seismology of the Sun and the Distant Stars* (ed. Gough, D. O.) 23-53 (Reidel, Dordrecht, 1986).
11. Christensen-Dalsgaard, J. *Multimode Stellar Pulsation* (eds Kovacs, G., Szabados, L. & Szeidl, B.) 153-180 (Kultura Press and Konkoly Observatory, Budapest, 1988).
12. Grec, G., Fossat, E. & Pomerantz, M. A. *Sol. Phys.* **82**, 55-66 (1983).
13. Libbrecht, K. G. *Astrophys. J.* **334**, 510-516 (1988).
14. Ando, H. & Osaki, Y. *Publ. astr. Soc. Japan* **27**, 581-603 (1975).
15. Christensen-Dalsgaard, J., Gough, D. O. & Libbrecht, K. G. *Astrophys. J.* (submitted).
16. Christensen-Dalsgaard, J. *Méthodes mathématiques pour l'astrophysique* (eds Auvergne, M. & Baglin, A.) 479-524 (Société Française des Spécialistes d'Astronomie, Paris, 1987).
17. Eggleton, P. P., Faulkner, J. & Flannery, B. P. *Astr. Astrophys.* **23**, 325-330 (1973).
18. Christensen-Dalsgaard, J. *Mon. Not. R. astr. Soc.* **199**, 735-761 (1982).
19. Lebreton, Y. & Däppen, W. *Proc. Symp. on Seismology of the Sun and Sun-like Stars* (ESA SP-286, ESTEC, Noordwijk, in the press).
20. Christensen-Dalsgaard, J., Gough, D. O. & Pérez Hernández, F. *Mon. Not. R. astr. Soc.* (in the press).
21. Duvall, T. L., Harvey, J. W., Libbrecht, K. G., Popp, B. D. & Pomerantz, M. A. *Astrophys. J.* **324**, 1158-1171 (1988).
22. Libbrecht, K. G. & Kaufman, J. M. *Astrophys. J.* **324**, 1172-1183 (1988).
23. Christensen-Dalsgaard, J. & Gough, D. O. *Solar Seismology from Space* (eds Ulrich, R. K. et al.) 199-204 (NASA, JPL Publs 84-84, 1984).
24. Noels, A., Scuflaire, R. & Gabriel, M. *Astr. Astrophys.* **130**, 389-396 (1984).
25. Lebreton, Y. & Maeder, A. *Astr. Astrophys.* **161**, 119-124 (1986).
26. Bahcall, J. N. & Ulrich, R. K. *Rev. mod. Phys.* **60**, 297-372 (1988).
27. Turck-Chieze, S., Cahen, S., Casse, M. & Doom, C. *Astrophys. J.* **335**, 415-424 (1988).
28. Däppen, W. & Gough, D. O. *Theoretical Problems in Stellar Stability and Oscillations* 264-269 (Institut d'Astrophysique, Liège, 1984).
29. Christensen-Dalsgaard, J. & Frandsen, S. *Sol. Phys.* **82**, 165-204 (1983).
30. Gough, D. O. *Adv. Sp. Res.* **4**, 85-102 (1985).
31. Gough, D. O. *Future Missions in Solar, Heliospheric and Space Plasma Physics* (eds Rolfe, E. & Battrick, B.) 183-197 (ESA SP-235, ESTEC, Noordwijk, 1985).
32. Stein, R. F., Nordlund, Å. & Kuhn, J. R. *Solar and Stellar Granulation Proc. NATO ARW, Capri, 21-25 June* (in the press).



# THE EQUATION OF STATE OF THE SOLAR INTERIOR: A COMPARISON OF RESULTS FROM TWO COMPETING FORMALISMS

WERNER DÄPPEN

*Space Science Department of ESA, 2200 AG Noordwijk, The Netherlands*

YVELINE LEBRETON

*Observatoire de Paris-Meudon, DASGAL, 92195 Meudon, France*

and

FORREST ROGERS

*Lawrence Livermore National Laboratory, Livermore, CA 94550, U.S.A.*

(Received 6 November, 1989)

**Abstract.** A recently developed treatment of partition functions in the equation of state (Mihalas, Hummer, Däppen, MH&D) has led to a substantial improvement in the agreement between observed and theoretically predicted solar  $p$ -mode oscillation frequencies. The MH&D equation of state is a realization of the free-energy-minimization method, based on the so-called 'chemical picture', in which ionization and dissociation reactions are assumed to be those that maximize entropy, or equivalently, minimize the free energy. An alternative equation of state has recently been developed at Livermore. It realizes a virial expansion of pressure, and is based on the 'physical picture', in which explicitly only fundamental species (i.e., electrons and nuclei) appear. Results of a first comparison between thermodynamic quantities of the MH&D and Livermore equations of state are presented. For simplicity, a mixture with only hydrogen and helium (90% H and 10% He by number) is chosen. The comparison is made for a low-density and a high-density case. In the first case, the conditions are those of the hydrogen and helium ionization zones of the Sun, in the second case those of the solar centre. In both cases, the MH&D and Livermore results agree strikingly, despite the very different formalisms they are based on.

## 1. Introduction

Observed solar oscillation frequencies probe, among other things, the equation of state of the solar interior. They can be, therefore, used to investigate the properties of matter under conditions that cannot be achieved on Earth. Mihalas, Hummer, and Däppen (Hummer and Mihalas, 1988; Mihalas, Däppen, and Hummer, 1988; Däppen *et al.*, 1988) have recently developed a new treatment of the partition functions in the equation of state (hereafter MH&D), which is part of an ongoing effort to recompute opacities for stellar envelopes ('Opacity Project'; see, e.g., Seaton, 1987).

However, the MH&D formalism represents just one of the two principal current 'philosophies', namely the chemist's view, in which bound systems are interpreted as autonomous species, with reactions between each other. The other philosophy, on which the Livermore equation of state (Rogers, 1986; Iglesias, Rogers, and Wilson, 1987) is based, is the physicist's view, aiming at a virial expansion of pressure, and explicitly



## Standard solar models with CESAM code: neutrinos and helioseismology

G. Berthomieu<sup>1</sup>, J. Provost<sup>1</sup>, P. Morel<sup>1</sup>, and Y. Lebreton<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Département Cassini, URA CNRS 1362, Observatoire de la Côte d'Azur, BP 229, F-06304 Nice Cédex 4, France

<sup>2</sup> DASGAL, URA CNRS 335, Observatoire de Paris, F-92195 Meudon Principal Cédex, France

Received June 3, accepted October 15, 1992

**Abstract.** A new code for stellar evolution, named CESAM, has been constructed at Nice by P. Morel. Standard solar models have been computed using this code. Their global characteristics, predicted capture rates of neutrinos for the chlorine and gallium experiments and their seismological properties are given and compared to the observational constraints. The emphasis is put on the effect of the recent opacities of Livermore for different mixtures, corresponding to recent abundances determination, on the neutrino predictions and the solar oscillations.

**Key words:** Sun: interior – Sun: oscillations – stars: evolution

### 1. Introduction

Present solar models have to be calculated with high accuracy in order to be discussed in the framework of the very strong observational constraints of helioseismology. The new stellar evolution code CESAM<sup>1</sup> developed at Nice Observatory by P. Morel was adjusted and updated for that purpose (Morel 1992a,b). The comparison with other codes in the frame of the Solar Model Comparison initiated by GONG (Global Oscillations Network Group) has shown its ability to integrate the set of differential equations describing the structure and the evolution of a one solar mass star with high accuracy (Christensen - Dalsgaard 1991; Gabriel 1991).

Moreover great efforts are being recently made by the community to improve the physics that describes the stellar interiors. New opacities have been calculated by the Livermore group (Iglesias & Rogers 1991; Rogers & Iglesias 1992; Iglesias et al. 1992) for different mixtures and the results of the Opacity Project group will be soon available (Seaton 1992). We have calculated several solar models using the CESAM code and different opacity tables, equation of state, abundances... One of these models, calculated with the more recent set of physical data is

*Send offprint requests to:* G. Berthomieu

<sup>1</sup> Code d'Evolution Stellaire Adaptatif et Modulaire

presented as our reference standard model. Its properties, global parameters, neutrino fluxes and helioseismological characteristics, are given and compared to previous standard models (Bahcall & Ulrich 1988, Lebreton & Däppen 1988, Turck-Chièze et al. 1988, Sackmann et al. 1990, Dziembowski et al. 1992, Guenther et al. 1992, Schaller et al. 1992) in Sect. 2 and 3. In a second step we analyse the sensitivity of the solar model to the different physical inputs and examine how the resulting models satisfy the observational constraints of neutrinos and helioseismology (Sect. 4).

### 2. Reference solar model computation

The solar models discussed in this paper have been computed with the code CESAM. A brief description of the numerical procedures which are involved (Morel et al. 1990; Morel 1992a,b) is given in Sect. 2.2. We assume a spherically symmetrical model which is in hydrostatic equilibrium with no macroscopic motion except convection, no mass loss, no rotation and no magnetic field.

#### 2.1. Input physics

##### 2.1.1. Thermonuclear reactions

The evolution of the chemical abundances is due to the nuclear reactions (we do not take into account microscopic diffusion). The nuclear reaction networks include the proton-proton chain and the CNO cycles which are implemented following Clayton (1968). The models where the numerical integration of the evolution in time of all the elements is performed do not differ from the models where <sup>7</sup>Li and <sup>7</sup>Be are taken at equilibrium (less than 10<sup>-4</sup> for global quantities and less than 1% for the neutrino fluxes) so that in most cases these simplifying assumptions have been made.

The thermonuclear reaction rates are taken from the tables of Caughlan & Fowler (1988). The relation between the S factors for the p-p, <sup>7</sup>Be(p,γ)<sup>8</sup>B and <sup>3</sup>He(<sup>3</sup>He,2p)<sup>4</sup>He reactions corresponding to these tables and those adopted by Bahcall & Ulrich



## Standard solar model: interplay between the equation of state, the opacity and the determination of the initial helium content

C. Charbonnel<sup>1</sup> and Y. Lebreton<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Geneva Observatory, CH-1290 Sauverny, Switzerland,

<sup>2</sup> DASGAL, URA CNRS 335, Observatoire de Paris, F-92195 Meudon Principal Cedex, France

Received April 22, accepted July 15, 1993

**Abstract.** Solar models computed with the Geneva evolutionary code are presented. We examine the sensitivity of the structure of the solar model to the microphysics. The influence of the equation of state, of the opacity and of the mixture of heavy elements on the determination of the initial solar helium content is discussed.

Our reference model calculated with the best available input physics, i.e. with the Mihalas-Hummer-Däppen equation of state and the new radiative opacities from Iglesias et al. (1992) and Kurucz (1991), has an initial helium abundance  $Y=0.2779$  in mass fraction. The radius at the base of the convective zone reported to the solar radius is equal to 0.718, in excellent agreement with helioseismic observations. The central temperature has a value of  $15.56 \cdot 10^6 \text{K}$ . The predicted total neutrino capture rates for the chlorine and gallium experiments are respectively equal to 7.49 and 127.5 SNU and that confirms that the so-called “neutrino problem” persists in spite of the recent improvements of the physics.

**Key words:** stars: evolution of – solar structure – neutrinos – solar oscillations

### 1. Introduction

Recent improvements of the microphysics of stellar plasmas have significantly modified most outputs of stellar evolution and removed some discords between standard theory predictions and observational facts in various regions of the Hertzsprung-Russell diagram. The main recent changes in the input physics of stellar models concern the description of the radiative opacities and the treatment of the equation of state.

The computation of homogeneous grids of stellar models at different metallicities (Schaller et al. 1992; Schaerer et al. 1993a, b; Charbonnel et al. 1993a; Meynet et al. 1993) led the Geneva group to explore how the new OPAL opacities (Rogers

& Iglesias 1992; Iglesias et al. 1992) modify global properties of stellar evolution over a large range of masses. These stellar models were constructed with a simple equation of state adequate to describe the plasma of stellar interior for stars more massive than the Sun. For low mass stars however this equation of state presents some faintness since it does not include a number of non ideal effects becoming important such as Coulomb interactions. Taking this latter effect into account leads to a central pressure decrease in the standard solar model. To perform solar calibration this decrease has to be compensated for by a decrease of the mean molecular weight, and thus of the helium content. It is worth to note that efforts in performing the equation of state for low mass stars were concentrated on the solar case for which observations give the strongest constraints. The existing equations of state appropriate for stars of lower masses are generally dispatched in the form of tables still not available for the range of metallicities covered by the Geneva grids. Consequently, the same simple equation of state has been used up to now in all the stellar models of the grids. This ensures consistency between grids of various metallicities. However the solar helium abundance value used in the grids of solar metallicity ( $Y=0.299$ , Schaller et al. 1992) results from the calibration of the solar model with a very simple equation of state and it is higher than the value obtained with a more sophisticated equation of state. As we shall also see, the use of the most recent OPAL radiative opacities (Iglesias et al. 1992) computed with the relative metal abundances based on Grevesse’s (1991) meteoritic mixture and including spin-orbit interactions for iron leads to an additional decrease of the initial solar helium content with respect to the value of Schaller et al. (1992) who used the OPAL opacities by Rogers & Iglesias (1992).

In this paper we focus on the Sun. In Sect. 2 we present the physical ingredients used in the calculations of solar models with the Geneva code and we recall the characteristics of the equations of state and sets of opacities that we want to compare. In Sect. 4, we confront the properties of a solar model computed with the best available physics to observational constraints described in Sect. 3. In Sect. 5 we summarize the influence of the equation of state and of the opacity on the properties of the so-

Send offprint requests to: C. Charbonnel





**Convection, overshooting, rotation, diffusion**

- Goupil, Michel, Lebreton, Baglin, *A&A* 268, 546–550
- Lebreton, Perrin, Cayrel, Baglin & Fernandes 1999, *A&A* 350, 587–597
- Samadi, Goupil, Lebreton 2001, *A&A* 370, 147–156
- Suran, Goupil, Baglin, Lebreton, Catala, *A&A* 372, 333–340
- Lebreton, Fernandes & Lejeune 2001, *A&A* 374, 540–553



## Seismology of $\delta$ Scuti stars – GX Pegasi

M. J. Goupil, E. Michel, Y. Lebreton, and A. Baglin

Observatoire de Paris-Meudon, D.A.S.G.A.L., URA CNRS 335, F-92195 Meudon, France

Received June 29, accepted October 1, 1992

**Abstract.** An identification of the five observed frequencies of the  $\delta$  Scuti star GX Pegasi is proposed. It involves two radial modes of radial order  $n=2,3$  and one non radial mode  $l=1$ ,  $n=3$  split by rotation. The identification has been carried out by comparison of the observed frequencies with the adiabatic eigenfrequencies of models appropriate for GX Peg.

Taken into account the very probable existence of overshooting at the edge of the convective core, it is found that the non-radial mode detected is mainly trapped in the envelope.

The asymmetric pattern of the nonradial mode split by rotation is found quantitatively consistent with departure from symmetry due to second order effects of rotation and binarity.

GX Pegasi belongs to a short period binary system for which synchronization has certainly already taken place. The value of the splitting shows, however, that the star cannot rotate as a solid body and is thus not synchronized down to the core. This ought to provide a constraint on synchronization time-scale.

Based on our current knowledge of synchronization mechanisms for such stars, a rotational frequency radial profile is assumed, which provides an estimation of the central rotational frequency,  $\Omega_c$ , given the splitting value and the rotational frequency of the synchronized outer layers. If only the very outer layers have had time to be synchronized, it is found that  $\Omega_c \sim 10 - 13 \mu\text{Hz}$ . The deeper the synchronization has taken place, the larger  $\Omega_c$ . An independent upper limit on  $\Omega_c$  can however be set, which shows that the star cannot be synchronized over more than 70% by radius from surface, if overshooting of the convective is to be taken into account.

**Key words:** stars: oscillation of – stars: variable – stars:  $\delta$  Sct – GX Peg – asteroseismology

### 1. Introduction

The  $\delta$  Scuti stars constitute a large class of A and F intrinsic variables located on and just off the main sequence (luminosity classes V and IV), in the lowest part of the Cepheid instability strip. An increasing number of these stars are found to be non-radial oscillators involving a relatively high number of modes.

*Send offprint requests to:* M.J. Goupil

The  $\delta$  Scuti stars thus are good candidates for asteroseismology from ground based observations. For reviews about  $\delta$  Scuti stars, see Breger (1979), Kurtz (1988, 1991), Shibahashi (1987).

With masses in the range  $1.4 - 2 M_{\odot}$ ,  $\delta$  Scuti stars possess a convective core that shrinks with evolution, leaving behind an inhomogeneous chemical region. Such a structure generates particular modes, the mixed modes, which propagate like gravity modes (hereafter g-modes) within the deep interior of the star and like pressure modes (p-modes) in the envelope (Unno et al. 1989 and references therein). As a consequence, these modes carry information about the very deep shells while they reach the surface with amplitudes large enough for a possible detection.

As already stressed by Mangeney et al. (1991), Dziembowski & Pamyatnykh (1991), the prospect of detecting mixed modes of  $\delta$  Scuti stars is therefore very promising.

And indeed,  $\delta$  Scuti stars oscillate with frequencies in the range of frequencies associated with mixed modes, which correspond to modes with low degree and low radial order. The question, however, remains whether we do detect these very interesting modes. In other words, are these modes excited with enough effective efficiency to bring them to detectable amplitudes? These questions must be related to the not yet fully understood problems of finite oscillation amplitudes and modal selection.

Linear growth-rates calculations (Dziembowski 1977a; Stellingwerf 1979; Lee 1985; Milligan & Carson 1992; Dziembowski 1992) suggest that a few consecutive radial and non-radial eigenmodes of low radial order are destabilized by the “kappa mechanism”. In this purely linear framework, among these modes,  $l = 0, 1$  modes are found to be preferentially excited in models with hydrogen exhausted cores.

But regarding finite amplitude oscillations and modal selection, linear driving is not the whole story. In particular, amplitudes of multimodes  $\delta$  Scuti pulsators are surprisingly small compared to those of Cepheids or even of the so-called high amplitude  $\delta$  Scuti stars, which are found to oscillate in one, at most two, radial modes.

The saturation of the kappa mechanism is efficient at large amplitudes and has been invoked in the case of large amplitude oscillators such as Cepheids. For small amplitude  $\delta$  Scuti stars, on the other hand, Dziembowski & Królíkowska (1985)



Astron. Astrophys. 350, 587–597 (1999)

---

ASTRONOMY  
AND  
ASTROPHYSICS

---

## The Hipparcos HR diagram of nearby stars in the metallicity range: $-1.0 < [\text{Fe}/\text{H}] < 0.3$

### A new constraint on the theory of stellar interiors and model atmospheres

Y. Lebreton<sup>1</sup>, M.-N. Perrin<sup>2</sup>, R. Cayrel<sup>2</sup>, A. Baglin<sup>3</sup>, and J. Fernandes<sup>4</sup><sup>1</sup> DASGAL, CNRS URA 335, Observatoire de Paris, Place J. Janssen, 92195 Meudon, France (Yveline.Lebreton@obspm.fr)<sup>2</sup> DASGAL, CNRS URA 335, Observatoire de Paris, 61 Av. de l'Observatoire, 75014 Paris, France<sup>3</sup> DESPA, CNRS URA 264, Observatoire de Paris, Place J. Janssen, 92195 Meudon, France<sup>4</sup> Observatório Astronómico da Universidade de Coimbra, 3040 Coimbra, Portugal

Received 26 March 1999 / Accepted 19 July 1999

**Abstract.** The Hipparcos mission has provided very high quality parallaxes of a sample of a hundred nearby disk stars, of spectral types F to K. In parallel, bolometric fluxes, effective temperatures, and accurate Fe/H ratios of many of these stars became available through infrared photometry and detailed spectroscopic analyses. These new accurate data allow to build the Hertzsprung–Russell diagram of stars of the solar neighbourhood with the smallest error bars ever obtained.

We analyse these observations by means of theoretical stellar models, computed with the most recent input physics.

We first examine the positions of the objects versus standard theoretical isochrones, corresponding to their chemical composition and age. For these isochrones we have first assumed that the helium content was varying in locksteps with metallicity. The comparison becomes age-independent in the lower part of the HR diagram, where evolutionary effects are negligible. We show that for the unevolved stars, the agreement between real stars and models is fairly satisfactory for stars with metallicity within  $\pm 0.3$  dex of the solar metallicity, but that a conflict exists for stars with metallicity less than  $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.5$ . This conflict cannot be resolved by decreasing the helium abundance: values of this abundance below the primordial abundance would be required.

On the basis of recent works, we show that the addition of two processes not included in standard models can help solving the above discrepancy. These are (i) correcting the LTE iron abundances using a non-LTE approach and (ii) including microscopic diffusion of He and heavier elements in the stellar interior. The case of the binary star  $\mu$  Cas is particularly useful to support this conclusion as its mass is also known from its orbit. After inclusion of the two effects,  $\mu$  Cas A falls on its expected isochrone, within the error bars corresponding to its mass.

All stars with  $-0.3 < [\text{Fe}/\text{H}] < 0.3$  are located between the helium-scaled isochrones corresponding to these metallicities. However five of them are not located exactly where they are expected to be for their metallicity. This may reflect a helium

content lower than the metallicity-scaled value. But not necessarily, as a possible sedimentation of the elements might complicate the determination of the helium content. The age of main sequence solar composition stars covers a large range, and the effects of sedimentation are time dependent.

**Key words:** stars: abundances – stars: Hertzsprung–Russell (HR) and C-M diagrams – stars: interiors – stars: late-type – Galaxy: abundances – Galaxy: solar neighbourhood

---

#### 1. Introduction

Valuable tests of the stellar evolution theory and strong constraints on the physical description of stellar interiors are mainly provided by the study of the most-accurately observed stellar objects. The number of observable parameters accessible through observations is important as well as the accuracy on their determination. The Sun, the nearby stars including members of visual binary systems, and stars belonging to open clusters represent some of these best-known objects.

The observations of nearby low-mass stars have been greatly improved, and their number has substantially increased, during the last few years. Distances have been determined with a very high precision with the Hipparcos satellite. In parallel, ground-based measurements have provided high resolution spectra and multicolour photometry of an appreciable number of stars of the solar neighbourhood. On the other hand, models of stellar atmospheres have largely benefited from progresses in the theoretical description of microscopic physics, in particular opacities. The analysis of the observational data, using model atmospheres, has provided bolometric magnitudes, effective temperatures and abundances with an accuracy which had never been reached previously. In addition, several nearby stars are members of visual binary systems and their mass is known.

The study of stars of low mass has many important physical and astrophysical implications. First, several uncertainties remain on the physics of their internal structure. For instance, the imperfect understanding of the convective transport or of

---

Send offprint requests to: Y. Lebreton



A&A 370, 147–156 (2001)  
DOI: 10.1051/0004-6361:20010213  
© ESO 2001

**Astronomy  
&  
Astrophysics**

## Excitation of stellar p-modes by turbulent convection

### II. The Sun

R. Samadi<sup>1,2</sup>, M.-J. Goupil<sup>3</sup>, and Y. Lebreton<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Observatoire de Paris, DESPA, CNRS UMR 8632, 92195 Meudon, France

<sup>2</sup> Astronomy Unit, Queen Mary, University of London, London E14NS, UK

<sup>3</sup> Observatoire de Paris, DASGAL, CNRS UMR 8633, 92195 Meudon, France

Received 17 October 2000 / Accepted 19 January 2001

**Abstract.** Acoustic power and oscillation amplitudes of radial oscillations computed for a solar model are compared with solar seismic observations. The oscillations are assumed to be stochastically excited by turbulence. The numerical computations are based upon a theoretical formulation of the power going into solar-like oscillation modes, as proposed by Samadi & Goupil (2001) in a companion paper. This formulation allows us to investigate several assumptions concerning properties of the stellar turbulence. We find that the entropy source plays a dominant role in the stochastic excitation compared with the Reynold stress source, in agreement with Goldreich et al. (1994). We consider several turbulent kinetic energy spectra suggested by different observations of the solar granulation. Differences between turbulent spectra manifest in large differences in the computed oscillation powers at high oscillation frequency. Two free parameters which are introduced in the description of the turbulence enter the expression for the acoustic power. These parameters are adjusted in order to fit to the solar observations of the surface velocity oscillations. The best fit is obtained with the kinetic energy spectrum deduced from the observations of the solar granulation by Nesis et al. (1993); the corresponding adjusted parameters are found to be compatible with the theoretical upper limit which can be set on these parameters. The adopted theoretical approach improves the agreement between solar seismic observations and numerical results.

**Key words.** convection – turbulence – stars: oscillations – Sun: oscillations

### 1. Introduction

It is currently believed that oscillations of solar-like stars can be excited by the turbulent convection of their outer layers. The physical description of this stochastic excitation which yields the power transferred into the oscillations by the turbulence is not well known: the turbulent Reynolds stress was first identified (Goldreich & Keeley 1977, hereafter GK) as the main source term. In the last decade, turbulent entropy fluctuations had been proposed as a possible additional source term (Stein & Nordlund 1991; Balmforth 1992; Goldreich et al. 1994).

In Paper I (Samadi & Goupil 2001) we reconsider the excitation of stellar p-modes by turbulent convection. A new formulation following the GK approach and taking into account both Reynolds stress and entropy fluctuations contribution is proposed. In contrast with previous works, the present formulation is valid for any turbulent time spectrum and turbulent energy spectrum. The entropy source term was considered as the main source term by Goldreich et al. (1994, hereafter GMK) while Balmforth (1992, hereafter B92) considered the

corresponding contribution as negligible. However it was shown in Paper I that the entropy source term considered by GMK and B92 vanishes and a non-linear term involving the turbulent velocity field and the turbulent entropy represents the actual entropy contribution. Inherent to an empirical description of the stellar turbulence, our theoretical model for the acoustic power involves two free parameters, the parameter  $\lambda$  which is related to the rather arbitrary definition of eddy correlation time and the parameter  $\beta$  which relates the mixing length to the largest wavenumber in the inertial range.

Several space seismic experiments are currently planned: COROT (Baglin & The Corot Team 1998), MONS (Kjeldsen & Bedding 1998) and MOST (Matthews 1998). These projects will provide very accurate seismic data such as oscillation amplitudes and damping rates for a large set of stellar targets. The oscillation powers deduced from these observations will provide valuable constraints on the current physical understanding of the excitation by turbulent convection. In the meantime, we need to validate and constrain our theoretical approach with current solar observations. This is the primary goal of this paper. We first compute the oscillation power for a solar model (Sect. 2) using conventional assumptions for the turbulent

Send offprint requests to: R. Samadi,  
e-mail: reza.samadi@obspm.fr





A&A 372, 233–240 (2001)  
DOI: 10.1051/0004-6361:20010485  
© ESO 2001

**Astronomy  
&  
Astrophysics**

## Comparative seismology of pre- and main sequence stars in the instability strip

M. Suran<sup>1</sup>, M. Goupil<sup>2</sup>, A. Baglin<sup>3</sup>, Y. Lebreton<sup>2</sup>, and C. Catala<sup>4</sup>

<sup>1</sup> Astronomical Institute of Romanian Academy

<sup>2</sup> DASGAL, UMR CNRS 8633, Observatoire de Paris-Meudon, France

<sup>3</sup> DESPA, UMR CNRS 8632, Observatoire de Paris-Meudon, France

<sup>4</sup> LAT, UMR CNRS 5572, Observatoire de Midi-Pyrénées, France

Received 22 January 2001 / Accepted 30 March 2001

**Abstract.** Pulsational properties of  $1.8 M_{\odot}$  stellar models covering the latest stages of contraction toward the main sequence up to early hydrogen burning phases are investigated by means of linear nonadiabatic analyses. Results confirm that pre-main sequence stars (pms) which cross the classical instability strip on their way toward the main sequence are pulsationally unstable with respect to the classical opacity mechanisms. For both pms and main sequence types of models in the lower part of the instability strip, the unstable frequency range is found to be roughly the same. Some non-radial unstable modes are very sensitive to the deep internal structure of the star. It is shown that discrimination between pms and main sequence stages is possible using differences in their oscillation frequency distributions in the low frequency range.

**Key words.** stars: oscillations, stars: pre-main sequence

### 1. Introduction

In the vicinity of the main sequence, the HR diagram is confusing as stars of similar global properties but different stages of evolution lie at the same position. In some cases the young pre-main sequence stars are recognized through specific characteristics, for instance the presence of nebulosity or high degree of activity. But, this is not always the case. An alternative is to take advantage of seismological information whenever possible. We therefore carry out a comparative study of the pulsational behavior of pre-main sequence (hereafter pms) and main sequence (hereafter postZams) stars of intermediate mass, in the classical instability strip.

Our study is restricted to the latest stages of the pre-main sequence contraction when traces of the formation phases have already disappeared, so that a pms model can be built with the quasi-static approximation.

The outer layers of pms and postZams stars having almost the same effective temperature and gravity are very similar. As these layers drive the pulsation in this range of temperature, it is reasonable to expect that pms stars in the instability strip are also destabilized by classical opacity mechanisms and that the same type of modes as for the postZams stars are excited. This idea has been confirmed

by Suran (1998) and in a more detailed work but for pure radial modes of very young and cool stars by Marconi & Palla (1998). This supports vibrational instability as an explanation for the observed periodic variations detected for a few stars which are suspected to be in the pre-main sequence stage (Kurtz & Marang 1994; Catala et al. 1997; Kurtz 1999).

Differences, on the other hand, exist between the two stages: whereas pms has some relics of its gravitational contraction phase, the main sequence nuclear burning modifies the inner core structure, and postZams models develop chemical inhomogeneities. In a preliminary work, Suran (1998) has stressed some consequences of these differences in the structures of the frequency distributions. The present paper further investigates and compares the pulsational properties of these two phases for non-radial oscillations. It is organised as follows: stellar modelling and its physical inputs are described in Sect. 2, where comparable pms and postZams models are selected. Oscillation frequencies associated with nonradial modes for both types of objects are compared in Sects. 3 and 4, and emphasis is put on the structure of the frequency spectra in both stages. Finally in Sect. 5, we discuss the possibility to infer the evolutionary stage, i.e. the age of a variable object in this region of the HR diagram, through the pattern of its frequency spectrum.

*Send offprint requests to:* M. Goupil, e-mail: [goupil@obspm.fr](mailto:goupil@obspm.fr)



A&A 374, 540–553 (2001)  
 DOI: 10.1051/0004-6361:20010757  
 © ESO 2001

**Astronomy  
&  
Astrophysics**

## The helium content and age of the Hyades: Constraints from five binary systems and Hipparcos parallaxes

Y. Lebreton<sup>1</sup>, J. Fernandes<sup>2</sup>, and T. Lejeune<sup>2</sup>

<sup>1</sup> DASGAL, CNRS UMR 8633, Observatoire de Paris, Place J. Janssen, 92195 Meudon, France

<sup>2</sup> Observatório Astronómico da Universidade de Coimbra, 3040 Coimbra, Portugal

Received 4 April 2001 / Accepted 17 May 2001

**Abstract.** We compare the accurate empirical mass-luminosity (M-L) relation based on five Hyades binary systems to predictions of stellar models calculated with various input parameters (helium, metallicity and age) or physics (mixing-length ratio, model atmosphere, equation of state and microscopic diffusion). Models based on a helium content  $Y \sim 0.28$  inferred from the  $\Delta Y/\Delta Z$  enrichment law are more than  $3\sigma$  beyond the observations, suggesting that the Hyades initial helium abundance is lower than expected from its supersolar metallicity. With the photometric metallicity ( $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.144 \pm 0.013$  dex, Grenon 2000) we derive  $Y = 0.255 \pm 0.009$ . Because of the ( $Y$ ,  $[\text{Fe}/\text{H}]$ ) degeneracy in the M-L plane, the uncertainty grows to  $\Delta Y = 0.013$  if the metallicity from spectroscopy is adopted ( $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.14 \pm 0.05$  dex, Cayrel de Strobel et al. 1997). We use these results to discuss the Hertzsprung-Russell (HR) diagram of the Hyades, in the ( $M_V$ ,  $B - V$ ) plane, based on the very precise Hipparcos dynamical parallaxes. Present models fit the tight observed sequence very well except at low temperatures. We show that the HR diagram does not bring further constraints on the helium abundance or metallicity of the cluster. In the low mass region of the HR diagram sensitive to the mixing-length parameter ( $\alpha_{\text{MLT}}$ ), the slope of the main sequence (MS) suggests that  $\alpha_{\text{MLT}}$  could decrease from a solar (or even supersolar) value at higher mass to subsolar values at low mass, which is also supported by the modeling of the vB22 M-L relation. We find that the discrepancy at low temperatures ( $(B - V) \gtrsim 1.2$ ) remains, even if an improved equation of state or better model atmospheres are used. Finally, we discuss the positions of the stars at turn-off in the light of their observed rotation rates and we deduce that the maximum age of the Hyades predicted by the present models is  $\sim 650$  Myr.

**Key words.** open clusters and associations: Hyades – stars: fundamental parameters – stars: interiors – stars: Hertzsprung-Russell (HR) and C-M diagram – stars: individual: vB22,  $\theta^2$  Tau – stars: rotation

### 1. Introduction

Open clusters provide information and strong constraints for the stellar evolution theory. They give the opportunity to study large numbers of stars spanning a broad range of masses and evolutionary stages and that can be assumed to have similar age and chemical composition. Depending on the cluster studied, observations may give 1) the position of the cluster sequence in the HR diagram, 2) the density of stars along that sequence, 3) the M-L relation if the masses of some binary stars are accessible to observation. The analysis of the observational features of a given cluster by means of internal structure models allows estimating characteristics not directly accessible through observation, such as the age or helium content of the members. Furthermore, if the observational data are accurate enough, constraints on the physical processes at work in the stellar interiors, for instance the various transport processes, can be inferred.

*Send offprint requests to:* Y. Lebreton,  
 e-mail: Yveline.Lebreton@obspm.fr

The Hyades is the nearest moderately rich star cluster. It has served for a long time to define absolute magnitude calibrations and, in turn, to fix the zero-point of the galactic and extragalactic distance scales. Also, as an open cluster, the precise knowledge of its chemical composition and age is fundamental for studies of the kinematic and chemical evolution of our Galaxy. The metallicity  $[\text{Fe}/\text{H}]$  (logarithm of the number abundances of iron to hydrogen relative to the solar value) is accessible through photometric or spectroscopic observations (see Sect. 2.1). On the other hand, the Hyades dwarfs are too cool for helium lines to be visible in their spectra and their helium content to be determined directly. The helium abundance and age have to be derived from the analysis of the observations using stellar models.

Recently, high-quality observations of the Hyades stars have been obtained. Hipparcos data combined with ground-based photometric or spectroscopic observations provided a more precise extended HR diagram of the cluster (Perryman et al. 1998; Dravins et al. 1997; de Bruijne et al. 2000). On the other hand, observations of several



## Atmosphères

- Morel, Van't Veer, Provost, Berthomieu, Castelli, Cayrel, Goupil, Lebreton *A&A* 286, 91–102



## Incorporating the atmosphere in stellar structure models: the solar case

P. Morel<sup>1</sup>, C. van 't Veer<sup>2</sup>, J. Provost<sup>1</sup>, G. Berthomieu<sup>1</sup>, F. Castelli<sup>3</sup>, R. Cayrel<sup>2</sup>, M.J. Goupil<sup>2</sup>, and Y. Lebreton<sup>2</sup>

<sup>1</sup> Département Cassini, URA CNRS 1362, Observatoire de la Côte d'Azur, BP 229, F-06304 Nice Cedex 4, France

<sup>2</sup> DASGAL, URA CNRS 335, Observatoire de Paris, F-92195 Meudon Principal Cedex, France

<sup>3</sup> CNR-Gruppo Nazionale Astronomia, Unità di Ricerca di Trieste, Via G.B. Tiepolo 11, I-34131 Trieste, Italy

Received 10 June 1993 / Accepted 16 November 1993

**Abstract.** The diffusion limit of the transfer equation used in the calculations of stellar interior models is only valid at large Rosseland optical depth. From atmosphere models obtained with ATLAS 9 (Kurucz, 1991b), it is shown here that the diffusion limit of the transfer equation becomes valid only at Rosseland optical depths  $\tau_R \gtrsim 10$  that is at a location well inside the Sun's convective zone.

For the calculations of stellar evolution, the atmosphere is built from  $\mathcal{F}(\tau)$  laws that are derived either from theory or from full atmosphere computations; such a  $\mathcal{F}(\tau)$  law depends upon effective temperature and gravity, therefore on the evolutionary state of the model. Hence, in general, when following the evolution of a star, various  $\mathcal{F}(\tau)$  laws need to be introduced. In the case of the Sun, however, we show here that the atmosphere can be restored with the use of only one  $\mathcal{F}(\tau)$  law.

Particular efforts have been made to include physics as consistent as possible in both the model atmosphere from which one derives  $\mathcal{F}(\tau)$  laws and the internal structure calculations which use them; as a result, we can rebuild the atmosphere in stellar models with an accuracy of about  $\pm 0.5\%$  for the sound speed and the pressure. Remaining discrepancies are of small effect on solar calibrated models. For the solar oscillations, such small discrepancies generate frequency differences no larger than  $2 \mu\text{Hz}$  for low degrees modes to about  $10 \mu\text{Hz}$  for modes of large degrees around 400.

**Key words:** stars: evolution – stars: atmosphere – stars: interiors – Sun: interior – Sun: oscillations

### 1. Introduction

An accurate description of the atmosphere is important in stellar interior calculations for many reasons; first, the amount of energy radiated away depends on the physical structure of the

Send offprint requests to: P. Morel, morel@wagner.obs-nice.fr

outermost shells; second, the outer boundary conditions, defined in the interstellar medium, are connected to the internal structure boundary conditions through the atmosphere; moreover, the radius of the star is defined inside the atmosphere and, as we shall see, it is a free boundary condition; in addition, for helioseismology and asteroseismology, a precise model of the atmosphere is needed because the upper turning points of the pressure oscillations are located in the outermost layers.

Inside a star, in the optically thick medium, the radiative flux can be derived from the diffusion equation which is the limit of the transfer equation for large optical depth (Mihalas 1978, Sect. 3.2). Since it is not possible to include a full atmosphere calculation into a whole stellar model, one separates the internal structure calculations where the diffusion approximation is used, from an outer part where the atmosphere calculation is made under simplified assumptions based on results from full atmosphere computations; in that sense the atmosphere is only "restored". The limit between the two parts, where the bottom of the atmosphere coincides with the top of the envelope, must be located at a Rosseland optical depth  $\tau_b$  large enough for the diffusion approximation to be valid. However, even in theoretical treatises of radiative transfer, the meaning of "at large Rosseland optical depth" is never explicit. Most of the time, one uses  $\tau_b \sim 2/3$  (Kippenhahn et al. 1968).

The influence of such choices can be revealed only with a reference star model well constrained by observations. Only for the Sun, one has such accurate values for the age, the radius, the mass, the effective temperature and the luminosity. Also, precise helioseismological observations are available and the study of the sensitivity of the frequencies of oscillations is another way to compare the influence of the various assumptions made in the atmosphere computations.

In this paper, we restrict the study to the solar case from the ZAMS to the present Sun.

In Sect. 2, we first investigate the value of the Rosseland optical depth at which the diffusion limit is reached; that is the depth at which the matching should be performed.





## A.2 Implications et applications astrophysiques

- Lebreton, Michel, Goupil, Baglin, Fernandes 1995, *IAU Symp 166*, 135–142
- Fernandes, Lebreton, Baglin, 1996, *A&A 311*, 127–134
- Perryman, Brown, Lebreton et al. 1998, *A&A 331*, 81–120
- Fernandes, Lebreton, Baglin & Morel 1998, *A&A 338*, 127–134
- Lebreton, 2000 *ARAA 38*, 35–77
- Morel, Provost, Lebreton, Thévenin, Berthomieu 2001, *A&A 370*, 147–156



## ACCURATE PARALLAXES AND STELLAR AGES DETERMINATIONS

Y. LEBRETON, E. MICHEL, M.J. GOUPIL, A. BAGLIN, J. FERNANDES  
*DASGAL, URA CNRS 335, Observatoire de Paris, Section de Meudon  
92195 MEUDON Cedex, FRANCE*

**Abstract.** Uncertainties on stellar ages due to the physical description of the stellar material entering the models and to measurements of global parameters and chemical composition are estimated in the case of A/F stars.

With combined efforts on atmosphere modeling (to improve global parameters), on asteroseismology (to improve the physical description of the stellar interior) and on distance determination at the level of the sub-milliarcsecond (to improve luminosity), an accuracy on age determination of about 10% is foreseeable.

### 1. Introduction

Precise stellar ages determinations are now required for a variety of topics, as galactic evolution or cosmological time scale. The "primary" determination of ages relies on comparisons of models of internal structure with the best available data on individual stars, or stellar groups.

Though the principle of the method is general, its application to different types of stars requires specific developments. We consider the determination of the ages of individual stars and we focus on late A or F spectral type stars on the main sequence, which age range (several  $10^6$  to a few  $10^8$  yr) is appropriate for galactic evolution studies.

Stellar age is currently derived from global observable parameters (luminosity and effective temperature), matching the position of a real star and of models in the HR diagram. Uncertainties on models are often ignored. We will show here that, in order to take advantage of the foreseeable accuracy on the determination of the global parameters, this simple (first degree) method is inappropriate. One needs to constrain seriously other parameters, with the help of other variables, i.e. asteroseismologic quantities.

### 2. The "Model-Observation" Confrontation

Stellar interior models are built by integration of the hydrodynamical equations with initial and boundary conditions, assuming spherical symmetry of the star and neglecting rotation and magnetic field. Mass  $M$  and chemical composition, i.e. helium content  $Y$  and metallicity  $Z$ , have to be specified as initial conditions. A physical description of the material is needed, it is assumed here to be globally correct but for some adjustment

parameters ( $P_i$ ). The solution also depends on time, hereafter called "age"  $A$ . Consequently any output global characteristic  $Q_j$  of the model, such as observable quantities like effective temperature or luminosity, is obtained as a function  $\Psi$  of these inputs, i.e.  $Q_j = \Psi(A, M, Y, Z, P_i)$ .

In order to obtain an age one has to find the model which reproduces the observed quantities. It requires in principle to inverse  $\Psi$ , which is generally non linear, and sometimes not bijective. We consider here A/F stars on the main sequence, in a region of the HR diagram where the Vogt-Russell theorem applies and where the star position is very sensitive to age. The correct model and its age are obtained by iteration, starting from an approximate model and linearizing about this solution to get the necessary derivatives. A "differential" formalism writes:

$$dQ_j = D\Psi(dA, dM, dY, dZ, dP_k) \quad (1)$$

where  $D\Psi$  is the linear operator built with the partial derivatives of the observable quantities with respect to the variables  $V_i$  (i.e. initial conditions, "physical" description and age). If the number of accessible observable quantities is larger than the number of parameters a  $\chi^2$  minimization technique can be used to estimate the parameters and their uncertainties. Brown *et al.* (1994) have proposed to solve this problem in the case of solar type stars through a singular value decomposition of  $D\Psi$ .

However, in the "classical" problem, luminosity, effective temperature and metallicity  $Z$  are the only observable quantities and the age is estimated by comparison in the HR diagram for a "given" chemical composition. All the variables cannot be determined directly which means that age determinations will rely on the choice of the additional parameters entering physical description.

### 3. Evaluation of $D\Psi$

Numerical computations of a "reference" sequence and of a set of sequences where one variable is modified with respect to the reference variable  $V_{j0}$  are performed to calculate:

$$\partial Q_k / \partial V_i \text{ at } V_j = V_{j0} \text{ for all } j \neq i \quad (2)$$

#### 3.1. THE "REFERENCE" MODEL $A_0, M_0, Y_0, Z_0, P_{K0}$

The models are calculated with the CESAM code (Morel, 1993, 1994). The reference model is built with the most standard updated physics and a solar chemical composition. We took the nuclear reaction rates from Caughlan and Fowler (1988) and used the third generation of OPAL opacities (Iglesias *et al.*, 1992). Convection is treated with the mixing-length theory. We considered that an overshooting process extends the size of the convective core over a distance  $d_{Ov} = O_v H_p$  where  $H_p$  is the pressure scale height. The reference value  $O_v = 0.2$  comes from Schaller *et al.* (1992) who derived it by comparison of the observed main sequence width of clusters with that given by theoretical isochrones. The solar mixture and metal content ( $Z_\odot = 0.019$ ) are from Grevesse (1991). The constraint that the solar model must yield at solar age the observed luminosity and radius gives an initial helium content  $Y_\odot = 0.287$  and a mixing-length parameter  $\alpha_0 = 1.67 H_p$ .

### 3.2. THE UNCERTAINTIES

#### 3.2.1. *The Physical Terms $P_k$*

Many aspects of the physical description of stellar structure remain unknown. We focus here on the current uncertainties in the range of mass considered.

\* The  $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$  reaction is the slowest reaction in the main *CN* cycle and controls the energy generation in the *CNO* cycle. The uncertainty on the cross-section  $S_0$  is of about 17% as discussed by Parker and Rolfs (1991).

\* Recent OPAL opacities have been validated by different facts, as the coherent modeling of double mode cepheids. To estimate the effects of the remaining uncertainties we use a linear parameter  $O_p$ . The  $O_p$ -value is 1 if the OPAL tables are used and 0 for the Los Alamos tables (Huebner *et al.*, 1977).

\* The question of the universality of the mixing-length parameter  $\alpha$  is still open (see i.e. Neuforge and Fernandes, 1994). We assume here an uncertainty of 20% around the solar value corresponding to our standard physical ingredients.

\* There has been an already long debate on whether overshooting should be taken into account. Some authors do not consider this process while Napiwotski *et al.* (1993) give  $d_{Ov} = 0.15 H_p$  and Schaller *et al.* (1992) propose  $d_{Ov} = 0.20 H_p$ .

#### 3.2.2. *The Chemical Composition Terms*

They have to be determined for each object.

\* The helium content is difficult to observe in A/F stars, and also to constrain. One has then to rely on "prejudices" to estimate  $Y$  and its uncertainty. We consider (Fernandes *et al.*, 1994) that the enrichment law, as constrained by the width of the main sequence, is valid here, i.e.  $(Y - Y_p)/Z \subset [2, 5]$ , where  $Y_p$  is the primordial value taken at 0.228.

\* The metallicity can be determined by observations. For simplicity, we assume that all objects have a solar mixture and that only  $Z$  varies.

### 3.3. THE DIFFERENTIAL OPERATOR $D\Psi$

Derivatives in (2) are estimated as finite differences. The most appropriate estimate is obtained using increments in the variables of the order of the probable uncertainties. Since derivatives strongly depend on mass and on the stage of evolution, we have chosen two "characteristic" models, both slightly evolved ( $X_c \sim 0.25$ ):  $M1$  is a  $1.4M_\odot$  star at an age of  $2.3 \cdot 10^9$  yr and  $M2$  is a  $2M_\odot$  star at an age of  $0.81 \cdot 10^9$  yr. The positions in the HR diagram are shown on Fig. 1. and derivatives are given in Table 1 with the increments used for this evaluation.

## 4. The Leading Factors in Age Determinations

### 4.1. THE CLASSICAL CASE

Once  $D\Psi$  is known, the accuracy on the model parameters are in principle obtained by solving the linear equation  $\Delta Q_i = D\Psi \Delta V_j$ , where  $\Delta Q_i$  represent the relative errors on the observable quantities. This inversion "mixes" the role of the various parameters, as also discussed by Brown *et al.* (1994). In the "classical case" we are dealing with (comparison in the HR diagram), there are less observables than unknown quantities and we treat physical terms as parameters varying in a "reasonable" interval and the "chemical

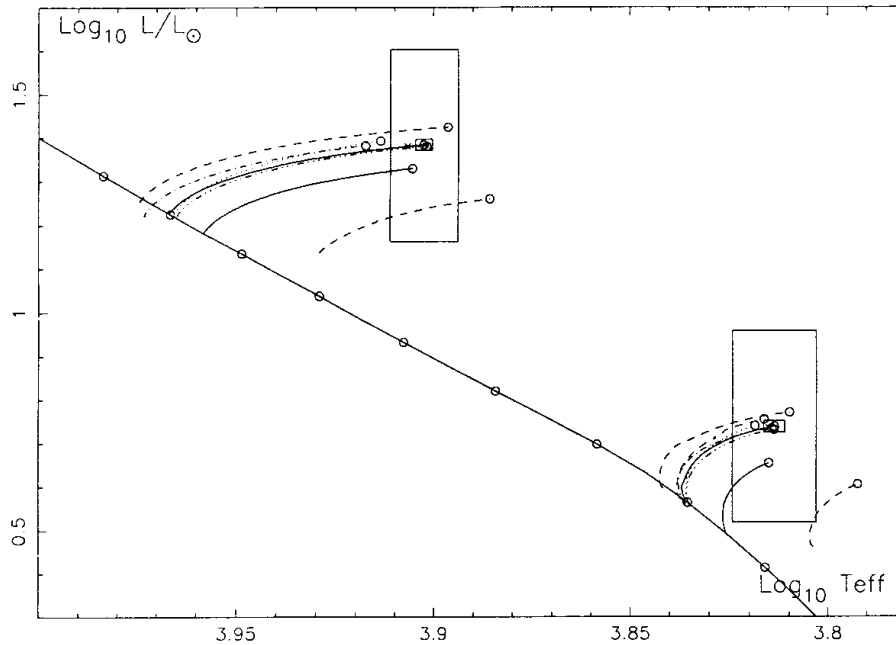


Figure 1. HR diagram showing the evolutionary sequences of the two models  $M1$  and  $M2$ , as computed with the different parameters. The error boxes are given in both cases:  $Si1$  (the large one) and  $Si2$  (the small one).

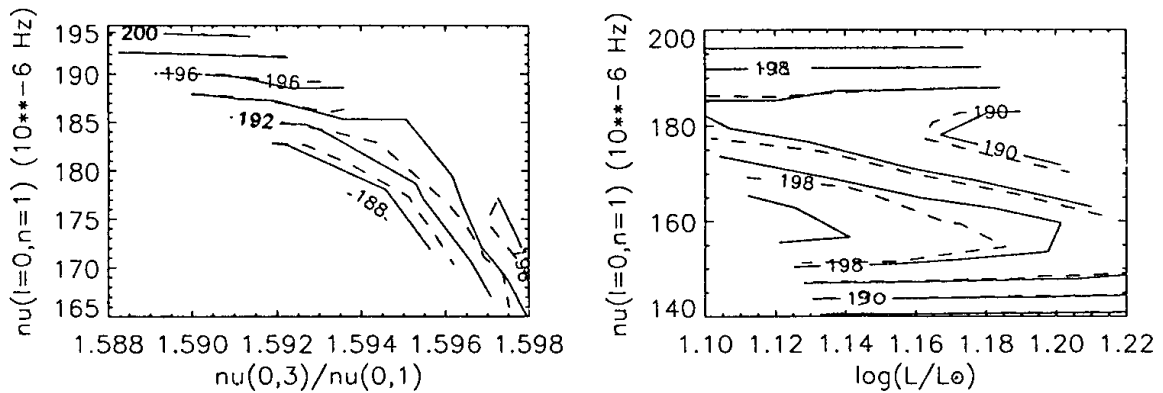


Figure 2. Isocontours of  $\nu_{G1}$  for models between  $1.75$  and  $1.85 M_{\odot}$  along the main sequence, (a) in the plane  $(\nu_{0,3}/\nu_{0,1}, \nu_{0,1})$ , (b) in the plane  $(\log L/L_{\odot}, \nu_{0,1})$ . Dashed lines refer to models with  $O_v = 0.20$ , and solid lines to  $O_v = 0.19$ , other physical and chemical parameters being the same.

## ACCURATE PARALLAXES AND STELLAR AGES DETERMINATIONS

139

TABLE 1.

	model	$\partial \text{Ln}A$	$\partial \text{Ln}M$	$\partial \text{Ln}S$	$\partial \text{Ln}O_p$	$\partial \text{Ln}\alpha$	$\partial \text{Ln}O_v$	$\partial \text{Ln}Y$	$\partial \text{Ln}Z$
increment		0.015	0.05	0.17	1	0.33	0.1	0.0013	0.011
$\partial \text{Ln}L$	M1	0.25	5.3	-0.98	-0.0077	0.046	0.012	1.63	-0.74
$\partial \text{Ln}L$	M2	0.56	4.9	-0.052	-0.0049	0.0048	0.051	2.02	-0.62
$\partial \text{Ln}T_{eff}$	M1	-0.16	-0.086	0.0014	0.0016	0.12	0.028	-0.19	-0.075
$\partial \text{Ln}T_{eff}$	M2	-0.21	-0.26	-0.011	0.034	0.0025	0.063	-0.31	-.080

composition terms” as determined through observations. We extract  $\Delta A$  and  $\Delta M$  from the uncertainties  $\Delta L$  and  $\Delta T$  on  $\log L$  and  $\log T_{eff}$ , and  $\Delta P_i$ ,  $\Delta Z$ ,  $\Delta Y$  on the parameters.

For simplicity we write  $dQ_{V_i} = |\partial Q_k / \partial V_i|$  at  $V_j = V_{j0}$  for all  $j \neq i$ .

$$\Delta A = (dT_M \Delta L + dL_M \Delta T + \sum_i (dL_{P_i} dT_M + dL_M dT_{P_i}) \Delta P_i) / |dL_A dT_M - dT_A dL_M| \quad (3)$$

where the summation in (3) has to be understood as a r.m.s.

## 4.2. MAGNITUDE OF THE UNCERTAINTIES

At the primary level discussed here, luminosity determinations rely on distance and bolometric correction  $BC$ . We assume that the targets are studied with the most accurate methods and that the temperature indicator is directly the effective temperature, i.e. that no preliminary calibration is needed. Bolometric corrections are computed from an adjustment of a model atmosphere, based on extended measurements of the flux at a wide range of wavelength. Metallicity is given by observations and is supposed to be derived from detailed analysis. We examine a present situation, situation 1 ( $Si1$ ), that includes the HIPPARCOS enormous progress on distance measurements and a future one, situation 2 ( $Si2$ ) that includes a sub-milliarcsecond mission and the foreseeable progresses in stellar atmosphere modeling.

Presently, around 10 000K uncertainties of 200K on effective temperature and 0.1 magnitude on bolometric correction are reachable. With future progress we can expect to get an accuracy of 40K for  $T_{eff}$  and 0.02 magnitude for  $BC$ , at least for a number of reference objects.

For chemical composition, the present uncertainty on  $Z$  is of the order of 0.006 (Edvardsson *et al.*, 1993) and one can hope to reduce it by a factor 3 to 5. The uncertainty on  $Y$  depends on the  $Z$ -uncertainty as well as on the value of the enrichment factor for the particular star considered. The present uncertainty is estimated at 0.04, and a reduction by a factor 3 is assumed for situation 2.

For luminosity, since these age indicators are quite far, we choose a typical distance  $r = 200pc$ , necessary to handle a sufficient sample of targets. In the present situation, distances cannot be obtained directly, even with HIPPARCOS, and one has to rely on photometric calibrations. A direct determination will be possible with the next astrometric mission, if it reaches an accuracy 20 times higher than HIPPARCOS. Table 2 summarizes these estimates.

For the ”physical ” terms, we have chosen:  $S = 0.17 S_0 = 0.54 \text{ keVb}$ ,  $\Delta O_p = 0.2$ ,  $\Delta \alpha = 0.3$ ,  $\Delta O_v = 0.15$ .

TABLE 2.

	$\Delta \log T_{eff}$	$\Delta BC$	$\Delta r/r$	$\Delta \log L$	$\Delta Z$	$\Delta Y$
Si1	0.01	0.1		0.08	0.006	0.04
Si2	0.002	0.02	0.02	0.025	0.002	0.015

Table 3 gives the values of the different contributions for the two models  $M1$  and  $M2$ , in the two situations  $Si1$  and  $Si2$ , and a typical object at 200 pc. We note, for instance,  $\Delta A_T$  the contribution of the term  $\Delta T$  in equation (3).

Presently, age determinations between  $1.4M_{\odot}$  and  $2M_{\odot}$  (i.e. ages from 0.7 to  $3 \cdot 10^9$  yr) cannot reach an accuracy better than 30 to 40%.

For stars around  $1.4M_{\odot}$  ( $M1$ ), the situation is quite complex. Age determinations are sensitive to both the observational terms of the atmospheric analysis and the physical terms from the hydrodynamical processes, as outer convection and overshooting. For the  $2M_{\odot}$  ( $M2$ ) star, the relative importance of the different terms changes from  $Si1$  to  $Si2$ . In situation 1, distances determinations contribute significantly to the uncertainty on age. For situation 2, the overshooting term clearly becomes the leading term. To get a maximum advantage of an increased accuracy on atmosphere modeling and distance determinations, one is bound to fix it more precisely.

TABLE 3. (expressed in %)

		$\Delta A_T$	$\Delta A_L$	$\Delta A_{S0}$	$\Delta A_{Op}$	$\Delta A_{\alpha}$	$\Delta A_{Ov}$	$\Delta A_Y$	$\Delta A_Z$	$\Delta A_{total}$
Si1	M1	12	2.5	0.02	0.2	14	12	21	16	35
Si1	M2	11	7	1.2	4	0.3	24	22	19	40
Si2	M1	3	0.8	0.02	0.2	14	12	10	5	21
Si2	M2	3	2.5	1.2	4	0.3	24	8	5	25
$Si2^*$	M1	3	0.8	0.02	0.2	5	3	5	5	10
$Si2^*$	M2	3	2.5	1.2	4	0.1	6	4	5	10

\* including the improvements due to seismology on  $O_v$ ,  $\alpha$ ,  $Y$ , see § 5.

## 5. A Need for Seismology

The advent of helio- and asteroseismology has brought new observable quantities, the eigenfrequencies, which can be used to build a model for a given object. Table 1 can then be complemented by several lines, associated with seismological quantities.

Oscillations are presently observed in several  $\delta$  Scuti stars (A/F stars) in the low frequency domain which contains low order modes (Michel *et al.*, 1992). Some of these modes (Goupil *et al.*, 1992; Dziembovsky and Pamyatnykh, 1991) are very sensitive to the structure of the inner regions, in particular to the  $\mu$  gradient layer produced by the recession of the convective core.



## ACCURATE PARALLAXES AND STELLAR AGES DETERMINATIONS

141

As an example, Table 4 gives the derivatives of the frequencies of some low order modes, for a model of  $1.8M_{\odot}$ , slightly evolved ( $X_c = 0.44$ ), at an age of  $767 \cdot 10^6$  yr. This demonstrates the sensitivity of the "mixed mode",  $G_1$ -mode ( $l = 1, n = 1$ , usual nomenclature), to the overshooting parameter  $O_v$ , as compared for instance to a radial mode (0, 1). Fig. 2a shows how three well chosen modes can determine  $O_v$ . It illustrates nicely the nonlinearity of these indicators, confirming that a preliminary guess of the model is necessary. With three frequencies  $\nu_{0,1}$ ,  $\nu_{G1}$  and  $\nu_{0,3}$ , three variables can be determined:  $M$ ,  $A$  and  $O_v$ , assuming that the other parameters are precisely known.

The accuracy on frequencies measurements can be very high: in self excited modes, it is only limited by the total duration of observations. If we choose an uncertainty of  $0.1\mu\text{Hz}$  corresponding to an observing run of 40 days, we can expect to determine  $O_v$  at  $\sim 20\%$ , i.e.  $\sim 0.03H_p$ . This reduces its contribution to the error on age to 3% for  $M1$  and 6% for  $M2$  and brings it to a level comparable to the other terms. The remaining parameters have then to be adjusted using other good quality observables. Fig. 2b shows that, at the level of accuracy proposed for the sub-milliarcsecond mission, luminosity will be sufficiently precise ( $\sim 2\%$ ) to become as constraining as the frequencies for stellar modelling.

TABLE 4.

mode	$\nu(\mu\text{Hz})$	$\partial L\nu/\partial L_n A$	$\partial L\nu/\partial M$	$\partial L\nu/\partial d_{0v}$	$\partial L\nu/\partial Y$
$\nu_{0,1}$	172.78	-0.985	-0.682	.0889	-2.9
$\nu_{0,2}$	223.66	-0.990	-0.685	.0899	
$\nu_{0,3}$	275.85	-0.970	-0.661	.0875	
$\nu_{G1}$	192.06	.342	.259	-0.856	.7
$\nu_{0,3}/\nu_{0,1}$	1.595	-0.0153	-0.0210	.0013	-0.06

These desired eigenmodes will probably not be excited and measurable in all objects for which we would like to have a primary determination of age. However, it is reasonable to expect that in the region of the HR diagram that we have selected (Fig. 1), which includes the instability strip, enough objects will oscillate in these modes. These objects will serve to assess the value of the overshooting parameter and tell whether it can be used as an "universal" value, applicable to non oscillating stars. Moreover if a larger number of modes were observed, a parallel treatment, not discussed here, could be done to reduce  $\partial A_{\alpha}$  and  $\partial A_Y$ .

## 6. The Sub-milliarcsecond Mission Contribution

Once the overshooting parameter is fixed at  $\sim 20\%$  and the errors due to  $\alpha$  and  $Y$  are reduced, the contribution of the physical terms remains around 6%, i.e. slightly below the foreseen level for the "chemical composition terms". With the present accuracy on distance, luminosity has to be determined through absolute magnitude calibrations and remains one of the major source of error on age. In situation 2, the luminosity term is similar to the others, as given on the two last lines of Table 3. The hypothesis we made on future progress in atmosphere modelling lead to comparable error terms on luminosity due to errors on distances and to errors on bolometric correction. If the sub-milliarcsecond

mission was to reach a level of accuracy higher than 20 times the HIPPARCOS one, the contribution of the distance terms would fall below the "atmospheric ones".

The other "physical terms" will probably be improved by the study of a significant sample of objects, as physical effects are "universal". On the contrary, the atmosphere analysis has to be performed on individual objects, and in this primary phase of scaling, it will be difficult to accept general trends, except for groups. The strong dependence of age on  $Y$  remains a difficulty which has to be solved by seismology.

We have shown here that a sub-milliarcsecond mission will significantly participate to the reduction of the uncertainties in age determinations below  $3 \cdot 10^9$  yr, accompanying the efforts in other fields, to reach an age accuracy of  $\sim 10\%$ .

### References

- Brown T.M., Christensen-Dalsgaard J., Weibel-Mihalas B., Gilliland R. (1994) *ApJ* **427**, 1013  
 Caughlan G.R., and Fowler W.A. (1988) *Atomic Data Nuc. Data Tables* **40**, 284  
 Dziembovsky W.A., Pamyatnykh A.A. (1991) *A&A* **248**, L11  
 Edvardsson B., Andersen J., Gustafsson, B., Lambert D.L., Nissen P.E., Tomkin, J. (1993) *A&A* **275**, 101  
 Fernandes J., Lebreton Y., Baglin A. (1994) submitted to *A&A*  
 Goupil M.J., Michel E., Lebreton Y., Baglin A. (1993) *A&A* **268**, 546  
 Grevesse N. (1991) in *Evolution of stars: The Photospheric Abundance Connection*, eds. Michaud G., Tutukov A., p. 63  
 Huebner W.F., Mertz A.L., Magee Jr. N. H., Argo M. F (1977), *Astrophysical Opacity Library*, Los Alamos Scientific Lab., Report LA-6760-M  
 Iglesias C.A., Rogers F.J., Wilson, B.G. (1992) *ApJ* **397**, 717  
 Michel E., Belmonte J.A., Alvarez M., Jiang S.Y., Chevreton M., Auvergne M., Goupil M.J., Baglin A., Mangeney A., Roca Cortes T., Liu Y. Y., Fu J.N., Dolez N. (1992) *A&A* **255**, 139  
 Morel P. (1993), in *Inside the stars*, IAU coll. **137**; eds. W.W. Weiss and A. Baglin, p. 44  
 Morel P. (1994), submitted to *A&A*  
 Napiwotski R., Rieschick A., Blöcker T., Schönberner D., Wenske V. (1993), in *Inside the stars*, IAU colloquium **137**, eds. W.W. Weiss and A. Baglin, p. 461  
 Neuforge C., Fernandes J. (1994), *A&A* in press  
 Parker P.D. MacD., Rolfs C.E. (1991), in *Solar Interior and Atmosphere*, eds. A.N. Cox, W.C. Livingstone, M.S. Matthews, Space Sci. Ser., p. 51  
 Schaller G., Shaerer D., Meynet G., Maeder A. (1992) *A&AS* **96**, 269

Astron. Astrophys. 311, 127–134 (1996)

A&amp;A...311

---

 ASTRONOMY  
 AND  
 ASTROPHYSICS
 

---

## On the width of the theoretical lower main sequence

### Consequences for the determination of the $\Delta Y/\Delta Z$ ratio in the solar neighbourhood

J. Fernandes<sup>1,2</sup>, Y. Lebreton<sup>1</sup>, and A. Baglin<sup>1</sup><sup>1</sup> Observatoire de Paris-Meudon, D.A.S.G.A.L., URA CNRS 335 and GdR 131, F-92195 Meudon, France<sup>2</sup> Centro de Astrofísica da Universidade do Porto, 4200 Porto, Portugal

Received 22 December 1994 / Accepted 30 October 1995

**Abstract.** We discuss the relation between the main sequence thickness and chemical composition variations. With the help of theoretical zero-age main sequence models between 0.7 and 1.0  $M_{\odot}$ , computed with an advanced physical description of the stellar interiors, in a range of metallicities typical from Population I stars ( $0.008 \leq Z \leq 0.034$ ), we establish a theoretical relation between the relative helium to metal enrichment,  $\Delta Y/\Delta Z$ , and the main-sequence broadening, represented in this work by  $\Delta M_{bol}$ .

The locus in the Hertzsprung-Russell diagram of 69 low mass stars closer than 25 pc is analyzed, taking into account the present available metallicities for 25 of them.

Models show that  $\Delta Y/\Delta Z$  should be *higher* than 2.0 in the *solar neighbourhood* to account for the observational main sequence width. As a consequence an helium abundance lower limit of  $Y=0.246$  is found in the solar neighbourhood.

This value is presently loosely constrained by the observational uncertainties. A new step towards the  $\Delta Y/\Delta Z$  determination is expected in the very near future, when accurate values of the stellar luminosities as determined by Hipparcos will permit more definite conclusions.

**Key words:** Galaxy: solar neighbourhood – stars: abundances – stars: low mass – stars: HR diagram – Galaxy: abundances

#### 1. Introduction

It has long been suggested, by both observational and theoretical works, that the helium abundance  $Y$ , is correlated with the heavy elements abundance  $Z$ , by the relation,

$$Y = (\Delta Y/\Delta Z)Z + Y_p \quad (1)$$

where  $\Delta Y/\Delta Z$  is the relative helium to heavier elements enrichment and  $Y_p$ , the primordial helium abundance.

*Send offprint requests to:* J. Fernandes

Many observational and theoretical attempts have been made to determine these two parameters.

The  $Y_p$ -value is determined by the correlation between oxygen and helium abundances in extragalactic HII regions. Recent determinations of the initial helium abundance are in excellent agreement: Pagel et al. (1992) found  $Y_p = 0.228 \pm 0.005$  while Balges et al. (1993) gave  $Y_p = 0.227 \pm 0.006$ .

The  $\Delta Y/\Delta Z$ -value is more difficult to estimate. Faulkner (1967) applied homology relations to extreme field subdwarf data and found  $\Delta Y/\Delta Z=3.5$ . Perrin et al. (1977), using theoretical HR diagrams (see later), proposed  $\Delta Y/\Delta Z=5$  in the solar neighbourhood. Renzini (1994) determined the helium abundance of the metal rich stars in the Galactic Bulge and found  $2 \leq \Delta Y/\Delta Z \leq 3$ .

On the other hand theoretical nucleosynthesis predictions give much lower values:  $\Delta Y/\Delta Z \simeq 1$  with a maximum value of about 2 when stellar winds are included. Assuming that products of nucleosynthesis are swallowed by black holes originating from progenitors of masses above 20–25  $M_{\odot}$ , then  $\Delta Y/\Delta Z$  can reach 5 (Maeder, 1992). Recently Pagel et al. (1992) derived  $3 \leq \Delta Y/\Delta Z \leq 6$  with preferred values between 4 and 5 from observations of low-metallicity extragalactic HII regions. As discussed by Pagel (1995) (see also Traat, 1995),  $\Delta Y/\Delta Z \geq 5$  is perhaps overestimated due to a combination of reasons as, for instance, the contamination by WR stars and dust absorption. Torres-Peimbert et al. (1995) determine  $\Delta Y/\Delta Z=2.4$ , from observations in uncontaminated HII regions in the Galaxy and nearby dwarfs.

The study of individual stars can also provide information. For the Sun, the metallicity is derived from observations and the helium abundance is obtained from the constraint that a solar model must yield the solar luminosity at the solar age. Recent solar models using the Livermore radiative opacities (Iglesias et al., 1992) lead to values of  $Y$  between 0.275 and 0.289 and  $\Delta Y/\Delta Z$  between 2.3 and 3.1 (Charbonnel & Lebreton, 1993; Berthomieu et al., 1993; Guenther et al., 1992). Similar calibrations are also possible for binary stars of well-known



Astron. Astrophys. 331, 81–120 (1998)

---

 ASTRONOMY  
 AND  
 ASTROPHYSICS
 

---

## The Hyades: distance, structure, dynamics, and age<sup>\*</sup>

M.A.C. Perryman<sup>1,2</sup>, A.G.A. Brown<sup>1</sup>, Y. Lebreton<sup>3</sup>, A. Gómez<sup>3</sup>, C. Turon<sup>3</sup>, G. Cayrel de Strobel<sup>3</sup>, J.C. Mermilliod<sup>4</sup>, N. Robichon<sup>3</sup>, J. Kovalevsky<sup>5</sup>, and F. Crifo<sup>3</sup>

<sup>1</sup> Sterrewacht Leiden, Postbus 9513, 2300 RA Leiden, The Netherlands

<sup>2</sup> Astrophysics Division, European Space Agency, ESTEC, Noordwijk 2200 AG, The Netherlands

<sup>3</sup> DASGAL/URA CNRS 335, Section d'Astrophysique, Observatoire de Paris, F-92195 Meudon Cedex, France

<sup>4</sup> Université de Lausanne, Chavannes-des-Bois, CH-1290, Switzerland

<sup>5</sup> Observatoire de la Côte d'Azur, CERGA, Avenue Copernic, F-06130 Grasse, France

Received 20 March 1997 / Accepted 16 July 1997

**Abstract.** We use absolute trigonometric parallaxes from the Hipparcos Catalogue to determine individual distances to members of the Hyades cluster, from which the 3-dimensional structure of the cluster can be derived. Inertially-referenced proper motions are used to rediscuss distance determinations based on convergent-point analyses. A combination of parallaxes and proper motions from Hipparcos, and radial velocities from ground-based observations, are used to determine the position and velocity components of candidate members with respect to the cluster centre, providing new information on cluster membership: 13 new candidate members within 20 pc of the cluster centre have been identified. Farther from the cluster centre there is a gradual merging between certain cluster members and field stars, both spatially and kinematically. Within the cluster, the kinematical structure is fully consistent with parallel space motion of the component stars with an internal velocity dispersion of about  $0.3 \text{ km s}^{-1}$ . The spatial structure and mass segregation are consistent with  $N$ -body simulation results, without the need to invoke expansion, contraction, rotation, or other significant perturbations of the cluster. The quality of the individual distance determinations permits the cluster zero-age main sequence to be accurately modelled. The helium abundance for the cluster is determined to be  $Y = 0.26 \pm 0.02$  which, combined with isochrone modelling including convective overshooting, yields a cluster age of  $625 \pm 50 \text{ Myr}$ . The distance to the observed centre of mass (a concept meaningful only in the restricted context of the cluster members contained in the Hipparcos Catalogue) is  $46.34 \pm 0.27 \text{ pc}$ , corresponding to a distance modulus  $m - M = 3.33 \pm 0.01 \text{ mag}$  for the objects within 10 pc of the cluster centre (roughly corresponding to the tidal radius). This distance modulus is close to, but significantly better determined than, that derived from recent high-precision radial velocity studies, somewhat larger than that indicated by recent ground-

based trigonometric parallax determinations, and smaller than those found from recent studies of the cluster convergent point. These discrepancies are investigated and explained.

**Key words:** astrometry – parallaxes – HR Diagram – Hyades – distance scale

### 1. Introduction

The considerable importance of the Hyades cluster in studies of Galactic structure, in the understanding of the chemical evolution of the Galaxy, and in the determination of the Population I distance scale, is well documented in the literature. The nearest moderately rich cluster, with some 300 possible members, a total mass of some  $300\text{--}400 M_{\odot}$ , and an age of around  $600\text{--}800 \text{ Myr}$ , it has an extension in the sky of about 20 degrees. Although uncertainty in the distances of individual members has limited the definition of the cluster's main sequence, and thereby its helium content and corresponding evolutionary sequence, it has nevertheless been used as the basic observational material for several fundamental relationships in astrophysics, including the location of the main sequence in the Hertzsprung-Russell diagram and the mass-luminosity relationship, as well as forming the basis for the determination of luminosities of supergiants, OB stars, and peculiar stars in clusters. Determinations of the distance to the cluster have provided the zero-point for distances within our Galaxy and, indirectly through the Cepheids, one of the foundations on which the extragalactic distance scale ultimately rests.

At  $40\text{--}50 \text{ pc}$ , the Hyades cluster is somewhat beyond the distance where the parallaxes of individual stars are easily measured, or generally considered as fully reliable, from ground-based observations. Over almost a century, considerable effort using a wide variety of indirect methods has therefore been brought to bear on the problem of establishing the distance to

\* Based on observations made with the ESA Hipparcos astrometry satellite. Table 2 is also available in electronic form at the CDS via anonymous ftp to cdsarc.u-strasbg.fr (130.79.128.5) or via <http://cdsweb.u-strasbg.fr/Abstract.html>



Astron. Astrophys. 338, 455–464 (1998)

---

 ASTRONOMY  
 AND  
 ASTROPHYSICS
 

---

# Fundamental stellar parameters for nearby visual binary stars: $\eta$ Cas, $\xi$ Boo, 70 Oph and 85 Peg

## Helium abundance, age and mixing length parameter for low mass stars

 J. Fernandes<sup>1</sup>, Y. Lebreton<sup>2</sup>, A. Baglin<sup>2</sup>, and P. Morel<sup>3</sup>
<sup>1</sup> Observatório Astronómico de Coimbra, Santa Clara, P-3040 Coimbra, Portugal

<sup>2</sup> DASGAL, URA 335 CNRS, Observatoire de Paris Meudon, F-92195 Meudon, France

<sup>3</sup> Département Cassini, UMR CNRS 6529, Observatoire de la Côte d'Azur, BP 4229, F-06304 Nice Cedex 4, France

Received 3 July 1997 / Accepted 20 May 1998

**Abstract.** The calibration of nearby visual binary stars on the HR diagram is used to determine the helium abundance, age and mixing length parameter for stars other than the Sun.

Four Population I low mass systems with high-quality data are analysed by means of standard evolutionary stellar models:  $\eta$  Cas, 70 Oph,  $\xi$  Boo and 85 Peg.

Complementing these results with those for the Sun and  $\alpha$  Cen it is shown that in the framework of the mixing-length formalism to describe convection, a unique value of the mixing-length parameter, equal to the solar one can be used to model these objects.

Except for the 85 Pegasi system, which cannot be explained by means of standard stellar evolutionary models, the helium abundance is determined with a precision of 0.02 (p.e.) and the age with a precision of 2 Gyr (p.e.). A concomitant positive relation between metallicity and helium abundance is found for these stars, corresponding to a mean value of about  $\Delta Y/\Delta Z \approx 3 \pm 2$  (relative helium-to-heavier-elements enrichment parameter) but there is no clear correlation between age and metallicity. The consequences of the results of the use of the new parallaxes from the *HIPPARCOS* mission are briefly discussed.

**Key words:** solar neighbourhood – Hertzsprung-Russel (HR) and C-M diagrams – stars: fundamental parameters – stars: evolution – binaries: visual

---

### 1. Introduction

With the exception of the Sun, modelling a single star is an indeterminate problem because the number of unknown parameters is larger than the observed ones. For a small number of binaries, astrometric and spectroscopic observations are available, which provide stronger constraints on those stellar models.

If the orbit is known and if the system is close enough, high quality measurements of the parallax provide accurate values for luminosities and masses. Spectroscopic observations allow

the determination of metallicity and effective temperature, but generally only for the primary component. The effective temperature for the secondary has to rely on the colour index. Both stars are assumed to have a common formation, which implies the same age and the same chemical composition. Therefore, four unknown parameters remain: age, helium abundance and a mixing length parameter for each star. Theoretical stellar models can then be calculated for each component of the binary system. These four unknowns are adjusted to give the best fit between the evolutionary tracks and the observed luminosities and effective temperature for each star. The method has already been applied to  $\alpha$  Cen (Noels et al. 1991; Edmonds et al. 1992; Fernandes & Neuforge 1995), and it can be applied to several additional systems to obtain stronger modelling tests.

The knowledge of both helium abundance and age is very important for understanding the galactic chemical evolution. However, for low mass stars the helium abundance  $Y$ , in mass fraction, cannot be determined by spectroscopy. This is the case for the Sun where  $Y$  is obtained by calibration, using the constraint that the solar model must yield the solar luminosity at the solar age. Solar models using the Livermore radiative opacities (Iglesias et al. 1992) lead to  $Y \approx 0.28$  (Berthomieu et al. 1993; Charbonnel & Lebreton 1993; Dar & Shaviv 1996). This value represents the initial  $Y$ , *i.e.* the abundance of the primordial cloud from which the Sun was formed.

The stellar age is very difficult to determine. If the star belongs to a cluster, the age can be estimated by means of isochrones. Empirical methods like the correlation between age and stellar rotation, age and stellar activity or age and stellar kinematics of the Galaxy give only qualitative estimates (Poveda et al. 1994).

The low mass stars have an external convective region with a super-adiabatic layer. The stellar surface is particularly sensitive to the modelling of the convective flux in this layer. When the mixing length theory is used to describe the convection, the stellar model and in particular the super-adiabatic layer remain dependent on a free parameter,  $\alpha_{MLT}$ , the mixing length param-





# STELLAR STRUCTURE AND EVOLUTION: Deductions from Hipparcos

---

Yveline Lebreton

*Observatoire de Paris, DASGAL-UMR CNRS 8633, Place J. Janssen, 92195 Meudon, France; e-mail: Yveline.Lebreton@obspm.fr*

**Key Words** Stars: physical processes, distances, H-R diagram, ages, abundances, Hipparcos

■ **Abstract** During the last decade, the understanding of fine features of the structure and evolution of stars has become possible as a result of enormous progress made in the acquisition of high-quality observational and experimental data, and of new developments and refinements in the theoretical description of stellar plasmas. The confrontation of high-quality observations with sophisticated stellar models has allowed many aspects of the theory to be validated, and several characteristics of stars relevant to Galactic evolution and cosmology to be inferred. This paper is a review of the results of recent studies undertaken in the context of the Hipparcos mission, taking benefit of the high-quality astrometric data it has provided. Successes are discussed, as well as the problems that have arisen and suggestions proposed to solve them. Future observational and theoretical developments expected and required in the field are also presented.

## 1. INTRODUCTION

Stars are the main constituents of the observable Universe. The temperatures and pressures deep in their interiors are out of reach for the observer, while the description of stellar plasmas requires extensive knowledge in various domains of modern physics such as nuclear and particle physics, atomic and molecular physics, thermo- and hydrodynamics, physics of the radiation and of its interaction with matter, and radiative transfer. The development of numerical codes to calculate models of stellar structure and evolution began more than forty years ago with the pioneering works of Schwarzschild (1958) and Henyey et al (1959). These programs have allowed at least the qualitative study and understanding of numerous physical processes that intervene during the various stages of stellar formation and evolution.

During the last two decades, observational data of increasingly high accuracy



## Calibrations of $\alpha$ Centauri A & B

P. Morel<sup>1</sup>, J. Provost<sup>1</sup>, Y. Lebreton<sup>2</sup>, F. Thévenin<sup>1</sup>, and G. Berthomieu<sup>1</sup>

<sup>1</sup> Département Cassini, UMR CNRS 6529, Observatoire de la Côte d’Azur, BP 4229, 06304 Nice CEDEX 4, France

<sup>2</sup> DASGAL, UMR CNRS 8633, Observatoire de Paris-Meudon, 92195 Meudon Principal CEDEX, France

Received 6 July 2000 / Accepted 28 September 2000

**Abstract.** Detailed evolutionary models of the visual binary  $\alpha$  Centauri, including pre main-sequence evolution, have been performed using the masses recently determined by Pourbaix et al. (1999). Models have been constructed using the CEFF equation of state, OPAL opacities, NACRE thermonuclear reaction rates and microscopic diffusion. A  $\chi^2$ -minimization is performed to derive the most reliable set of modeling parameters  $\wp = \{t_{\alpha \text{ Cen}}, Y_i, [\frac{\text{Fe}}{\text{H}}]_i, \alpha_A, \alpha_B\}$ , where  $t_{\alpha \text{ Cen}}$  is the age of the system,  $Y_i$  the initial helium content,  $[\frac{\text{Fe}}{\text{H}}]_i$  the initial metallicity and,  $\alpha_A$  and  $\alpha_B$  the convection parameters of the two components. Using the basic Böhm-Vitense (1958) mixing-length theory of convection, we derive  $\wp_{\text{BV}} = \{2710 \text{ Myr}, 0.284, 0.257, 1.53, 1.57\}$ . We obtain a noticeably smaller age than estimated previously, in agreement with Pourbaix et al. (1999), mainly because of the larger masses. If convective core overshoot is considered we get  $\wp_{\text{ov}} = \{3530 \text{ Myr}, 0.279, 0.264, 1.64, 1.66\}$ . The use of Canuto & Mazitelli (1991, 1992) convection theory leads to the set  $\wp_{\text{CM}} = \{4086 \text{ Myr}, 0.271, 0.264, 0.964, 0.986\}$ . Using the observational constraints adopted by Guenther & Demarque (2000), and the basic mixing-length theory, we obtain  $\wp_{\text{GD}} = \{5640 \text{ Myr}, 0.300, 0.296, 1.86, 1.97\}$  and surface lithium depletions close to their observed values.

A seismological analysis of our calibrated models has been performed. The determination of large and small spacings between the frequencies of acoustic oscillations from seismic observations would help to discriminate between the models of  $\alpha$  Cen computed with different masses and to confirm or rule out the new determination of masses.

**Key words:** convection – diffusion – stars: binaries: visual – stars: evolution – stars: fundamental parameters – stars: individual:  $\alpha$  Cen

### 1. Introduction

As the Sun’s nearest stellar neighbors, the two members of the visual binary  $\alpha$  Centauri A & B (G2V + K1V) provide the

most accurate potentiality of testing stellar physics in conditions slightly different from the solar ones and then deserve undivided attention for internal structure modeling and oscillation frequency calculations. By coincidence, the masses and the spectral types of components A/B (HD 128620/1, IDS 14328-6025 A/B, Hipparcos 71 683/1) bracket those of the Sun. The high apparent brightness and the large parallax imply that surface abundances and astrometric parameters are known better than for any star (except the Sun). The basic intent of this paper is to model  $\alpha$  Cen A & B using updated physics. This allows to predict the  $p$ -mode oscillation frequencies, which will be useful to exploit future asteroseismological observations as expected, for instance, from the project Concordiastro at the South Pole (Fossat et al. 2000). Also, as “solar like stars”, the two components are primary targets for the MONS (Kjeldsen et al. 1999b) spatial mission and their oscillations are expected to be well separated in the frequency spectrum.

Based on the reasonable hypothesis of a common origin for both components, i.e. same initial chemical composition and age, the calibration of a binary system consists in determining a consistent evolutionary history for the double star, given (1) the positions of the two components in a H-R diagram, (2) the stellar masses and, (3) the present day surface chemical composition. The goal is to compute evolutionary models that reproduce the observations. This procedure yields estimates for the age  $t_*$ , the initial helium mass fraction  $Y_i$  and initial metallicity  $[\frac{\text{Fe}}{\text{H}}]_i$  (logarithm of the number abundances of iron to hydrogen relative to the solar value), which are fundamental quantities for our understanding of the galactic chemical evolution. We also derive values of the “mixing-length parameter” or “convection parameter”  $\alpha$ , ratio of the mixing-length to the pressure scale height. Once the initial masses and the physics are fixed, the modeling of the two components A & B of a binary system requires a set  $\wp$  of five so-called modeling parameters:

$$\wp = \left\{ t_*, Y_i, \left[ \frac{\text{Fe}}{\text{H}} \right]_i, \alpha_A, \alpha_B \right\}.$$

In most cases there are only four reliable observables namely, the effective temperatures  $T_{\text{eff A}}$ ,  $T_{\text{eff B}}$  and the luminosities  $L_A$ ,  $L_B$  or the gravity  $\log g_A$ ,  $\log g_B$  of each component. Therefore, one of the unknowns has to be fixed. Very often the mixing-length parameters are assumed to be the same for both compo-



## D Bibliographie complète

### D.1 Articles publiés dans revues à expertise

1. **Lebreton Y.**, Maeder A.  
The evolution and helium content of the Sun.  
1986. *Astron. Astrophys.*, Vol. 161, p. 119-124
2. **Lebreton Y.**  
Le mélange par diffusion turbulente dans les zones radiatives stellaires : effets sur la structure interne et l'évolution du Soleil et des étoiles de petite masse.  
1986. Thèse de Doctorat, Université de Paris 7
3. **Lebreton Y.**, Maeder A.  
Stellar evolution with turbulent diffusion mixing. VI. The solar model, surface  ${}^7\text{Li}$  and  ${}^3\text{He}$  abundances, solar neutrinos and oscillations.  
1987. *Astron. Astrophys.*, Vol. 175, p. 99-112
4. **Lebreton Y.**, Berthomieu G., Provost J., Schatzman E.  
Influence of the axial-vector coupling constant on solar models ; solar neutrino fluxes, helium content and oscillations.  
1988. *Astron. Astrophys.*, Vol. 200, L5-L8
5. Christensen-Dalsgaard J., Däppen W., **Lebreton Y.**  
Solar oscillation frequencies and the equation of state.  
1988. *Nature*, Vol. 336, No 6200, p.634-638
6. Cayrel de Strobel G., Perrin M.-N., Cayrel R., **Lebreton Y.**  
A thorough spectroscopic study of the very nearby triple system : 36 Ophiuchi.  
1989. *Astron. Astrophys.*, Vol. 225, No 2, p. 369-380
7. Däppen W., **Lebreton Y.**, Rogers F.  
The equation of state of the solar interior : a comparison of results from two competing formalisms.  
1990. *Solar Phys.*, Vol. 128, p. 35-47
8. Noels A., Grevesse N., Magain P., Neuforge C., Baglin A., **Lebreton Y.**  
Calibration of the Alpha Centauri system : metallicity and age  
1991. *Astron. Astrophys.* Vol. 247, p. 91-94
9. Chmielewski Y., Cayrel de Strobel G., **Lebreton Y.**, Bentolila C.  
Spectroscopic study of the visual binary HD 53705 and HD 53706.  
1991. *Astron. Astrophys.* Vol. 247, p. 368-378
10. Sharp C.M., **Lebreton Y.** , Baglin A.  
Comparison of stellar opacities at low temperatures  
1992. *C. R. Acad. Sci. Paris*, T. 314, p. 1435-1441
11. Goupil M.-J., Michel E., **Lebreton Y.**, Baglin A.  
Seismology of  $\delta$  Scuti stars, GX Pegasi  
1993. *Astron. Astrophys.* Vol. 268, p. 546-560
12. Michel E., Goupil M.-J., **Lebreton Y.**  
The  $\delta$  Scuti star GX Pegasi : A theoretical investigation of its power spectrum

1993. Proc. of the IAU Coll. 134 "Non Linear Phenomena in Stellar Variability", M. Takeuti & J.-R. Buchler eds., Kluwer Academic Publishers, Astr. & Space Sc., Vol. 210, p. 181-183
13. Berthomieu G., Provost J., Morel P., **Lebreton Y.**  
Standard solar models with CESAM code : Neutrinos and helioseismology.  
1993. Astron. Astrophys. Vol. 268, p. 775-791
14. Charbonnel C., **Lebreton Y.**  
Standard solar model : Interplay between the equation of state, the opacity and the determination of the initial helium content  
1993. Astron. Astrophys. Vol. 280, p. 666-674
15. Morel P., Van 't Veer C., Provost J., Berthomieu G., Castelli F., Cayrel R., Goupil M.J., **Lebreton Y.**  
Incorporating the atmosphere in stellar structure models : I The solar case  
1994. Astron. Astrophys. Vol. 286, p. 91-102
16. Chmielewski Y., Cayrel de Strobel G., Cayrel R., **Lebreton Y.**, Spite M.  
Contribution to the study of the visual binary  $\zeta$  Herculis : A detailed analysis of  $\zeta$  Herculis A  
1995 Astron. Astrophys. Vol. 299, p. 809-822
17. Fernandes J., **Lebreton Y.**, Baglin A.  
About main sequence width of low mass stars : The  $\Delta Y/\Delta Z$  ratio in the solar neighbourhood  
1996 Astron. Astrophys. Vol. 311, p. 127-134
18. Perryman M.A.C., Brown A.G.A., **Lebreton Y.**, Gómez A.E., Turon C., Cayrel de Strobel G., Mermilliod J.-C., Robichon N., Kovalesky J., Crifo F.  
The Hyades : distance, structure, dynamics and age  
1998 Astron. Astrophys. 331, 81-120
19. Fernandes J., **Lebreton Y.**, Baglin A., Morel P.  
Fundamental stellar parameters for nearby visual binary stars :  $\eta$  Cas,  $\xi$  Boo, 70 Oph and 85 Peg. Helium abundance, age and mixing-length parameter for low-mass stars  
1998 Astron. Astrophys. 338, 455-464
20. Hernández, M. M., Pérez Hernández, F., Michel, E., Belmonte, J. A., Goupil M. J., **Lebreton Y.**  
Seismology of delta Scuti stars in the Praesepe cluster. II. Identification of radial modes and their associated stellar parameters  
1998 Astron. Astrophys. 338, 511-520
21. Michel E., Hernández, M. M., Houdek, G., Goupil, M. J., **Lebreton Y.**, Hernández, F. Pérez, Baglin, A., Belmonte, J. A., Soufi, F.  
Seismology of  $\delta$  Scuti stars in the Praesepe cluster. I. Ranges of unstable modes as predicted by linear analysis versus observations  
1999 Astron. Astrophys. 342, 153-166
22. **Lebreton Y.**, Perrin M.N., Cayrel R., Baglin A., Fernandes, J.  
The Hipparcos HR diagram of nearby stars in the metallicity range :  $-1.0 < [\text{Fe}/\text{H}] < 0.3$  : A new constraint on the theory of stellar interiors and model atmospheres  
1999 Astron. Astrophys. 350, 587-597

23. Morel, P., Provost, J., **Lebreton, Y.**, Thévenin, F., Berthomieu, G.  
Calibrations of  $\alpha$  Centauri A et B  
2000 *Astron. Astrophys.* 363, 675-691
24. Samadi, R., Goupil, M.-J., **Lebreton, Y.**  
Excitation of stellar p-modes by turbulent convection : 2. The Sun  
2001 *Astron. Astrophys.*, 370, 147-156
25. Suran, M., Goupil, M.J., Baglin, A., **Lebreton, Y.**, Catala, C.  
Comparative seismology of pre- and main sequence stars in the instability strip  
2001 *Astron. Astrophys.*, 372, 333-340
26. **Lebreton, Y.**, Fernandes, J., Lejeune, T.  
The helium content and age of the Hyades  
2001, *Astr. and Astrophys.*, 374, 540-553
27. Suárez, J.C., Michel, E., Perez-Hernandez, F., **Lebreton, Y.**, Li Z.P., Fox, Machado L.  
A study of correlation between the oscillation amplitude and stellar parameters for  $\delta$  Scuti stars in open clusters  
2002 *Astr. Astrophys.*, 390, 523-531
28. Cordier, D., **Lebreton, Y.**, Goupil, M.-J., Lejeune, T., Beaulieu, J.P., Arenou, F.  
Towards an overshooting-metallicity dependence  
2002 *Astron. Astrophys.* sous presse (astro-ph0206128)
29. Fernandes, J., Morel, P., **Lebreton, Y.**  
An improved calibration of the 85 Peg binary system  
2002, *Astr. and Astrophys.* sous presse

### Articles soumis

1. Samadi, R., Houdek, G., Goupil, M.-J., **Lebreton, Y.**  
Excitation of stellar p-modes by turbulent convection : 3. Procyon  
2002 *Astron. Astrophys.* soumis

## D.2 *Articles écrits sur invitation*

### Livres ou revues internationales :

1. Guzik J.A., **Lebreton Y.**  
Solar interior models  
1991. "Solar interior and atmosphere", A.N. Cox, W.C. Livingston and M.S. Matthews editors. The University of Arizona Space Science Series, p. 1235-1248 (1991)
2. **Lebreton Y.**  
Stellar Structure and Evolution : Deductions from Hipparcos  
2000. *Annual Review of Astron. and Astrophys.*, 38, 35-77

## Colloques internationaux :

1. Baglin A. , **Lebreton Y.**  
Surface abundances of light elements as diagnostics of transport processes in the sun and solar-type stars.  
1990. IAU Colloq. No 121 "Inside the sun", Versailles, France (1989). G. Berthomieu, M. Cribier eds. - Dordrecht : Kluwer Acad. p. 437-448 (Astrophys. Space Lib. Vol. 159)
2. **Lebreton Y.**, Michel E., Goupil M.J., Baglin A., Fernandes J.  
Accurate parallaxes and stellar ages determinations  
1995. IAU Symp. 166, La Haye, August 1994. Dordrecht : D. Reidel; E. Hoeg, P.K. Seidelmann eds. , p. 135-142  
*-comité de lecture-*
3. **Lebreton Y.**., Michel E., Goupil M.J.  
What can we learn about convective core overshooting from seismology of  $\delta$  Scuti stars?  
1994 Joint discussion no 3 "Helio- and Asteroseismology", XXIIInd General Assembly of the IAU, La Haye, 15-27 aug 1994. W. Däppen, ed.
4. **Lebreton Y.**, Baglin A.  
Basics in stellar modelling  
1995. 32nd Liège International Astrophysical Coll. : "Stellar Evolution : What should be done", A. Noels, N. Grevesse eds., p. 1-15
5. Cayrel R., **Lebreton Y.**, Morel, P.  
Survival of  ${}^6\text{Li}$  and  ${}^7\text{Li}$  in metal-poor stars  
1999, 'Galaxy Evolution : Connecting the Distant Universe with the Local Fossil Record', ed. M. Spite., Astrophys. Space Sci. Lib., v. 265, Issue 1/4, p. 87-93
6. Cayrel de Strobel, G., **Lebreton Y.**, Soubiran, C., Friel, E.D.  
Old, low-mass, metal-rich (SMR) stars  
1999, 'Galaxy Evolution : Connecting the Distant Universe with the Local Fossil Record', ed. M. Spite., Astrophys. Space Sci. Lib., v. 265, Issue 1/4, p. 345-352
7. **Lebreton Y.**  
Science Results for Stellar Structure and Evolution from Hipparcos  
1999, *Unsolved Problems in Stellar Evolution* STScI May 1998 Symp., Cambridge : Cambridge University Press, Livio M. editeur, pp. 107-132
8. **Lebreton Y.**  
Luminosity Calibrations with Hipparcos : Theoretical Point of View  
2001, in Hipparcos and the Luminosity Calibration of the Nearer Stars, 24th meeting of the IAU, Joint Discussion 13, eds. T.L. Evans, Highlights of Astronomy Vol. 12
9. **Lebreton Y.**, Baglin A.  
GAIA and stellar physics  
2001, GAIA, a European Space Project, proceedings de l'Ecole des Houches, eds. O. Bienaymé, C. Turon, J.Phys IV , EDP Sciences à paraître



## D.3 Communications dans des colloques

### Colloques internationaux

1. **Lebreton Y.**  
Solar neutrinos, solar oscillations and turbulent diffusion mixing.  
2nd IAP Workshop "Advances in nuclear astrophysics", Paris, France, 7-11 Jul. 1986  
Proc. ; E. Vangioni-Flam, J. Audouze, M. Casse, J.P. Chieze, J. Tran Thanh Van eds.  
- Gif sur Yvette : Ed. Frontières, p. 105-110
2. **Lebreton Y.**, Berthomieu G., Provost J.  
A solar model with turbulent diffusion mixing : surface abundances and oscillations.  
IAU Symp. No 123 "Advances in helio- and asteroseismology", Aarhus, Danemark,  
7-11 Jul 1986. 1988. Proc. ; J. Christensen-Dalsgaard and S. Frandsen editors. Dor-  
drecht : D. Reidel, p. 95-98
3. **Lebreton Y.** , Däppen W.  
The influence of the equation of state on the zero-age main sequence and the sun.  
Symp. on "Seismology of the Sun and Sun-like Stars", Tenerife, Espagne, 26-30 Sept.  
1988. Proc. ESA SP-286, p. 661-664 (1988)
4. Baglin A., Colle A.-M., Auvergne M., **Lebreton Y.**  
Project of a knowledge base for internal structure.  
1989. in "Techniques d'intelligence artificielle pour l'astronomie", 11ème Journée de  
Strasbourg, France. Comptes-rendus ; A. Heck ed. - Strasbourg : Obs. Astr. p. 45-46
5. **Lebreton Y.**, Auvergne M., Morel P., Baglin A.  
Modeling the  $\zeta$  Herculis system.  
1993, IAU Col. 137, "Inside the Stars." Astron. Soc. of the Pacific Conf. Ser. W.  
Weiss, A. Baglin ed., vol.40, p.474-476.
6. Morel P., Berthomieu G., Provost J., **Lebreton Y.**  
Cesam Solar models  
1993, IAU Col. 137, "Inside the Stars." Astron. Soc. of the Pacific Conf. Ser. W.  
Weiss, A. Baglin ed., vol.40, p.54-56.
7. Michel E., Goupil M.-J., **Lebreton Y.**  
Let us begin by modeling two observed  $\delta$  Scuti stars simultaneously  
1993, IAU Col. 137, "Inside the Stars." Astron. Soc. of the Pacific Conf. Ser. W.  
Weiss, A. Baglin ed., vol.40, p.547-549.
8. Morel P., Van 't Veer C., Berthomieu G., Cayrel R., Castelli F., Goupil M.J., **Le-  
breton Y.**, Provost J.,  
Restoration of the atmosphere in solar models  
1993, IAU Col. 137, "Inside the Stars." Astron. Soc. of the Pacific Conf. Ser. W.  
Weiss, A. Baglin ed., vol.40, p. 57-59.
9. Morel P., Berthomieu G., Provost J., **Lebreton Y.**  
About solar model calibration  
1995, in "Physical Processes in Astrophysics". International Meeting in honour of  
Evry Schatzman, 1993, ed. I. Roxburg et J.L. Masnou, Lectures notes in physics, p.  
197-201

10. Provost, J., Morel, P, Berthomieu G., **Lebreton Y.**  
Solar model calibration  
1994, Proceedings of the Sixth IRIS Workshop, University of Cambridge, D.O. Gough, I.W. Roxburgh ed., p. 66-67
11. Berthomieu G., Provost J., Morel P., **Lebreton Y.**  
Standard solar models with CESAM code : Neutrinos and helioseismology.  
1995. Solar Neutrinos, the first thirty years, J. Bahcall et al. eds., p. 64
12. Goupil M.J., Michel E., Cassisi S., Dziembowski W., **Lebreton Y.**, Baglin A., Auvergne M.  
On expected constraints on stellar hydrodynamical processes from space seismic missions EVRIS, COROT  
1995, IAU Col. 155, "Astrophysical applications of stellar pulsations", ASP Conf. Ser., vol 83, R. Stobie P. Whitelock eds., p. 453-454
13. Fernandes J., **Lebreton Y.**, Baglin A., Morel P., Cassisi S.  
Modelling nearby visual binary stars :  $\eta$  Cas  
1995, 32nd Liège International Astrophysical Coll. : "Stellar Evolution : What should be done", A. Noels, N. Grevesse eds., p. 407-411
14. Fernandes J., **Lebreton Y.**, Baglin A.  
The mixing-length parameter,  $\alpha$  for low mass stars  
1996, 9th Cambridge Workshop, Cool stars, stellar systems and the Sun, Florence 3-6 oct. 1995
15. **Lebreton Y.**, Gómez A.E., Mermilliod J.-C., Perryman M.A.C.  
The age and helium content of the Hyades revisited  
1997 in Hipparcos Venice '97, ESA SP-402, 231-236
16. Cayrel R., **Lebreton Y.**, Perrin M.-N., Turon C.  
The HR diagram in the plane ( $M_{bol}$ ,  $\log T_{eff}$ ) of population II stars with Hipparcos parallaxes  
1997 in Hipparcos Venice '97, ESA SP-402, 219-224
17. **Lebreton Y.**, Perrin M.-N., Fernandes J., Cayrel R., Cayrel de Strobel G., Baglin A.  
The HR diagram for late-type nearby stars as a function of helium content and metallicity  
1997 in Hipparcos Venice '97, ESA SP-402, 379-382
18. Pont F., Charbonnel C., **Lebreton Y.**, Mayor M., Turon C., Vandenberg D.A.  
Hipparcos subdwarfs and globular clusters : towards reliable absolute ages  
1997 in Hipparcos Venice '97, ESA SP-402, 699-704
19. Robichon N., Arénou F., Turon C., Mermilliod J.-C., **Lebreton Y.**  
Analysis of 7 nearby open clusters using Hipparcos data  
1997 in Hipparcos Venice '97, ESA SP-402, 567-570
20. Mermilliod J.-C., Turon C., Robichon N., Arénou F., **Lebreton Y.**  
The distance of the Pleiades and nearby clusters  
1997 in Hipparcos Venice '97, ESA SP-402, 643-648
21. Figueras F., Asiain R., Chen B., Comerón F., Gómez A.E., Grenier S., **Lebreton Y.**, Moreno M., Sabas V., Torra J.

- Identification of moving groups in a sample of young main sequence stars  
1997 in Hipparcos Venice '97, ESA SP-402, 519-524
22. Cayrel de Strobel G., Crifo F., **Lebreton Y.**  
The impact of Hipparcos on the old problem of the helium content of the Hyades  
1997 in Hipparcos Venice '97, ESA SP-402, 687
23. Michel E., Hernández M.M., Baglin A., **Lebreton Y.**, Belmonte J.A.  
Effect of fast rotation on L and  $T_{\text{eff}}$  determination and seismology of  $\delta$  Scuti stars  
1997 in "A half century of stellar pulsation interpretations : a tribute to A.N. Cox,  
ASP Conf. Series 135, 475
24. Hernández M.M., Pérez Hernández F., Michel E., Belmonte J.A., Goupil M.J., **Lebreton Y.**  
Seismology of Evolved Beta Scuti Stars and the Binary BQ Cnc in the Praesepe Cluster  
1997 in "A half century of stellar pulsation interpretations : a tribute to A.N. Cox",  
Eds. J. Guzik and P. Bradley, ASP Conf. Series 135, 484
25. Hernández M.M., Pérez Hernández F., Michel E., Belmonte J.A., Goupil M.J., **Lebreton Y.**  
Observational constraints on Praesepe Cluster by Asteroseismology  
1997 in IAU Symp. 181, Sounding Solar and Stellar Interiors, J. Provost, F.X. Schmitter eds., Obs. de la Côte d'Azur, p 257-258
26. Cayrel de Strobel G., Cayrel R., **Lebreton Y.**  
Helium, [Fe/H] Abundances and the HR (logTeff, Mbol) Diagram with Hipparcos  
Data of the four Nearest Open Clusters : Ursa Major, Hyades, Coma Berenices and  
the Pleiades  
Highlights of Astronomy Vol. 11B, as presented at the XXIIIrd General Assembly of  
the IAU, 1997. Edited by Johannes Andersen. Kluwer Academic Publishers, 1998.,  
p. 565
27. Cayrel de Strobel G., Soubiran C., **Lebreton Y.**  
Study of the stellar super-metal rich population with Hipparcos  
Highlights of Astronomy Vol. 11B, as presented at the XXIIIrd General Assembly of  
the IAU, 1997. Edited by Johannes Andersen. Kluwer Academic Publishers, 1998.,  
p. 566
28. Robichon N., Arenou F., Turon, C., **Lebreton Y.**, Mermilliod, J.-C.  
Nearby open clusters and HR diagram calibration  
Highlights of Astronomy Vol. 11B, as presented at the XXIIIrd General Assembly of  
the IAU, 1997. Edited by Johannes Andersen. Kluwer Academic Publishers, 1998.,  
p. 579
29. Pont F., Charbonnel C., **Lebreton Y.**, Mayor M., Turon C., Vandenberg D.A.  
Hipparcos subdwarfs and globular clusters : towards reliable absolute ages  
Highlights of Astronomy Vol. 11B, as presented at the XXIIIrd General Assembly of  
the IAU, 1997. Edited by Johannes Andersen. Kluwer Academic Publishers, 1998.
30. Gómez A. E., Grenier S., Udry S., Haywood M., Sabas V., Meillon L., Royer F.,  
**Lebreton Y.**  
Kinematics of Disk Stars in the Solar Neighbourhood  
Highlights of Astronomy Vol. 11B, as presented at the XXIIIrd General Assembly of

- the IAU, 1997. Edited by Johannes Andersen. Kluwer Academic Publishers, 1998., p. 574
31. Robichon N., Arenou F., **Lebreton Y.**, Turon C., Mermilliod J.-C.  
Main sequences of open clusters with Hipparcos  
1998, colloque : “Harmonizing Cosmic Distance Scales in a Post-Hipparcos Era”, (Haguenau, 14-16 septembre 1998), ASP Conference Series 167, D. Egret & A. Heck éditeurs, pp. 72
  32. Robichon N., **Lebreton Y.**, Arenou F.  
Sequences of open clusters with Hipparcos  
1999, ‘Galaxy Evolution : Connecting the Distant Universe with the Local Fossil Record’, ed. M. Spite., Astrophys. Space Sci. Lib., v. 265, Issue 1/4, p. 279-280
  33. Robichon N., **Lebreton Y.**, Turon C., Mermilliod J.-C.  
Do Hipparcos distances of nearby open clusters really disagree with the HR diagram ?  
2000, Stellar Clusters and Associations : Convection, Rotation, and Dynamos. Proceedings from ASP Conference, Vol. 198. eds. R. Pallavicini, G. Micela, and S. Sciortino, p.141
  34. **Lebreton Y.**, Baglin A.  
Structure interne et évolution des étoiles dans la perspective de GAIA  
1999, Atelier GAIA Grasse :, M. Froeschlé ed., OCA, p. 93-101
  35. Cordier D., Lejeune T., **Lebreton Y.**, Goupil M.-J.  
Mixing in the SMC Stars : Implication for Cepheids  
2000, The Impact of Large-Scale Surveys on Pulsating Star Research, ASP Conference Series, Vol. 203. Eds. L. Szabados and D. Kurtz., p.381-382
  36. Cayrel R., Perrin M.-N., **Lebreton Y.**, Baglin A., Fernandes J.  
The ( $\log T_{\text{eff}}$ ,  $M_{\text{bol}}$ ) diagram of metal-poor stars with Hipparcos parallaxes : comparison with theoretical isochrones using NLTE iron abundances  
2000, The Galactic Halo : From Globular Cluster to Field Stars, Proc of the 35th Liege International Astrophysics Colloquium. Eds A. Noels, P. Magain, D. Caro, E. Jehin, G. Parmentier, and A. A. Thoul. Liege, Belgium : Institut d’Astrophysique, 2000., p.45
  37. Samadi R., Goupil, M.J., **Lebreton Y.**, Baglin, A.  
Will COROT constrain the turbulent spectrum of solar-like oscillating stars ?  
2001, COROT SWG Milestone 2000 Proceedings
  38. Samadi R., Goupil, M.J., **Lebreton Y.**, Baglin, A.  
Oscillation power as a test of stellar turbulence : scanning the HRD  
2000, SOHO 10/ GONG 2000 Workshop, IAC, Oct. 2000, astro-ph/0101129
  39. Suárez J.C., Michel, E., Fox, L., Pérez, F., **Lebreton, Y.**, Claret, A., Li, Z.P.  
Amplitude investigation of  $\delta$  Scuti stars in open clusters  
2000, SOHO 10/ GONG 2000 Workshop, IAC, October 2000
  40. Provost, J., Morel, P., **Lebreton Y.**, Berthomieu, G., Thévenin, F.  
Calibration of  $\alpha$  Centauri A and B  
SOHO 10/ GONG 2000 Workshop, IAC, October 2000,
  41. Suárez J.C., Michel, E., Houdek, G., **Lebreton, Y.**, Pérez, F.  
A study of convection with  $\delta$  Scuti stars in open clusters : the Pleiades  
2002, IAU Symp. 185, ASP Conf. Ser. (astro-ph/0204099)

42. Samadi R., Houdek G., Goupil M.-J. **Lebreton, Y.**  
Oscillation power across the HR diagram : the convective model dependency  
2001, Proc. of the 1st Eddington Workshop, Cordoba (Spain), 11-15 June 2001, astro-ph/0109174
43. Cordier D., **Lebreton Y.**, Goupil M.-J., Lejeune T.,  
Cepheids in the SMC : blue loops and the mass-luminosity relation  
2001, 2001, Proc. Coll. "Observed HR diagrams and stellar evolution : the interplay between observational constraints and theory", ASP Conf. Ser., in press
44. **Lebreton Y.**, Fernandes J., Lejeune T.,  
The age and helium content of the Hyades  
2001, Proc. Coll. "Observed HR diagrams and stellar evolution : the interplay between observational constraints and theory", ASP Conf. Ser., in press
45. Suarez J.-C., Michel E., Perez Hernandez F., **Lebreton, Y.**, Li Z. P., Fox Machado L.,  
Seismology of delta Scuti stars in open clusters,  
SF2A-2002 : Semaine de l'Astrophysique Francaise, Paris, France, June 2002, Eds. : F. Combes and D. Barret, EdP-Sciences (Editions de Physique), Conference Series

#### Colloques nationaux :

1. **Lebreton Y.**  
Effets du mélange par diffusion turbulente sur les modèles solaires  
1986, Journées de la SFSA, Nice 1986, *communication orale seulement*
2. G. Berthomieu, **Lebreton Y.**  
Codes de structure interne  
1987, Atelier : la structure interne interrogée par Hipparcos, Montpellier mai 1987, ed. M-O Ménessier
3. **Lebreton Y.**  
L'âge des plus vieilles étoiles de la Galaxie  
1998, Colloque du Programme National de Cosmologie, IAP Paris, 16-17 Septembre 1998 - *communication orale seulement*
4. **Lebreton Y.**  
La physique stellaire avec GAIA  
2001, Forum GAIA, Observatoire de Meudon, <http://wwwhip.obspm.fr/gaia/forum/lebreton.p>

#### D.4 Cours, rapports

1. **Lebreton Y.**  
Influence de la perte de masse et de la convection étendue sur la structure et l'évolution d'une étoile de  $40 M_{\odot}$   
1983, Rapport de stage de DEA "Astronomie et Techniques Spatiales", Université de Paris 7

2. **Lebreton Y.**

Rapport de la commission 35 de l'IAU "stellar constitution"

1992, Proceedings of the XXI IAU General Assembly, IAU Trans., vol XXIB p. 297-302

3. Baglin A. , **Lebreton Y.**, Auvergne M.

L'apport d'Hipparcos à la théorie de la structure interne. Tests de la physique fondamentale. Détermination des âges

1993, Comptes-rendus de l'Ecole de Goutelas "HIPPARCOS" 1992 D. Benest, C. Froeschlé eds., p. 299-366

4. **Lebreton Y.**

GAIA : Composition, Formation and Evolution of the Galaxy

2000, - contribution au rapport du Scientific Working Group-, ESA-SCI(2000)4, <http://astro.estec.nl/GAIA>

## D.5 Enseignement

1. **Lebreton Y.**

Cours d'Introduction à l'Astrophysique

2000, Polycopié de Cours - DEUG Sciences & Technologies 1<sup>ère</sup> année - Université de Rennes I (~ 200 p.)

2. **Lebreton Y.**

Cours de Physique Stellaire

2000, Polycopié de Cours - Licence de Physique - Université de Rennes I (~ 140 p.)

## D.6 Rapports internes

1. **Lebreton Y.**

Codes existants.

Compte-rendu de la réunion du groupe "Codes de structure interne" du GDR structure interne des étoiles et des planètes géantes, 26-27 nov 1987

1988, P. Morel ed., OCA p. 9-9

2. **Lebreton Y.**

Traitement de la convection dans les codes. Problèmes numériques.

Compte-rendu de la réunion du groupe "Codes de structure interne" du GDR structure interne des étoiles et des planètes géantes, 23-24 nov 1988

1988, P. Morel ed., OCA p. 9-16

3. Auvergne, M., Baglin, A., Bentolila, C., Colle, A.M., **Lebreton Y.**

Construction d'un système-expert pour la gestion d'une librairie de programme en structure interne.

Compte-rendu de la réunion du groupe "Codes de structure interne" du GDR structure interne des étoiles et des planètes géantes, 26-27 avril 1990

1990, P. Morel ed., OCA p. 19-20

4. Cayrel, R., **Lebreton Y.**, van 't Veer, C.  
Contribution aux tentatives de raccord entre un modèle d'atmosphère stellaire et un modèle de structure interne.  
Compte-rendu de la réunion du groupe "Codes de structure interne" du GDR structure interne des étoiles et des planètes géantes, 26-27 avril 1990  
1990, P. Morel ed., OCA p. 33-39
5. **Lebreton Y.**, Cayrel, R.  
Opacités dans l'atmosphère solaire.  
Compte-rendu de la réunion du groupe "Codes de structure interne" du GDR structure interne des étoiles et des planètes géantes, 26-27 avril 1990  
1990, P. Morel ed., OCA p. 51-53
6. **Lebreton Y.**, Baglin A.  
Tables d'opacités.  
Compte-rendu de la réunion du groupe "Codes de structure interne" du GDR structure interne des étoiles et des planètes géantes, 26-27 avril 1990  
1990, P. Morel ed., OCA p. 55-62
7. **Lebreton Y.**, van 't Veer, C., Cayrel, R.,  
Tentatives de raccord entre un modèle d'atmosphère stellaire et un modèle de structure interne.  
Compte-rendu de la réunion du groupe "Codes de structure interne" du GDR structure interne des étoiles et des planètes géantes, 14-15 fév 1991  
1991, P. Morel ed., OCA p. 5-8
8. **Lebreton Y.**  
Intégration dans CESAM des nouvelles tables d'opacités. Problème du raccord à basse températures  
Compte-rendu de la réunion du groupe "Codes de structure interne" du GDR structure interne des étoiles et des planètes géantes, janvier 1992  
1992, P. Morel ed., OCA
9. **Lebreton Y.**  
Raccord atmosphère-enveloppe : les opacités  
Compte-rendu de la réunion du groupe "Codes de structure interne" du GDR structure interne des étoiles et des planètes géantes, janvier 1993  
1993, P. Morel ed., OCA,
10. **Lebreton Y.**  
Le critère de Roxburgh pour l'overshooting : intégration dans CESAM et tests  
Compte-rendu de la réunion du groupe "Codes de structure interne" du GDR structure interne des étoiles et des planètes géantes, janvier 1994  
1994, P. Morel ed., OCA
11. **Lebreton Y.**, J. Fernandes  
Implantation dans CESAM de l'équation d'état de Saumon-Chabrier  
Compte-rendu de la réunion du groupe "Codes de structure interne" du GDR structure interne des étoiles et des planètes géantes, 16-17 février 1995  
1995, P. Morel ed., OCA p 22-27
12. Fernandes, J., **Lebreton Y.**, Baglin, A.  
Modélisation de systèmes binaires

Compte-rendu de la réunion du groupe “Codes de structure interne” du GDR structure interne des étoiles et des planètes géantes, 16-17 février 1995  
1995, P. Morel ed., OCA p 28-29