

Université de Montréal

Étude comparative de différentes méthodes pour déterminer la masse des étoiles naines
blanches

par

Steve Boudreault

Département de physique

Faculté des arts et des sciences

Mémoire présenté à la Faculté des études supérieures
en vue de l'obtention du grade de
Maître ès sciences (M.Sc.)
en physique

Mars, 2005



AVIS

L'auteur a autorisé l'Université de Montréal à reproduire et diffuser, en totalité ou en partie, par quelque moyen que ce soit et sur quelque support que ce soit, et exclusivement à des fins non lucratives d'enseignement et de recherche, des copies de ce mémoire ou de cette thèse.

L'auteur et les coauteurs le cas échéant conservent la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protègent ce document. Ni la thèse ou le mémoire, ni des extraits substantiels de ce document, ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans l'autorisation de l'auteur.

Afin de se conformer à la Loi canadienne sur la protection des renseignements personnels, quelques formulaires secondaires, coordonnées ou signatures intégrées au texte ont pu être enlevés de ce document. Bien que cela ait pu affecter la pagination, il n'y a aucun contenu manquant.

NOTICE

The author of this thesis or dissertation has granted a nonexclusive license allowing Université de Montréal to reproduce and publish the document, in part or in whole, and in any format, solely for noncommercial educational and research purposes.

The author and co-authors if applicable retain copyright ownership and moral rights in this document. Neither the whole thesis or dissertation, nor substantial extracts from it, may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms, contact information or signatures may have been removed from the document. While this may affect the document page count, it does not represent any loss of content from the document.

Université de Montréal
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé:

Étude comparative de différentes méthodes pour déterminer la masse des étoiles naines
blanches

présenté par:

Steve Boudreault

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes:

Gilles Fontaine, président-rapporteur
Pierre Bergeron, directeur de recherche
François Wesemael, membre du jury

Mémoire accepté le:

12-04-05

Sommaire

La masse des étoiles naines blanches peut être déterminée de différentes façons, que ce soit par mesures de parallaxes trigonométriques combinées avec des mesures photométriques, par la mesure du décalage vers le rouge gravitationnel ou encore par l'utilisation des raies de Balmer en spectroscopie visuelle. Nous proposons ici de comparer les résultats de ces différentes méthodes pour un ensemble de 128 naines blanches ayant une atmosphère riche en hydrogène pour lesquelles nous avons des mesures disponibles de décalage vers le rouge gravitationnel et de parallaxe trigonométrique. Pour les étoiles ayant une mesure de parallaxe trigonométrique mais aucune donnée photométrique, nous avons effectué la comparaison entre la magnitude absolue spectroscopique avec celle dérivée à partir de la parallaxe et de la magnitude visuelle. Lors de la comparaison entre la masse spectroscopique et la masse photométrique, des abondances d'hélium dans l'atmosphère des étoiles froides ($T_{\text{eff}} \lesssim 12,000$ K) ont été calculées et des simulations de systèmes binaires ont été effectuées. Plusieurs incompatibilités observées pouvaient être expliquées par la présence d'un système binaire non résolu composé de deux naines blanches, par la présence d'un système double apparent, ou encore, pour les étoiles froides, par la présence d'hélium dans l'atmosphère des naines blanches.

Mots clefs:

naine blanche - masse - spectroscopie visuelle - parallaxe trigonométrique - décalage vers le rouge gravitationnel

Abstract

White dwarf masses can be determined in several ways, such as trigonometric parallax measurements combined with photometric measurements, gravitational redshift measurements or Balmer line spectroscopy. Here we compare masses obtained from these different methods for a sample of 128 hydrogen-line white dwarf stars for which we have gravitational redshift and trigonometric parallax measurements. However, for stars having trigonometric parallax measurements but no photometric measurements, we compared their spectroscopic absolute magnitude with the absolute magnitude derived from parallax measurements and visual magnitudes. Furthermore, when we compared the spectroscopic and photometric masses, we calculated helium abundances in the atmosphere of cool stars ($T_{\text{eff}} \lesssim 12,000$ K) and simulations of binary systems were performed. Many inconsistencies observed were explained by unresolved double degenerates composed of two white dwarfs, by the presence of an optical double, or by the presence of helium in the hydrogen-rich atmosphere of cool white dwarf stars.

Subject headings:

white dwarf - mass - optical spectroscopy - trigonometric parallax - gravitational redshift

Table des matières

Sommaire	i
Abstract	ii
Table des matières	iii
Liste des figures	v
Liste des tableaux	vii
1 Introduction	1
2 Description de l'échantillon d'étoiles naines blanches	10
2.1 Parallaxes trigonométriques	10
2.2 Décalages vers le rouge gravitationnels	15
2.3 Spectres visuels	17
3 Présentation des modèles d'atmosphère et des séquences évolutives	23
3.1 Modèles d'atmosphère et présence d'hélium dans l'atmosphère des étoiles froides	24
3.1.1 Description des modèles d'atmosphère	24
3.1.2 Impact de la présence d'hélium dans l'atmosphère des étoiles froides . .	25
3.2 Relation masse-rayon pour déterminer la masse	27
4 Méthode spectroscopique	29
4.1 Description de la méthode spectroscopique	29
4.2 Présentation des résultats spectroscopiques	30
5 Méthode de la parallaxe trigonométrique	43
5.1 Échantillon d'étoiles ayant une parallaxe trigonométrique ainsi que des mesures photométriques	43
5.1.1 Description de la méthode de la parallaxe trigonométrique avec photométrie	43

5.1.2	Comparaison entre les masses photométriques et spectroscopiques . . .	45
5.1.3	Effets de l'épaisseur de la couche d'hydrogène	50
5.1.4	Effets de la présence de systèmes binaires	52
5.1.5	Effets causés par la présence d'hélium dans la photosphère	54
5.2	Échantillon avec parallaxe trigonométrique uniquement	61
5.2.1	Considérations préalables	61
5.2.2	Comparaison entre les magnitudes absolues M_V spectroscopiques avec celles calculées à partir de la parallaxe trigonométrique	63
6	Méthode du décalage vers le rouge gravitationnel	69
6.1	Description de la méthode du décalage vers le rouge gravitationnel	69
6.2	Comparaison entre les masses spectroscopiques et celles obtenues à partir du décalage vers le rouge gravitationnel	70
7	Discussion et conclusion	79
7.1	Étoiles de notre échantillon	79
7.2	Sommaire et conclusion	85
	Bibliographie	87
	Remerciements	89

Liste des figures

1.1	Figure 12 de Liebert et al. (2005)	2
1.2	Distribution de masse des 129 naines blanches de Bergeron et al. (1992a)	5
1.3	Masse spectroscopique en fonction de la température effective pour 378 étoiles .	6
1.4	Distribution de masse photométriques (de Bergeron et al. 2001) et spectroscopiques (de Bergeron et al. 1992a)	8
2.1	Les 128 spectres visuels des étoiles naines blanches de notre échantillon.	19
3.1	Raies de Balmer synthétiques	26
3.2	Modèles évolutifs de Fontaine et al. (2001)	28
4.1	Masse spectroscopique en fonction de la température effective spectroscopique .	34
4.2	Distribution de la masse spectroscopique des 128 étoiles de notre échantillon . .	34
4.3	Spectres synthétiques superposés aux spectres observés	36
5.1	Détermination de T_{eff} , $\log g$ ainsi que M à partir de la parallaxe trigonométrique et de la photométrie	45
5.2	Température effective spectroscopique en fonction de la température effective photométrique	47
5.3	Masse spectroscopique en fonction de la masse photométrique	48
5.4	Différence entre la masse spectroscopique et photométrique en fonction de la température spectroscopique	49
5.5	Masse spectroscopique et photométrique en fonction de la température effective	50
5.6	Distribution de masse spectroscopique et photométrique	51
5.7	Masse spectroscopique en fonction de la masse photométrique en supposant des couches minces et épaisses	51
5.8	Masse spectroscopique en fonction de la masse photométrique pour les étoiles ayant une masse photométrique inférieure à $0.48 M_{\odot}$	53
5.9	Résultats de simulations de systèmes binaires	54
5.10	Température effective spectroscopique en fonction de la température effective photométrique en excluant les étoiles ayant une masse photométrique inférieure à $0.48 M_{\odot}$	55

5.11 Spectroscopie et photométrie de l'étoile WD 0033+016 avec une atmosphère d'hydrogène pur et avec une atmosphère polluée en hélium	56
5.12 Spectroscopie et photométrie de l'étoile WD 1019+637 avec une atmosphère d'hydrogène pur et avec une atmosphère polluée en hélium	58
5.13 Spectroscopie et photométrie de l'étoile WD 1655+215 avec une atmosphère d'hydrogène pur et avec une atmosphère polluée en hélium	58
5.14 Spectroscopie et photométrie de l'étoile WD 2059+190 avec une atmosphère d'hydrogène pur et avec une atmosphère polluée en hélium	59
5.15 Masse spectroscopique en fonction de la température effective spectroscopique en tenant compte de l'abondance d'hélium dans l'atmosphère	60
5.16 Température effective spectroscopique en fonction de la température effective photométrique en excluant les étoiles ayant une masse photométrique inférieure à $0.48 M_{\odot}$ et en tenant compte de l'abondance d'hélium dans l'atmosphère des étoiles	60
5.17 $M_V(\pi)$ en fonction de $M_V(T_{\text{eff}}, \log g)$	62
5.18 Parallaxes trigonométriques d' <i>Hipparcos</i> en fonction de celles du YPC	63
5.19 $M_V(\text{spec})$ en fonction de $M_V(\pi)$	66
5.20 Différence entre les $M_V(\text{spec})$ et $M_V(\pi)$ en fonction de la température effective spectroscopique	67
6.1 Comparaison entre v_{GR} pour certaines étoiles avec plusieurs mesures	73
6.2 Masse spectroscopique en fonction de la masse dérivée à partir de v_{GR}	74
6.3 Différence entre la masse spectroscopique et la masse dérivée à partir de v_{GR} en fonction de la température effective spectroscopique	75
6.4 Distribution de masse spectroscopique et dérivée à partir de v_{GR}	77
6.5 Masses spectroscopiques et masses dérivées à partir de v_{GR} en fonction de la température effective spectroscopique	78
7.1 Masses spectroscopiques, photométriques et obtenues à partir du décalage vers le rouge gravitationnel en fonction de la température effective	83
7.2 Distribution de masse spectroscopique, photométrique et obtenue à partir du décalage vers le rouge gravitationnel	84

Liste des tableaux

2.1	Liste complète des 128 étoiles de notre échantillon	12
4.1	Paramètres atmosphériques spectroscopiques	31
5.1	Paramètres atmosphériques obtenus à partir de la parallaxe trigonométrique et de la photométrie	46
5.2	Abondances d'hélium calculées pour notre sous-échantillon	57
5.3	Comparaison entre les magnitudes absolues déterminées à partir de la parallaxe trigonométrique et les magnitudes absolues spectroscopiques	64
6.1	Paramètres atmosphériques des étoiles avec des mesures du décalage vers le rouge gravitationnel	71
7.1	Magnitudes absolues et masses pour un sous-échantillon d'étoiles	80

Chapitre 1

Introduction

La lumière visible dans l'Univers provient en grande partie des étoiles. Parmi les étoiles de la séquence principale, plus de 97% d'entre elles finiront en étoiles de type naine blanche. En fait, elles représentent le destin des étoiles dont la masse est située entre $0.08 M_{\odot}$ et $8 M_{\odot}$. Lorsque nous observons ces étoiles en spectroscopie visuelle, nous constatons que 80% d'entre elles ne montrent que des raies d'hydrogène. De telles naines blanches sont de type DA. Dans le cadre de notre étude, seulement les étoiles de ce type furent étudiées.

Les processus de fusion nucléaire ayant cessé dans le coeur de ces étoiles, les naines blanches refroidissent à rayon relativement constant puisque celles-ci ont un intérieur composé de matière dégénérée. Aussi, les vents stellaires étant très faibles pour ce type d'étoiles (de l'ordre de $10^{-14} M_{\odot}/\text{an}$) et sachant que la rencontre avec de multiples nuages de gaz dans le milieu interstellaire ne peut justifier un gain de matières suffisant pour augmenter la masse d'une naine blanche, la masse de ces étoiles devrait demeurer constante avec la température. Des distributions de masse ont déjà été obtenues dans le cadre de différentes études pour ces étoiles et il a été observé que la distribution est relativement étroite (Koester et al. 1979a, Weidemann & Koester 1984, Bergeron et al. 1992a, Finley et al. 1997 et Liebert et al. 2005, pour ne nommer que celles-ci), la masse moyenne de ces étoiles étant autour de $\sim 0.6 M_{\odot}$. Une telle distribution de masse est présentée à la figure 1.1.

Dans le cadre de ce mémoire, nous nous intéresserons à la distribution en nombre des naines blanches de type DA ainsi qu'à la distribution de masse en fonction de la température.

Il existe plusieurs méthodes pour mesurer les paramètres physiques des étoiles naines blanches. Tout d'abord, si l'étoile considérée est dans un système binaire résolu, il nous sera possible de déterminer la masse à partir des orbites observées. Deux exemples de cette technique sont donnés par Heintz (1974) lors de la détermination de la masse de 40 Eri B ($0.43 M_{\odot}$) et par Gatewood & Gatewood (1978) pour Sirius B ($1.05 M_{\odot}$). Une deuxième méthode pour déterminer la masse d'une naine blanche est l'utilisation des modes de pulsations dans les naines blanches variables (voir discussions relatives à cette méthode dans Kawaler 1991). Cependant, l'inconvénient majeur d'une telle méthode est qu'elle n'est disponible que dans

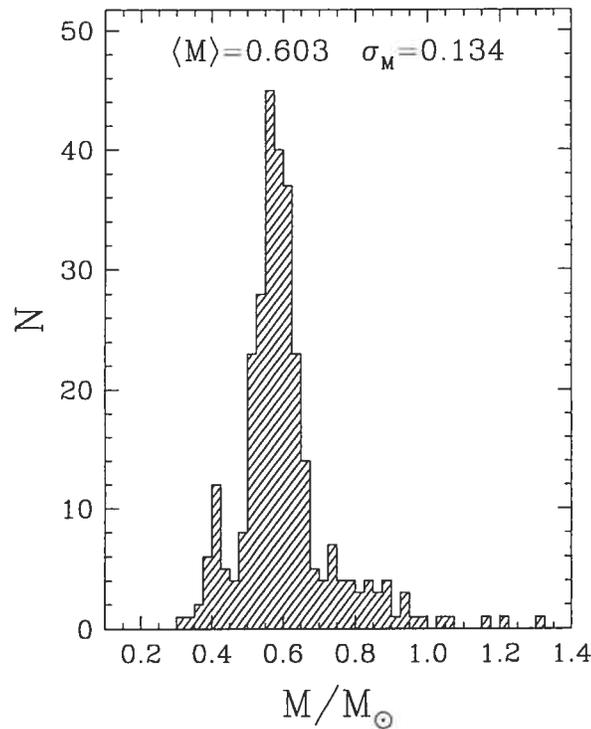


FIGURE 1.1 – Distribution de masse de 298 naines blanches de type DA. Tirée de Liebert et al. (2005).

certains intervalles restreints en température.

Une troisième méthode consiste en l'utilisation du décalage vers le rouge gravitationnel qui est une mesure directe du rapport de la masse sur le rayon de l'étoile. Avec la température effective et l'utilisation de séquences évolutives tenant compte des effets de températures, le décalage vers le rouge permet de déterminer la masse et le rayon de la naine blanche. Cependant, la naine blanche doit se trouver dans un système binaire, dans un amas ou encore dans un système d'étoiles ayant un même mouvement propre afin de séparer le décalage spectral de la naine blanche causé par l'effet Doppler dû à sa vitesse radiale du décalage vers le rouge gravitationnel. Cette méthode n'est ainsi disponible que pour une faible proportion d'étoiles, mais plusieurs études l'ont utilisée (Wegner & Reid 1991, Bergeron et al. 1995a, Reid 1996, Silvestri et al. 2001, pour ne nommer que celles-ci).

L'utilisation de la parallaxe trigonométrique peut nous donner une estimation directe du rayon de l'étoile. À partir de données photométriques, il est possible de déterminer les valeurs de la température effective T_{eff} et de l'angle solide $\pi(R/D)^2$ pour obtenir par la suite, combinée à la parallaxe trigonométrique et aux séquences évolutives appropriées, la masse. Koester et al. (1979b) et Bergeron et al. (2001) purent déterminer des masses et autres paramètres physiques d'un large échantillon d'étoiles naines blanches à partir de cette méthode.

Finalement, une comparaison entre le spectre observé d'une naine blanche avec celui calculé

à partir d'un modèle d'atmosphère permet d'estimer la température effective ainsi que la gravité de surface de la naine blanche étudiée (Bergeron et al. 1992a). La gravité de surface étant proportionnelle au rapport de la masse sur le carré du rayon, l'utilisation de séquences évolutives permet de déterminer la masse. Pour ce qui est de l'utilisation de spectres visuels dans le cas des naines blanches de type DA, cette dernière méthode demeure la plus adéquate puisqu'elle utilise le profil des raies d'hydrogène de la série de Balmer, très sensible à la température effective et à la gravité de surface. De plus, même l'utilisation de spectres ayant une résolution spectrale modeste permet d'obtenir les paramètres physiques de l'étoile avec de faibles erreurs internes.

Cependant, nous retrouvons deux complications physiques importantes pour déterminer les paramètres physiques des naines blanches de type DA : le transport d'énergie par convection et la composition chimique.

Tout d'abord, le transport d'énergie par convection devient important pour des températures effectives inférieures à 15,000 K. Bergeron et al. (1992b) ont déterminé que le flux émergent, les indices de couleurs et les largeurs équivalentes prédites sont très sensibles au traitement de la convection dans les modèles d'atmosphères pour des températures effectives entre 8000 et 15,000 K. En dessous de 13,000 K, une grande quantité d'énergie est transportée par la convection. Les théories de longueurs de mélanges (MLT) utilisées furent ML1, ML2 et ML3. Les versions ML1 et ML2 correspondent aux versions de la théorie de longueur de mélange de Böhm-Vitense (1958) et Böhm & Cassinelli (1971) respectivement. Comme il est discuté dans Tassoul et al. (1990), la théorie de longueur de mélange ML2 diminue la perte d'énergie horizontale et augmente l'efficacité de la convection. Pour ce qui est de la version ML3, elle est identique à la version ML2 mais avec une valeur de $\alpha=l/H = 2$, ce qui rend la convection encore plus efficace. Cependant, aucune calibration de la théorie de la longueur de mélange ne fut effectuée dans les atmosphères des étoiles naines blanches.

Concernant la composition chimique, nous savons que la gravité de surface est très élevée pour les étoiles de types naines blanches (de l'ordre de $g \sim 10^8 \text{ cm s}^{-2}$) de sorte qu'un mécanisme, le tri gravitationnel, produit une stratification chimique importante. Nous devrions donc obtenir une couche superficielle d'hydrogène au-dessus d'une couche d'hélium, beaucoup plus épaisse que celle d'hydrogène. Cependant, il est possible qu'une contamination en hélium se produise dans la couche superficielle d'hydrogène par le transport convectif à basse température effective ($T_{\text{eff}} \lesssim 12,000 \text{ K}$). Pour une naine blanche de $0.6 M_{\odot}$ avec $T_{\text{eff}} \sim 10,000 \text{ K}$, cet enrichissement en hélium serait possible pour une étoile ayant une couche d'hydrogène située autour de $q(\text{H}) \equiv M_{\text{H}}/M_{\star} \sim 10^{-10}$, où M_{\star} représente la masse totale de l'étoile. Si la couche d'hydrogène est plus épaisse, soit $q(\text{H}) \sim 10^{-6}$, ce mélange convectif se produira aux environs de $T_{\text{eff}} \sim 6000 \text{ K}$. Cependant, puisque l'hélium est spectroscopiquement invisible pour des températures inférieures à 12,000 K, le spectre visuel ne présenterait que des raies d'hydrogène, même si une grande quantité d'hélium se trouve dans l'atmosphère de l'étoile.

Parmi les méthodes énumérées ci-haut pour mesurer les paramètres physiques des étoiles naines blanches, la technique spectroscopique fut celle qui s'est attaqué à ces deux problèmes de façon détaillée.

Le problème de la composition chimique fut étudiée par Bergeron et al. (1990) et Bergeron et al. (1991). Ces derniers ont développé les outils théoriques nécessaires pour utiliser les spectres visuels, ce qui comprend l'utilisation du formalisme de probabilité d'occupation, développé par Hummer & Mihalas (1988). Ce formalisme a pour but de calculer la probabilité de trouver l'atome d'hydrogène considéré dans l'état i par rapport à un même ion dans l'état i , mais isolé. Cette probabilité sera déterminée avec la perturbation par des particules neutres (modèle de collisions de sphères dures) ainsi que la perturbation par des particules chargées (interaction coulombienne entre les particules chargées de tout le plasma).

Bergeron et al. (1991) ont démontré que l'ajout d'hélium dans la couche d'hydrogène aurait pour conséquence d'augmenter la pression dans l'atmosphère de la naine blanche. Sachant que la méthode spectroscopique utilise le profil des raies d'hydrogène de la série de Balmer pour mesurer la gravité de surface et que ces profils sont sensibles à la pression atmosphérique, une augmentation de la pression atmosphérique augmente artificiellement la masse spectroscopique de la naine blanche. Ainsi, les auteurs purent trouver, à basse température, une équivalence entre les hautes abondances d'hélium et les gravités de surface élevées parce qu'il est impossible, par spectroscopie visuelle, de séparer les effets causés par la pression provenant d'une augmentation de l'abondance d'hélium des effets d'une augmentation de la gravité de surface. Dans Bergeron et al. (1990), les auteurs ont utilisé les mêmes modèles et la technique spectroscopique pour effectuer une estimation statistique de la quantité d'hélium dans l'atmosphère de 37 naines blanches de type DA ayant une température effective entre $6000 \lesssim T_{\text{eff}} \lesssim 13,000$ K, en supposant une valeur de $\log g = 8.0$. Ces auteurs purent démontrer que, pour ces étoiles, un mélange entre l'hydrogène de la couche superficielle convective avec l'hélium de la couche inférieure s'est produit.

Le problème du transport d'énergie par convection fut étudié par Bergeron et al. (1992b). Dans le cadre de cette étude, les auteurs ont effectué une série de calculs à partir de modèles d'atmosphère pour des naines blanches de type DA ayant une température effective inférieure à 17,000 K. Ces modèles tenaient compte de la convection en utilisant différentes versions de la théorie de la longueur de mélange (ML1, ML2 et ML3, décrites plus haut). Les auteurs ont démontré que les flux émergents, les indices de couleurs et les profils de raies sont sensibles à la longueur de mélange dans une intervalle de température effective entre 8000 et 15,000 K. Pour Bergeron et al. (1992b), il était indispensable qu'une calibration adéquate de la théorie de longueur de mélange soit effectuée. Pour ce faire, il fallait estimer des paramètres stellaires indépendants des effets dûs à la convection.

Cette estimation a été effectuée par Bergeron et al. (1992a) avec une analyse spectroscopique d'un échantillon de 129 naines blanches DA ayant une température effective supérieure à 13,000 K. Il était nécessaire d'utiliser des étoiles ayant ces températures, tout d'abord, parce

que l'hélium devient spectroscopiquement visible et il est alors possible de le détecter s'il se trouve dans l'atmosphère de l'étoile. De plus, les étoiles ont des atmosphères radiatives pour ces hautes températures, ce qui permet de négliger les effets causés par la convection. Nous présentons à la figure 1.2 la distribution de masse obtenue par Bergeron et al. (1992a) en supposant des couches minces d'hydrogène. La distribution de masse a été recalculée par Bergeron et al. (1995d) en utilisant des couches épaisses et est reproduite avec la distribution précédente sur la figure 1.2. Lorsqu'une couche épaisse est utilisée, nous supposons une étoile ayant un manteau d'hélium constitué de $q(\text{He}) = 10^{-2}$ et une couche externe d'hydrogène de $q(\text{H}) = 10^{-4}$ alors que le noyau est constitué de carbone. Pour ce qui est du modèle avec couches minces, la constitution du noyau et la masse du manteau d'hélium demeurent inchangées. Cependant, la couche d'hydrogène sera beaucoup moins importante : $q(\text{H}) = 10^{-10}$.

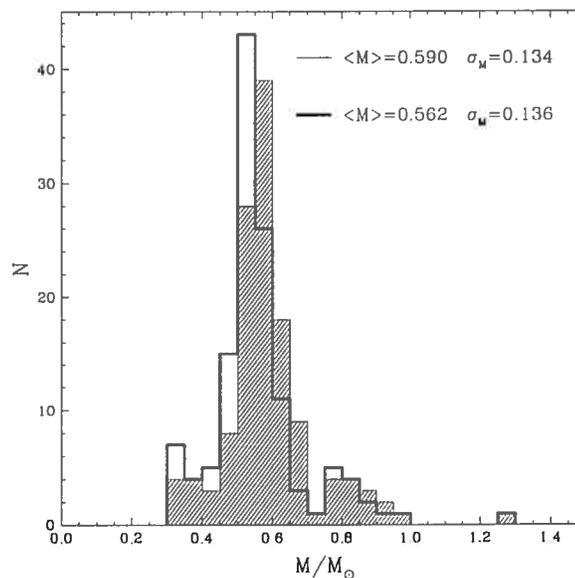


FIGURE 1.2 – Distribution de masse des 129 naines blanches de type DA de Bergeron et al. (1992a). La région hachurée représente la distribution de masse en supposant des couches épaisses alors que le trait représente la distribution de masse en supposant des couches minces.

Comme nous l'avons indiqué plus haut, la masse de ces étoiles devrait demeurer constante avec la température. Nous devrions alors retrouver des masses moyennes et une distribution de masse similaire à basse température. Ainsi, Bergeron et al. (1995d) ont utilisé les températures effectives dérivées à partir de spectres visuels et de spectres UV afin de calibrer la théorie de la longueur de mélange. Pour ce faire, les auteurs ont utilisé un échantillon de 22 naines blanches de type ZZ Ceti puisque ces étoiles étaient suffisamment froides pour que le transport d'énergie par convection devienne important, et suffisamment chaudes pour supposer une composition chimique d'hydrogène pure (aucune contamination en hélium possible par mélange convectif). Les auteurs ont utilisé la sensibilité du flux émis, les profils des raies, la distribution d'énergie dans l'UV, les indices de couleurs et les largeurs équivalentes au traitement de la convection

pour obtenir les paramètres physiques nécessaires à la détermination de la théorie de longueur de mélange appropriée.

Les auteurs effectuèrent la comparaison des paramètres physiques obtenus en utilisant les différentes théories de longueurs de mélanges : comparaison entre les températures effectives provenant du spectre visuel avec celles du spectre UV, comparaison entre la distribution de masse de Bergeron et al. (1992a) avec couches épaisses et celle des 22 ZZ Ceti, comparaison entre les magnitudes absolues spectroscopiques avec celles dérivées à partir de la parallaxe trigonométrique, pour ne nommer que celles-ci. Les auteurs ont obtenu que les modèles d'atmosphère calculés avec la théorie de longueur de mélange $ML2/\alpha=0.6$ donnaient les meilleures compatibilités internes. Cependant, une incompatibilité a été observée entre la distribution de masse des 22 ZZ Ceti, obtenue par spectroscopie visuelle, et celle de Bergeron et al. (1992a) pour $ML2/\alpha=0.6$ alors qu'elle concorde pour $ML2$. Pour ces étoiles ZZ Ceti, la masse moyenne obtenue avec la théorie de longueur de mélange $ML2/\alpha=0.6$ était de $M = 0.649 M_{\odot}$ avec un écart type de $\sigma(M) = 0.076 M_{\odot}$, comparativement à $M = 0.590 M_{\odot}$ avec $\sigma(M) = 0.134 M_{\odot}$ provenant des étoiles Bergeron et al. (1992a) en supposant des couches épaisses.

Plus récemment, Liebert et al. (2005) ont analysé un échantillon d'étoiles de 348 naines blanches de type DA du *Palomar Green Survey* (Green et al. 1986). Cette étude avait pour but d'obtenir le taux de formation, la fonction de luminosité et de masses des étoiles de cet échantillon. Cependant, dans le cadre de notre étude, nous nous intéresserons aux résultats obtenus par Liebert *et al.* concernant la distribution de masse en fonction de la température. Nous présentons à la figure 1.3 la masse en fonction de la température effective pour un échantillon de 378 naines blanches de type DA faisant partie de l'étude de Liebert et al. (2005). Nous pouvons clairement constater l'augmentation de la masse spectroscopique avec des températures effectives inférieures à 12,000 K ($\log T_{\text{eff}} = 4.08$). Ainsi, même avec une calibration de la théorie de la longueur de mélange, des masses élevées sont obtenues à partir de la spectroscopie dans ce régime de température.

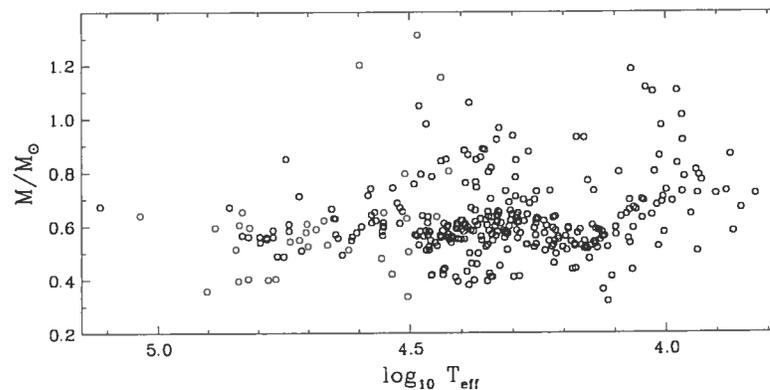


FIGURE 1.3 – Masse en fonction de la température effective ($\log T_{\text{eff}}$) pour un échantillon de 378 naines blanches de type DA faisant partie de l'étude de Liebert et al. (2005).

Cette augmentation de la masse spectroscopique pour des températures effectives inférieures à 12,000 K pourrait être expliquée par la présence de l'hélium dans l'atmosphère de ces étoiles. Cependant, ceci impliquerait que les étoiles de type ZZ Ceti pourraient avoir une atmosphère polluée en hélium. Si l'hypothèse de la présence de l'hélium est exclue, est-ce alors la méthode spectroscopique elle-même qui serait responsable de cette augmentation ? Est-ce que le problème ne serait pas plutôt relié aux modèles calculés ? Nous pouvons néanmoins répondre à la question sur la validité de la méthode spectroscopique en observant le comportement de la masse en fonction de la température en utilisant une méthode indépendante pour déterminer la masse des naines blanches. Parmi les méthodes que nous avons discutées plus haut, nous discuterons de l'utilisation du décalage vers le rouge gravitationnel et de la parallaxe trigonométrique.

Le décalage vers le rouge gravitationnel fut utilisé en premier lieu avec Sirius B pour vérifier la validité de la théorie de la relativité générale (Adams 1925). Notons tout d'abord l'étude de Koester (1987) qui utilisa le décalage vers le rouge gravitationnel dans le cadre d'une étude de la relation masse-rayon pour les naines blanches. D'autres mesures de décalage vers le rouge furent effectuées pour de petits échantillons (Wegner & Reid 1987 et Wegner et al. 1989) alors que certaines études ne portaient que sur une seule étoile (Reid & Wegner 1988 pour G191-B2B, Wegner et al. 1991 pour LB 1497, une naine blanche de type DA dans les Pléiades, ainsi que Koester & Weidemann 1991 pour 40 Eri B, faisant partie d'un système triple). Par la suite, le décalage vers le rouge gravitationnel fut utilisé pour l'étude de plus grands échantillons avec les études de Wegner & Reid (1991), Reid (1996) et Silvestri et al. (2001), qui ont contenu respectivement 23, 53 et 41 étoiles naines blanches.

Une comparaison entre les masses dérivées à partir du décalage vers le rouge gravitationnel avec les masses spectroscopiques a été effectuée par Bergeron et al. (1995a), Reid (1996) et Silvestri et al. (2001). Dans les deux premiers cas, les études ont démontré un écart important entre les masses pour des températures effectives inférieures à 12,000 K. En général, la masse spectroscopique était supérieure à celle obtenue à partir du décalage vers le rouge. Cependant, il est important de noter que la théorie de longueur de mélange ML2 fut utilisée pour déterminer les masses spectroscopiques dans l'étude Bergeron et al. (1995a). Dans le cas de l'étude de Silvestri et al. (2001), la masse moyenne provenant du décalage spectral des étoiles à basse température était similaire à celle des étoiles de Bergeron et al. (1995a) mais les auteurs ont attribué cette situation à la présence de 5 naines blanches très massives dans leur échantillon pour 12,000 K.

Nous pouvons constater qu'il est indispensable d'effectuer une nouvelle comparaison entre la masse spectroscopique et celle dérivée à partir du décalage vers le rouge gravitationnel sur un large échantillon de façon homogène en utilisant les mêmes ensembles de modèles d'atmosphère, et utilisant la théorie de longueur de mélange $ML2/\alpha=0.6$ pour tenir compte de la convection. Il s'agit d'un des objectifs de notre étude.

D'autre part, nous savons que la magnitude absolue dans la bande visuelle M_V peut être ob-

tenue à partir de la magnitude apparente V et de la parallaxe trigonométrique d'une étoile. Cependant, la parallaxe trigonométrique, combinée avec l'usage de la photométrie $BVRIJHK$, peut nous donner la température effective ainsi que le rayon de l'étoile étudiée, d'où nous pouvons obtenir la masse d'une naine blanche en utilisant les séquences évolutives appropriées. Bergeron et al. (2001) ont présenté une étude en utilisant cette méthode pour déterminer les paramètres physiques d'un échantillon de 152 naines blanches froides ($T_{\text{eff}} \lesssim 12,000$ K). Parmi ces étoiles, 96 étaient des naines blanches ayant une atmosphère riche en hydrogène. Nous reproduisons à la figure 1.4 la distribution de masse photométrique pour les 96 naines blanches riches en hydrogène de l'étude de Bergeron et al. (2001; figure 22). Nous superposons à cette distribution celle des masses spectroscopiques des 129 étoiles de l'étude de Bergeron et al. (1992a) en supposant une couche épaisse d'hydrogène.

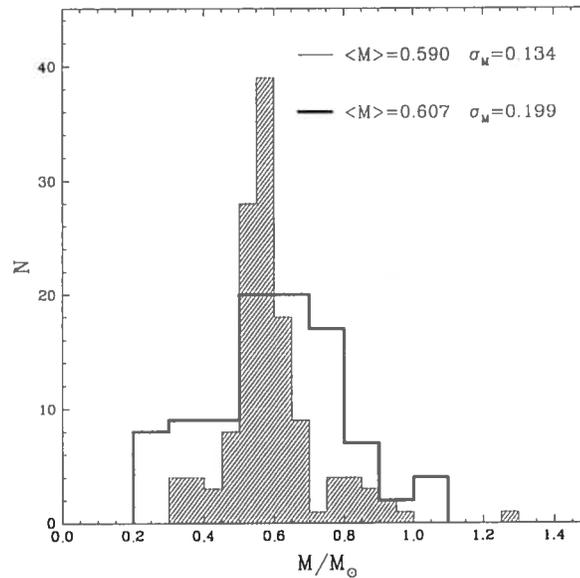


FIGURE 1.4 – Distribution de masse photométrique pour les 96 naines blanches riches en hydrogène de l'étude de Bergeron et al. (2001) (trait foncé) et distribution de masse spectroscopique des 129 étoiles de l'étude de Bergeron et al. (1992a) en supposant une couche épaisse d'hydrogène (région hachurée).

Ce résultat montre que les masses obtenues par parallaxes trigonométriques et par photométries $BVRIJHK$ sont élevées, tout comme le sont les masses spectroscopiques à basses températures effectives. Il est important de noter que si la masse moyenne photométrique est aussi faible, ceci est dû à la présence des étoiles de faibles masses dans la partie gauche de la distribution (où $M \lesssim 0.5 M_{\odot}$), peuplée de systèmes binaires connus ou d'étoiles suspectées d'être des systèmes binaires non résolus composés de deux naines blanches. Nous pourrions suspecter qu'une pollution de l'atmosphère riche en hydrogène par l'hélium serait responsable de la masse photométrique élevée pour ces étoiles froides, mais Bergeron et al. (2001) ont démontré que l'ajout d'hélium dans l'atmosphère des naines blanches réduisait très peu la

masse photométrique, contrairement à la masse spectroscopique.

Nous nous posons donc les mêmes questions suite aux analyses spectroscopiques. Si l'hypothèse de la présence de l'hélium est exclue à nouveau, est-ce alors que les modèles calculés sont responsables des incompatibilités entre les masses des étoiles à hautes températures avec celles à basses températures ? Ou encore les masses dérivées pour les étoiles à hautes températures sont-elles sous-estimées ?

Nous proposons ici de comparer les résultats de ces différentes méthodes pour un échantillon de naines blanches ayant une atmosphère riche en hydrogène pour lesquelles nous avons des mesures disponibles du décalage vers le rouge gravitationnel, de parallaxes trigonométriques et de spectres visuels en ayant une approche et un ensemble de modèles homogènes. De nouvelles valeurs de parallaxes trigonométriques et de décalages vers le rouge gravitationnels sont disponibles et, combinées avec la spectroscopie visuelle, pourraient apporter de nouveaux éléments de réponses aux questions posées sur la modélisation des naines blanches de type DA froides et sur la composition de leur atmosphère.

Le mémoire de maîtrise que nous présentons ici sera structuré de la façon suivante. Tout d'abord, nous allons présenter l'échantillon de naines blanches utilisées dans le cadre de notre étude au chapitre 2. Le chapitre suivant sera consacré à la description des modèles d'atmosphères et des relations masse-rayon utilisées pour déterminer la masse des naines blanches par les trois méthodes dont nous avons discuté plus haut. Ensuite, aux chapitres 4, 5 et 6, nous expliquerons en détails et nous présenterons les résultats de ces méthodes de détermination de masses de naines blanches de type DA (respectivement avec la spectroscopie visuelle, avec la parallaxe trigonométrique et avec l'usage du décalage vers le rouge gravitationnel). En conclusion, nous présenterons une dernière analyse et discussion sur les trois méthodes discutées dans ce mémoire de maîtrise.

Chapitre 2

Description de l'échantillon d'étoiles naines blanches

Notre échantillon d'étoiles est composé uniquement de naines blanches DA pour lesquelles nous avons une mesure de parallaxe trigonométrique provenant du *Yale Parallax Catalogue*, du satellite *Hipparcos*, du *United States Naval Observatory* et de Ruiz (2005, communication privée). À cette liste d'étoiles, nous avons ajouté toutes les naines blanches dont nous pouvions obtenir une mesure de décalage vers le rouge gravitationnel dans la littérature. Les types spectraux des naines blanches de notre échantillon ont été confirmés à partir du catalogue de McCook & Sion (1987). Seules les naines blanches ayant une température effective supérieure à 6500 K furent gardées. Si une étoile possède plusieurs valeurs de parallaxes trigonométriques ou de décalages vers le rouge gravitationnels, toutes ces valeurs sont conservées et utilisées séparément car elles constituent toutes des mesures indépendantes utilisables pour notre analyse.

Dans les trois sections de ce chapitre, nous allons décrire plus en détails les sources des données utilisées dans le cadre de cette étude.

2.1 Parallaxes trigonométriques

La grande majorité des parallaxes trigonométriques utilisées dans notre étude provient du *Yale Parallax Catalogue*. La première édition de ce catalogue fut publiée par Jenkins (1953), suivie d'un supplément avec Jenkins (1963). Depuis ce temps, plusieurs mesures de parallaxes trigonométriques ont été effectuées dans différents observatoires, de sorte qu'une nouvelle version compilée de ce catalogue, présentée par van Altena & Lee (1988) comportait 14,336 parallaxes de 7607 étoiles. Il est important de préciser que ce catalogue est continuellement mis à jour, de sorte que les valeurs de parallaxes trigonométriques mesurées à partir du satellite *Hipparcos*, du *United States Naval Observatory* et de Ruiz (2005, communication privée) vont se retrouver dans le *Yale Parallax Catalogue* éventuellement. La version du catalogue dans

laquelle nous avons tiré les valeurs de parallaxes est celle de van Altena et al. (1995) et compte 15,994 parallaxes trigonométriques mesurées pour 8112 étoiles.

Le satellite *Hipparcos*, qui fut en opération durant quatre ans, a pu fournir des mesures de parallaxes trigonométriques de novembre 1989 à mars 1993. Les résultats de la mission *Hipparcos* de l'Agence Spatiale Européenne (ESA) furent publiés dans le catalogue *The Hipparcos and Tycho Catalogues* (ESA 1997). Cependant, seulement 38 parallaxes de naines blanches ont pu être obtenues sur un total de 118,000 par *Hipparcos* car la magnitude visuelle V la plus faible pour effectuer une mesure de la parallaxe fiable était de $V \sim 12$. Cependant, Gould & Chanamé (2004) ont pu déterminer la parallaxe trigonométrique de 424 étoiles faibles présentes dans des systèmes d'étoiles ayant des mouvements propres communs. Parmi les 424 étoiles de Gould & Chanamé (2004), 20 d'entre elles étaient des naines blanches. Dans le cadre de notre étude, nous avons utilisé la parallaxe de 3 d'entre elles.

Le *United States Naval Observatory* fut établi en 1830 comme dépôt et pour entretenir les chronomètres et autres équipements de navigation de la marine des États-Unis. Aujourd'hui, le USNO effectue encore l'entretien d'équipements pour la marine américaine, mais fournit aussi des données astronomiques (dont la position et les mouvements de la Terre, du Soleil, de la Lune, des planètes et d'autres objets célestes) afin de mesurer la rotation de la Terre et de fournir une valeur précise du temps. Le USNO comprend la station de *Flagstaff*, en Arizona, qui a pu effectuer des mesures de parallaxes trigonométriques avec le programme *USNO Parallax Program*. Harrington & Dahn (1980) ont présenté les parallaxes trigonométriques des 485 étoiles obtenues par les USNO depuis 1965 avec l'aide de plaques photographiques alors que Monet et al. (1992) ont présenté les parallaxes obtenues avec l'aide de CCD pour 72 étoiles ayant une magnitude visuelle apparente entre $V = 15.16$ et 19.58 . En 1999, les parallaxes de 146 naines blanches étaient mesurées par le USNO (Dahn 1999). Notre échantillon contient uniquement 2 parallaxes trigonométriques provenant du USNO : l'une provient de Reid & Wegner (1988) dont l'étude portait sur G191-B2B (WD 0501+527) alors que la deuxième provient de Dahn et al. (2004) dont l'étude portait sur LHS 4033 (WD 2349-031).

Finalement, nous utilisons la parallaxe trigonométrique de l'étoile ESO 439-80 (aussi désigné par WD 1124-293), fournit par Ruiz (2005, communication privée). Cette étoile faisait partie d'échantillons étudiés par Bergeron et al. (1997) et par Bergeron et al. (2001).

Nos valeurs de parallaxes trigonométriques π se retrouvent dans le tableau 2.1. Les parallaxes sont affichées en millième de seconde d'arc et sont accompagnées de leur incertitude respective, entre parenthèses. Nous avons ajouté, pour chaque parallaxe, la source de la mesure. Nous retrouvons 86 mesures de parallaxes provenant du *Yale Parallax Catalogue*, 19 proviennent du satellite *Hipparcos*, 2 obtenues par le *United States Naval Observatory* et finalement une seule de Ruiz (2005, communication privée), pour un total de 108 parallaxes trigonométriques.

Parmi les étoiles de notre échantillon ayant une parallaxe trigonométrique, 52 d'entre elles se retrouvaient dans l'échantillon étudié par Bergeron et al. (1997) et Bergeron et al.

TABLEAU 2.1 – Liste complète des 128 étoiles de notre échantillon

WD	Nom	V	π (mas)	Réf.	v_{GR} (km s ⁻¹)	Réf.
0009+501	G217-37	14.36	90.6 (3.7)	1		
0011+000	G31-35	15.35	32.9 (4.8)	1		
0030+444	G172-4	16.33	9.52 (1.63)	2	29.1 (4.0)	1
0033+016	G1-7	15.61	30.4 (4.0)	1		
0101+048	G1-45	14.00	46.9 (3.8)	1		
0126+101	G2-40	14.40	28.4 (3.1)	1		
0133-116	Ross 548	14.16	14.9 (2.0)	1		
0135-052	L870-2	11.50	81.0 (2.8)	1		
0142+312	G72-31	14.78	28.2 (4.3)	1		
0148+467	GD 279	12.44	63.08 (3.79)	2		
0148+641	G244-36	14.00			49.7 (0.7)	2
					36.0 (1.3)	1
0205+250	G35-29	13.23	30.0 (2.5)	1		
0208+396	G74-7	14.51	59.8 (3.5)	1		
0220+222	G94-B5B	15.93			70.0 (6.0)	3
					83.0 (1.5)	1
0227+050	Feige 22	12.65	41.15 (4.96)	2		
0243-026	LHS 1442	15.54	47.1 (5.0)	1		
0257+080	LHS 5064	15.90	35.9 (3.5)	1		
0310-688	LP 414-120	11.40	98.50 (1.46)	2		
			84.9 (15.0)	1		
0326-273	L587-77A	14.00			36.1 (3.2)	4
0349+247	LB 1497	16.64			84.0 (9.0)	5
0352+096	HZ 4	14.56			33.3 (3.8)	6
					42.2 (1.2)	1
0401+250	LP 357-134	13.81	37.0 (2.2)	1		
0406+169	LP 414-101	15.13			48.7 (4.5)	6
					48.7 (6.0)	1
0413-077	40 Eri B	9.52	198.24 (0.84)	2	23.9 (3.0)	7
			207.2 (2.7)	1	25.8 (1.4)	1
					26.5 (1.5)	8
0421+162	LP 415-46	14.26			36.1 (3.4)	6
					36.6 (1.5)	1
0425+168	EG 37	13.92			30.9 (2.5)	6
					35.4 (1.0)	1
					35.7 (3.8)	3
0431+125	HZ 7	14.24			34.2 (1.4)	1
					35.6 (7.3)	6
0438+108	HZ 14	13.86			21.8 (6.4)	6
					29.7 (5.8)	3
					32.0 (3.5)	1
0453+418	GD 64	14.00	23.0 (2.6)	1		
0501+527	G191-B2B	11.78	14.53 (3.06)	2	19.0 (4.0)	9
			23.3 (2.2)	1		
			21.9 (2.6)	3		
0612+177	L1244-26	13.39	27.7 (2.2)	1		
0642-285	LP 895-41	16.80			58.3 (1.9)	2
					24.9 (0.9)	1
0644+025	G108-26	15.71	54.2 (5.5)	1		
0644+375	L1534-1	12.08	64.91 (3.37)	2		
			66.3 (2.1)	1		

WD	Nom	V	π (mas)	Réf.	v_{GR} (km s $^{-1}$)	Réf.
0726+392	LP 207-7	15.81			21.5 (2.9)	1
0752+365	G90-28	16.09	29.5 (4.3)	1		
0810+234	GD 295	16.03			34.5 (1.3)	1
					38.0 (7.0)	3
0816+387	G111-71	16.51	25.2 (2.5)	1	34.0 (1.0)	3
0827+328	LHS 2022	15.73	44.9 (3.8)	1		
0839-327	L532-81	15.16	112.7 (9.7)	1		
0906+296	LP 313-16				23.7 (1.0)	1
0913+442	G116-16	15.37	34.6 (4.0)	1	13.9 (2.0)	1
					83.0 (2.0)	3
0921+354	G117-B15A	15.45			24.2 (0.8)	1
					29.0 (6.0)	3
0930+294	G117-25	15.98	31.2 (4.6)	1		
0943+441	G116-52	13.30	29.2 (2.9)	1		
0955+247	G49-33	15.06	40.9 (4.5)	1		
1012+083.1	G43-38	16.03	34.5 (3.9)	1		
1019+637	LP 62-147	14.70	61.2 (3.6)	1		
1104+602	EG 75	13.80	22.8 (4.4)	1		
1105-048	L970-30	13.10			19.7 (3.0)	7
					20.1 (3.2)	4
					23.8 (5.1)	2
1121+216	Ross 627	14.21	74.4 (2.8)	1		
1124-293	ESO 439-80	15.02	16.4 (1.7)	4		
1134+300	LB 10276	12.47	65.28 (3.61)	2		
			70.6 (10.9)	1		
1143+321	G148-7	13.73	31.6 (2.3)	1	27.0 (3.0)	7
					30.8 (1.2)	1
1147+255	LP 375-51	15.66	19.5 (2.9)	1	100.0 (6.0)	3
1211+392	LP 216-74	16.48			23.7 (2.3)	2
1236-495	LTT 4816	13.80	61.0 (9.4)	1		
1240+754	LP 20-406	16.20			25.6 (4.0)	1
1244+149	G61-17	15.82			27.0 (3.0)	3
1257+278	G149-28	15.41	28.9 (4.1)	1		
1304+227	LP 378-537	16.20			9.1 (2.8)	2
1327-083	BD -07 3632	12.31	55.50 (3.77)	2	21.8 (4.4)	2
			61.8 (2.8)	1	24.9 (3.0)	7
					24.9 (3.2)	4
1334-160	L762-21	15.33			45.0 (2.2)	2
					51.2 (2.0)	4
					55.0 (9.0)	3
1337+705	G238-44	12.79	40.33 (2.89)	2		
			30.5 (5.9)	1		
1344+106	LHS 2800	15.12	49.9 (3.6)	1		
1348-273	L619-50	15.20			23.3 (5.0)	4
					27.0 (8.2)	2
1354+340	BD +34 2473	16.16			17.8 (4.1)	2
					22.0 (3.0)	3
1408+323	L1484-18	13.97	25.3 (2.8)	1		
1418-088	G124-26	15.38	24.6 (3.8)	1		
1455+298	LHS 3007	15.60	28.9 (4.1)	1		
1510+566	G201-39	16.33			31.5 (0.8)	1

WD	Nom	V	π (mas)	Réf.	v_{GR} (km s $^{-1}$)	Réf.
1544-377	L481-60	12.97	65.60 (0.77)	2	27.9 (3.2)	4
			74.6 (10.1)	1	27.3 (0.7)	2
1555-089	G152-B4B	14.80			36.0 (5.0)	3
					49.1 (4.2)	2
1559+369	Ross 808	14.36	30.2 (3.3)	1		
1606+422	Case 2	13.85	22.2 (3.5)	1		
1609+135	G138-8	15.11	54.5 (4.7)	1		
1620-391	CD -38 10980	11.01	78.40 (2.40)	2	33.9 (0.4)	2
			65.5 (7.6)	1	37.9 (2.0)	4
1625+093	G138-31	16.14	42.8 (3.7)	1		
1633+433	G180-63	14.84	66.2 (3.0)	1		
1635+137	G138-47	16.94	25.5 (4.6)	1		
1637+335	L1491-27	14.65	35.0 (3.2)	1		
1647+591	DN Dra	12.24	91.13 (2.33)	2		
			81.9 (4.6)	1		
1655+215	G169-34	14.13	43.0 (3.1)	1		
1706+332	G181-B5B	15.92			26.0 (8.0)	3
					29.0 (0.8)	1
1713+695	G240-051	13.26	36.1 (4.0)	1		
1716+020	G19-20	14.36	28.1 (2.6)	1	20.4 (3.0)	7
					22.0 (6.0)	4
					28.3 (0.9)	1
					30.9 (5.0)	2
1736+052	G140-2	15.92	23.4 (3.9)	1		
1743-132	G154-B5B	14.22			22.6 (2.1)	1
					24.5 (3.0)	7
					27.4 (1.1)	2
1756+827	LP 9-231	14.34	63.9 (2.9)	1		
1824+040	Ross 137	13.89	18.2 (2.3)	1		
1826-045	L993-18	14.58	34.9 (3.8)	1		
1840-111	L849-15	14.18	34.9 (5.1)	1		
1840+042	GD 215	14.79	40.2 (3.4)	1		
1855+338	G207-9	14.64	30.5 (4.4)	1		
1911+135	G142-B2A	14.00			22.4 (2.5)	2
					27.4 (3.0)	7
					29.7 (2.0)	1
					44.0 (4.0)	3
1919+145	BPM 94172	12.94	50.5 (5.5)	1		
1932-136	L852-37	16.05			17.0 (1.5)	1
1935+276	PY Vul	13.21	55.7 (2.9)	1		
1936+327	BPM 94484	13.60	28.7 (2.4)	1		
1943+163	G142-50	13.99	23.7 (2.7)	1		
1950+250	PT Vul	15.13	26.3 (3.2)	1		
1953-011	L997-21	13.69	87.8 (2.9)	1		
2007-303	LTT 7987	12.18	65.06 (3.85)	2		
2032+248	G186-31	11.52	67.65 (2.32)	2		
			69.9 (2.7)	1		
2039-202	L711-10	12.33	47.39 (4.04)	2		
			42.4 (8.4)	1		
2044-043	LP 696-4	17.14			19.0 (8.0)	3
					22.2 (7.6)	2

WD	Nom	V	π (mas)	Réf.	v_{GR} (km s $^{-1}$)	Réf.
2048+809	LP 25-436	15.60			23.8 (2.4)	2
					33.0 (1.9)	1
					35.0 (5.0)	3
2051+095	LP 516-13	16.20			10.7 (0.3)	2
2059+190	G144-51	16.36	26.1 (4.4)	1		
2105-820	L24-52	13.61	58.6 (8.8)	1		
2111+261	G187-32	14.68	31.4 (3.7)	1		
2117+539	G231-40	12.33	50.7 (7.4)	1		
2124+550	Ross 198	14.70	27.8 (3.0)	1		
2126+734	G261-43	12.78	47.1 (2.4)	1		
2136+229	G126-18	15.25	23.8 (3.1)	1		
2136+828	G261-45	13.02	38.4 (4.5)	1		
2149+021	G93-48	12.73	39.84 (4.47)	2		
			40.8 (2.5)	1		
2207+142	G18-34	15.60	39.2 (4.4)	1		
2246+223	G67-23	14.39	52.5 (4.1)	1		
2253-081	G156-64	16.48	28.72 (1.30)	2	27.0 (4.0)	3
			36.7 (5.3)	1	34.1 (2.5)	1
					45.1 (0.3)	2
2258+406	G216-B14B	15.50			55.0 (6.0)	3
					29.1 (5.1)	1
2326+049	G29-38	13.05	73.4 (4.0)	1		
2329+267	L1440-18	15.33	25.9 (4.7)	1		
2341-164	G273-B15B	15.97			26.9 (0.9)	1
2341+322	L1512-34B	12.92	60.11 (11.58)	2	29.8 (1.3)	1
			56.8 (1.8)	1	33.4 (1.2)	2
2349-031	LHS 4033	16.98	33.9 (0.6)	3		
2350-083	G273-B1B	16.40			31.0 (3.0)	3
2351-335	LP 936-13	14.50			27.0 (3.0)	3
					31.2 (7.4)	2

NOTE - Pour les parallaxes trigonométriques : (1) Parallaxes provenant du *Yale Parallax Catalog*; (2) Parallaxes provenant du satellite *Hipparcos*; (3) Parallaxes provenant du *United States Naval Observatory*; (4) Ruiz (2005, communication privée). Pour les décalages vers le rouge gravitationnels : (1) Reid (1996); (2) Silvestri et al. (2001); (3) Wegner & Reid (1991); (4) Koester (1987); (5) Wegner et al. (1991); (6) Wegner et al. (1989); (7) Wegner & Reid (1987); (8) Koester & Weidemann (1991); (9) Reid & Wegner (1988).

(2001). Des valeurs photométriques en bandes optiques *BVRI* et infrarouge *JHK* nous sont disponibles et seront utilisées afin de déterminer la distribution d'énergie et ainsi obtenir la température effective, la gravité de surface ainsi que la masse de ces étoiles. Nous discuterons amplement de ce sous-échantillon dans le chapitre 5, section 1.

2.2 Décalages vers le rouge gravitationnels

Comme nous avons eu l'occasion d'en discuter dans l'introduction, le décalage vers le rouge gravitationnel fut utilisé en premier lieu avec Sirius B pour vérifier la validité de la théorie de la relativité générale (Adams 1925). Par la suite, Greenstein & Trimble (1967) et Trimble & Greenstein (1972) ont mesuré la vitesse radiale d'un grand nombre d'étoiles naines blanches et ont pu obtenir un décalage vers le rouge gravitationnel moyen de 58 km s $^{-1}$. Nous allons

présenter ici les différentes sources dans la littérature où nous avons obtenu nos valeurs de décalages vers le rouge.

Notons, en premier lieu, l'étude de Koester (1987) qui utilisa le décalage vers le rouge gravitationnel dans le cadre d'une étude de la relation masse-rayon pour les naines blanches. L'auteur put obtenir des mesures de décalages vers le rouge à partir de l'observation du cœur de la raie $H\alpha$ de neuf naines blanches de type DA étant membres de systèmes binaires ou se trouvant dans un système ayant un même mouvement propre. En effet, pour obtenir le décalage vers le rouge gravitationnel d'une naine blanche, cette dernière doit absolument être dans un système binaire, dans un amas où l'on connaît la distance entre cet amas et la Terre, ou encore dans un système ayant un même mouvement propre. Dans ces trois types de systèmes, nous pouvons alors séparer le décalage vers le rouge de la naine blanche causé par effet Doppler du décalage vers le rouge gravitationnel. Koester (1987) put utiliser ces mesures afin de déterminer la masse des étoiles de son échantillon et a obtenu une masse moyenne de $0.58 M_{\odot}$. Dans le cadre de notre étude, nous utilisons 8 mesures de décalages vers le rouge provenant de Koester (1987).

Wegner & Reid (1987) purent obtenir le décalage vers le rouge gravitationnel d'un échantillon de 8 naines blanches étant membres de systèmes d'étoiles avec un même mouvement propre en utilisant la raie $H\alpha$. Cependant, aucune dérivation de la masse ou du rayon d'une étoile ne fut effectuée dans le cadre de cette étude qui était seulement observationnelle. Notre échantillon comporte 7 valeurs provenant de Wegner & Reid (1987).

Le décalage vers le rouge gravitationnel put aussi être utilisé pour l'étude des naines blanches dans l'amas ouvert des Hyades. En effet, Wegner et al. (1989) purent mesurer la vitesse héliocentrique de 6 naines blanches de type DA et une de type DBA se trouvant dans cet amas. Après avoir converti ces vitesses héliocentriques en décalage vers le rouge et déterminé la masse des étoiles, Wegner et al. ont déterminé que la masse moyenne des naines blanches de l'amas était plus élevée ($0.66 \pm 0.05 M_{\odot}$) que celle des naines blanches du champ ($0.58 M_{\odot}$). Notre échantillon comporte 6 valeurs de décalages vers le rouge gravitationnels provenant de Wegner et al. (1989).

Certains articles présentant des mesures de décalages vers le rouge gravitationnels ne portaient que sur l'étude d'une seule étoile. Ce fut le cas de Reid & Wegner (1988) qui présentèrent une analyse sur la détection d'une raie d'émission centrée dans la raie d'absorption $H\alpha$ de la naine blanche G191-B2B. Wegner et al. (1991), pour leur part, présentèrent le décalage vers le rouge gravitationnel de LB 1497, une naine blanche de type DA dans les Pléiades. Dans le cadre de cette étude, Wegner et al. (1991) purent déterminer la masse et le rayon de cette étoile ainsi que sa température effective à partir du profil des raies d'absorption de $H\alpha$ et de $H\beta$. Finalement, Koester & Weidemann (1991) ont aussi utilisé la raie $H\alpha$ de 40 Eri B (faisant partie d'un système triple) pour y mesurer le décalage vers le rouge gravitationnel et en déterminer sa masse. Nous avons ajouté les valeurs de ces trois publications dans notre échantillon.

Par la suite, des études sur de plus grands échantillons ont été effectuées. Dans une étude visant à augmenter le nombre de décalages vers le rouge gravitationnels connu de naines blanches se trouvant dans des systèmes avec mouvements propres communs, Wegner & Reid (1991) purent déterminer le décalage vers le rouge de 23 naines blanches de type DA. Les auteurs purent dériver la masse des naines blanches de leur échantillon et comparer la distribution de masse de ces étoiles avec celles des Hyades. Ils conclurent que leur distribution de masse présentait des similitudes avec des distributions d'études précédentes, notamment que la distribution était asymétrique vers les masses élevées. Nous utilisons le décalage vers le rouge gravitationnel de 20 naines blanches de l'étude de Wegner & Reid (1991).

Toujours avec l'utilisation du décalage vers le rouge, Reid (1996) put aussi obtenir une distribution de masse de son échantillon avec une morphologie similaire obtenue dans des études précédentes (Bergeron et al. 1992a, Weidemann & Koester 1984 et Koester et al. 1979b). Cet échantillon comportait un total de 53 naines blanches et incluait des étoiles se retrouvant dans les Hyades, Praesepe et des systèmes avec des mouvements propres communs. 29 valeurs de décalages vers le rouge gravitationnels provenant de Reid (1996) sont parmi notre échantillon.

Finalement, Silvestri et al. (2001) ont effectué une étude qui portait sur 41 naines blanches de type DA froides dans des systèmes avec mouvements propres communs. L'objectif des auteurs était non seulement d'obtenir la distribution de masse et de vitesse des étoiles de leur échantillon, mais aussi la vitesse radiale des compagnons encore sur la séquence principale. Dans le cadre de notre étude, nous utilisons 21 valeurs de décalages vers le rouge gravitationnels provenant de Silvestri et al. (2001).

Nos valeurs de décalages vers le rouge gravitationnels v_{GR} se retrouvent dans le tableau 2.1. Ces valeurs sont affichées en km s^{-1} et sont accompagnées de leur incertitude respective, entre parenthèses, et de la source de la mesure. Avec toutes nos sources combinées, nous avons à notre disposition un total de 94 valeurs de décalages vers le rouge gravitationnels.

2.3 Spectres visuels

Nous avons maintenant un total de 128 étoiles naines blanches de type DA qui comprennent 108 valeurs de parallaxes trigonométriques ainsi que 94 valeurs de décalages vers le rouge gravitationnels. Parmi les étoiles de notre échantillon, 14 possèdent au moins une valeur de décalage vers le rouge gravitationnel et au moins une valeur de la parallaxe trigonométrique. Pour toutes ces étoiles, il est indispensable d'avoir un spectre visuel avec haut signal sur bruit ($S/N > 80$) afin de déterminer de façon indépendante les paramètres atmosphériques.

Nous avons déjà à notre disposition les spectres visuels de 83 étoiles faisant partie de notre échantillon. Pour les 45 autres objets, nous avons obtenu un spectre au télescope Steward de 2.3 mètres à la station du *Kitt Peak National Observatory*, en Arizona, qui était équipé d'un spectrographe Boller & Chivens et d'un détecteur *CCD Texas Instrument*. La largeur de la fente avait une ouverture de 4.5" et le réseau à 600 lignes mm^{-1} était placé de sorte qu'il

donnait une couverture spectrale de 3000 à 5250 Å avec une résolution de ~ 6 Å PLMH (pleine largeur à mi-hauteur).

La réduction des données fut réalisée avec l'aide d'IRAF (*Image Reduction and Analysis Facility*), programme permettant d'effectuer la réduction d'images brutes de spectres d'étoiles observées en spectroscopie visuelle. La procédure consiste à soustraire des données brutes les bruits de fond (*bias*), les plages uniformes (*flats*) ainsi que le ciel (*background*) pour ensuite procéder à la calibration en longueur d'onde des spectres et finalement, à leur calibration en flux.

Les spectres visuels de notre échantillon sont présentés à la figure 2.1. Ceux-ci sont présentés par ordre décroissant de température effective, déterminée spectroscopiquement, du coin supérieur gauche au coin inférieur droit. Tous les spectres sont identifiés avec leur numéro d'identification WD de la naine blanche correspondante. Trois spectres nécessitent un bref commentaire. Deux étoiles présentes dans l'échantillon (WD 0208+396 ainsi que WD 1633+433) affichent, du côté bleu de la raie H ϵ λ 3970, la raie de Ca II λ 3933. Ces deux étoiles ne sont donc pas des DA, mais des DAZ (car elle montre une trace d'éléments lourds dans le spectre visuel, dominé par les raies d'hydrogène). Ces étoiles ont été gardées dans notre échantillon car nous avons, en plus du spectre visuel, la parallaxe trigonométrique ainsi que de la photométrie *BVRIJHK* dans les deux cas.

Aussi, nous retrouvons dans le spectre visuel de WD 2329+267 un élargissement dû à la présence d'un champ magnétique. En effet, lorsque l'atome d'hydrogène est introduit dans un champ magnétique, on observe la décomposition des raies spectrales en trois composantes équidistantes. Il s'agit de l'effet Zeeman. Le champ magnétique lève la dégénérescence de la structure fine et crée un total de 3 sous-niveaux au deuxième niveau d'énergie de l'atome d'hydrogène. Les raies de Balmer étant des transitions de niveau $n = 2$ vers des niveaux supérieurs, toutes les raies d'absorption dans le spectre visuel présenteront une décomposition des raies spectrales en trois composantes équidistantes qui sera proportionnelle à l'intensité du champ magnétique. C'est le cas de l'étoile WD 2329+267 où nous voyons très clairement la décomposition des raies. Nous discuterons, au moment opportun, de l'impact de la présence d'éléments lourds dans l'atmosphère de naines blanches de type DA et de l'élargissement des raies par effet Zeeman.

Le tableau 2.1 contient donc la liste complète de notre échantillon de 128 naines blanches de type DA pour lesquelles nous possédons un spectre visuel (classé par ordre de numéro d'identification WD). Pour chacune de ces étoiles, nous y trouvons son nom d'usage (dans la situation où plusieurs noms étaient attribués à la même étoile, nous utilisons le premier à être attribué à celle-ci), sa magnitude visuelle V ainsi que les valeurs de parallaxes trigonométriques π et de décalages vers le rouge gravitationnels v_{GR} tel que discuté précédemment. Ces mesures constitueront la base de notre analyse. Maintenant que notre échantillon est bien défini, nous nous pencherons dans le prochain chapitre sur les modèles d'atmosphères stellaires et les modèles évolutifs utilisés dans cette étude.

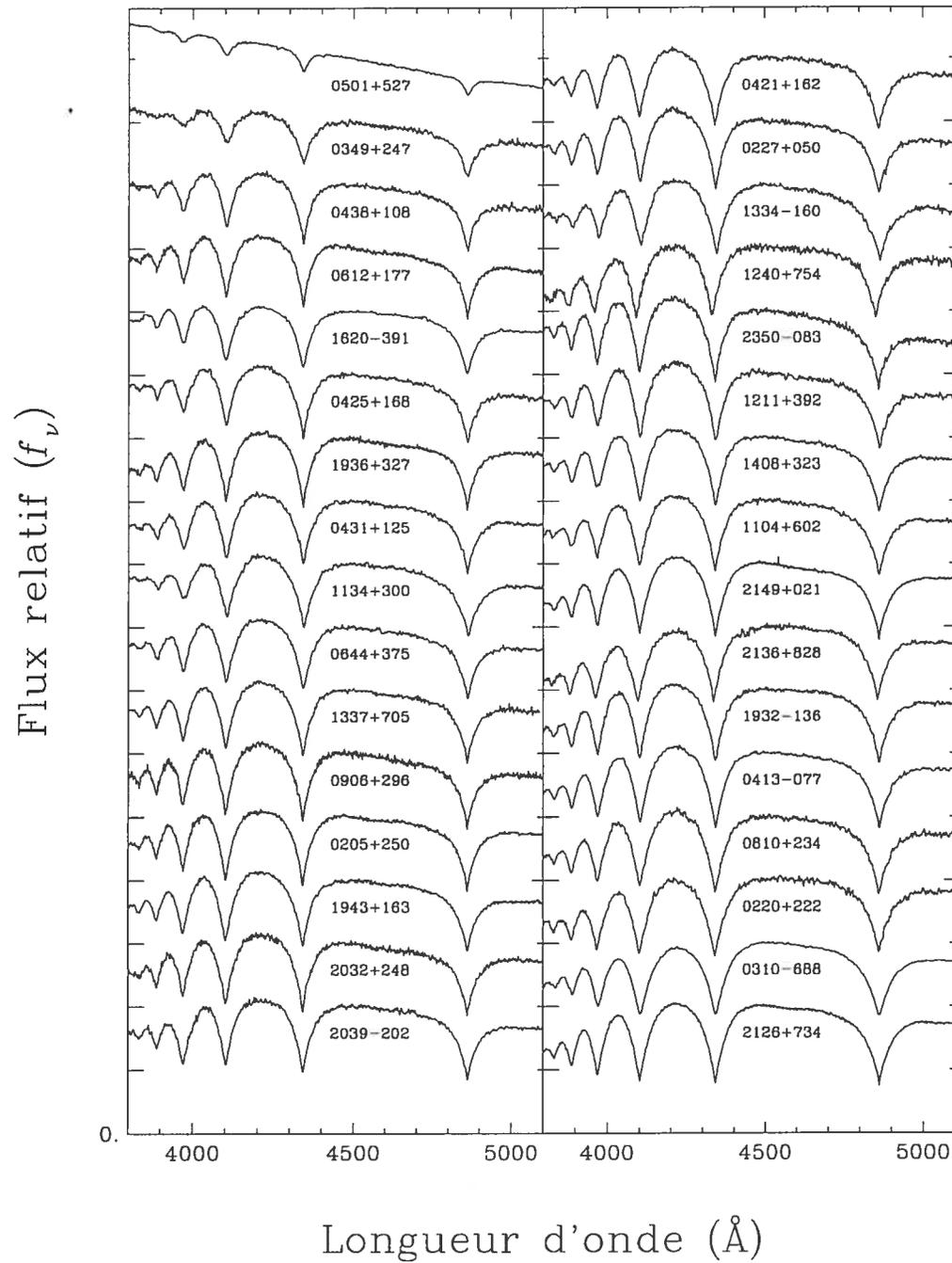
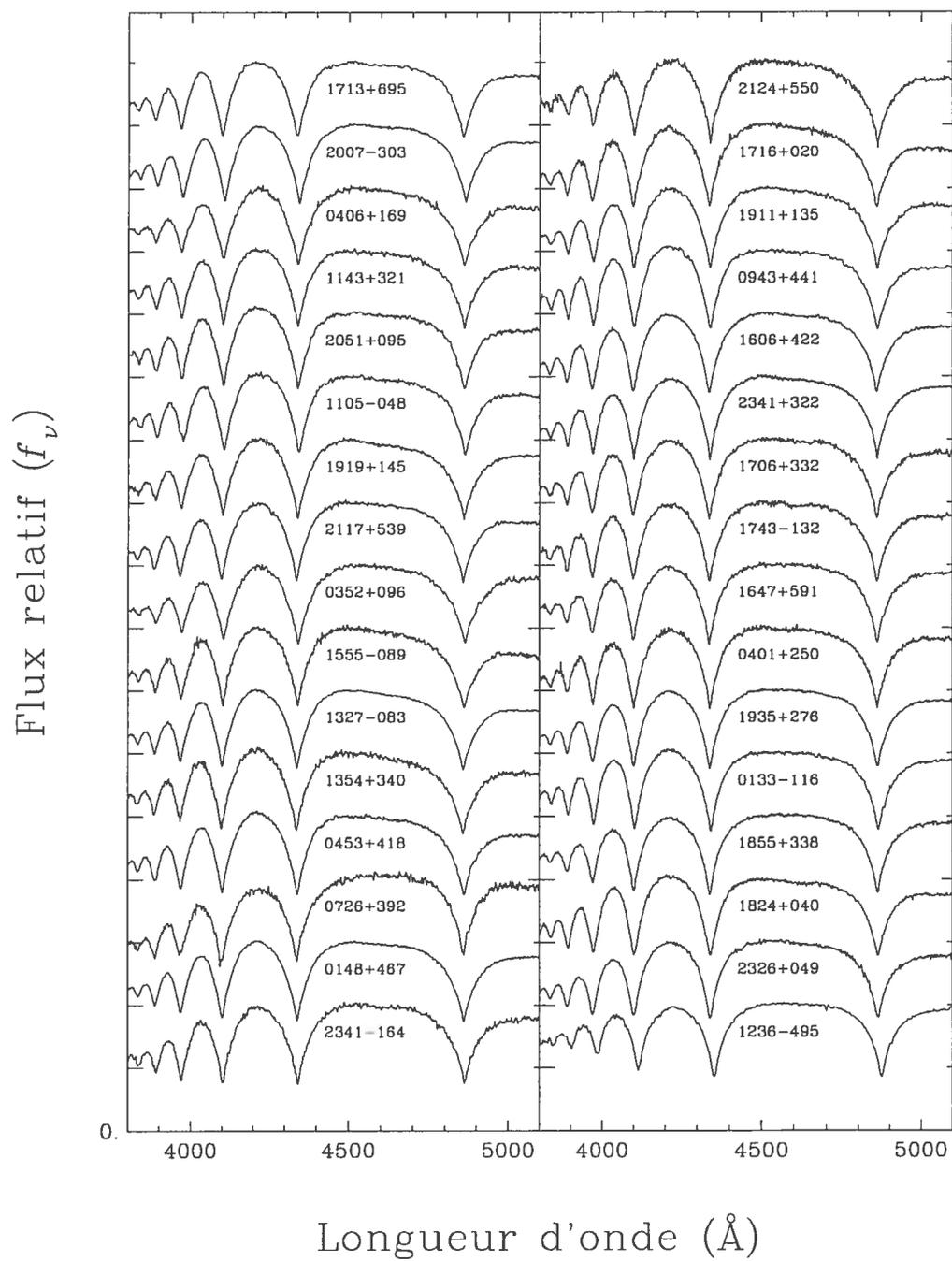
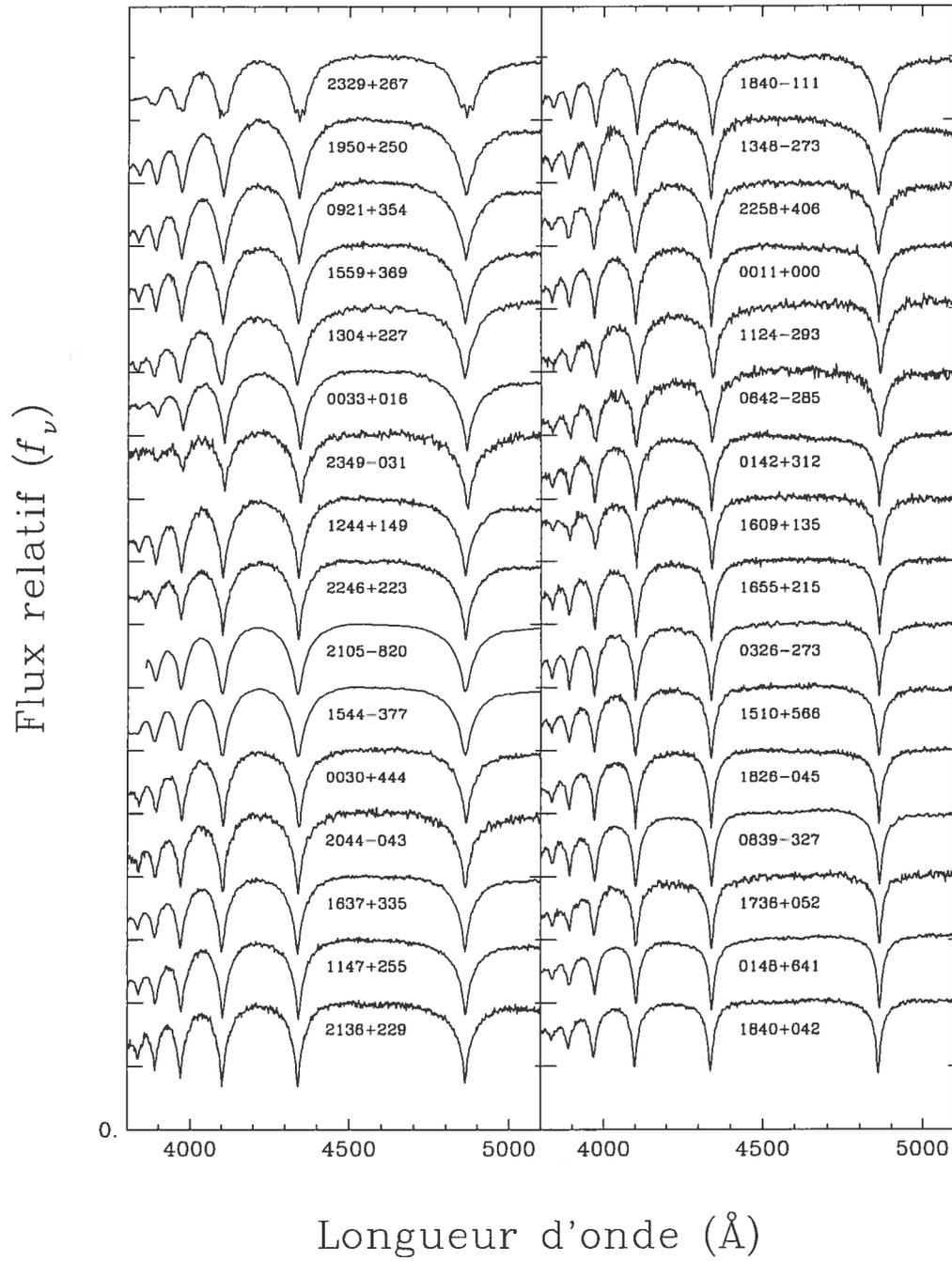
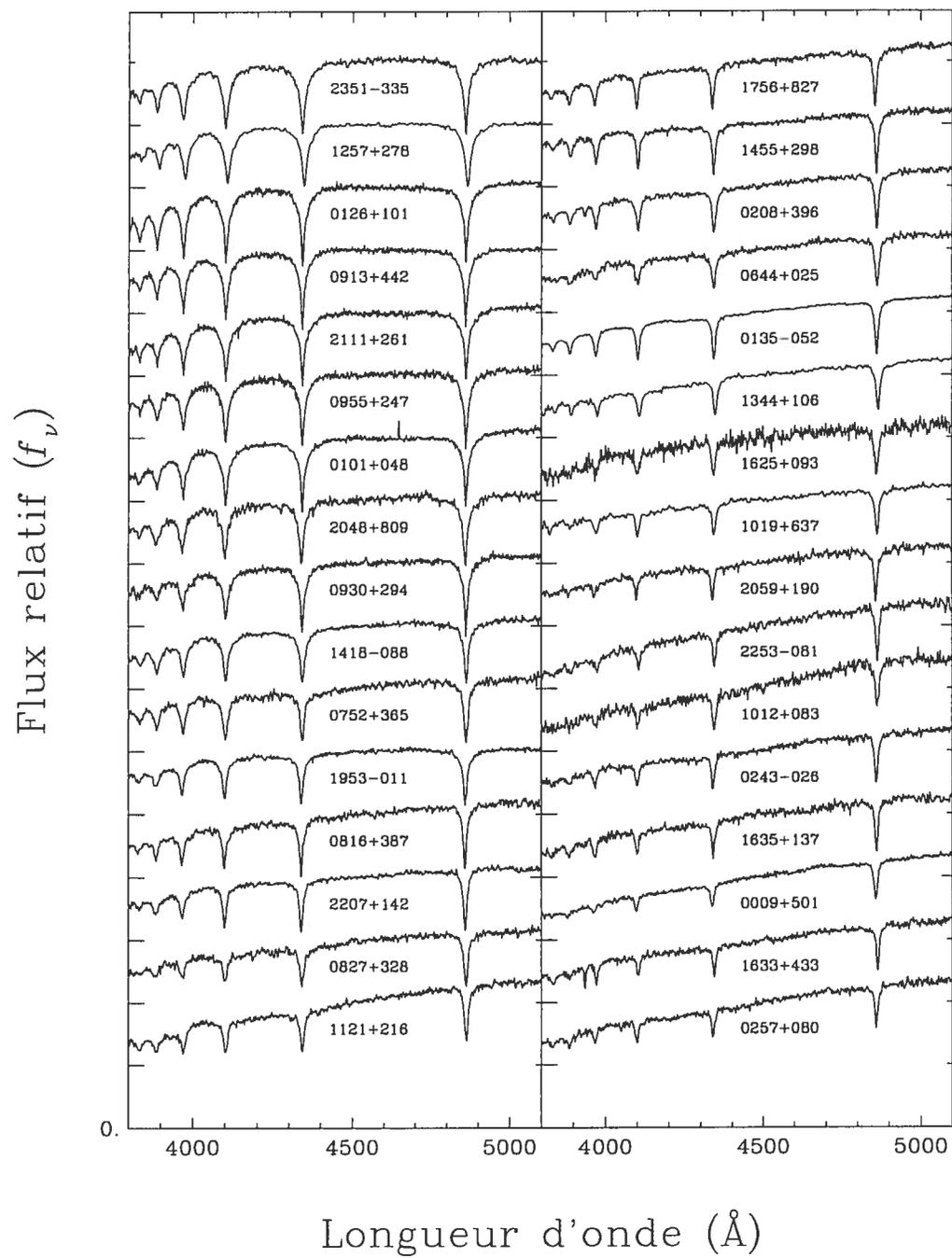


FIGURE 2.1 – Les 128 spectres visuels des étoiles naines blanches de notre échantillon.







Chapitre 3

Présentation des modèles d'atmosphère et des séquences évolutives

Ayant à notre disposition des spectres visuels pour toutes les étoiles de notre échantillon, nous utiliserons des modèles d'atmosphère stellaires pour déterminer les paramètres des étoiles naines blanches de notre échantillon, dont la température effective T_{eff} et la gravité de surface $\log g$. Ces mêmes paramètres pourront aussi être obtenus à partir des valeurs de photométries *BVRIJHK* dans le cas du sous-échantillon d'étoiles ayant une valeur de parallaxes trigonométriques ainsi que des données photométriques. Par la suite, des séquences évolutives seront nécessaires pour obtenir la masse M et la magnitude absolue dans la bande visuelle M_V des étoiles pour lesquelles nous aurons déterminé les paramètres atmosphériques.

Dans la première section de ce chapitre, nous présenterons les modèles utilisés dans le cadre de notre étude. Nous verrons que ces modèles d'atmosphère vont dépendre de la température effective, de la gravité de surface ainsi que de la composition chimique de l'atmosphère de l'étoile. Nous discuterons aussi de l'impact de la présence d'hélium dans l'atmosphère des étoiles froides. À partir des conditions physiques qui règnent dans les régions externes des étoiles telles que décrites par les modèles, nous pourrions calculer le flux émergent théorique H_ν (ou spectre synthétique) de l'étoile en fonction des paramètres T_{eff} et $\log g$. Dans la deuxième et dernière section de ce chapitre, nous verrons les séquences évolutives nécessaires pour obtenir la masse et la magnitude absolue dans la bande visuelle des étoiles de notre échantillon. Nous discuterons aussi de l'impact de la présence d'une couche *mince* ou *épaisse* dans les séquences évolutives.

3.1 Modèles d'atmosphère et présence d'hélium dans l'atmosphère des étoiles froides

3.1.1 Description des modèles d'atmosphère

Un modèle d'atmosphère a pour but de décrire les différentes conditions thermodynamiques qui règnent en fonction de la profondeur dans l'atmosphère. La structure de l'atmosphère est obtenue en solutionnant les équations fondamentales de la théorie des atmosphères stellaires. Ces équations pourront nous fournir des paramètres (dont la température, la densité électronique, la masse volumique ainsi que les populations en fonction de la profondeur optique) pour une combinaison de température effective, de gravité de surface ainsi que de composition chimique. Lorsque la structure thermodynamique est déterminée, on obtient, à partir de la solution formelle et non-itérative de l'équation de transfert, le flux émergent H_ν , aussi désigné comme étant un spectre synthétique.

Nous supposons, pour toutes les étoiles de notre échantillon, une atmosphère d'hydrogène pur. La structure thermodynamique est en ETL (équilibre thermodynamique local) pour toutes températures effectives inférieures à 20,000 K alors que nous serons en hors-ETL pour les étoiles plus chaudes. Il est important de préciser ici que la différence entre l'hors-ETL et l'ETL est le fait que les populations des niveaux d'énergie atomiques dépendent, non seulement de la température et de la densité électronique comme c'est le cas en ETL, mais aussi du champ de radiation.

Les modèles et spectres synthétiques correspondent à ceux utilisés et présentés par Bergeron et al. (1991) ainsi que Bergeron et al. (1995b) et seront utilisés pour les étoiles de hautes et basses températures. Les opacités incluses sont celles dues aux raies d'hydrogène des séries de Lyman et de Balmer, de l'opacité lié-libre et libre-libre reliées à l'atome d'hydrogène et d'hélium ainsi que l'opacité due à l'hydrogène moléculaire. La population des niveaux d'énergies est calculée à partir du formalisme de probabilité d'occupation de Hummer & Mihalas (1988).

Pour les naines blanches froides de ($T_{\text{eff}} \lesssim 15,000$ K) types DA, la couche superficielle d'hydrogène devient convective. La théorie de longueur de mélange développée par Böhm-Vitense (1958) permet de connaître quelle quantité d'énergie est transportée par convection. Comme nous l'avons signalé dans l'introduction, il a été nécessaire d'effectuer une calibration de la théorie de la longueur de mélange pour les atmosphères de naines blanches de type DA où le transport d'énergie par convection devenait important. La théorie de longueur de mélange obtenue par Bergeron et al. (1995d) et qui sera dans les modèles utilisés pour notre analyse est $ML2/\alpha=0.6$.

Puisque notre échantillon comporte des étoiles avec données photométriques *BVRIJHK* et que nous effectuerons une comparaison entre la magnitude visuelle absolue M_V spectroscopique avec celle dérivée à l'aide de la parallaxe trigonométrique, il est indispensable d'avoir

à notre disposition une grille d'indices de couleur théoriques ainsi que de corrections bolométriques. À l'aide des modèles décrits plus haut, Bergeron et al. (1995c) purent effectuer la calibration photométrique pour des naines blanches avec atmosphères riches en hydrogène et riches en hélium. Leur étude permit de déterminer les constantes nécessaires aux calculs des magnitudes apparentes à partir du flux synthétique H_λ intégré sur chaque bande passante des couleurs *BVRIJHK* ainsi que la correction bolométrique.

Finalement, comme indiqué précédemment, nous pouvons calculer le flux émergent de l'étoile à partir des modèles pour différentes valeurs de T_{eff} et de $\log g$. Ainsi, nous avons à notre disposition des grilles de spectres synthétiques H_λ correspondants à des températures effectives et gravités de surfaces particulières. Ainsi, dans le cadre de notre étude, la grille utilisée contient ce flux émergent pour des valeurs de $\log g$ allant de 6.5 à 9.5 avec des sauts de 0.5 (à cela nous ajoutons 7.75 et 8.25) et de T_{eff} allant de 1500 K à 140,000 K (de 1500 à 5500 K avec des sauts de 250 K, de 6000 à 17,000 K avec des sauts de 500 K, de 20,000 à 90,000 K avec des sauts de 5000 K et finalement de 100,000 à 140,000 avec des sauts de 10,000 K). Lors de l'étude des étoiles de notre échantillon où nous avons une valeur de parallaxes trigonométriques ainsi que des données photométriques, la grille utilisée sera alors constituée des valeurs de $\log g$ variant de 7.0 à 9.0 avec des sauts de 0.5 et de T_{eff} variant de 1500 K à 12,000 K (de 1500 à 5500 K avec des sauts de 250 K et de 6000 à 17,000 K avec des sauts de 500 K).

3.1.2 Impact de la présence d'hélium dans l'atmosphère des étoiles froides

Dans l'introduction, nous avons déjà discuté de la possibilité de la présence de l'hélium dans l'atmosphère des naines blanches froides, c'est-à-dire, ayant une température effective en dessous de 11,500 K. La couche superficielle d'hydrogène devient convective en dessous de $T_{\text{eff}} \sim 17,000$ K alors que la couche inférieure d'hélium devient fortement convective aux environs de 30,000 K. Autour de $T_{\text{eff}} \sim 11,500$ K, la convection devient suffisamment importante pour que le bas de la zone convective de la couche d'hydrogène pénètre celle de l'hélium, d'où pourrait en résulter un mélange entre l'hydrogène et l'hélium et donc une pollution de la couche superficielle d'hydrogène. Nous avons aussi signalé que cette pollution pouvait se produire si la couche d'hydrogène était suffisamment mince.

Les conséquences de la pollution de la couche superficielle d'hydrogène en hélium ont déjà été exposées dans la littérature (notamment dans l'étude de Bergeron et al. 1991) et nous allons ici en souligner les grandes lignes. L'ajout d'hélium dans la couche d'hydrogène aurait pour conséquence d'augmenter la pression dans l'atmosphère de la naine blanche car l'hélium contribue peu à l'opacité. Nous avons vu que la population des niveaux d'énergies est calculée à partir du formalisme de probabilité d'occupation présentée dans Hummer & Mihalas (1988). Si la gravité de surface augmente, à température effective semblable, la pression du gaz augmentera, entraînant la diminution de la probabilité d'occupation des niveaux

supérieurs de l'atome d'hydrogène. Ceci est démontré à la figure 3.1 où nous avons les raies de Balmer synthétiques pour une naine blanche de température effective de 10,000 K avec une atmosphère d'hydrogène pure (*haut*) et une atmosphère d'hydrogène polluée en hélium (*bas*) avec différentes abondances d'hélium. Nous pouvons constater qu'un ajout d'hélium dans l'atmosphère d'une naine blanche avec une gravité de surface normale de $\log g = 8.0$ apporte une augmentation de la pression et les profils de raies deviennent identiques à ceux d'une naine blanche avec une atmosphère d'hydrogène pure où la gravité de surface augmente.

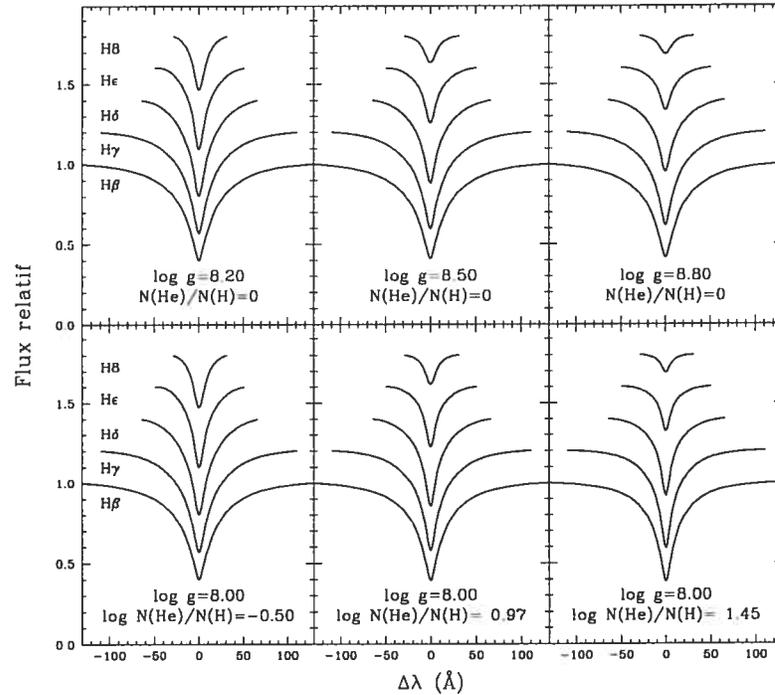


FIGURE 3.1 – Raies de Balmer synthétiques pour une naine blanche de température effective de 10,000 K avec une atmosphère d'hydrogène pure (*haut*) et une atmosphère d'hydrogène polluée en hélium (*bas*) avec différentes abondances d'hélium. Nous pouvons constater qu'un ajout d'hélium dans l'atmosphère apporte une augmentation de la pression, tout comme le fait l'augmentation de la gravité de surface pour une naine blanche avec une atmosphère d'hydrogène pure.

Sachant que la méthode spectroscopique utilise le profil des raies d'hydrogène de la série de Balmer pour mesurer la gravité de surface et que cette largeur des raies de Balmer est sensible à la pression atmosphérique, cette augmentation de la pression atmosphérique de l'étoile augmente artificiellement la gravité de surface spectroscopique de la naine blanche. Il a d'ailleurs été discuté dans Bergeron et al. (1990) qu'il n'est pas possible, au niveau spectroscopique, de séparer les effets causés par une augmentation de la pression suite à une pollution de la couche superficielle d'hydrogène par l'hélium, des effets causés par une augmentation de la gravité de surface. Une naine blanche de type DA qui apparaît massive peut en fait être interprétée comme une naine blanche de masse normale mais dont l'atmosphère est polluée

par une quantité importante d'hélium.

Cependant, la quantité d'hélium dans l'atmosphère n'influence pas le champ gravitationnel causé par la naine blanche. Ainsi, le décalage vers le rouge gravitationnel qu'un observateur pourrait mesurer n'est aucunement influencé par l'abondance d'hélium dans l'atmosphère. Il en va de même pour la mesure de la parallaxe trigonométrique. Ainsi, l'utilisation de parallaxes trigonométriques, tout comme celle des mesures de décalages vers le rouge gravitationnels, nous permet ainsi de déterminer la masse des naines blanches d'une manière qui ne dépend pas de la composition chimique de l'atmosphère.

3.2 Relation masse-rayon pour déterminer la masse

Nous utiliserons trois ensembles de modèles évolutifs : ceux de Wood (1995) ainsi que ceux de Fontaine et al. (2001) pour une enveloppe épaisse d'hydrogène et pour une enveloppe mince d'hydrogène.

Les modèles évolutifs de Wood (1995) supposent une couche d'hydrogène de $q(\text{H}) = M_{\text{H}}/M_{\star} = 10^{-4}$ et une couche inférieure d'hélium de $q(\text{He}) = 10^{-2}$ alors que le coeur est constitué uniquement de carbone. Tel que mentionné précédemment, nous utiliserons deux ensembles de modèles évolutifs de Fontaine et al. (2001) : l'un avec une couche épaisse et l'autre mince. Dans le premier cas, nous avons une étoile ayant un manteau d'hélium constitué de $q(\text{He}) = 10^{-2}$ et une couche externe d'hydrogène de $q(\text{H}) = 10^{-4}$ alors que le noyau est constitué d'oxygène et de carbone à parts égales ($X_{\text{C}}=X_{\text{O}}=0.5$). Pour ce qui est des modèles avec couches minces, la constitution du noyau et la masse du manteau d'hélium demeurent inchangées. Cependant, la couche d'hydrogène sera beaucoup moins importante : $q(\text{H}) = 10^{-10}$. Ce modèle évolutif de Fontaine et al. (2001) avec couche mince sera utilisé pour les naines blanches lors du calcul de l'abondance d'hélium dans l'atmosphère des étoiles puisqu'il est représentatif des naines blanches non-DA et des DA ayant une atmosphère polluée en hélium.

Les deux ensembles de modèles évolutifs de Fontaine et al. (2001) tiennent compte de la cristallisation dans l'enveloppe et dans le noyau de l'étoile, et incluent une meilleure modélisation du haut et du bas de la zone de convection pour les naines blanches froides. Ainsi, pour les étoiles ayant une température effective supérieure à 30,000 K, nous utilisons les séquences évolutives de Wood (1995) alors que pour les étoiles de notre échantillon en dessous de 30,000 K, nous utiliserons ceux de Fontaine et al. (2001). Pour illustrer les paramètres utilisés pour l'interpolation de la masse et pour montrer les modèles évolutifs en terme de masse, nous présentons les deux modèles évolutifs de Fontaine et al. (2001) à la figure 3.2.

On peut constater que le rayon ne demeure pas constant avec la température comme nous l'avons signalé dans l'introduction. En effet, l'étoile se contracte avec le refroidissement et ce, peu importe la masse de la naine blanche. De plus, nous pouvons constater que la contraction résiduelle est plus importante pour les étoiles de faible masse que pour les étoiles plus massives. Cela est dû au fait que plus une naine blanche est massive, plus vite elle aura atteint sa

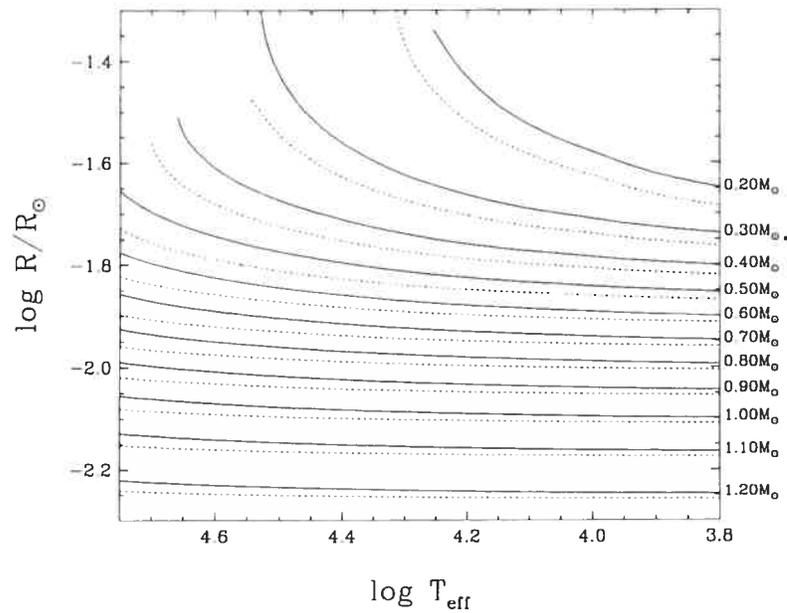


FIGURE 3.2 – Modèles évolutifs de Fontaine et al. (2001) pour des naines blanches avec un coeur de carbone et d’hydrogène. En trait plein, nous avons les modèles évolutifs pour une couche épaisse d’hydrogène et en trait pointillé, les modèles évolutifs pour couche mince d’hydrogène.

configuration finale. Cependant, nous pouvons constater que, pour une même masse, le rayon est plus petit avec une couche mince. Ainsi, pour un même rayon et une même température effective, l’utilisation de séquences évolutives avec une couche mince nous donnera une masse inférieure à celle dérivée à partir des séquences évolutives avec un couche épaisse. Cet effet se produira pour toutes les méthodes utilisées, c’est-à-dire, pour la spectroscopie, l’utilisation de décalage vers le rouge gravitationnels et de parallaxes trigonométriques.

Maintenant que nous avons bien défini les modèles d’atmosphère stellaires et les modèles évolutifs utilisés dans le cadre de notre étude, nous nous pencherons dans le prochain chapitre sur la méthode spectroscopique.

Chapitre 4

Méthode spectroscopique

Dans ce chapitre, nous allons tout d'abord expliquer comment déterminer la température effective T_{eff} ainsi que la gravité de surface $\log g$ des naines blanches de notre échantillon à partir du spectre visuel. Par la suite, nous expliquerons comment nous procédons pour déterminer la masse M et la magnitude absolue dans la bande visuelle M_V des étoiles à partir des paramètres déterminés précédemment. Dans la section suivante, nous présenterons, pour toutes les étoiles de notre échantillon, les valeurs de T_{eff} , de $\log g$, de masses et de magnitudes absolues dans la bande visuelle déterminée à partir des spectres visuels. Nous afficherons aussi la superposition des profils de raies de Balmer synthétiques avec celles observées pour chacune des étoiles de notre échantillon. Une analyse des résultats spectroscopiques terminera ce chapitre.

4.1 Description de la méthode spectroscopique

La méthode utilisée pour déterminer les paramètres atmosphériques à partir d'un spectre visuel est similaire à celle utilisée dans Bergeron et al. (1992a) et améliorée dans Liebert et al. (2005). Ici, nous allons décrire sommairement la méthode. Elle consiste à lisser simultanément cinq raies d'hydrogène ($H\beta$, $H\gamma$, $H\delta$, $H\epsilon$ ainsi que $H8$) avec les différents spectres synthétiques que nous avons. La température ainsi que la gravité de surface feront varier la profondeur, le coeur et les ailes des raies.

L'intensité des raies en absorption $H\beta$ et $H\gamma$ va croître avec la gravité de surface dû à l'élargissement par effet Stark. Cependant, pour les raies $H\delta$ et plus élevées, la largeur équivalente va diminuer si la gravité de surface augmente car la probabilité d'occupation des niveaux d'énergies sera grandement diminuée avec la pression (qui sera proportionnelle à $\log g$). Comme nous pouvons le constater, la méthode spectroscopique nous donne la gravité de surface, mais en fait, elle donne plutôt une mesure directe de la pression. Pour ce qui est de la température effective, elle aura pour effet de faire varier l'intensité des raies de la série de Balmer en absorption. Cette intensité sera maximale autour de 13,500 K et deviendra spec-

troscopiquement invisible pour des températures inférieures à 5000 K. Lorsque la température augmente au dessus de 13,500 K, l'intensité des raies diminuera avec une augmentation de la température, sans toutefois disparaître.

La première étape consiste à normaliser le flux de chaque raie (autant pour le spectre observé que le spectre synthétique) à partir d'un continu unitaire établi par le continu du spectre de part et d'autre de la raie. Ensuite, les raies normalisées $H\beta$, $H\gamma$, $H\delta$, $H\epsilon$ ainsi que $H8$ observées sont simultanément lissées par les raies synthétiques avec une méthode de minimisation du moindre carré. Les raies synthétiques proviennent tout simplement des grilles de spectres synthétiques dont il a été question au chapitre précédent. Lors de cette procédure de minimisation, les paramètres libres sont T_{eff} et $\log g$, ce que nous recherchons. Après avoir atteint une convergence satisfaisante, les valeurs finales de T_{eff} et $\log g$ seront celles utilisées pour l'analyse. L'incertitude sur la température effective T_{eff} est de 1.2%, celle de la gravité de surface $\log g$ est de 0.05 tandis que celle de la masse M est de 0.03 M_{\odot} (Liebert et al. 2005).

Comme indiqué dans le chapitre précédent, nous allons dériver la masse M à partir de la température effective et de la gravité de surface à l'aide des séquences évolutives.

La magnitude absolue dans la bande visuelle M_V spectroscopique sera obtenue à l'aide des séquences photométriques calculées par Bergeron et al. (1995c).

4.2 Présentation des résultats spectroscopiques

Les résultats numériques sont présentés dans le tableau 4.1. Pour chacune de ces étoiles, nous y trouvons le numéro d'identification WD, le nom de l'étoile, la température effective T_{eff} , la gravité de surface $\log g$, la masse M (où les séquences évolutives avec couches épaisses sont utilisées), ainsi que la valeur de la magnitude absolue M_V déterminée à partir de la solution spectroscopique. La superposition des profils de raies de Balmer synthétiques avec les spectres observés pour chacune des étoiles de notre échantillon est présentée à la figure 4.3.

Comme indiqué dans le chapitre 2, deux étoiles présentes (WD 0208+396 ainsi que WD 1633+433) affichent, du côté bleu de la raie $H\epsilon$ $\lambda 3970$, une raie de Ca II à $\lambda 3933$ (voir figure 2.1). Lors de l'analyse spectroscopique, cette partie de la raie ne fut pas utilisée pour les calculs de T_{eff} et de $\log g$. Ainsi, lorsque l'on observe la superposition des profils de raies de Balmer synthétiques avec le spectre observé, le continu du côté bleu de la raie $H\epsilon$ n'est pas affiché à partir de 20 Å du centre de la raie, comparé à 40 Å pour les autres étoiles.

À la figure 4.1, nous avons, pour toutes les étoiles de notre échantillon, la masse spectroscopique en fonction de la température effective. Le trait pointillé vertical indique une température de 12,000 K. La température de l'étoile WD 0501+527 étant de 60,900 K, nous avons indiqué sa position autrement que par un point. Nous pouvons constater que pour les 59 étoiles de notre échantillon au-dessus de 12,000 K, la masse spectroscopique se situe autour de 0.6 M_{\odot} (la moyenne étant de 0.602 M_{\odot}). Pour les 69 autres étoiles ayant une température

TABLEAU 4.1 – Paramètres atmosphériques spectroscopiques

WD	Nom	T_{eff} (K)	$\log g$	M/M_{\odot}	M_V
0009+501	G217-37	6612	8.39	0.842	14.36
0011+000	G31-35	9627	8.17	0.704	12.55
0030+444	G172-4	10359	8.20	0.722	12.34
0033+016	G1-7	10984	8.86	1.131	13.33
0101+048	G1-45	8516	8.27	0.764	13.18
0126+101	G2-40	8685	7.82	0.495	12.44
0133-116	Ross 548	11964	8.01	0.613	11.65
0135-052	L870-2	7269	7.82	0.489	13.15
0142+312	G72-31	9406	8.32	0.803	12.87
0148+467	GD 279	13425	7.94	0.576	11.35
0148+641	G244-36	8932	8.34	0.811	13.11
0205+250	G35-29	20224	7.90	0.568	10.57
0208+396	G74-7	7349	8.14	0.677	13.55
0220+222	G94-B5B	15622	7.96	0.589	11.11
0227+050	Feige 22	18743	7.90	0.566	10.70
0243-026	LHS 1442	6854	8.17	0.699	13.87
0257+080	LHS 5064	6454	7.36	0.290	13.06
0310-688	LP 414-120	15600	8.08	0.659	11.29
0326-273	L587-77A	9275	7.85	0.515	12.21
0349+247	LB 1497	31941	8.74	1.082	11.09
0352+096	HZ 4	14037	8.22	0.745	11.68
0401+250	LP 357-134	12218	8.01	0.609	11.62
0406+169	LP 414-101	15036	8.26	0.772	11.62
0413-077	40 Eri B	16469	7.91	0.566	10.94
0421+162	LP 415-46	19177	8.09	0.672	10.94
0425+168	EG 37	23952	8.16	0.725	10.64
0431+125	HZ 7	21252	8.12	0.695	10.80
0438+108	HZ 14	26587	8.18	0.745	10.47
0453+418	GD 64	13649	7.77	0.484	11.09
0501+527	G191-B2B	60949	7.57	0.549	8.14
0612+177	L1244-26	25163	7.92	0.592	10.19
0642-285	LP 895-41	9503	8.24	0.746	12.71
0644+025	G108-26	7275	8.61	0.985	14.36
0644+375	L1534-1	21163	8.06	0.660	10.71
0726+392	LP 207-7	13622	7.63	0.422	10.89
0752+365	G90-28	7816	7.98	0.583	13.07
0810+234	GD 295	15646	7.91	0.565	11.03
0816+387	G111-71	7697	8.08	0.642	13.28
0827+328	LHS 2022	7513	8.61	0.987	14.23
0839-327	L532-81	9145	7.86	0.517	12.29
0752+365	G90-28	7816	7.98	0.583	13.07
0810+234	GD 295	15646	7.91	0.565	11.03
0816+387	G111-71	7697	8.08	0.642	13.28
0827+328	LHS 2022	7513	8.61	0.987	14.23
0839-327	L532-81	9145	7.86	0.517	12.29

WD	Nom	T_{eff} (K)	$\log g$	M/M_{\odot}	M_V
0906+296	LP 313-16	20389	7.85	0.547	10.47
0913+442	G116-16	8670	8.23	0.742	13.04
0921+354	G117-B15A	11600	8.00	0.605	11.70
0930+294	G117-25	8352	8.60	0.980	13.82
0943+441	G116-52	12850	7.58	0.397	10.94
0955+247	G49-33	8604	8.26	0.759	13.12
1012+083.1	G43-38	6873	8.31	0.789	14.07
1019+637	LP 62-147	6992	8.37	0.829	14.10
1104+602	EG 75	17879	8.00	0.622	10.92
1105-048	L970-30	14862	7.80	0.506	10.96
1121+216	Ross 627	7409	8.04	0.620	13.37
1124-293	ESO 439-80	9571	8.17	0.701	12.57
1134+300	LB 10276	21167	8.52	0.945	11.46
1143+321	G148-7	14968	7.94	0.577	11.15
1147+255	LP 375-51	10189	8.15	0.691	12.31
1211+392	LP 216-74	18252	7.82	0.521	10.63
1236-495	LTT 4816	11771	8.80	1.099	13.02
1240+754	LP 20-406	18500	7.88	0.553	10.69
1244+149	G61-17	10677	8.06	0.638	12.02
1257+278	G149-28	8726	8.37	0.830	13.25
1304+227	LP 378-537	11137	8.37	0.837	12.38
1327-083	BD -07 3632	13946	7.88	0.541	11.20
1334-160	L762-21	18645	8.28	0.793	11.28
1337+705	G238-44	20481	7.95	0.595	10.62
1344+106	LHS 2800	7121	8.11	0.660	13.63
1348-273	L619-50	10004	8.19	0.715	12.44
1354+340	BD +34 2473	13791	7.91	0.560	11.26
1408+323	L1484-18	18022	7.92	0.574	10.80
1418-088	G124-26	8047	8.03	0.616	13.03
1455+298	LHS 3007	7389	7.98	0.582	13.29
1510+566	G201-39	9222	8.12	0.670	12.64
1544-377	L481-60	10587	8.13	0.678	12.16
1555-089	G152-B4B	13987	7.85	0.526	11.15
1559+369	Ross 808	11204	8.11	0.671	11.95
1606+422	Case 2	12612	7.79	0.491	11.26
1609+135	G138-8	9310	8.63	1.003	13.46
1620-391	CD -38 10980	24349	8.09	0.687	10.50
1625+093	G138-31	7065	8.48	0.901	14.24
1633+433	G180-63	6569	8.02	0.602	13.83
1635+137	G138-47	6832	7.92	0.545	13.53
1637+335	L1491-27	10249	8.23	0.744	12.42
1647+591	DN Dra	12238	8.34	0.819	12.10
1655+215	G169-34	9300	8.19	0.716	12.71
1706+332	G181-B5B	12477	8.02	0.620	11.59
1713+695	G240-051	15210	7.86	0.534	11.01

WD	Nom	T_{eff} (K)	$\log g$	M/M_{\odot}	M_V
1716+020	G19-20	13248	7.77	0.487	11.13
1736+052	G140-2	8978	8.25	0.751	12.95
1743-132	G154-B5B	12438	7.91	0.554	11.45
1756+827	LP 9-231	7405	8.08	0.639	13.44
1824+040	Ross 137	11869	7.61	0.410	11.12
1826-045	L993-18	9196	8.15	0.688	12.70
1840-111	L849-15	10156	8.24	0.749	12.47
1840+042	GD 215	8917	8.35	0.819	13.13
1855+338	G207-9	11931	8.37	0.839	12.20
1911+135	G142-B2A	13195	7.83	0.512	11.24
1919+145	BPM 94172	14434	8.07	0.654	11.40
1932-136	L852-37	16594	7.79	0.503	10.76
1935+276	PY Vul	12078	8.07	0.650	11.71
1936+327	BPM 94484	21285	7.90	0.571	10.46
1943+163	G142-50	19924	7.90	0.569	10.60
1950+250	PT Vul	11687	8.07	0.646	11.79
1953-011	L997-21	7777	8.28	0.772	13.54
2007-303	LTT 7987	14698	7.92	0.569	11.15
2032+248	G186-31	19870	7.89	0.562	10.59
2039-202	L711-10	19209	7.93	0.581	10.70
2044-043	LP 696-4	10352	8.13	0.682	12.22
2048+809	LP 25-436	8366	8.26	0.760	13.23
2051+095	LP 516-13	14889	7.81	0.508	10.98
2059+190	G144-51	6984	8.44	0.877	14.22
2105-820	L24-52	10635	8.29	0.782	12.39
2111+261	G187-32	8650	8.32	0.798	13.20
2117+539	G231-40	14044	7.79	0.499	11.05
2124+550	Ross 198	13259	8.35	0.825	11.98
2126+734	G261-43	15308	7.85	0.530	10.99
2136+229	G126-18	10188	8.09	0.656	12.22
2136+828	G261-45	16714	7.78	0.499	10.74
2149+021	G93-48	17360	7.93	0.578	10.88
2207+142	G18-34	7610	8.11	0.659	13.37
2246+223	G67-23	10644	8.82	1.109	13.35
2253-081	G156-64	6933	8.21	0.721	13.89
2258+406	G216-B14B	9972	8.35	0.824	12.71
2326+049	G29-38	11793	8.17	0.709	11.92
2329+267	L1440-18	11735	9.10	1.239	13.65
2341-164	G273-B15B	13341	7.91	0.558	11.32
2341+322	L1512-34B	12552	7.93	0.569	11.45
2349-031	LHS 4033	10744	9.47	1.355	14.76
2350-083	G273-B1B	18401	7.88	0.554	10.70
2351-335	LP 936-13	8841	8.27	0.767	13.03

inférieure, la masse typique est clairement supérieure à $0.6 M_{\odot}$ (la moyenne étant maintenant de $0.746 M_{\odot}$). Nous retrouvons donc dans notre échantillon le problème discuté dans l'introduction, c'est-à-dire, que la masse spectroscopique des naines blanches de type DA augmente de façon significative lorsque la température de celles-ci est en dessous de 12,000 K alors qu'elle devrait demeurer constante. La masse spectroscopique moyenne de notre échantillon complet est de $M = 0.680 M_{\odot}$ avec un écart type de $\sigma(M) = 0.171 M_{\odot}$.

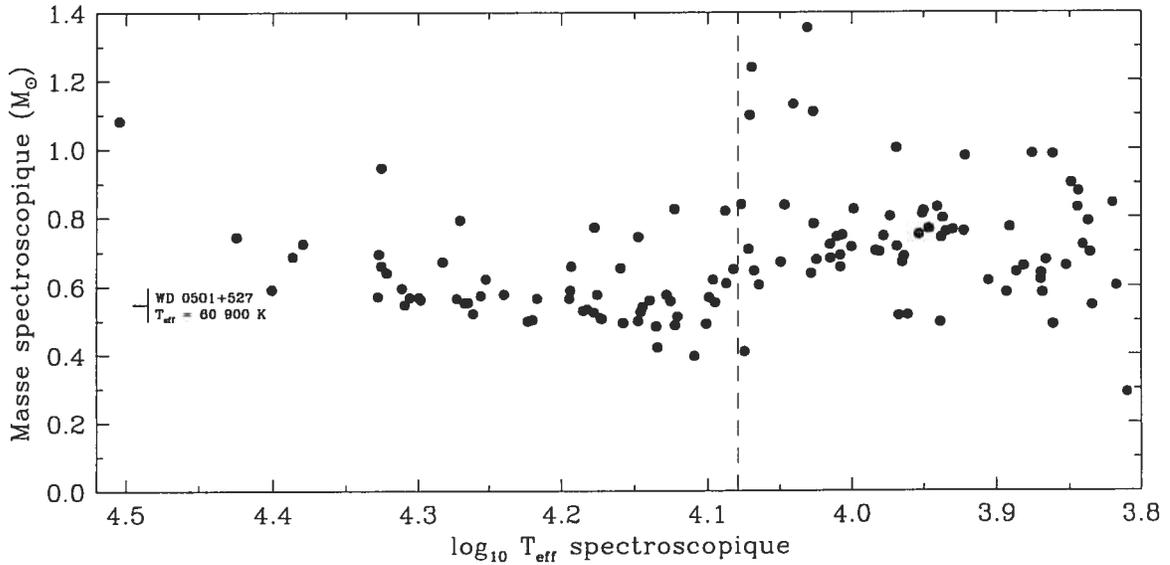


FIGURE 4.1 – Masse spectroscopique en fonction de la température effective spectroscopique.

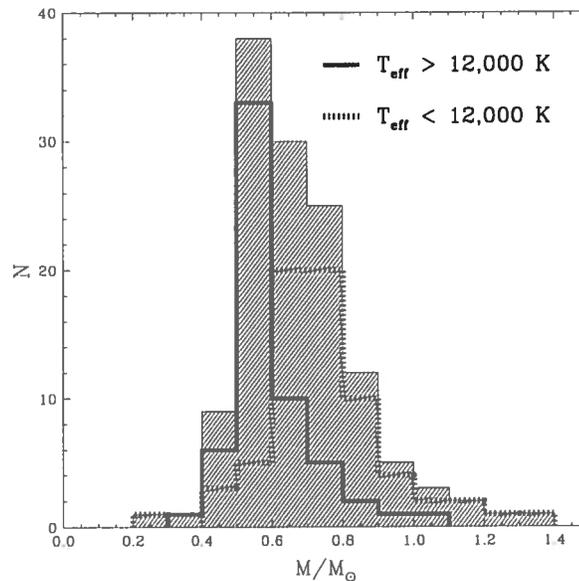


FIGURE 4.2 – Distribution de la masse spectroscopique des 128 étoiles de notre échantillon, des étoiles ayant une température effective inférieure à 12,000 K et supérieure à cette température.

Nous pouvons observer la distribution de la masse spectroscopique (en noir) des 128 étoiles de notre échantillon à la figure 4.2. Cette distribution montre clairement un pic central à $0.6 M_{\odot}$ et un aspect anti-symétrique en faveur des naines blanches massives. Sur le même graphique, nous avons la distribution de masse des étoiles ayant une température effective inférieure à 12,000 K et supérieure à cette température. Nous pouvons constater que la distribution de masse des étoiles chaudes de notre échantillon a une distribution de masse similaire à celle de l'échantillon de Bergeron et al. (1992a) présentée dans l'introduction, tandis que celle des étoiles froides montre un pic central à une masse de $0.7 M_{\odot}$.

Ceci complète la présentation de la méthode et des résultats spectroscopiques. D'autres analyses et critiques de la méthode spectroscopique seront données dans les chapitres suivants lors de la comparaison de cette méthode de détermination de masse avec les autres différentes méthodes.

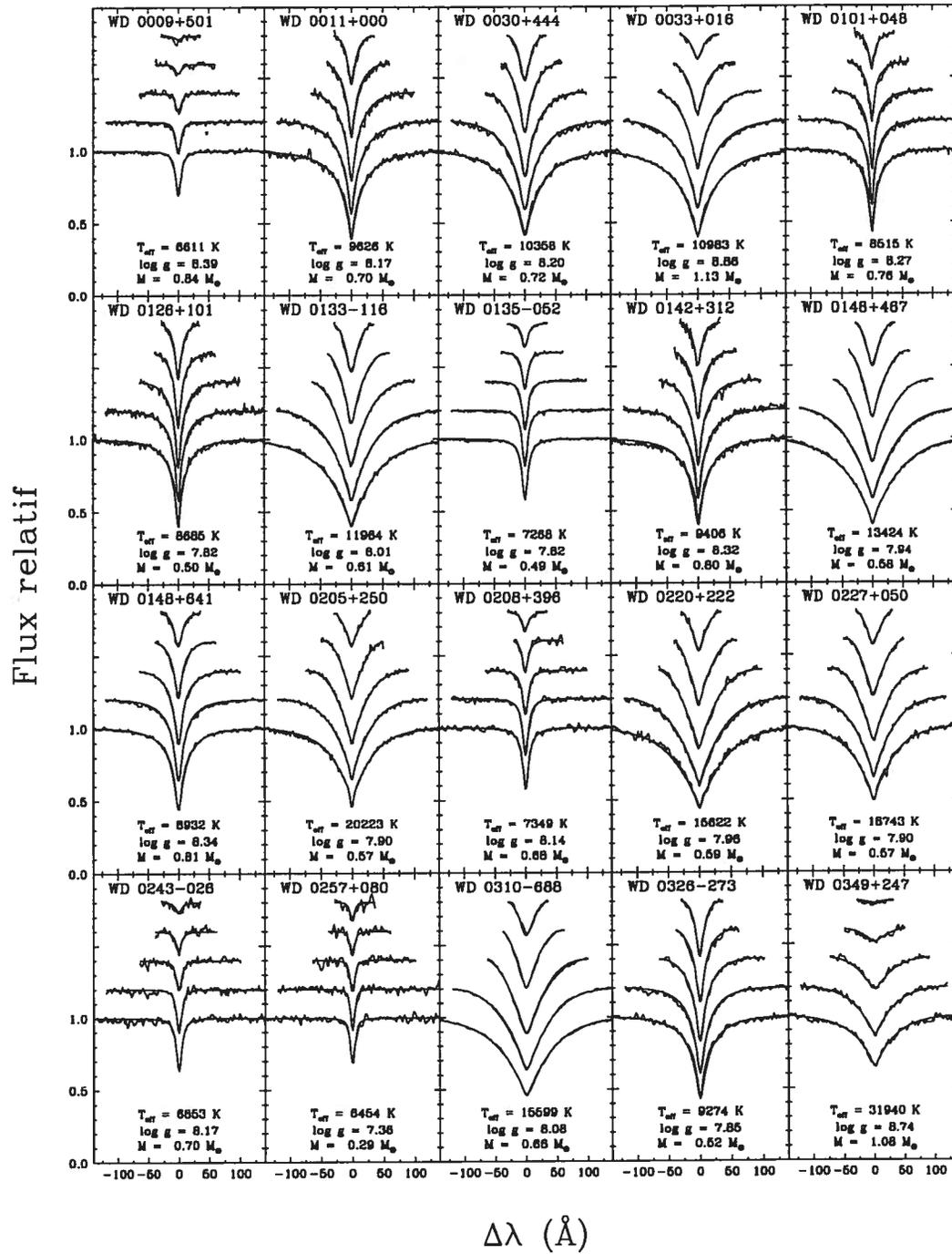
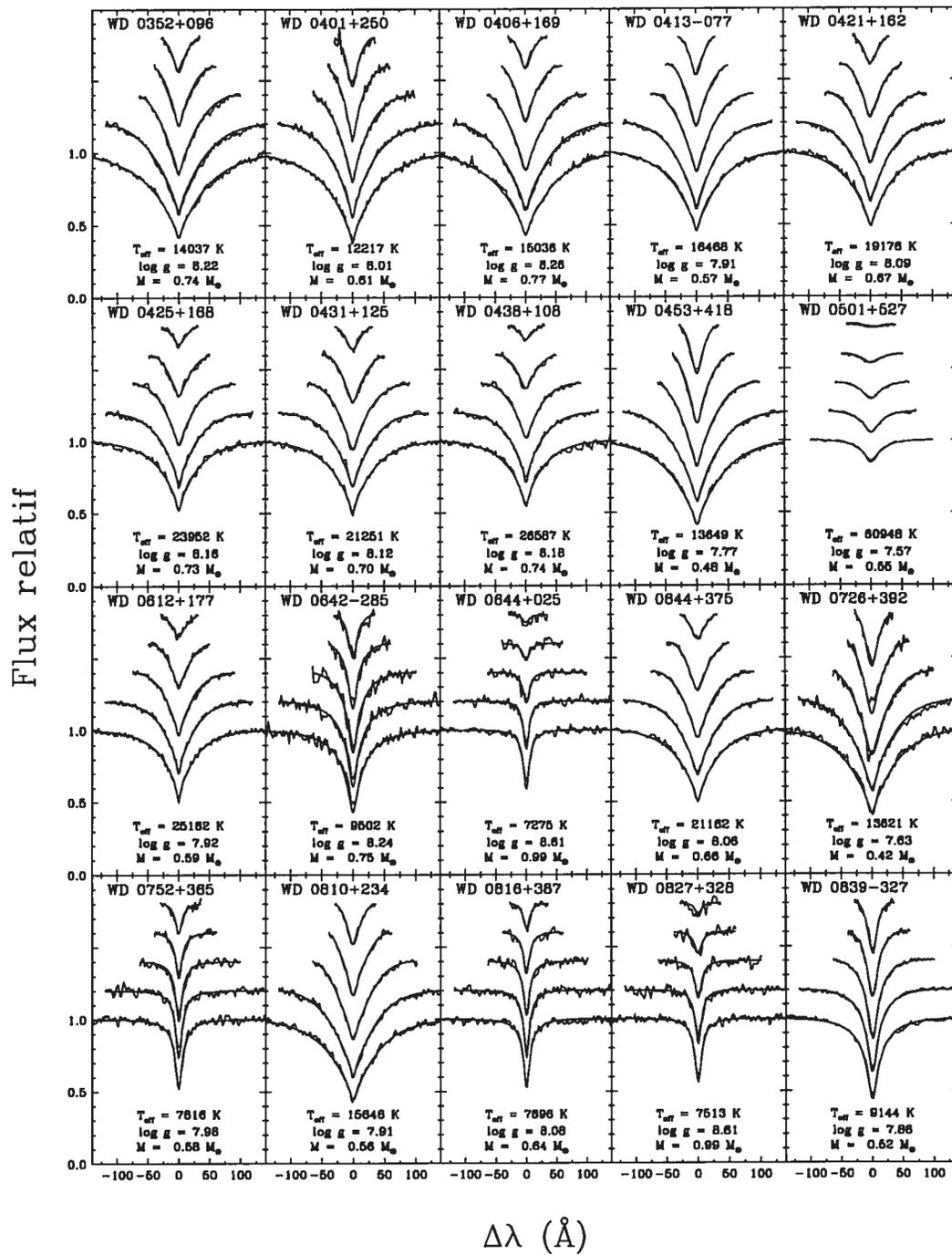
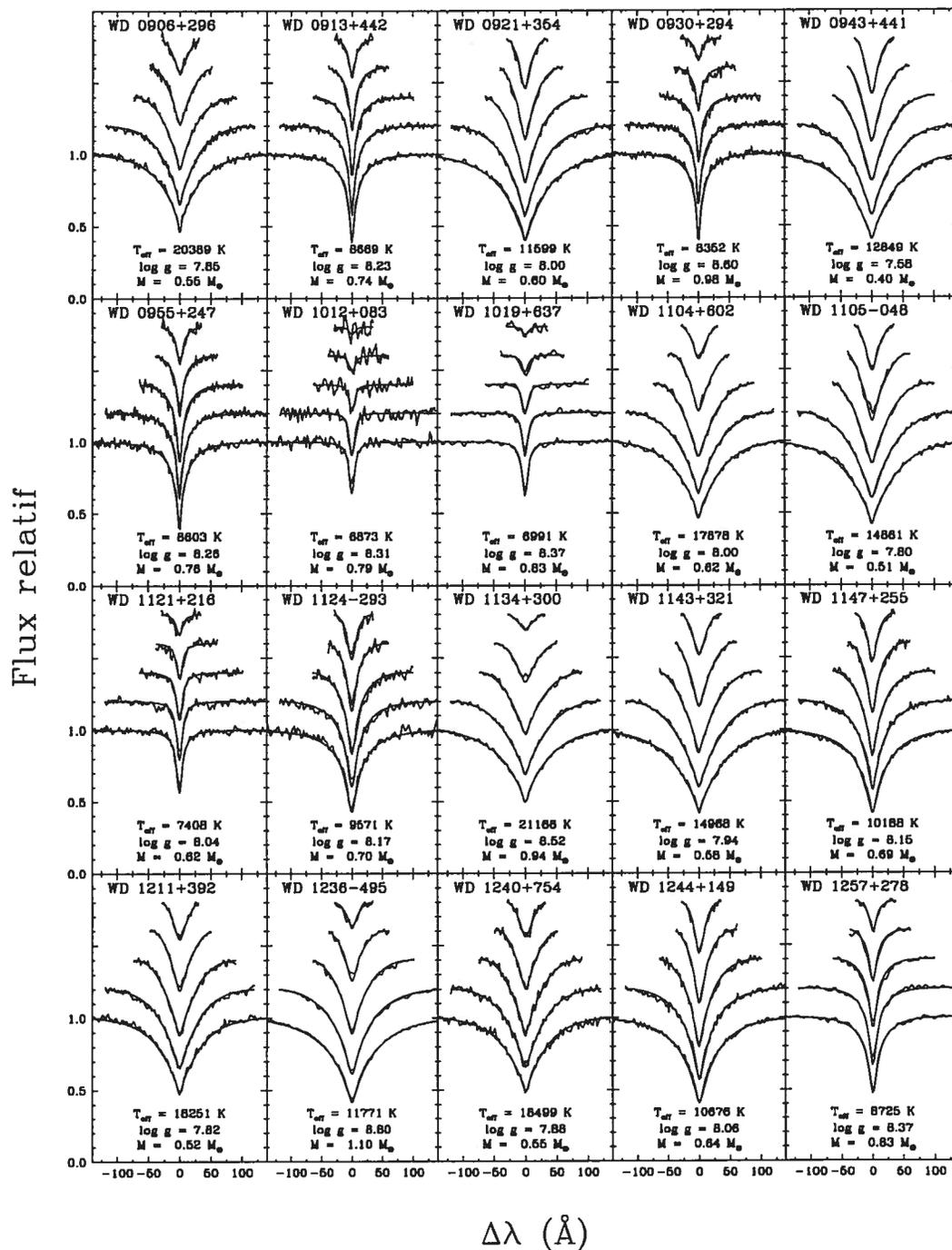
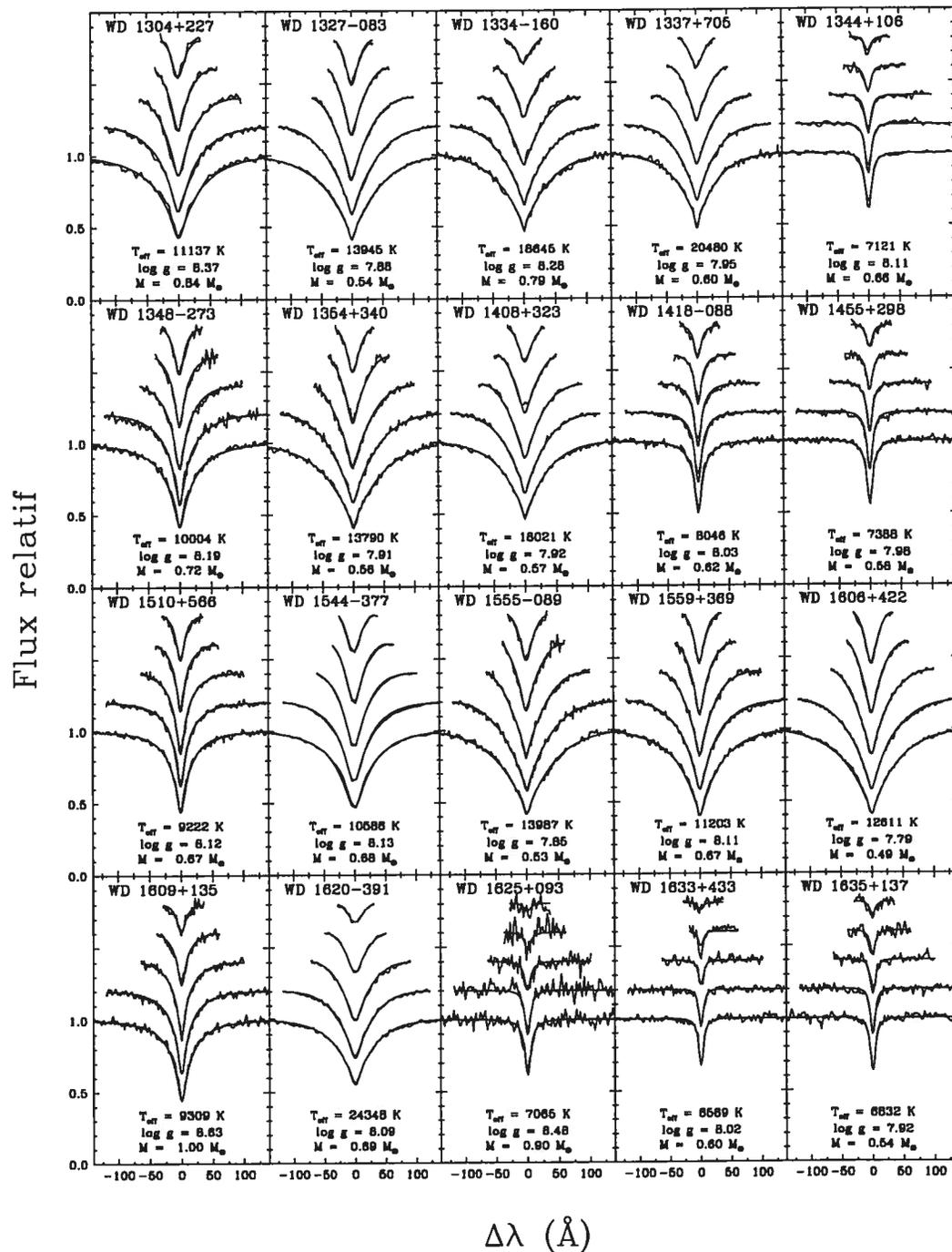
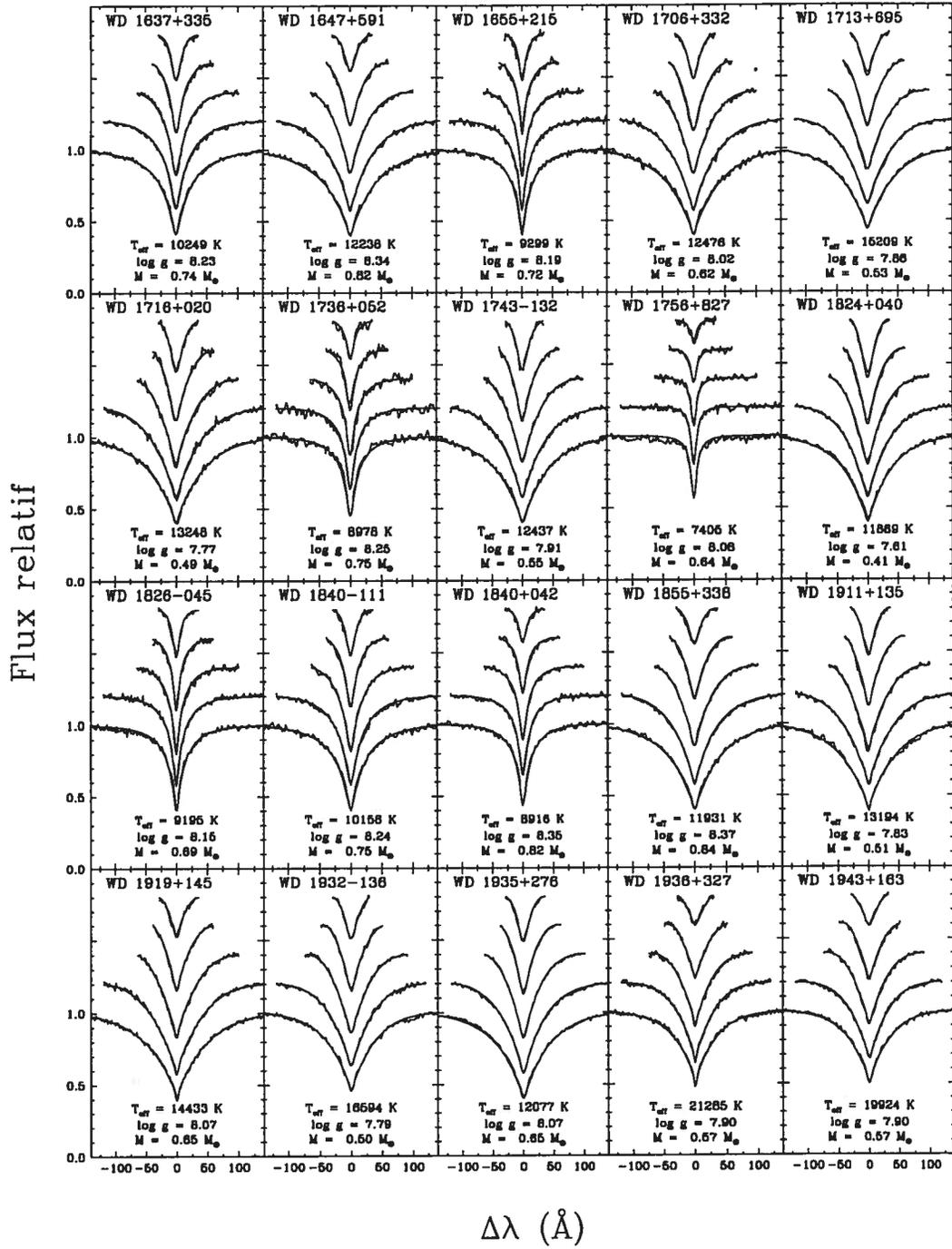


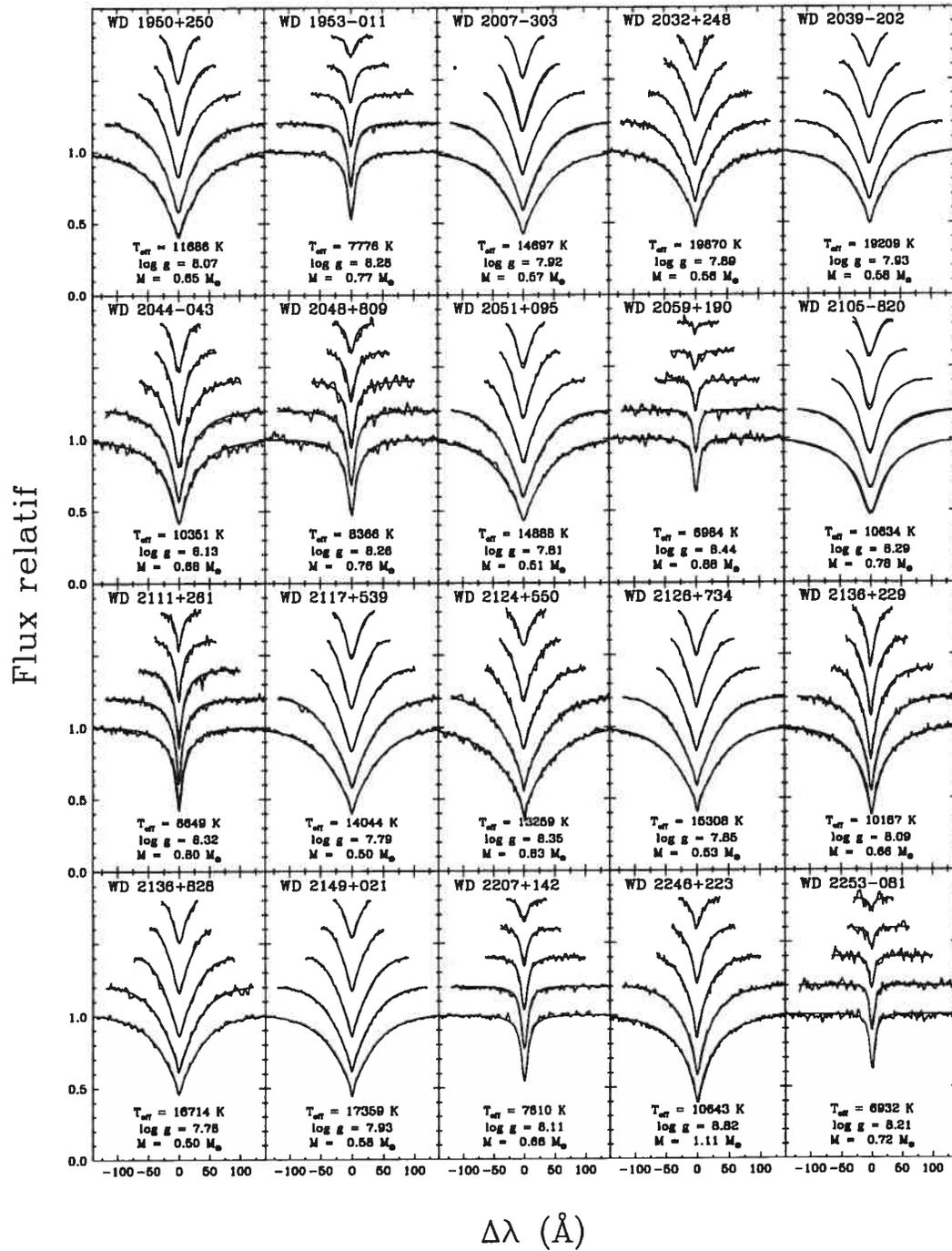
FIGURE 4.3 – Spectres synthétiques superposés aux spectres des étoiles de notre échantillon. Pour chacune des étoiles sont présentées la valeur de la température effective T_{eff} , de la gravité de surface $\log g$ ainsi que la masse M .

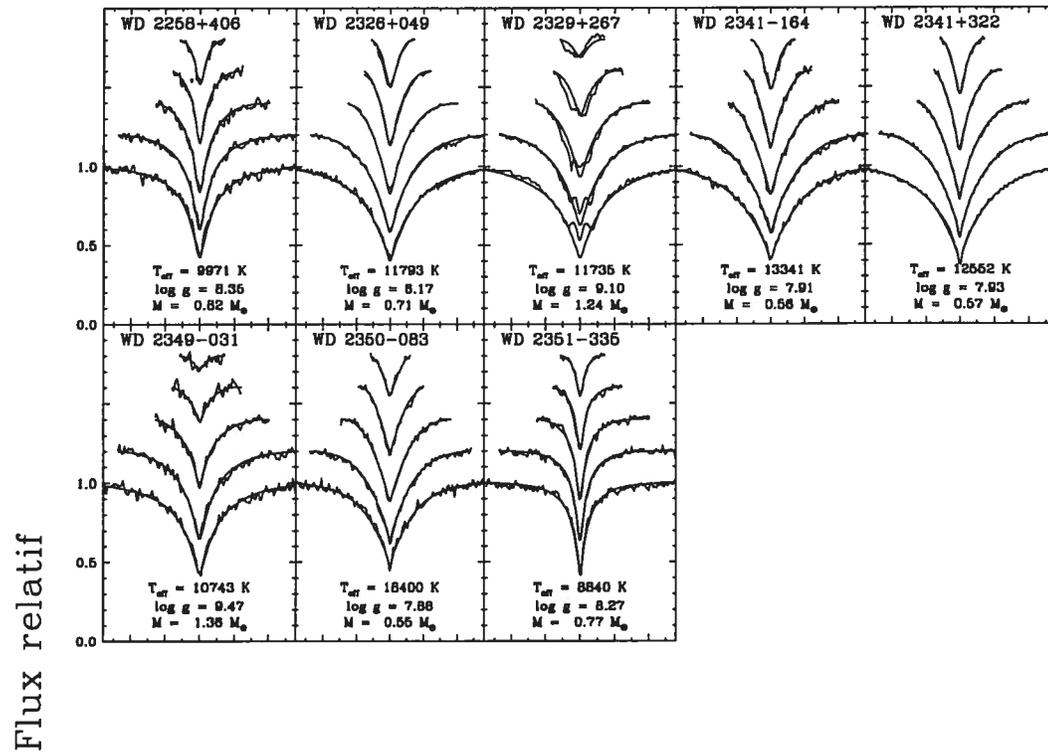












Chapitre 5

Méthode de la parallaxe trigonométrique

Dans ce chapitre, nous présenterons et expliquerons l'utilisation de la parallaxe trigonométrique dans le cadre de notre étude. Tout d'abord, nous présenterons la technique utilisée pour dériver la masse d'une naine blanche à partir de la parallaxe trigonométrique, combinée avec l'usage de la photométrie *BVRIJHK* (sous-section 5.1.1). Par la suite, nous présenterons les résultats obtenus et nous effectuerons la comparaison entre les masses spectroscopiques et celles dérivées à partir de la parallaxe trigonométrique (sous-section 5.1.2). Nous étudierons ensuite les effets causés par l'utilisation de couches minces ou épaisses dans l'utilisation des séquences évolutives, de la présence de systèmes binaires non résolus composés de deux naines blanches et ensuite de la présence d'hélium dans la photosphère (respectivement dans les trois sous-sections 5.1.3, 5.1.4 et 5.1.5). Dans la section suivante (5.2), nous présenterons les magnitudes absolues obtenues à partir de la parallaxe trigonométrique, suivie d'une analyse des résultats obtenus et d'une comparaison entre les magnitudes absolues spectroscopiques et celles obtenues à partir de la parallaxe.

5.1 Échantillon d'étoiles ayant une parallaxe trigonométrique ainsi que des mesures photométriques

5.1.1 Description de la méthode de la parallaxe trigonométrique avec photométrie

La méthode consiste à convertir les magnitudes en flux observés et de comparer la distribution d'énergie résultante avec celle prédite à partir des modèles d'atmosphère, d'où nous pouvons tirer les paramètres atmosphériques désirés. Tout d'abord, les magnitudes m_λ doivent être converties en flux observés à l'aide de l'équation suivante :

$$m_\lambda = -2.5 \log f_\lambda^m + c_m \quad (5.1)$$

où m_λ est la magnitude observée dans une bande passante, f_λ^m le flux moyen reçu à la Terre dans cette même bande passante et c_m est une constante utilisée pour chaque bande passante et fut calculée par Bergeron et al. (1995c). Ce flux moyenné sera donné par

$$f_\lambda^m = \frac{\int_0^\infty f_\lambda S_m(\lambda) d\lambda}{\int_0^\infty S_m(\lambda) d\lambda} \quad (5.2)$$

où $S_m(\lambda)$ est la fonction de transmission pour chaque bande passante et f_λ est le flux monochromatique reçu à la Terre. Puisque les modèles nous donnent le flux monochromatique d'Eddington H_λ , les flux moyens observés et théoriques sont reliés par l'équation suivante

$$f_\lambda^m = 4\pi (R/D)^2 H_\lambda^m \quad (5.3)$$

où R et D sont respectivement le rayon de l'étoile et sa distance à la Terre. Nous pouvons donc relier le flux théorique H_λ (qui dépend de T_{eff} , de $\log g$ ainsi que de la composition chimique) au flux observé f_λ^m dans chaque bande passante.

Pour déterminer les paramètres stellaires, nous supposons tout d'abord $\log g = 8.0$ et, à l'aide des magnitudes *BVRIJHK* et de nos flux théoriques, nous déterminons les valeurs de la température effective T_{eff} et de l'angle solide $\pi(R/D)^2$ les plus adéquats, en supposant que ce sont les seuls paramètres libres. En combinant l'angle solide avec la distance D dérivée de la parallaxe trigonométrique, nous obtenons le rayon R de l'étoile. À l'aide des séquences évolutives de Fontaine et al. (2001), nous déterminons la masse correspondante. Par la suite, nous obtenons une nouvelle valeur de gravité de surface $g = GM/R^2$. Cette dernière sera différente de la valeur supposée au départ qui était de $\log g = 8.0$. Nous effectuons à nouveau les démarches précédentes avec la nouvelle valeur de $\log g$ et nous répétons jusqu'à ce qu'il y ait convergence satisfaisante de $\log g$. À la dernière itération, nous avons une valeur de température effective T_{eff} , de gravité de surface $\log g$ et de la masse M déterminées uniquement par la photométrie et la parallaxe trigonométrique.

Parmi les étoiles de notre échantillon ayant une parallaxe trigonométrique, 52 naines blanches étaient dans l'échantillon photométrique de Bergeron et al. (2001), de sorte que nous pouvons obtenir les paramètres stellaires à partir de données photométriques en bandes optiques *BVRI* et infrarouges *JHK* pour ces étoiles à l'aide de la méthode décrite plus haut. Une étoile de notre échantillon, WD 2253-081, possède une parallaxe trigonométrique provenant du YPC et une autre du satellite *Hipparcos*. Nous déterminons les paramètres atmosphériques pour cette étoile avec les deux parallaxes séparément, ce qui porte à 53 le nombre de valeurs de masses obtenues avec la méthode de la parallaxe trigonométrique combinée avec la photométrie.

5.1.2 Comparaison entre les masses photométriques et spectroscopiques

La méthode discutée précédemment est illustrée pour quatre étoiles : WD 1236–495, 1418–088, 1635+137 ainsi que 1655+215. Les solutions sont présentées à la figure 5.1. Pour chaque étoile, nous donnons le numéro d'identification WD, le nom, les mesures de $BVR IJHK$ (représentées par des barres d'erreurs), les flux théoriques (points) ainsi que les paramètres obtenus (T_{eff} , $\log g$ ainsi que M). Dans le tableau 5.1, nous présentons ces valeurs pour les 52 étoiles de notre sous-échantillon, accompagnées de la masse spectroscopique ainsi que la source de la parallaxe trigonométrique utilisée. L'incertitude sur toutes les masses spectroscopiques évaluées est de $0.03 M_{\odot}$. Nous y retrouvons aussi les incertitudes sur la détermination de T_{eff} , $\log g$ et de M entre parenthèses.

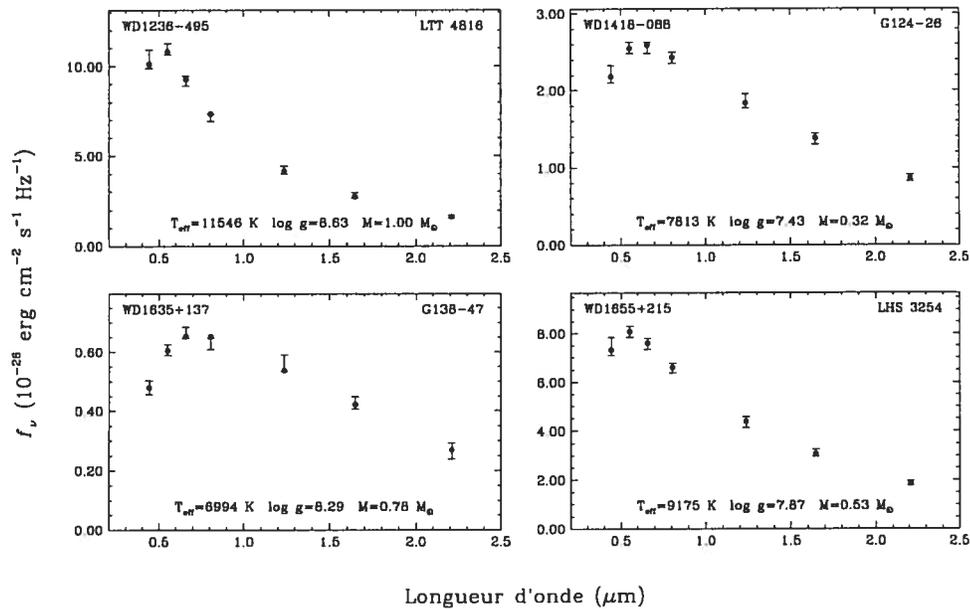


FIGURE 5.1 – Détermination de T_{eff} , $\log g$ ainsi que M à partir de la parallaxe trigonométrique et de la photométrie.

Dans le but de vérifier la compatibilité entre la méthode spectroscopique et la méthode de la parallaxe trigonométrique dans la détermination de la température effective, nous comparons à la figure 5.2 les températures effectives spectroscopiques et photométriques pour les étoiles du tableau 5.1. Les cercles pleins et vides représentent respectivement une compatibilité et une incompatibilité entre les températures, une compatibilité étant définie par $|T_{\text{eff}}(\text{spec}) - T_{\text{eff}}(\text{phot})| \leq \sigma_{T_{\text{eff}}(\text{spec})} + \sigma_{T_{\text{eff}}(\text{phot})}$. La compatibilité entre les deux températures est bonne, mis à part deux étoiles : WD 1606+422 et 2329+267. La première est une naine blanche suspectée d'être un système binaire non résolu composé de deux naines blanches selon Bergeron et al. (2001) à partir d'une analyse similaire. La deuxième est une naine blanche magnétique dont le spectre visuel présente un élargissement important des raies de Balmer par effet Zeeman. Puisque nos modèles ne tiennent pas compte de la présence d'un champ

TABLEAU 5.1 – Paramètres atmosphériques obtenus à partir de la parallaxe trigonométrique et de la photométrie

WD	Nom	T_{eff} (K)	$\log g$	$M(\text{phot})/M_{\odot}$	$M(\text{spec})/M_{\odot}$ ^a	Réf.
0009+501	G217-37	6543 (147)	8.23 (0.06)	0.735 (0.038)	0.828	1
0011+000	G31-35	9611 (263)	8.40 (0.19)	0.854 (0.125)	0.705	1
0033+016	G1-7	10700 (346)	8.66 (0.16)	1.021 (0.093)	1.132	1
0101+048	G1-45	8083 (195)	7.55 (0.14)	0.366 (0.055)	0.775	1
0126+101	G2-40	8499 (200)	7.20 (0.17)	0.254 (0.044)	0.506	1
0135-052	L870-2	7142 (163)	7.19 (0.06)	0.245 (0.015)	0.475	1
0142+312	G72-31	8656 (211)	7.51 (0.25)	0.355 (0.096)	0.801	1
0208+396	G74-7	7313 (175)	8.01 (0.09)	0.599 (0.054)	0.669	1
0243-026	LHS 1442	6818 (159)	8.18 (0.15)	0.704 (0.099)	0.634	1
0257+080	LHS 5064	6678 (150)	7.96 (0.15)	0.566 (0.089)	0.269	1
0644+025	G108-26	7405 (183)	8.66 (0.12)	1.015 (0.073)	0.997	1
0752+365	G90-28	7704 (192)	8.19 (0.21)	0.713 (0.134)	0.612	1
0816+387	G111-71	7570 (185)	8.19 (0.14)	0.711 (0.092)	0.637	1
0827+328	LHS 2022	7269 (179)	8.39 (0.11)	0.845 (0.074)	0.965	1
0839-327	L532-81	8934 (226)	7.70 (0.14)	0.438 (0.066)	0.518	1
0913+442	G116-16	8485 (218)	8.19 (0.17)	0.711 (0.106)	0.754	1
0930+294	G117-25	8325 (215)	8.38 (0.20)	0.840 (0.129)	1.012	1
0955+247	G49-33	8665 (221)	8.27 (0.15)	0.767 (0.099)	0.773	1
1012+083.1	G43-38	6749 (154)	8.02 (0.18)	0.603 (0.104)	0.792	1
1019+637	LP 62-147	6781 (157)	7.98 (0.09)	0.577 (0.054)	0.878	1
1121+216	Ross 627	7490 (184)	8.20 (0.05)	0.718 (0.035)	0.613	1
1124-293	ESO 439-80	9444 (246)	7.10 (0.15)	0.235 (0.034)	0.704	4
1147+255	LP 375-51	9789 (265)	7.92 (0.23)	0.551 (0.127)	0.692	1
1236-495	LTT 4816	11546 (465)	8.63 (0.18)	1.002 (0.113)	1.107	1
1257+278	G149-28	8535 (244)	7.97 (0.22)	0.577 (0.126)	0.848	1
1344+106	LHS 2800	7109 (169)	8.10 (0.11)	0.653 (0.067)	0.621	1
1418-088	G124-26	7813 (186)	7.43 (0.26)	0.319 (0.089)	0.646	1
1455+298	LHS 3007	7306 (174)	7.66 (0.24)	0.410 (0.107)	0.565	1
1606+422	Case 2	11318 (571)	7.12 (0.22)	0.251 (0.049)	0.485	1
1609+135	G138-8	9075 (247)	8.75 (0.10)	1.072 (0.055)	1.014	1
1625+093	G138-31	6874 (166)	8.44 (0.11)	0.878 (0.074)	0.930	1
1633+433	G180-63	6652 (151)	8.14 (0.07)	0.678 (0.042)	0.590	1
1635+137	G138-47	6994 (187)	8.29 (0.25)	0.777 (0.165)	0.508	1
1637+335	L1491-27	9937 (275)	8.13 (0.13)	0.677 (0.083)	0.745	1
1655+215	G169-34	9176 (233)	7.87 (0.11)	0.526 (0.062)	0.715	1
1716+020	G19-20	13466 (895)	8.11 (0.14)	0.672 (0.082)	0.507	1
1736+052	G140-2	8889 (228)	8.11 (0.25)	0.665 (0.151)	0.801	1
1756+827	LP 9-231	7265 (330)	7.98 (0.07)	0.583 (0.042)	0.632	1
1824+040	Ross 137	12243 (678)	7.00 (0.17)	0.231 (0.030)	0.438	1
1826-045	L993-18	9477 (350)	7.94 (0.17)	0.566 (0.095)	0.688	1
1840+042	GD 215	9085 (344)	8.19 (0.12)	0.713 (0.077)	0.841	1
1855+338	G207-9	11244 (425)	8.19 (0.21)	0.718 (0.129)	0.848	1
1953-011	L997-21	7918 (198)	8.23 (0.05)	0.741 (0.030)	0.807	1
2059+190	G144-51	6840 (155)	7.86 (0.28)	0.513 (0.146)	0.872	1
2105-820	L24-52	10197 (290)	8.23 (0.21)	0.747 (0.134)	0.782	1
2111+261	G187-32	8123 (194)	7.42 (0.19)	0.317 (0.067)	0.811	1
2136+229	G126-18	9482 (248)	7.85 (0.21)	0.516 (0.109)	0.658	1

WD	Nom	T_{eff} (K)	$\log g$	$M(\text{phot})/M_{\odot}$	$M(\text{spec})/M_{\odot}$ ^a	Réf.
2207+142	G18-34	7616 (189)	8.24 (0.16)	0.745 (0.103)	0.665	1
2246+223	G67-23	10333 (304)	8.57 (0.09)	0.967 (0.060)	1.112	1
2253-081	G156-64	6766 (176)	8.41 (0.19)	0.856 (0.126)	0.613	1
		6773 (174)	8.07 (0.07)	0.631 (0.039)		2
2329+267	L1440-18	9403 (244)	8.02 (0.28)	0.612 (0.161)	1.270	1
2349-031	LHS 4033	10820 (363)	9.43 (0.02)	1.340 (0.006)	1.345	3

^a L'incertitude sur la masse spectroscopique est de $0.03 M_{\odot}$.

NOTE - (1) Parallaxes provenant du *Yale Parallax Catalog*; (2) Parallaxes provenant du satellite *Hipparcos*; (3) Parallaxes provenant du *United States Naval Observatory*; (4) Ruiz (2005, communication privée).

magnétique, les paramètres obtenus sont incertains et nous excluons donc cette étoile de notre analyse. Nous discuterons des autres étoiles présentant une incompatibilité dans les sections suivantes.

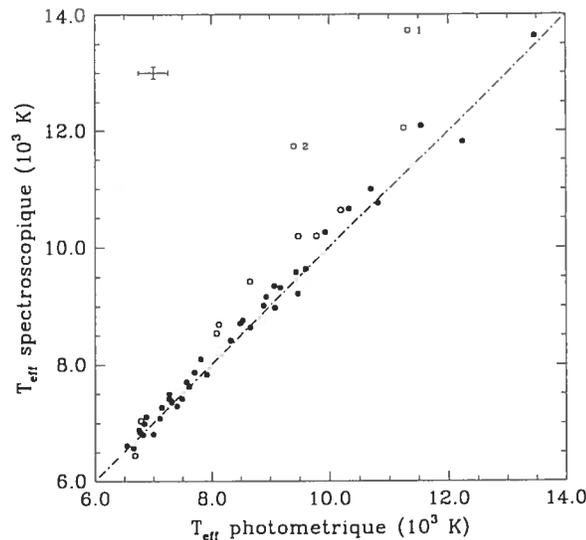


FIGURE 5.2 – Température effective spectroscopique en fonction de la température effective photométrique pour notre sous-échantillon d'étoiles ayant une parallaxe trigonométrique ainsi que des données photométriques. La croix dans le coin supérieur gauche représente l'erreur moyenne sur la température effective spectroscopique (105 K) et photométrique (254 K). Les indices correspondent aux étoiles (1) WD 1606+422 et (2) 2329+267.

La figure 5.3 nous montre la masse spectroscopique en fonction de la masse photométrique pour notre sous-échantillon d'étoiles ayant une parallaxe trigonométrique ainsi que des données photométriques. La ligne pointillée verticale représente une masse photométrique de $0.48 M_{\odot}$. Puisque le disque Galactique est trop jeune pour qu'une étoile de la séquence principale ait eu le temps d'évoluer et de produire une naine blanche de masse inférieure à $0.48 M_{\odot}$, les étoiles ayant une masse photométrique inférieure à $0.48 M_{\odot}$ peuvent avoir eu une évolution perturbée par un compagnon ou encore être des systèmes binaires non résolues composés de deux naines

blanches. La ligne pointillée diagonale indique une égalité entre les masses spectroscopiques et photométriques. Dans cette figure, les cercles pleins et vides démontrent respectivement une compatibilité et une incompatibilité entre la masse spectroscopique et photométrique (la définition d'une compatibilité est similaire à celle utilisée lors de la comparaison entre la température effective spectroscopique et photométrique). La compatibilité entre les masses n'est pas aussi bonne qu'entre les températures effectives de la figure 5.2. En général, nous observons une masse spectroscopique supérieure à la masse photométrique en cas d'incompatibilité. Cette incompatibilité est particulièrement importante pour les étoiles de faibles masses photométriques et pour 3 étoiles identifiées sur la figure 5.3. Les autres étoiles présentant une incompatibilité seront discutées dans les sections suivantes.

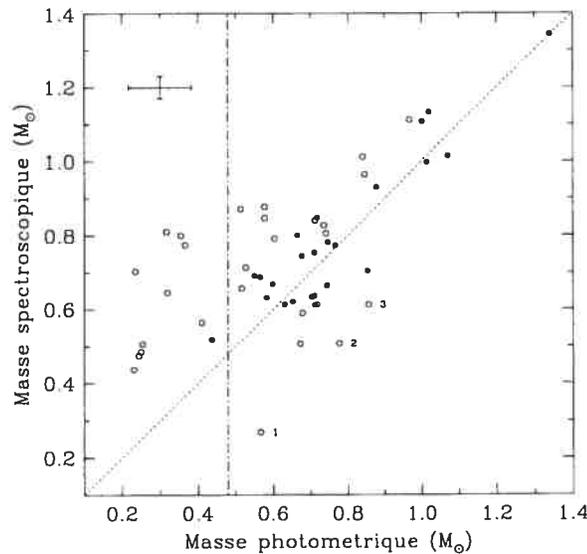


FIGURE 5.3 – Masse spectroscopique en fonction de la masse photométrique pour notre sous-échantillon d'étoiles ayant une parallaxe trigonométrique ainsi que des données photométriques. Nous avons ajouté dans le coin supérieur gauche une indication de l'incertitude sur les masses (de $0.030 M_{\odot}$ pour la masse spectroscopique et de $0.083 M_{\odot}$ pour la masse photométrique). Les indices correspondent aux étoiles (1) WD 0257+080, (2) 1635+137 et (3) 2253–081.

Pour déterminer si les incompatibilités à la figure 5.3 sont reliées à des effets de températures, nous présentons à la figure 5.4 la différence entre la masse spectroscopique et photométrique en fonction de la température spectroscopique. Nous utilisons à nouveau les cercles pleins et vides pour présenter les compatibilités et incompatibilités respectivement. Nous pouvons constater que la masse photométrique est généralement inférieure à la masse spectroscopique obtenue, et ce, à toute température. Les 3 étoiles identifiées sur la figure 5.3 sont à nouveau identifiées ici et nous pouvons constater qu'il s'agit d'étoiles froides. Nous discuterons individuellement de ces trois étoiles plus tard.

Nous montrons à la figure 5.5 la masse spectroscopique et la masse photométrique en

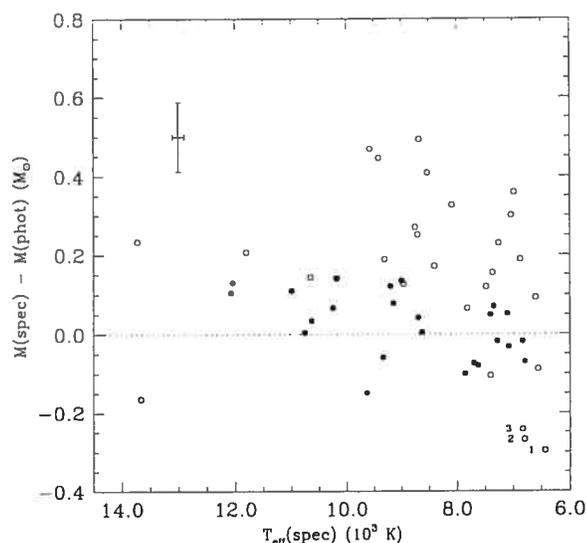


FIGURE 5.4 – Différence entre la masse spectroscopique et photométrique en fonction de la température spectroscopique. Nous avons ajouté dans le coin supérieur gauche une indication de l'incertitude moyenne sur les masses et la température. Les indices correspondent aux étoiles (1) WD 0257+080, (2) 1635+137 et (3) 2253–081.

fonction de la température effective pour le même sous-échantillon. Nous avons aussi ajouté les autres étoiles de notre échantillon ayant une température effective supérieure à 12,000 K, où la température et la masse spectroscopique sont connues. Nous pouvons constater que la plupart des objets de faibles masses correspondent à des masses déterminées par la méthode photométrique. Si nous excluons ces étoiles de faibles masses ($M \lesssim 0.48 M_{\odot}$), nous voyons que les masses spectroscopiques et photométriques des étoiles de notre sous-échantillon sont supérieures à celles des étoiles chaudes.

Cette situation est quantifiée à la figure 5.6 où nous présentons les distributions de masse spectroscopique et photométrique pour notre sous-échantillon d'étoiles ayant une parallaxe trigonométrique ainsi que des valeurs photométriques. Les deux distributions montrent clairement un pic central entre 0.6 et 0.8 M_{\odot} . Cependant, deux aspects les distinguent l'une de l'autre. Comme nous avons pu le constater à la figure 5.5, la distribution de masse photométrique montre une présence importante de naines blanches ayant une masse comprise entre 0.2 et 0.4 M_{\odot} .

La masse spectroscopique moyenne de notre sous-échantillon est de $M = 0.725 M_{\odot}$ avec un écart type de $\sigma(M) = 0.203 M_{\odot}$ alors que la masse photométrique nous donne une masse moyenne de $M = 0.620 M_{\odot}$ avec $\sigma(M) = 0.242 M_{\odot}$. À titre de comparaison, nous avons vu au chapitre 4 que la masse spectroscopique moyenne pour toutes les étoiles de notre échantillon était de $M = 0.680 M_{\odot}$ avec un écart type de $\sigma(M) = 0.171 M_{\odot}$. Il est important de souligner ici que si la masse moyenne photométrique est aussi faible, ceci est dû à la présence des étoiles de faibles masses dans la partie gauche de la distribution (où $M \lesssim 0.48 M_{\odot}$), peuplée

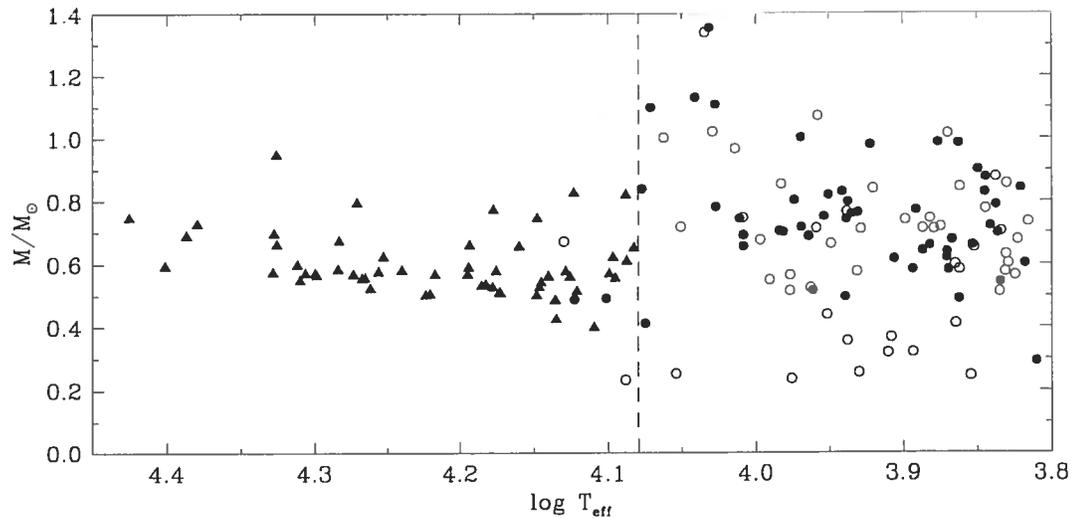


FIGURE 5.5 – Masse spectroscopique (cercles pleins) et masse photométrique (cercles vides) en fonction de la température effective. Nous avons aussi ajouté les autres étoiles de notre échantillon spectroscopique ayant une température effective supérieure à 12,000 K (triangles).

de systèmes binaires connus ou d'étoiles suspectées d'être des systèmes binaires non résolus composés de deux naines blanches. Si nous excluons les étoiles ayant une masse photométrique inférieure à $0.48 M_{\odot}$, la masse moyenne photométrique devient $0.740 M_{\odot}$, ce qui est compatible avec la masse moyenne spectroscopique. Ce résultat confirme que les masses spectroscopiques et photométriques des étoiles de notre sous-échantillon sont supérieures à celles des étoiles chaudes (ce qui est observé à la figure 5.5). Nous reviendrons plus tard sur les étoiles de faibles masses photométriques.

Dans le but d'expliquer les différences et incompatibilités soulevées précédemment, nous explorons maintenant les effets de l'épaisseur de la couche d'hydrogène dans les séquences évolutives, de la présence de systèmes binaires, et de la présence d'hélium dans la photosphère.

5.1.3 Effets de l'épaisseur de la couche d'hydrogène

Nous avons deux ensembles de séquences évolutives disponibles, l'un avec des couches minces et l'autre avec des couches épaisses d'hydrogène (respectivement $q(\text{H}) = 10^{-4}$ et $q(\text{H}) = 10^{-10}$). À la figure 5.7, nous pouvons constater l'effet de l'utilisation de l'un ou l'autre de ces ensembles sur les masses spectroscopiques et photométriques pour notre sous-échantillon d'étoiles. Nous pouvons constater que l'utilisation de couches minces diminue à la fois les masses spectroscopiques et photométriques. La masse moyenne spectroscopique est diminuée de $0.016 M_{\odot}$ alors que la masse moyenne photométrique est diminuée de $0.029 M_{\odot}$. On peut constater que les écarts entre les deux méthodes présentées à la figure 5.3 ne peuvent être expliqués par l'épaisseur de la couche d'hydrogène utilisée. Le vecteur présenté sur la figure illustre le déplacement moyen entre les masses calculées avec couches épaisses et les

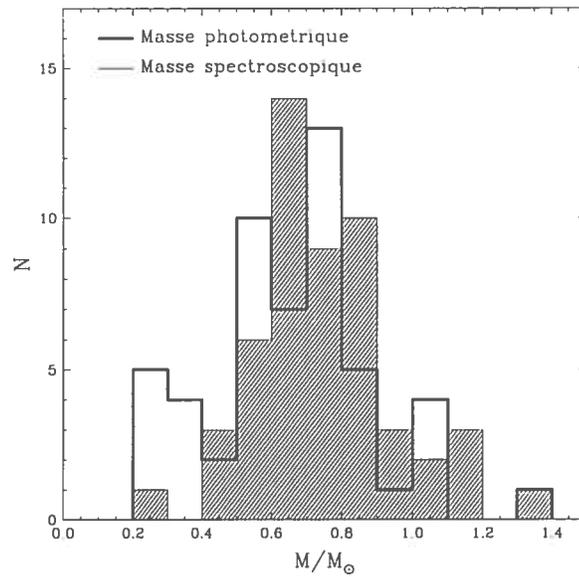


FIGURE 5.6 – Distribution de masse spectroscopique et photométrique pour notre sous-échantillon d'étoiles ayant une parallaxe trigonométrique ainsi que des valeurs de photométries.

masses calculées avec couches minces.

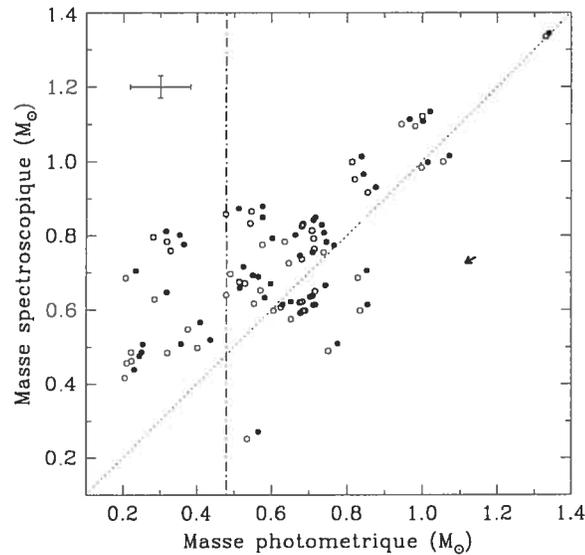


FIGURE 5.7 – Masse spectroscopique en fonction de la masse photométrique pour notre sous-échantillon d'étoiles ayant une parallaxe trigonométrique ainsi que des données photométriques en supposant des couches minces (cercles ouverts) et épaisses (cercles fermés).

5.1.4 Effets de la présence de systèmes binaires

Dans la figure 5.3, les étoiles ayant une masse photométrique inférieure à $0.48 M_{\odot}$ peuvent avoir eu une évolution perturbée par un compagnon ou encore être des systèmes binaires non résolues composés de deux naines blanches. En effet, si nous avons deux étoiles non résolues, nous aurons l'impression d'observer une seule étoile plus lumineuse alors que le spectre visuel, qui serait tout simplement la moyenne spectroscopique de ces deux naines blanches DA, pourrait présenter un spectre visuel tout à fait normal. De plus, si nous sommes en présence d'un système binaire non résolu composé d'une naine blanche de type DA et une autre de type DC, nous aurons un spectre visuel présentant des raies de Balmer moins profondes que celles prédites par nos spectres synthétiques. Dans les deux cas, le flux observé donné par

$$f_{\lambda} = 4\pi(R/D)^2 H_{\lambda} \quad (5.4)$$

deviendrait tout simplement

$$f_{\lambda} = 4\pi(1/D)^2 (R_1^2 H_{\lambda 1} + R_2^2 H_{\lambda 2}) \quad (5.5)$$

où R et D sont respectivement le rayon de l'étoile et sa distance à la Terre, H_{λ} le flux théorique et f_{λ} le flux observé. Les indices 1 et 2 dans la deuxième équation représentent la première et la deuxième étoile. Ainsi, nous aurions une étoile trop lumineuse et le rayon serait surévalué, ce qui nous donnerait une masse photométrique sous-évaluée (donc, l'étoile apparaît moins massive du point de vue photométrique). Nous reproduisons à la figure 5.8 les 11 objets ayant une masse photométrique inférieure à $0.48 M_{\odot}$. Deux étoiles sont identifiées sur la figure et correspondent à deux systèmes binaires connus : WD 0135–052 et 1824+040, découverts respectivement par Saffer et al. (1988) et Maxted & Marsh (1999). Si nous supposons que deux naines blanches de même température et de même rayon contribuent à la luminosité totale, nous obtenons de nouvelles masses photométriques indiquées par des vecteurs sur la figure. Comme on peut le constater, la masse spectroscopique n'est pas influencée puisque les deux étoiles du système sont identiques.

La masse moyenne photométrique de ces 11 objets passe de 0.311 à $0.552 M_{\odot}$. Nous voyons que l'incompatibilité est considérablement réduite. Nous avons procédé à des simulations plus détaillées sur la présence de systèmes binaires non résolus composés de deux étoiles différentes. Cette simulation permet de définir une région dans le plan de la masse spectroscopique en fonction de la masse photométrique. Ces simulations supposent qu'un objet pour lequel nous aurions obtenu une masse spectroscopique et photométrique, serait en fait constitué d'une naine blanche de type DA de température effective $T_{\text{eff}1}$ et de gravité de surface $\log g_1$ ainsi que d'une autre de température effective $T_{\text{eff}2}$ et de gravité de surface $\log g_2$. À partir de ces quatre paramètres atmosphériques, nous déterminons les flux théoriques des deux étoiles $H_{\lambda 1}$ et $H_{\lambda 2}$. Nous utilisons ensuite l'équation 5.5 pour obtenir le flux observé f_{λ} ainsi que

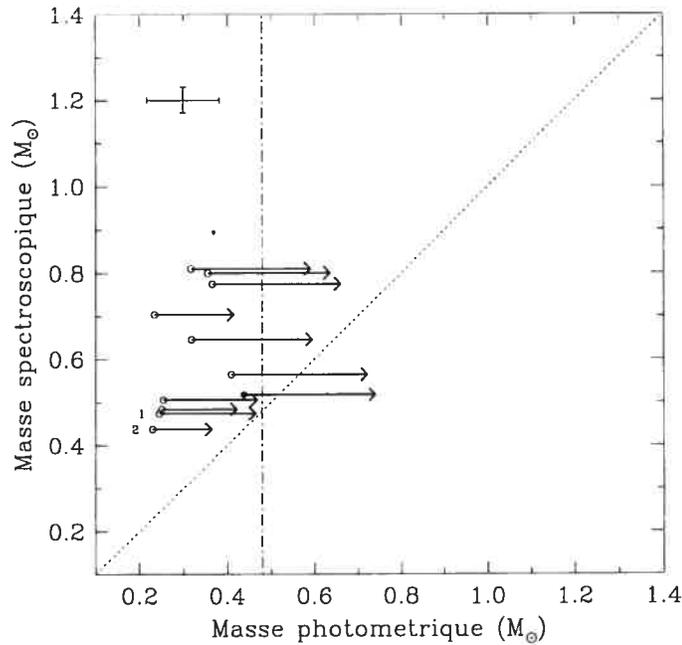


FIGURE 5.8 – Masse spectroscopique en fonction de la masse photométrique pour les étoiles ayant une masse photométrique inférieure à $0.48 M_{\odot}$ (cercles). Les flèches représentent le déplacement de ces mêmes étoiles si nous observions dans tous les cas deux naines blanches de même température effective et de même masse. Les indices correspondent aux étoiles (1) WD 0135–052 et (2) 1824+040.

les équations 5.1 et 5.2 pour obtenir les magnitudes m_{λ} dans les bandes $BVRIJHK$. Nous utilisons finalement la méthode spectroscopique pour déterminer la masse à partir du flux f_{λ} et la méthode photométrique pour déterminer la masse à partir des magnitudes m_{λ} calculées. Les combinaisons de températures effectives utilisées sont $T_{\text{eff}} = 6000, 7000, 8000, 9000$ ainsi que $10,000$ K alors que les gravités de surface utilisées sont $\log g = 7.60, 7.80, 8.00, 8.30$ ainsi que 8.60 . Les résultats sont présentés à la figure 5.9.

Nous pouvons tout d'abord constater qu'il est facile de peupler la région de la figure 5.3 où la masse photométrique est inférieure à $0.48 M_{\odot}$, et ce, pour toutes les températures effectives et gravités de surface pour les deux étoiles. Il nous est aussi possible de reproduire des systèmes où la masse spectroscopique est située autour de $0.6 M_{\odot}$ et la masse photométrique autour de $0.8 M_{\odot}$, zone où nous retrouvons une incompatibilité pour certains objets dans notre échantillon. Par contre, il n'a pas été possible de peupler la région où la masse spectroscopique est inférieure à la masse photométrique. Des simulations ont été effectuées en remplaçant les deux naines blanches DA par une naine blanche DA et l'autre DC, ainsi qu'une naine blanche DA avec une autre DA mais ayant une atmosphère polluée en hélium (où l'abondance était de $N(\text{He})/N(\text{H}) = 1$) et il n'a pas été possible de peupler la région inférieure de la figure 5.3.

Ainsi, tout comme WD 0135–052 et 1824+040, les 9 autres étoiles de notre sous-échantillon ayant une masse photométrique inférieure à $0.48 M_{\odot}$ sont probablement constituées de systèmes

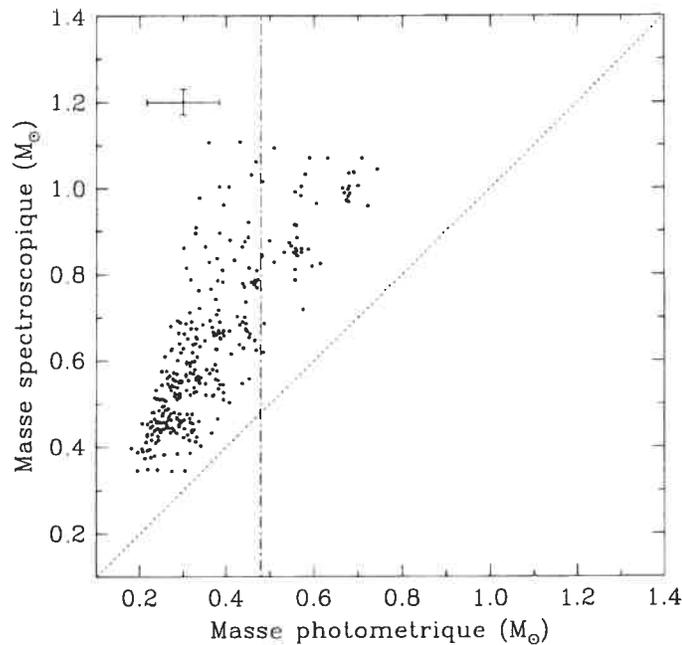


FIGURE 5.9 – Résultats de simulations de systèmes binaires de deux naines blanches analysées en supposant la présence d’une seule étoile.

binaires non résolus composés de deux naines blanches. Si nous excluons ces 11 étoiles de notre sous-échantillon, la masse spectroscopique moyenne passe de 0.725 à $0.776 M_{\odot}$ alors que la masse photométrique moyenne passe de 0.621 à $0.740 M_{\odot}$. L’incompatibilité entre les masses moyennes étant réduite, ce résultat supporte l’idée que la région comprise entre 0.2 et $0.4 M_{\odot}$ de la distribution de masse photométrique, présentée à la figure 5.6, est peuplée de systèmes binaires connus ou d’étoiles suspectées d’être des systèmes binaires.

Finalement, nous comparons à nouveau, à la figure 5.10, les températures effectives spectroscopiques et photométriques pour les étoiles du tableau 5.1 en excluant les étoiles ayant une masse photométrique inférieure à $0.48 M_{\odot}$. Nous pouvons constater qu’une incompatibilité demeure entre les températures pour six objets identifiés sur la figure, les quatre autres étoiles présentant une incompatibilité à la figure 5.2 (excluant WD 2329+267) et exclues sont WD 0101+048, 0142+312, 1606+422, 2111+261.

5.1.5 Effets causés par la présence d’hélium dans la photosphère

Dans la sous-section précédente, nous avons démontré à l’aide de simulations que la présence de systèmes binaires non résolus pouvait expliquer la présence de naines blanches ayant une masse spectroscopique supérieure à la masse photométrique dans la figure 5.3. Une autre explication pourrait être, pour les étoiles plus froides que $T_{\text{eff}} = 12,000$ K, la présence d’hélium dans l’atmosphère des naines blanches DA. Nous avons déjà expliqué au chapitre 3 que, pour une température donnée, les raies d’hydrogène sont affectées par la pression, qui

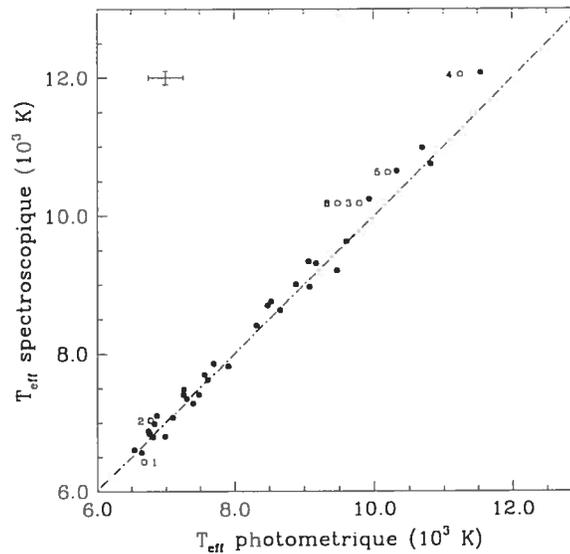


FIGURE 5.10 – Température effective spectroscopique en fonction de la température effective photométrique pour notre sous-échantillon d'étoiles ayant une parallaxe trigonométrique ainsi que des données photométriques. Les notes correspondent aux étoiles (1) WD 0257+080, (2) 1019+637, (3) 1147+255, (4) 1855+338, (5) 2105–820 et (6) 2136+229. Les étoiles de notre sous-échantillon ayant une masse photométrique inférieure à $0.48 M_{\odot}$ ont été exclues.

elle est peut être affectée soit par la gravité de surface, soit par la présence d'hélium. La spectroscopie, à elle seule, ne peut distinguer ces deux effets sur le spectre observé. Ainsi, en utilisant un modèle supposant une atmosphère d'hydrogène pur, il serait possible d'obtenir une masse spectroscopique surévaluée. Cependant, la méthode de la parallaxe trigonométrique, combinée avec l'utilisation de valeurs photométriques, permet une mesure directe du rayon de l'étoile, qui est peu sensible à l'abondance d'hélium dans l'atmosphère comme nous allons le démontrer.

En utilisant le rayon stellaire comme point d'ancrage lors de la détermination de la gravité de surface $\log g$, il nous a été possible de déterminer de manière indépendante une abondance en hélium pour les étoiles ayant une masse spectroscopique supérieure à la masse photométrique. Tout d'abord, nous supposons une composition d'hydrogène pur et nous déterminons la température effective T_{eff} ainsi que la gravité de surface $\log g$ photométrique. Ensuite, en forçant cette valeur de $\log g$, nous déterminons la température effective ainsi que l'abondance d'hélium $N(\text{He})/N(\text{H})$ à partir du spectre de l'étoile considérée. Cette abondance d'hélium est ensuite utilisée pour déterminer de nouvelles valeurs T_{eff} et $\log g$ à partir de la photométrie. Nous répétons l'itération jusqu'à convergence. Le calcul fut effectué pour les étoiles de notre sous-échantillon où la masse photométrique est supérieure à $0.48 M_{\odot}$ et inférieure à la masse spectroscopique. Nous avons exclu les étoiles ayant une masse photométrique inférieure à $0.48 M_{\odot}$ puisque celles-ci sont suspectées d'être des systèmes binaires non résolus. Pour ce qui est des étoiles ayant une masse photométrique supérieure à la masse

spectroscopique, ajouter de l'hélium dans nos modèles d'atmosphère ne ferait que diminuer la masse spectroscopique et augmenterait l'incompatibilité entre les deux valeurs.

Les figures 5.11 à 5.14 nous montrent la détermination de l'abondance d'hélium pour 4 étoiles en présentant la photométrie et la spectroscopie, observées et théoriques. Une atmosphère d'hydrogène pur est tout d'abord utilisée dans les panneaux du haut et nous illustrons en dessous l'effet de l'addition d'hélium avec une atmosphère polluée en hélium. Ces 4 étoiles sont, dans l'ordre, WD 0033+016, 1019+637, 1655+215 ainsi que 2059+190. Nous pouvons constater les incompatibilités entre les gravités de surface photométrique et spectroscopique pour une atmosphère d'hydrogène. En ajoutant la quantité d'hélium déterminée par le calcul précédent, nous obtenons de nouveaux paramètres atmosphériques. On constate de faibles modifications au niveau de la température effective et de la gravité de surface photométrique. Les températures effectives spectroscopiques pour ces étoiles ont varié quelque peu, mais la gravité de surface spectroscopique a beaucoup diminué et elle est maintenant compatible avec la valeur photométrique.

Au tableau 5.2, nous présentons l'abondance déterminée pour les étoiles de notre sous-échantillon pour lesquelles la masse photométrique est supérieure à $0.48 M_{\odot}$ et inférieure à la masse spectroscopique. Nous affichons les nouvelles températures effectives, gravités de surface et masses spectroscopiques en tenant compte de la présence de l'hélium dans l'atmosphère, accompagnées de la masse spectroscopique obtenue avec une atmosphère riche en hydrogène.

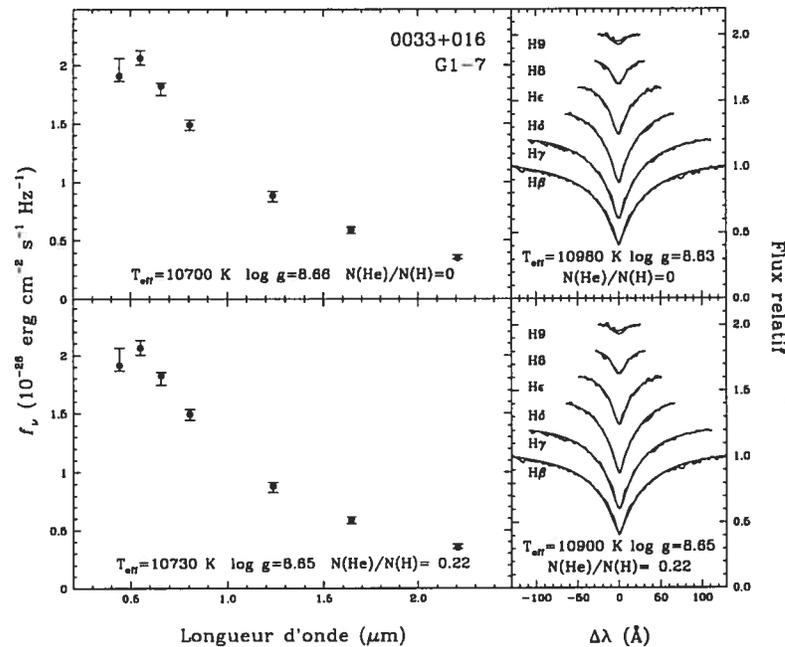


FIGURE 5.11 – Spectroscopie et photométrie de l'étoile WD 0033+016 avec une atmosphère d'hydrogène pur et avec une atmosphère polluée en hélium.

À la figure 5.15, nous montrons la masse spectroscopique en fonction de la température

TABLEAU 5.2 – Abondances d'hélium calculées pour notre sous-échantillon

WD	Nom	T_{eff} (K)	$\log g$	$\log N(\text{He})/N(\text{H})$	M/M_{\odot}	M/M_{\odot} (H)
0009+501	G217-37	6497	8.21	-0.96	0.706	0.828
0033+016	G1-7	10901	8.65	-0.65	1.000	1.132
0208+396	G74-7	7202	7.98	-0.72	0.564	0.669
0827+328	LHS 2022	7258	8.38	-0.86	0.821	0.965
0930+294	G117-25	8336	8.37	-0.77	0.815	1.012
0955+247	G49-33	8583	8.26	-1.40	0.742	0.773
1012+083.1	G43-38	6789	7.99	-0.68	0.570	0.792
1019+637	LP 62-147	6977	7.94	-0.47	0.540	0.878
1147+255	LP 375-51	10115	7.88	-0.44	0.513	0.692
1236-495	LTT 4816	11539	8.62	-0.53	0.982	1.107
1257+278	G149-28	8727	7.92	-0.06	0.532	0.848
1344+106	LHS 2800	7152	8.08	-1.62	0.625	0.621
1637+335	L1491-27	10217	8.11	-1.00	0.649	0.745
1655+215	G169-34	9250	7.83	-0.26	0.483	0.715
1736+052	G140-2	9092	8.08	-0.49	0.629	0.801
1756+827	LP 9-231	7227	7.96	-1.15	0.552	0.632
1826-045	L993-18	9172	7.91	-0.57	0.527	0.688
1840+042	GD 215	8948	8.16	-0.81	0.678	0.841
1855+338	G207-9	11638	8.17	-0.43	0.688	0.848
1953-011	L997-21	7893	8.21	-0.89	0.708	0.807
2059+190	G144-51	6868	7.81	-0.02	0.467	0.872
2105-820	L24-52	10578	8.22	-2.00	0.719	0.782
2136+229	G126-18	10116	7.81	-0.36	0.475	0.658
2246+223	G67-23	10571	8.56	-0.45	0.943	1.112
2349-031	LHS 4033	10769	9.42	-1.34	1.330	1.345

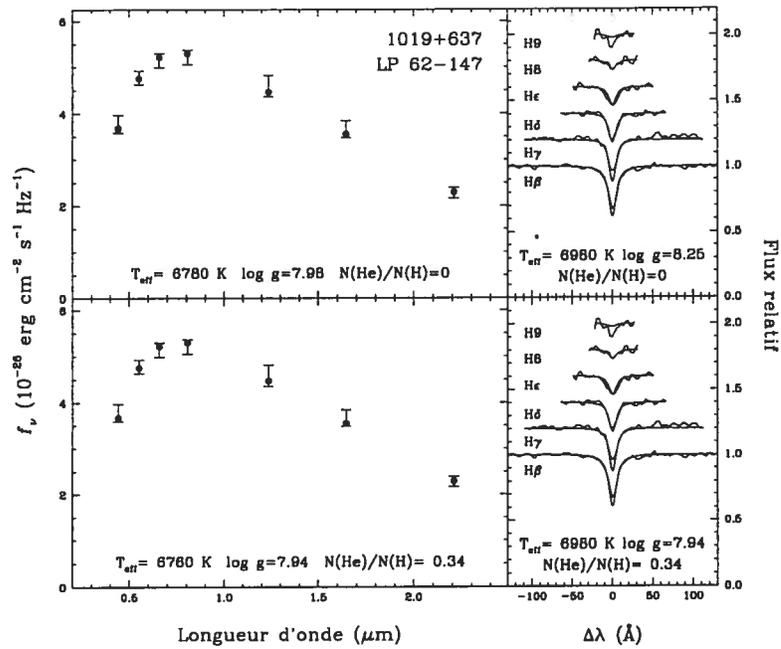


FIGURE 5.12 – Spectroscopie et photométrie de l'étoile WD 1019+637 avec une atmosphère d'hydrogène pur et avec une atmosphère polluée en hélium.

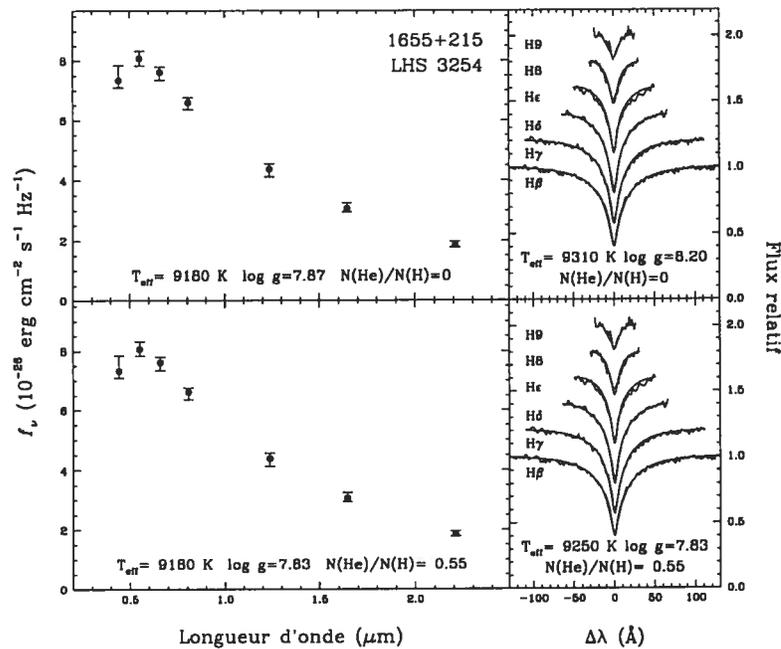


FIGURE 5.13 – Spectroscopie et photométrie de l'étoile WD 1655+215 avec une atmosphère d'hydrogène pur et avec une atmosphère polluée en hélium.

effective spectroscopique, mais en tenant compte de la présence de l'hélium. Nous pouvons constater que l'ajout d'hélium dans la photosphère des naines blanches froides ($T_{\text{eff}} \lesssim 12,000$

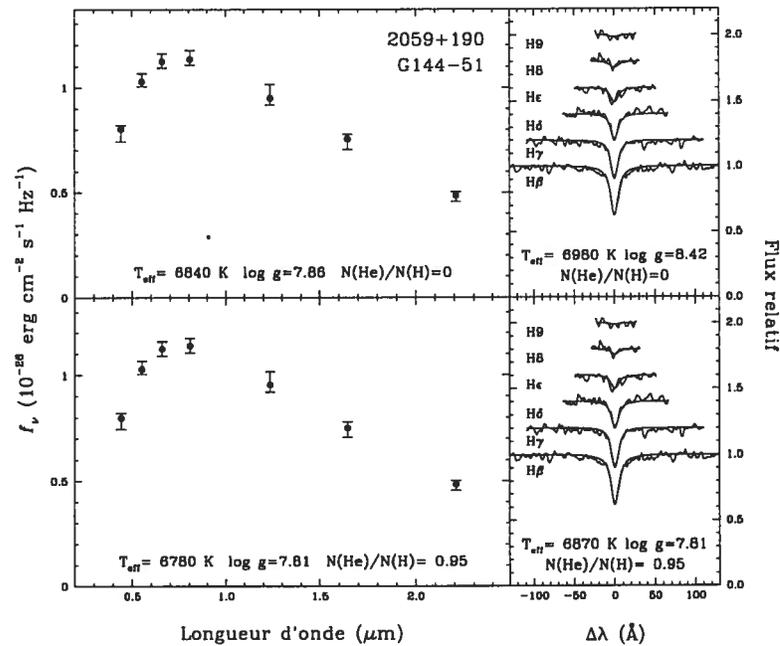


FIGURE 5.14 – Spectroscopie et photométrie de l'étoile WD 2059+190 avec une atmosphère d'hydrogène pur et avec une atmosphère polluée en hélium.

K) n'abaisse pas la masse spectroscopique de ces étoiles au même niveau des étoiles les plus chaudes. Ainsi, nous devons conclure que la présence d'hélium ne peut, à elle seule, expliquer l'augmentation de la masse spectroscopique lorsque la température effective devient inférieure à 12,000 K. En tenant compte de l'abondance d'hélium dans l'atmosphère des naines blanches de notre sous-échantillon et en excluant les étoiles ayant une masse photométrique inférieure à $0.48 M_{\odot}$, la masse spectroscopique moyenne devient $M = 0.676 M_{\odot}$ avec un écart type de $\sigma(M) = 0.198 M_{\odot}$ alors que la masse photométrique moyenne devient $M = 0.718 M_{\odot}$ avec $\sigma(M) = 0.193 M_{\odot}$. Nous pouvons constater que la nouvelle masse moyenne spectroscopique est toujours incompatible avec la masse moyenne spectroscopique de tout l'échantillon, ce qui supporte la conclusion tirée à partir de la figure 5.15.

Nous comparons à nouveau, à la figure 5.16, les températures effectives spectroscopiques et photométriques en tenant compte de l'abondance d'hélium et en excluant les étoiles ayant une masse photométrique inférieure à $0.48 M_{\odot}$. Maintenant, seulement un seul objet identifié sur la figure présente une incompatibilité en température : il s'agit de 2136+229. Dans le cas de cette étoile, la compatibilité entre les mesures de photométrie *BVRIJHK* et les magnitudes m_{λ} théoriques nous laisse croire que les mesures photométriques infrarouges sont erronées. En effet, si nous déterminons les paramètres physiques avec la méthode photométrique avec les mesures *BVRI*, nous obtenons une température effective de $T_{\text{eff}} = 9999$ K pour cette étoile, ce qui est comparable à la température spectroscopique $T_{\text{eff}} = 10188$ K.

Nous discuterons maintenant de trois étoiles particulières dans la figure 5.3, c'est-à-dire,

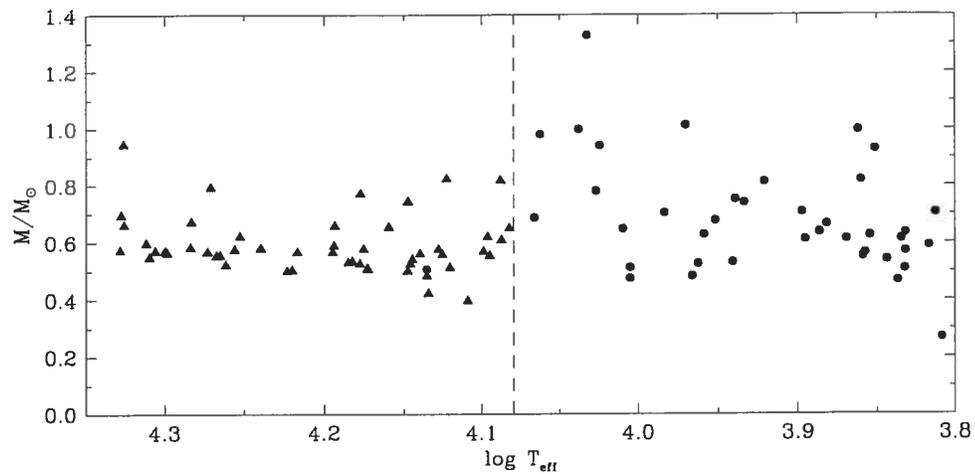


FIGURE 5.15 – Masse spectroscopique en fonction de la température effective spectroscopique (cercles pleins) en tenant compte de l'abondance d'hélium dans l'atmosphère des étoiles. Les autres étoiles de notre échantillon ont été ajoutées (triangle). Les étoiles de notre sous-échantillon ayant une masse photométrique inférieure à $0.48 M_{\odot}$ ont été exclues.

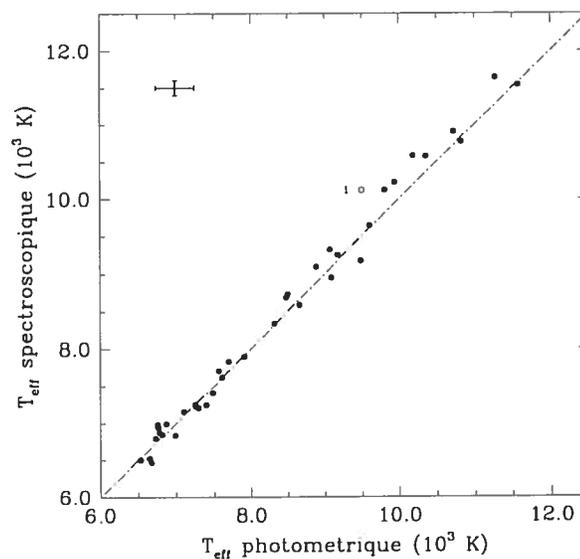


FIGURE 5.16 – Température effective spectroscopique en fonction de la température effective photométrique pour notre sous-échantillon d'étoiles ayant une parallaxe trigonométrique ainsi que des données photométriques. La note correspond à l'étoile (1) 2136+229. Les étoiles de notre sous-échantillon ayant une masse photométrique inférieure à $0.48 M_{\odot}$ ont été exclues et nous tenons compte de l'abondance d'hélium dans l'atmosphère des étoiles.

WD 0257+080, 1635+137 ainsi que 2253–081. Nous avons pu constater que leur position dans la figure 5.3 ne pouvait être expliquée par la présence d'hélium dans leur atmosphère ou encore par la présence d'un système binaire non résolu. En effet, pour effectuer une détermination de l'abondance d'hélium, il est nécessaire d'avoir une gravité de surface spec-

troscopique *supérieure* à celle photométrique. De plus, leur position ne peut être expliquée par la présence d'un système binaire car aucune simulation de systèmes binaires non résolus ne pouvait peupler la région où la masse spectroscopique est inférieure à celle photométrique.

L'étoile WD 0257+080 possède une masse spectroscopique de $0.269 M_{\odot}$, ce qui est largement inférieure à $0.48 M_{\odot}$ et à sa masse photométrique qui est de $0.566 M_{\odot}$. Puisque nos simulations de systèmes binaires ne peuvent reproduire sa position dans la figure 5.3, cette étoile ne peut être constituée d'un système binaire. Bergeron et al. (1997) ont suspecté la présence d'un faible champ magnétique pour cette étoile ($\lesssim 100$ kG) en étudiant le profil de la raie $H\alpha$. G. D. Schmidt (1998, communication privée) a pu confirmer que cette étoile présentait un faible champ magnétique (~ 30 kG). Ainsi, les paramètres stellaires obtenus par la méthode spectroscopique seraient peut-être erronés.

Nous obtenons une masse photométrique de $0.777 M_{\odot}$ et une masse spectroscopique de $0.508 M_{\odot}$ pour l'étoile WD 1635+137. Bergeron et al. (2001) ont suspecté la présence d'un champ magnétique sur cette étoile pour expliquer une incompatibilité entre la raie $H\alpha$ observée et le profil prédit, mais Schmidt (1998, communication privée) n'a pu observer la présence d'un champ magnétique. Nous pouvons noter que la parallaxe trigonométrique de cette étoile présente une erreur très grande (25.5 ± 4.6 mas). Il est possible que l'erreur sur la parallaxe soit sous-évaluée.

Finalement, WD 2253–081 possède deux valeurs de parallaxes trigonométriques : celle de YPC étant de 36.7 ± 5.3 mas alors qu'*Hipparcos* nous indique 28.73 ± 1.30 mas. L'incompatibilité entre la masse spectroscopique et photométrique se produit seulement pour une masse photométrique dérivée à partir de la parallaxe d'*Hipparcos*. Ainsi, l'incompatibilité serait expliquée par une parallaxe d'*Hipparcos* sous-évaluée.

5.2 Échantillon avec parallaxe trigonométrique uniquement

5.2.1 Considérations préalables

La photométrie *BVRIJHK* n'est disponible que pour un sous-échantillon d'étoiles froides, de sorte que la méthode utilisée jusqu'ici ne peut pas être utilisée pour toutes les étoiles ayant une mesure de la parallaxe trigonométrique. Néanmoins, nous savons que la magnitude absolue dans la bande visuelle M_V peut être obtenue directement à partir de la magnitude apparente V d'une étoile si la parallaxe est connue ($M_V(\pi) = V + 5 \log \pi + 5$). La magnitude absolue peut aussi être calculée à partir des paramètres atmosphériques T_{eff} et $\log g$ obtenus par la photométrie et des séquences photométriques calculées par Bergeron et al. (1995c). À la figure 5.17, nous comparons la magnitude absolue dérivée à partir de ces deux méthodes pour les 52 étoiles étudiées dans la première partie de ce chapitre. La compatibilité entre les magnitudes absolues est excellente, ce qui implique que nous avons une compatibilité entre la magnitude absolue provenant des modèles utilisés et celle obtenue à partir de la parallaxe

trigonométrique et de V . Ceci ne remet pas en cause la pertinence de l'analyse précédente puisque la photométrie, combinée à la parallaxe trigonométrique, pouvait nous fournir des paramètres atmosphériques et stellaires de façon indépendante de la méthode spectroscopique. Il nous sera alors possible d'effectuer la comparaison entre la méthode spectroscopique (qui nous fournit la magnitude absolue en fonction de T_{eff} et $\log g$ spectroscopique) et la méthode de la parallaxe trigonométrique, avec $M_V(\pi)$, pour un plus grand échantillon d'étoiles dont plusieurs ont une température effective supérieure à 12,000 K.

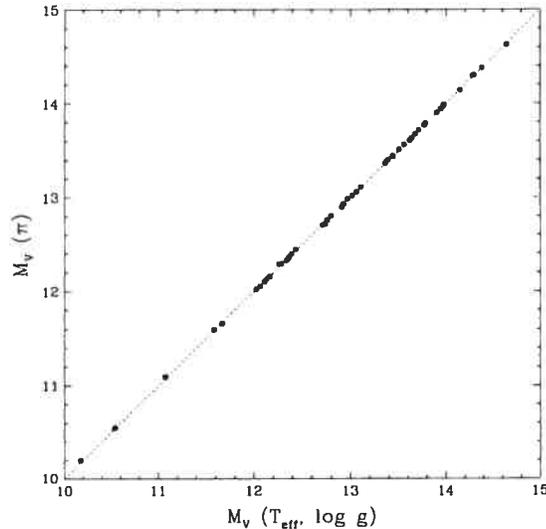


FIGURE 5.17 – Magnitude absolue dérivée à partir de la parallaxe trigonométrique en fonction de la magnitude absolue calculée à partir de la température effective et de la gravité de surface photométrique.

Parmi notre échantillon, 15 étoiles possèdent une mesure de parallaxe trigonométrique du YPC et du satellite Hipparcos. Nous effectuons la comparaison entre les mesures de parallaxes trigonométriques à la figure 5.18. Six objets présentent une incompatibilité entre les deux mesures de parallaxes (WD 0413–077, 0501+527, 1337+705, 1620–391, 1647+591 et 2253–081). Tout d'abord, la parallaxe du YPC pour WD 0413–077 serait erronée puisque la parallaxe d'*Hipparcos* est compatible avec la parallaxe trigonométrique non publiée du USNO (Conard Dahn, communication privée). WD 0501+527 (G191-B2B) possède une troisième mesure de parallaxe du USNO : $\pi = 21.9 \pm 2.6$ mas. Cette mesure est compatible avec celle du YPC mais ne l'est pas avec celle d'*Hipparcos* qui possède une erreur de 21%, ce qui nous amène à conclure que la mesure d'*Hipparcos* est mauvaise pour cette étoile. Pour ce qui est de WD 2253–081, nous suspectons que la parallaxe d'*Hipparcos* est erronée puisque la masse photométrique de cette étoile est compatible avec la masse spectroscopique lorsque la parallaxe du YPC est utilisée.

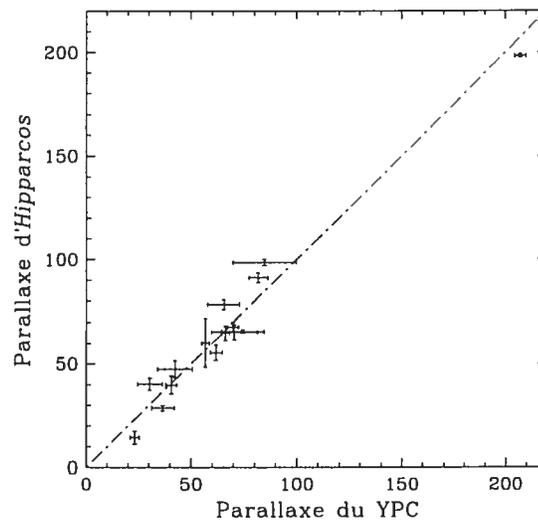


FIGURE 5.18 – Parallaxes trigonométriques (en millième de seconde d’arc) provenant d’*Hipparcos* en fonction de celles provenant du YPC.

5.2.2 Comparaison entre les magnitudes absolues M_V spectroscopiques avec celles calculées à partir de la parallaxe trigonométrique

Les valeurs de magnitudes absolues sont présentées dans le tableau 5.3. Nous avons à notre disposition 108 mesures de parallaxes trigonométriques indépendantes pour un total de 92 étoiles. Pour chacune de ces étoiles, nous y présentons le numéro d’identification WD, le nom de l’étoile, la (ou les) valeur de parallaxes trigonométriques π accompagnées des incertitudes entre parenthèses, la magnitude absolue M_V ainsi que la référence pour chacune des mesures de parallaxes. Nous y avons rajouté la magnitude absolue spectroscopique pour fin de comparaison. Les magnitudes absolues sont accompagnées des incertitudes entre parenthèses.

Nous présentons à la figure 5.19 les magnitudes absolues spectroscopiques en fonction de celles obtenues avec la parallaxe trigonométrique. La source de la mesure de parallaxes trigonométriques est indiquée pour chaque objet. Deux objets sont identifiés sur la figure : les deux systèmes binaires WD 0135–052 et 1824+040. Les symboles pleins et vides furent utilisés pour présenter respectivement une compatibilité et une incompatibilité entre les magnitudes absolues M_V , une compatibilité étant définie par $|M_V(\text{spec}) - M_V(\pi)| \leq \sigma_{M_V(\text{spec})} + \sigma_{M_V(\pi)}$. Tout d’abord, nous pouvons constater une plus grande dispersion des magnitudes reliées avec les parallaxes du YPC que celles reliées avec les parallaxes d’*Hipparcos*. Nous constatons aussi qu’en cas d’écart important entre les magnitudes absolues, les valeurs des magnitudes spectroscopiques sont généralement supérieures à celles obtenues avec la parallaxe trigonométrique.

Pour déterminer si ces incompatibilités sont reliées à des effets de températures, nous montrons à la figure 5.20 la différence entre les magnitudes absolues spectroscopiques et celles obtenues à partir de la parallaxe trigonométrique en fonction de la température effective spectroscopique. Nous avons divisé l’échantillon en trois parties. Tout d’abord, la figure supérieure

TABLEAU 5.3 – Comparaison entre les magnitudes absolues déterminées à partir de la parallaxe trigonométrique et les magnitudes absolues spectroscopiques

WD	Nom	π	$M_V(\pi)$	Réf.	$M_V(\text{spec})$
0009+501	G217-37	90.60 (3.70)	14.146 (0.089)	1	14.358 (0.10)
0011+000	G31-35	32.90 (4.80)	12.936 (0.319)	1	12.548 (0.10)
0030+444	G172-4	9.52 (1.63)	11.223 (0.375)	2	12.336 (0.09)
0033+016	G1-7	30.40 (4.00)	13.024 (0.287)	1	13.332 (0.11)
0101+048	G1-45	46.90 (3.80)	12.356 (0.176)	1	13.179 (0.10)
0126+101	G2-40	28.40 (3.10)	11.667 (0.238)	1	12.436 (0.09)
0133-116	Ross 548	14.90 (2.00)	10.026 (0.293)	1	11.646 (0.07)
0135-052	L870-2	81.00 (2.80)	12.402 (0.075)	1	13.148 (0.09)
0142+312	G72-31	28.20 (4.30)	12.031 (0.334)	1	12.874 (0.10)
0148+467	GD 279	63.08 (3.79)	11.439 (0.131)	2	11.347 (0.07)
0205+250	G35-29	30.00 (2.50)	10.616 (0.181)	1	10.569 (0.08)
0208+396	G74-7	59.80 (3.50)	13.394 (0.127)	1	13.552 (0.10)
0227+050	Feige 22	41.15 (4.96)	10.722 (0.263)	2	10.696 (0.07)
0243-026	LHS 1442	47.10 (5.00)	13.905 (0.231)	1	13.868 (0.10)
0257+080	LHS 5064	35.90 (3.50)	13.675 (0.212)	1	13.055 (0.09)
0310-688	LP 414-120	98.50 (1.46)	11.367 (0.032)	2	11.287 (0.08)
		84.90 (15.00)	11.045 (0.388)	1	11.287 (0.08)
0401+250	LP 357-134	37.00 (2.20)	11.651 (0.129)	1	11.617 (0.07)
0413-077	40 Eri B	198.24 (0.84)	11.006 (0.009)	2	10.943 (0.07)
		207.20 (2.70)	11.102 (0.028)	1	10.943 (0.07)
0453+418	GD 64	23.00 (2.60)	10.809 (0.247)	1	11.087 (0.07)
0501+527	G191-B2B	21.90 (2.60)	8.482 (0.259)	3	8.141 (0.09)
		23.30 (2.20)	8.617 (0.206)	1	8.141 (0.09)
		14.53 (3.06)	7.591 (0.464)	2	8.141 (0.09)
0612+177	L1244-26	27.70 (2.20)	10.602 (0.173)	1	10.192 (0.08)
0644+025	G108-26	54.20 (5.50)	14.380 (0.221)	1	14.357 (0.11)
0644+375	L1534-1	64.91 (3.37)	11.142 (0.113)	2	10.713 (0.08)
		66.30 (2.10)	11.188 (0.069)	1	10.713 (0.08)
0752+365	G90-28	29.50 (4.30)	13.439 (0.319)	1	13.073 (0.09)
0816+387	G111-71	25.20 (2.50)	13.517 (0.216)	1	13.279 (0.09)
0827+328	LHS 2022	44.90 (3.80)	13.991 (0.184)	1	14.233 (0.11)
0839-327	L532-81	112.70 (9.70)	12.160 (0.187)	1	12.290 (0.09)
0913+442	G116-16	34.60 (4.00)	13.065 (0.252)	1	13.041 (0.10)
0930+294	G117-25	31.20 (4.60)	13.451 (0.323)	1	13.816 (0.11)
0943+441	G116-52	29.20 (2.90)	10.627 (0.216)	1	10.942 (0.07)
0955+247	G49-33	40.90 (4.50)	13.119 (0.240)	1	13.122 (0.10)
1012+083.1	G43-38	34.50 (3.90)	13.719 (0.247)	1	14.074 (0.10)
1019+637	LP 62-147	61.20 (3.60)	13.634 (0.128)	1	14.100 (0.10)
1104+602	EG 75	22.80 (4.40)	10.580 (0.424)	1	10.920 (0.08)
1121+216	Ross 627	74.40 (2.80)	13.568 (0.082)	1	13.366 (0.09)
1124-293	ESO 439-80	16.40 (1.70)	11.094 (0.226)	4	12.574 (0.10)
1134+300	LB 10276	65.28 (3.61)	11.544 (0.120)	2	11.460 (0.09)
		70.60 (10.90)	11.714 (0.338)	1	11.460 (0.09)
1143+321	G148-7	31.60 (2.30)	11.148 (0.158)	1	11.155 (0.07)
1147+255	LP 375-51	19.50 (2.90)	12.110 (0.325)	1	12.314 (0.09)
1236-495	LTT 4816	61.00 (9.40)	12.727 (0.337)	1	13.019 (0.10)
1257+278	G149-28	28.90 (4.10)	12.714 (0.310)	1	13.249 (0.10)
1327-083	BD -07 3632	55.50 (3.77)	11.031 (0.148)	2	11.199 (0.07)
		61.80 (2.80)	11.265 (0.098)	1	11.199 (0.07)
1337+705	G238-44	40.33 (2.89)	10.818 (0.156)	2	10.617 (0.08)
		30.50 (5.90)	10.211 (0.425)	1	10.617 (0.08)
1344+106	LHS 2800	49.90 (3.60)	13.611 (0.157)	1	13.629 (0.10)

WD	Nom	π	$M_V(\pi)$	Réf.	$M_V(\text{spec})$
1408+323	L1484-18	25.30 (2.80)	10.986 (0.241)	1	10.796 (0.07)
1418-088	G124-26	24.60 (3.80)	12.335 (0.338)	1	13.026 (0.09)
1455+298	LHS 3007	28.90 (4.10)	12.904 (0.310)	1	13.295 (0.09)
1544-377	L481-60	65.60 (0.77)	12.055 (0.025)	2	12.156 (0.09)
		74.60 (10.10)	12.334 (0.296)	1	12.156 (0.09)
1559+369	Ross 808	30.20 (3.30)	11.760 (0.238)	1	11.953 (0.08)
1606+422	Case 2	22.20 (3.50)	10.582 (0.345)	1	11.261 (0.07)
1609+135	G138-8	54.50 (4.70)	13.792 (0.188)	1	13.459 (0.11)
1620-391	CD -38 10980	78.40 (2.40)	10.482 (0.066)	2	10.504 (0.08)
		65.50 (7.60)	10.091 (0.253)	1	10.504 (0.08)
1625+093	G138-31	42.80 (3.70)	14.297 (0.188)	1	14.243 (0.10)
1633+433	G180-63	66.20 (3.00)	13.944 (0.098)	1	13.830 (0.10)
1635+137	G138-47	25.50 (4.60)	13.973 (0.396)	1	13.529 (0.09)
1637+335	L1491-27	35.00 (3.20)	12.370 (0.199)	1	12.417 (0.10)
1647+591	DN Dra	91.13 (2.33)	12.038 (0.056)	2	12.101 (0.08)
		81.90 (4.60)	11.806 (0.122)	1	12.101 (0.08)
1655+215	G169-34	43.00 (3.10)	12.297 (0.157)	1	12.711 (0.10)
1713+695	G240-051	36.10 (4.00)	11.048 (0.242)	1	11.014 (0.07)
1716+020	G19-20	28.10 (2.60)	11.604 (0.201)	1	11.134 (0.07)
1736+052	G140-2	23.40 (3.90)	12.766 (0.365)	1	12.945 (0.10)
1756+827	LP 9-231	63.90 (2.90)	13.368 (0.099)	1	13.435 (0.09)
1824+040	Ross 137	18.20 (2.30)	10.190 (0.276)	1	11.123 (0.07)
1826-045	L993-18	34.90 (3.80)	12.294 (0.237)	1	12.695 (0.10)
1840-111	L849-15	34.90 (5.10)	11.894 (0.320)	1	12.466 (0.10)
1840+042	GD 215	40.20 (3.40)	12.811 (0.184)	1	13.131 (0.10)
1855+338	G207-9	30.50 (4.40)	12.061 (0.315)	1	12.203 (0.09)
1919+145	BPM 94172	50.50 (5.50)	11.526 (0.237)	1	11.402 (0.08)
1935+276	PY Vul	55.70 (2.90)	11.699 (0.113)	1	11.712 (0.07)
1936+327	BPM 94484	28.70 (2.40)	10.889 (0.182)	1	10.464 (0.08)
1943+163	G142-50	23.70 (2.70)	10.864 (0.248)	1	10.595 (0.07)
1950+250	PT Vul	26.30 (3.20)	12.230 (0.266)	1	11.789 (0.08)
1953-011	L997-21	87.80 (2.90)	13.407 (0.072)	1	13.541 (0.10)
2007-303	LTT 7987	65.06 (3.85)	11.247 (0.129)	2	11.151 (0.07)
2032+248	G186-31	67.65 (2.32)	10.671 (0.074)	2	10.588 (0.07)
		69.90 (2.70)	10.742 (0.084)	1	10.588 (0.07)
2039-202	L711-10	42.40 (8.40)	10.467 (0.436)	1	10.702 (0.07)
		47.39 (4.04)	10.708 (0.186)	2	10.702 (0.07)
2059+190	G144-51	26.10 (4.40)	13.443 (0.370)	1	14.218 (0.10)
2105-820	L24-52	58.60 (8.80)	12.449 (0.329)	1	12.392 (0.09)
2111+261	G187-32	31.40 (3.70)	12.165 (0.257)	1	13.199 (0.10)
2117+539	G231-40	50.70 (7.40)	10.855 (0.319)	1	11.052 (0.07)
2124+550	Ross 198	27.80 (3.00)	11.970 (0.235)	1	11.981 (0.08)
2126+734	G261-43	47.10 (2.40)	11.145 (0.111)	1	10.987 (0.07)
2136+229	G126-18	23.80 (3.10)	12.133 (0.284)	1	12.218 (0.09)
2136+828	G261-45	38.40 (4.50)	10.942 (0.256)	1	10.736 (0.07)
2149+021	G93-48	39.84 (4.47)	10.732 (0.245)	2	10.880 (0.07)
		40.80 (2.50)	10.783 (0.133)	1	10.880 (0.07)
2207+142	G18-34	39.20 (4.40)	13.566 (0.245)	1	13.370 (0.10)
2246+223	G67-23	52.50 (4.10)	12.991 (0.170)	1	13.354 (0.11)
2253-081	G156-64	36.70 (5.30)	14.303 (0.316)	1	13.888 (0.10)
		28.72 (1.30)	13.771 (0.098)	2	13.888 (0.10)
2326+049	G29-38	73.40 (4.00)	12.358 (0.118)	1	11.915 (0.08)

WD	Nom	π	$M_V(\pi)$	Réf.	$M_V(\text{spec})$
2341+322	L1512-34B	60.11 (11.58)	11.815 (0.424)	2	11.452 (0.07)
		56.80 (1.80)	11.692 (0.069)	1	11.452 (0.07)
2349-031	LHS 4033	33.90 (0.60)	14.631 (0.038)	3	14.756 (0.12)

NOTE - (1) Parallaxes provenant du *Yale Parallax Catalog*; (2) Parallaxes provenant du satellite *Hipparcos*; (3) Parallaxes provenant du *United States Naval Observatory*; (4) Ruiz (2005, communication privée).

contient les deux mesures de parallaxes du USNO et celle de Ruiz (2005, communication privée). Au centre, nous retrouvons les mesures prises par le satellite *Hipparcos* et dans la figure inférieure, celles du YPC. Les deux objets identifiés sur la figure 5.19 sont à nouveau identifiés ici. D'autres étoiles dans cette figure sont aussi identifiées. Nous utilisons à nouveau un cercle plein et vide pour représenter une compatibilité et une incompatibilité entre les magnitudes absolues. Nous constatons à nouveau une plus grande dispersion pour les valeurs reliées avec les parallaxes du YPC que celles reliées avec les parallaxes d'*Hipparcos*, mais davantage pour les étoiles ayant une température effective inférieure à 12,000 K.

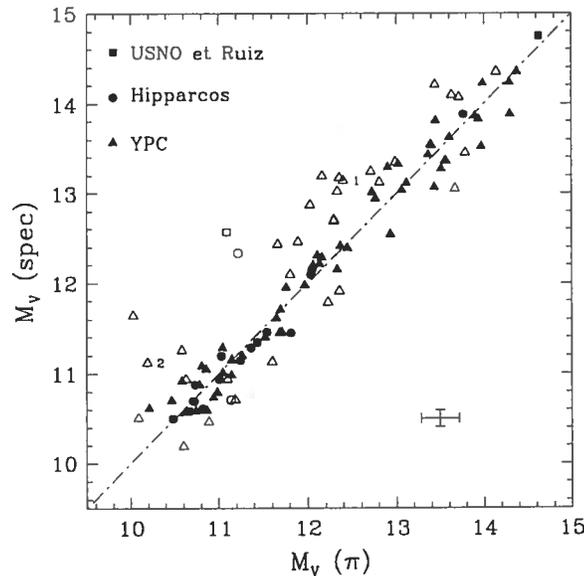


FIGURE 5.19 – Magnitudes absolues spectroscopiques en fonction de celles obtenues avec la parallaxe trigonométrique. La croix dans le coin inférieur droit représente l'erreur moyenne sur la magnitude absolue dérivée à partir de la parallaxe trigonométrique et de V (0.218) ainsi que l'erreur moyenne sur la magnitude absolue spectroscopique (0.092). Les indices correspondent aux étoiles (1) WD 0135-052 et (2) 1824+040.

Nous avons un total de 38 étoiles présentant une incompatibilité entre les magnitudes absolues déterminées. Parmi les étoiles présentant une incompatibilité, celles ayant une magnitude spectroscopique supérieure à celles dérivées à partir de la parallaxe peuvent être expliquées par la présence d'un système binaire non résolu ou par la présence d'hélium dans l'atmosphère des

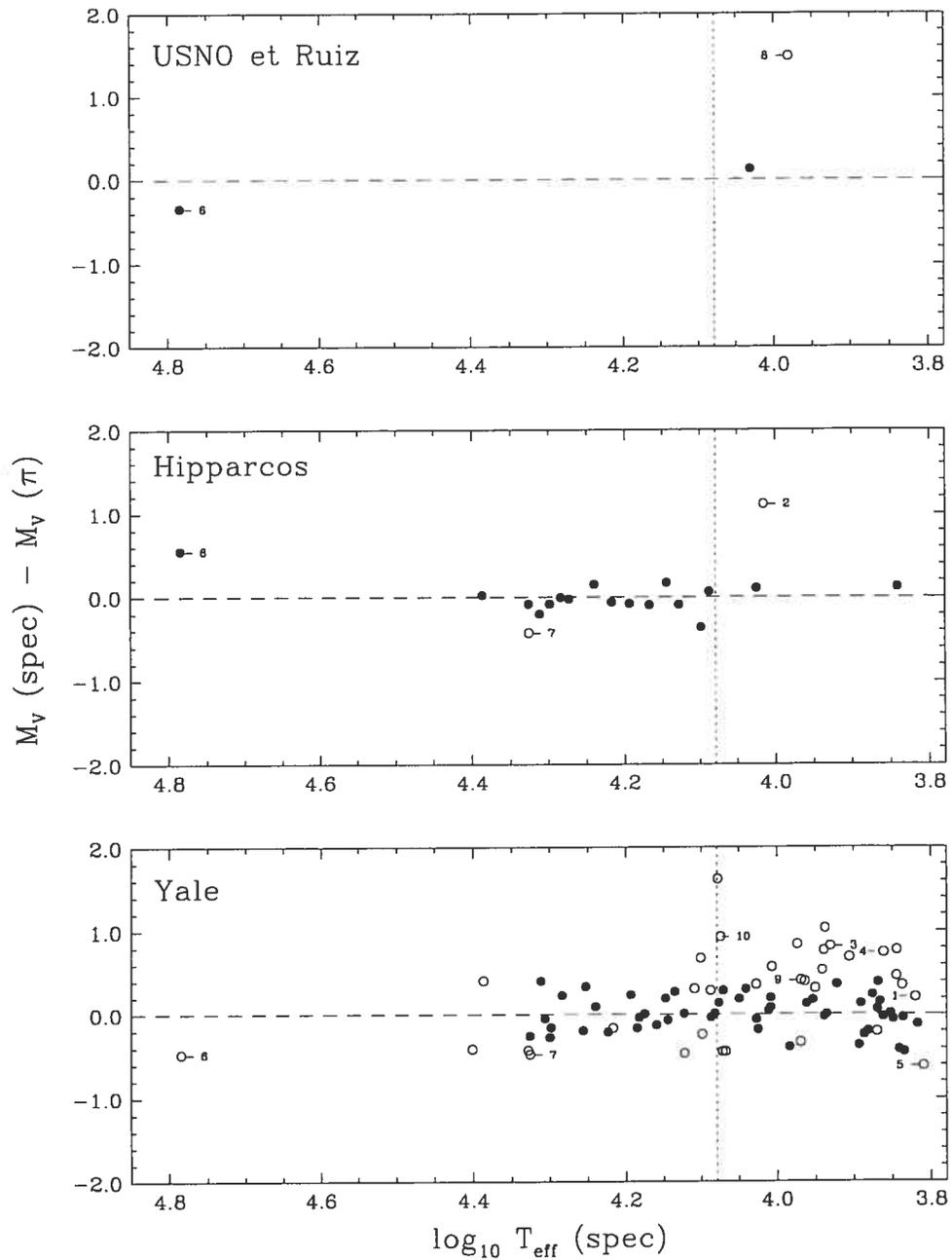


FIGURE 5.20 – Différence entre les magnitudes absolues spectroscopiques et celles obtenues avec la parallaxe trigonométrique en fonction du logarithme de la température effective spectroscopique, selon les différentes sources. Les indices correspondent aux étoiles (1) WD 0009+501, (2) 0030+444, (3) 0101+048, (4) 0135–052, (5) 0257+080, (6) 0501+527, (7) 0644+375, (8) 1124–293, (9) 1655+215 et (10) 1824+040.

étoiles. Nous avons vu précédemment que si nous avons deux étoiles non résolues, nous aurions alors l'impression d'observer une seule étoile plus lumineuse alors que le spectre visuel pourrait présenter un spectre tout à fait normal. Dans ce cas, nous aurons une magnitude absolue

dérivée à partir de la parallaxe trigonométrique inférieure à la magnitude absolue spectroscopique. Parmi les étoiles présentées dans notre figure, deux étoiles sont connues comme étant des systèmes binaires : WD 0135–052 et WD 1824+040. D'autres étoiles de notre échantillon sont suspectées d'être constituées d'un système binaire. Maxted et al. (2000) purent mesurer une variation de la vitesse radiale de la naine blanche WD 0101+048 d'une période de 6.539 jours et tout comme les deux systèmes binaires précédents, celle-ci possède $M_V(\text{spec}) > M_V(\pi)$. D'autres étoiles, suspectées par Bergeron et al. (2001) à partir d'une analyse similaire, ont effectivement une magnitude absolue spectroscopique supérieure à celle dérivée à partir de la parallaxe trigonométrique, ce qui est le cas de l'étoile WD 1124–293 qui présente une incompatibilité importante entre les magnitudes calculées.

Pour les étoiles ayant une température effective sous 12,000 K, la présence d'hélium dans l'atmosphère des naines blanches pourrait aussi expliquer une magnitude absolue spectroscopique supérieure à celle déterminée à partir de la parallaxe trigonométrique. Nous prenons l'exemple de la naine blanche WD 1655+215, pour laquelle nous avons déterminé une abondance d'hélium $\log N(\text{He})/N(\text{H}) = -0.26$. La magnitude absolue spectroscopique de cette étoile est plus élevée (donc moins lumineuse) que la magnitude absolue dérivée à l'aide de la parallaxe trigonométrique. Cette situation se reproduit pour WD 0009+501, une naine blanche pour laquelle nous avons déterminé une abondance d'hélium $\log N(\text{He})/N(\text{H}) = -0.96$.

L'étoile WD 0030+444 présente une incompatibilité importante entre la magnitude absolue provenant de la parallaxe trigonométrique et la magnitude absolue spectroscopique. Puisque l'erreur sur la mesure d'*Hipparcos* est élevé (17%) et que la parallaxe est très faible, nous suspectons que la mesure est erronée.

Finalement, l'étoile WD 0644+375 présente deux mesures compatibles de parallaxes trigonométriques : une du YPC et l'autre d'*Hipparcos* (respectivement 66.30 ± 2.10 et 64.91 ± 3.37 mas). En plus du spectre visuel utilisé dans le cadre de cette étude, nous avons à notre disposition trois autres spectres indépendants et ceux-ci nous présentent des paramètres atmosphériques compatibles. Dans tous les cas, nous obtenons toujours une magnitude absolue spectroscopique inférieure à celle dérivée à partir de la parallaxe trigonométrique. Une explication proposée pour cette incompatibilité observée est donnée par Panei et al. (2000) et Provencal et al. (1998) : le coeur de la naine blanche WD 0644+375 serait plus lourd qu'un coeur de carbone et d'oxygène (comme nous l'utilisons dans nos séquences évolutives). Cette idée est compatible avec le fait que cette étoile est du côté massif de la distribution de masse spectroscopique présentée au chapitre 4.

Ceci complète l'analyse et la présentation des résultats portant sur la méthode de la parallaxe trigonométrique. Dans le prochain chapitre, nous discuterons de l'utilisation du décalage vers le rouge gravitationnel.

Chapitre 6

Méthode du décalage vers le rouge gravitationnel

Dans ce chapitre, nous allons tout d'abord expliquer comment nous pouvons obtenir la masse d'une naine blanche à partir du décalage vers le rouge gravitationnel (section 6.1). Dans la section suivante, nous allons présenter les résultats obtenus pour ensuite effectuer la comparaison entre les masses déterminées par la méthode spectroscopique avec celles obtenues à partir du décalage vers le rouge (section 6.2).

6.1 Description de la méthode du décalage vers le rouge gravitationnel

Le décalage vers le rouge gravitationnel est une manifestation directe et observationnelle du principe d'équivalence de la théorie de la relativité générale, c'est-à-dire qu'un champ gravitationnel sera équivalent à l'effet d'une accélération uniforme. En effet, lorsqu'un photon est émis d'une naine blanche, il perd une certaine quantité d'énergie pour sortir du champ gravitationnel, ce qui augmente la longueur d'onde de ce photon et produit un décalage vers le rouge de tout le spectre d'émission. La perte d'énergie E d'un photon sera donnée par

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{\Phi}{c^2} = \frac{GM}{Rc^2} = z \quad (6.1)$$

où Φ est le potentiel gravitationnel à la surface de la naine blanche de masse M et de rayon R . G est la constante gravitationnelle qui est égale à 6.670×10^{-8} dyn cm² g⁻² alors que c est la vitesse de la lumière et est de 2.997925×10^{10} cm s⁻¹. La mesure du décalage vers le rouge gravitationnel nous sera donnée en multipliant l'équation 6.1 par c :

$$v_{\text{GR}} = cz = \frac{GM}{Rc} \text{ (km s}^{-1}\text{)}. \quad (6.2)$$

où v_{GR} désigne le décalage vers le rouge (GR signifiant *gravitational redshift*). Nous pouvons

constater que le décalage vers le rouge est directement proportionnel au rapport M/R . C'est la raison pour laquelle il est possible de mesurer et d'utiliser cet effet pour évaluer la masse des naines blanches uniquement, le rapport M/R étant trop faible pour les autres étoiles.

Pour utiliser la mesure du décalage vers le rouge gravitationnel, nous devons séparer le décalage spectral de la naine blanche causé par l'effet Doppler dû à sa vitesse radiale du décalage vers le rouge gravitationnel. Pour ce faire, la naine blanche doit se trouver dans un système binaire, dans un amas ou encore dans un système d'étoiles ayant un même mouvement propre. Il nous sera alors possible de soustraire la vitesse systémique du décalage spectral total de la naine blanche.

Nous utiliserons le décalage vers le rouge gravitationnel ainsi que la température effective spectroscopique pour déterminer numériquement la masse de la naine blanche. Nous allons utiliser les séquences évolutives décrites dans le chapitre 3 pour déterminer cette masse à partir de l'équation 6.2 puisque ces séquences nous fournissent le rapport M/R pour une température effective et une masse donnée.

6.2 Comparaison entre les masses spectroscopiques et celles obtenues à partir du décalage vers le rouge gravitationnel

Nous présentons les masses obtenues dans le tableau 6.1 pour chacune des 49 étoiles de notre échantillon ayant au moins une mesure de v_{GR} , pour un total de 94 valeurs indépendantes. Nous y trouvons le numéro d'identification WD, le nom de l'étoile, la température effective spectroscopique T_{eff} , la valeur du décalage vers le rouge gravitationnel utilisée, la masse résultante et la masse spectroscopique pour fin de comparaison. Les incertitudes sur les mesures sont données entre parenthèses et nous avons ajouté la source de la mesure pour chaque décalage vers le rouge.

Certaines étoiles ayant plusieurs mesures de v_{GR} présentent une incompatibilité entre les mesures. C'est le cas de l'étoile WD 0642–285 pour laquelle nous avons une mesure de $24.9 \pm 0.9 \text{ km s}^{-1}$ selon Reid (1996) alors que Silvestri et al. (2001) ont obtenu $58.3 \pm 1.9 \text{ km s}^{-1}$. Cette situation se produit aussi pour l'étoile WD 1555–089 ayant une mesure du décalage vers le rouge de Silvestri et al. (2001) de $36.0 \pm 5.0 \text{ km s}^{-1}$ alors que la mesure de Wegner & Reid (1991) nous donne une valeur supérieure de façon significative, $49.1 \pm 4.2 \text{ km s}^{-1}$.

Afin d'illustrer les incompatibilités observées entre les différentes mesures de décalage vers le rouge gravitationnel, nous présentons à la figure 6.1 la comparaison pour les étoiles ayant des mesures multiples. Nous présentons en cercles pleins les mesures de Silvestri et al. (2001) v'_{GR} en fonction de celles d'autres sources v_{GR} . Nous présentons aussi en cercles vides les mesures de Reid (1996) v'_{GR} en fonction de celles d'autres sources v_{GR} . Une comparaison similaire a été effectuée par Bergeron et al. (1995a) pour les mesures de Wegner & Reid (1991). Bergeron et al. avaient alors soulevé que les mesures de décalage vers le rouge de l'échantillon de Wegner &

TABLEAU 6.1 – Paramètres atmosphériques des étoiles avec des mesures du décalage vers le rouge gravitationnel

WD	Nom	T_{eff} (K)	v_{GR} (km s $^{-1}$)	M_{GR}/M_{\odot}	$M_{\text{SP}}/M_{\odot}^a$	Réf.
0030+444	G172-4	10359	29.1 (4.0)	0.593 (0.082)	0.722	1
0148+641	G244-36	8932	49.7 (0.7)	0.800 (0.011)	0.811	2
			36.0 (1.3)	0.670 (0.024)		1
0220+222	G94-B5B	15622	70.0 (6.0)	0.954 (0.082)	0.589	3
			83.0 (1.5)	1.025 (0.019)		1
0326-273	L587-77A	9275	36.1 (3.2)	0.671 (0.060)	0.515	4
0349+247	LB 1497	31941	84.0 (9.0)	1.043 (0.112)	1.082	5
0352+096	HZ 4	14037	33.3 (3.8)	0.649 (0.074)	0.745	6
			42.2 (1.2)	0.740 (0.021)		1
0406+169	LP 414-101	15036	48.7 (4.5)	0.800 (0.074)	0.772	6
			48.7 (6.0)	0.800 (0.099)		1
0413-077	40 Eri B	16469	23.9 (3.0)	0.538 (0.068)	0.566	7
			25.8 (1.4)	0.563 (0.031)		1
			26.5 (1.5)	0.572 (0.032)		8
0421+162	LP 415-46	19177	36.1 (3.4)	0.686 (0.065)	0.672	6
			36.6 (1.5)	0.692 (0.028)		1
0425+168	EG 37	23952	30.9 (2.5)	0.637 (0.052)	0.725	6
			35.4 (1.0)	0.686 (0.019)		1
			35.7 (3.8)	0.689 (0.073)		3
0431+125	HZ 7	21252	34.2 (1.4)	0.669 (0.027)	0.695	1
			35.6 (7.3)	0.684 (0.140)		6
0438+108	HZ 14	26587	21.8 (6.4)	0.530 (0.155)	0.745	6
			29.7 (5.8)	0.628 (0.123)		3
			32.0 (3.5)	0.653 (0.071)		1
0501+527	G191-B2B	60949	19.0 (4.0)	0.569 (0.120)	0.549	9
0642-285	LP 895-41	9503	58.3 (1.9)	0.869 (0.028)	0.746	2
			24.9 (0.9)	0.538 (0.019)		1
0726+392	LP 207-7	13622	21.5 (2.9)	0.500 (0.067)	0.422	1
0810+234	GD 295	15646	34.5 (1.3)	0.664 (0.025)	0.565	1
			38.0 (7.0)	0.701 (0.129)		3
0816+387	G111-71	7697	34.0 (11.0)	0.646 (0.209)	0.642	3
0906+296	LP 313-16	20139	23.7 (1.0)	0.542 (0.023)	0.546	1
0913+442	G116-16	8670	113.9 (2.0)	1.144 (0.020)	0.742	1
			83.0 (12.0)	1.019 (0.147)		3
0921+354	G117-B15A	11600	24.2 (0.8)	0.533 (0.018)	0.605	1
			29.0 (6.0)	0.595 (0.123)		3
1105-048	L970-30	14862	19.7 (3.0)	0.476 (0.073)	0.506	7
			20.1 (3.2)	0.482 (0.077)		4
			23.8 (5.1)	0.534 (0.114)		2
1143+321	G148-7	14968	27.0 (3.0)	0.576 (0.064)	0.577	7
			30.8 (1.2)	0.622 (0.024)		1
1147+255	LP 375-51	10189	100.0 (6.0)	1.095 (0.066)	0.691	3
1211+392	LP 216-74	18252	23.7 (2.3)	0.539 (0.052)	0.521	2
1240+754	LP 20-406	18500	25.6 (4.0)	0.564 (0.088)	0.553	1
1244+149	G61-17	10677	27.0 (3.0)	0.568 (0.063)	0.638	3
1304+227	LP 378-537	11137	9.1 (2.8)	0.291 (0.090)	0.837	2
1327-083	BD -07 3632	13946	21.8 (4.4)	0.505 (0.102)	0.541	2
			24.9 (3.0)	0.547 (0.066)		7
			24.9 (3.2)	0.547 (0.070)		4
1334-160	L762-21	18645	45.0 (2.2)	0.772 (0.038)	0.793	2

WD	Nom	T_{eff} (K)	v_{GR} (km s $^{-1}$)	M_{GR}/M_{\odot}	$M_{\text{SP}}/M_{\odot}^{\text{a}}$	Réf.
			51.2 (12.0)	0.825 (0.193)		4
			55.0 (9.0)	0.855 (0.140)		3
1348-273	L619-50	10004	23.3 (5.0)	0.517 (0.111)	0.715	4
			27.0 (8.2)	0.566 (0.172)		2
1354+340	BD +34 2473	13791	17.8 (4.1)	0.446 (0.103)	0.560	2
			22.0 (3.0)	0.507 (0.069)		3
1510+566	G201-39	9222	31.5 (0.8)	0.620 (0.016)	0.670	1
1544-377	L481-60	10587	27.9 (3.2)	0.579 (0.066)	0.678	4
			27.3 (0.7)	0.572 (0.015)		2
1555-089	G152-B4B	13987	36.0 (5.0)	0.678 (0.094)	0.526	3
			49.1 (4.2)	0.802 (0.069)		2
1620-391	CD -38 10980	24349	33.9 (0.4)	0.671 (0.008)	0.687	2
			37.9 (2.0)	0.712 (0.038)		4
1706+332	G181-B5B	12477	26.0 (8.0)	0.558 (0.172)	0.620	3
			29.0 (0.8)	0.596 (0.016)		1
1716+020	G19-20	13248	20.4 (3.0)	0.483 (0.071)	0.487	7
			22.0 (6.0)	0.506 (0.138)		4
			28.3 (0.9)	0.589 (0.019)		1
			30.9 (5.0)	0.620 (0.100)		2
1743-132	G154-B5B	12438	22.6 (2.1)	0.513 (0.048)	0.554	1
			24.5 (3.0)	0.539 (0.066)		7
			27.4 (1.1)	0.576 (0.023)		2
1911+135	G142-B2A	13195	22.4 (2.5)	0.512 (0.057)	0.512	2
			27.4 (3.0)	0.578 (0.063)		7
			29.7 (2.0)	0.606 (0.041)		1
			44.0 (4.0)	0.756 (0.069)		3
1932-136	L852-37	16594	17.0 (1.5)	0.440 (0.039)	0.503	1
2044-043	LP 696-4	10352	19.0 (8.0)	0.456 (0.192)	0.682	3
			22.2 (7.6)	0.503 (0.172)		2
2048+809	LP 25-436	8366	23.8 (2.4)	0.521 (0.053)	0.760	2
			33.0 (1.9)	0.636 (0.037)		1
			35.0 (5.0)	0.658 (0.094)		3
2051+095	LP 516-13	14889	10.7 (0.3)	0.331 (0.009)	0.508	2
2253-081	G156-64	6933	27.0 (4.0)	0.560 (0.083)	0.721	3
			34.1 (2.5)	0.645 (0.047)		1
			45.1 (0.3)	0.757 (0.005)		2
2258+406	G216-B14B	9972	55.0 (6.0)	0.845 (0.092)	0.824	3
			29.1 (5.1)	0.593 (0.104)		1
2341-164	G273-B15B	13341	26.9 (0.9)	0.571 (0.019)	0.558	1
2341+322	L1512-34B	12552	29.8 (1.3)	0.606 (0.026)	0.569	1
			33.4 (1.2)	0.648 (0.023)		2
2350-083	G273-B1B	18401	31.0 (3.0)	0.629 (0.061)	0.554	3
2351-335	LP 936-13	8841	27.0 (3.0)	0.564 (0.063)	0.767	3
			31.2 (7.4)	0.616 (0.146)		2

^a L'incertitude sur la masse spectroscopique est de 0.03 M_{\odot} .

NOTE - Références pour les décalages vers le rouge gravitationnels : (1) Reid (1996); (2) Silvestri et al. (2001); (3) Wegner & Reid (1991); (4) Koester (1987); (5) Wegner et al. (1991); (6) Wegner et al. (1989); (7) Wegner & Reid (1987); (8) Koester & Weidemann (1991); (9) Reid & Wegner (1988).

Reid (1991) étaient soumises à de plus grandes erreurs que celles d'études précédentes. Nous ne pouvons identifier d'erreurs systématiques dans les données de Silvestri et al. ou celles de Reid à partir de la figure 6.1 et nous ne pouvons pas tirer de conclusions individuelles sur

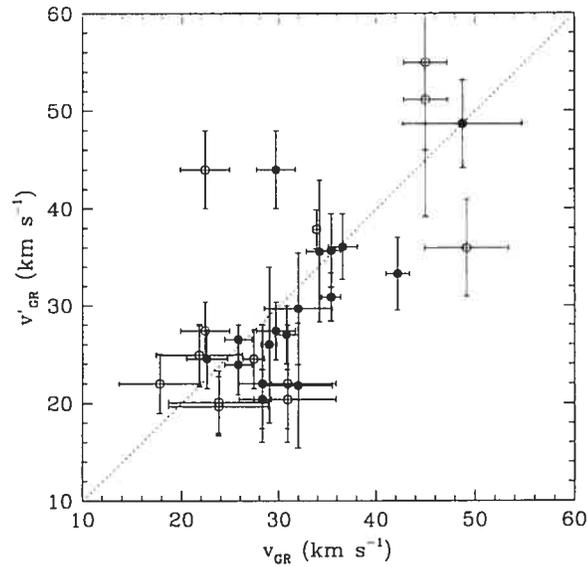


FIGURE 6.1 – Comparaison entre le décalage vers le rouge gravitationnel pour certaines étoiles avec plusieurs mesures.

les incompatibilités observées. Cette situation n'est pas surprenante car les mesures de v_{GR} reposent sur des associations entre une naine blanche avec un compagnon et ces associations seraient plutôt fortuites.

La figure 6.2 montre la comparaison entre les masses spectroscopiques M_{SP} et les masses dérivées à partir du décalage vers le rouge gravitationnel M_{GR} . Les carrés désignent les étoiles suspectées d'être des systèmes doubles apparents (voir ci-dessous) alors que les cercles pleins démontrent une compatibilité entre les masses, et les cercles vides correspondent à une incompatibilité, une compatibilité étant définie par $|M_{SP} - M_{GR}| \leq \sigma_{M_{SP}} + \sigma_{M_{GR}}$. Nous pouvons constater que peu d'étoiles ont une masse inférieure à $0.48 M_{\odot}$ selon les deux méthodes pour ce sous-échantillon. Cependant, à la figure 6.2, deux étoiles présentent une masse dérivée à partir du décalage vers le rouge gravitationnel inférieure à $0.4 M_{\odot}$: il s'agit de WD 1304+227 et de 2051+095. Nous discuterons de ces deux étoiles plus tard.

Parmi les étoiles de notre échantillon ayant une mesure de v_{GR} , certaines sont suspectées par Wegner & Reid (1991) et Reid (1996) de faire partie d'un système double apparent, ce qui rend invalide la mesure de v_{GR} . Wegner & Reid ont suspecté les étoiles WD 1932–136 et 2341+322 de faire partie d'un système double apparent car les vitesses radiales mesurées de la naine blanche et du compagnon non dégénéré étaient trop discordantes. Reid suspecta pour sa part que les étoiles WD 0220+222, 0810+234, 0913+442 et 1147+255 soient des systèmes doubles apparents pour les raisons suivantes. Tout d'abord, pour WD 0220+222, il observa une incompatibilité entre la masse spectroscopique et celle dérivée à partir du décalage vers le rouge gravitationnel. Ensuite, Reid obtint une incompatibilité entre la magnitude absolue déterminée à partir de la distance avec la température effective pour WD 0810+234

et 0913+442. Finalement, il obtint une mesure négative de décalage vers le rouge gravitationnel pour WD 1147+255. Même si les mesures de ν_{GR} sont invalides pour ces étoiles, nous avons néanmoins calculé des masses dans le cadre de notre étude à l'aide du décalage vers le rouge gravitationnel pour chacune de ces étoiles. Cependant, elles seront éventuellement exclues de notre analyse.

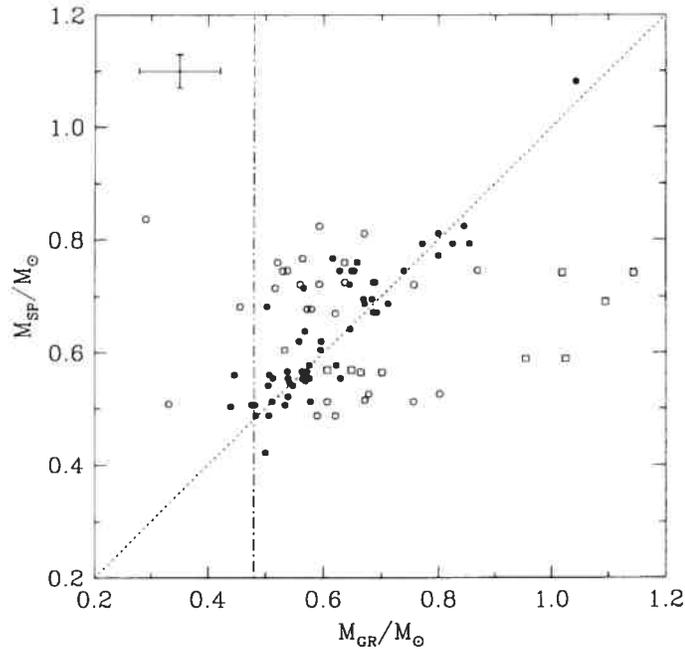


FIGURE 6.2 – Masse spectroscopique en fonction de la masse dérivée à partir du décalage vers le rouge gravitationnel. La croix dans le coin supérieur gauche nous donne une indication de l'incertitude moyenne sur les masses spectroscopiques ($0.030 M_{\odot}$) et dérivées à partir du décalage vers le rouge gravitationnel ($0.071 M_{\odot}$) alors que la ligne pointillée verticale correspond à une masse de $0.48 M_{\odot}$.

Pour déterminer si les incompatibilités à la figure 6.2 sont reliées à des effets de températures, nous montrons à la figure 6.3 la différence entre la masse spectroscopique et la masse dérivée à partir du décalage vers le rouge gravitationnel, en fonction de la température effective spectroscopique pour chacune de nos sources de mesure. Une fois de plus, nous utilisons des cercles pleins et vides pour désigner respectivement une compatibilité et une incompatibilité entre les masses ainsi qu'un carré pour désigner les étoiles suspectées d'être des systèmes doubles apparents. Certaines étoiles sont identifiées à la figure 6.3 et seront discutées plus tard.

Certaines incompatibilités présentées à la figure 6.3 peuvent être expliquées par la présence d'hélium dans l'atmosphère des naines blanches ayant une température effective inférieure à 12,000 K. Alors que la masse spectroscopique devient surévaluée lorsqu'on suppose une composition d'hydrogène pure, la mesure du décalage vers le rouge gravitationnel n'est pas affectée puisque seulement la position des raies est mesurée, et non leur profil. Cette situation pourrait expliquer pourquoi certaines étoiles auraient $M_{SP} > M_{GR}$ à basse température.

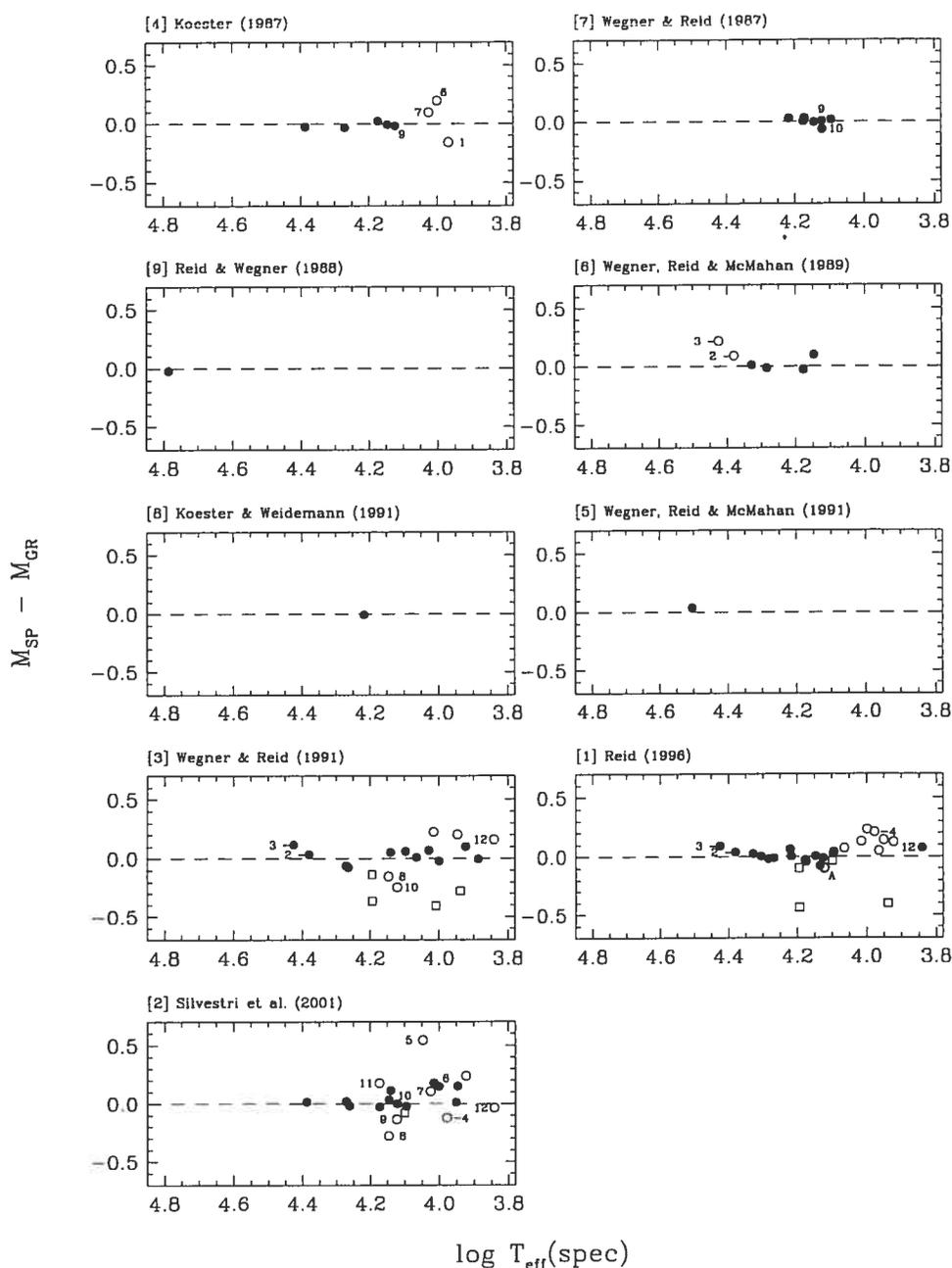


FIGURE 6.3 – Différence entre la masse spectroscopique et la masse dérivée à partir du décalage vers le rouge gravitationnel pour chacune de nos sources de mesures de décalage vers le rouge en fonction de la température effective spectroscopique. Les indices correspondent aux étoiles (1) WD 0326–273, (2) 0425–168, (3) 0438+108, (4) 0642–285, (5) 1304+227, (6) 1348–273, (7) 1544–377, (8) 1555–089, (9) 1716+020, (10) 1911+135, (11) 2051+095 et (12) 2253–081. L’indice (A) correspond aux étoiles superposées WD 1716+020 et 1911+135.

Maintenant, nous allons nous concentrer sur chacune des études et sur les objets présentant une incompatibilité. Tout d’abord, nous pourrions conclure à la présence d’hélium pour les

étoiles WD 1348–273 et 1544–377 de l'étude de Koester (1987) puisque celles-ci présentent des masses spectroscopiques supérieures à celles dérivées à partir de v_{GR} . Une autre étoile faisant partie de cette étude présente une incompatibilité : l'étoile WD 0327–273. Cette étoile fut observée par Wegner & Reid (1991) et ces derniers conclurent que cette étoile faisait partie d'un système double apparent car la mesure de v_{GR} obtenue était négative.

L'étude de Wegner et al. (1989) présente seulement deux étoiles ayant une incompatibilité entre les masses dérivées : WD 0425+168 et 0438+108. Cependant, ces étoiles ont été réobservées par Wegner & Reid (1991) et Reid (1996). Les masses dérivées à partir de leurs mesures sont compatibles avec leur masse spectroscopique respective. Nous devons donc conclure à une mauvaise mesure de v_{GR} par Wegner et al. (1989) pour ces deux étoiles.

Trois étoiles méritent une attention particulière dans l'étude de Wegner & Reid (1991). Tout d'abord, l'étoile WD 1555–089 possède deux mesures de v_{GR} , la deuxième provenant de Silvestri et al. (2001). Les deux mesures sont incompatibles entre elles et avec la masse spectroscopique dérivée pour cette étoile. Nous en venons à la conclusion que WD 1555–089 fait probablement partie d'un système double apparent. L'étoile WD 1911+135 possède trois mesures de v_{GR} en plus de celle de Wegner & Reid (1991). Les mesures de Wegner & Reid (1987), Reid (1996) et Silvestri et al. (2001) (respectivement 27.4 ± 3.0 , 29.7 ± 2.0 et 22.4 ± 2.5 km s⁻¹) sont compatibles entre elles alors que la mesure de Wegner & Reid (1991) (44.0 ± 4.0 km s⁻¹) est incompatible. Nous en concluons que la mesure de Wegner & Reid (1991) est erronée. Finalement, l'étoile WD 2253–081 présente trois mesures de décalage vers le rouge qui augmentent avec l'année de la mesure : 27.0 ± 4.0 de Wegner & Reid (1991), 34.1 ± 2.5 de Reid (1996) et 45.1 ± 0.3 km s⁻¹ Silvestri et al. (2001). Nous en venons à la conclusion que WD 2253–081 fait probablement partie d'un système double apparent.

Dans le cadre de l'étude de Reid (1996), nous discuterons uniquement de la mesure de WD 1716+020. Cette étoile possède quatre mesures de v_{GR} : 22.0 ± 6.0 de Koester (1987), 20.4 ± 3.0 de Wegner & Reid (1987), 28.3 ± 0.9 de Reid (1996) et 30.9 ± 5.0 km s⁻¹ de Silvestri et al. (2001). Les deux premières mesures concordent entre elles et sont compatibles avec la masse spectroscopique. Cependant, les deux dernières mesures ne sont pas compatibles, mais les mesures concordent. Nous concluons que les mesures de v_{GR} provenant de Reid et Silvestri et al. sont erronées.

Finalement, l'étoile WD 0642–285 présente deux mesures de v_{GR} qui sont incompatibles : 24.9 ± 0.9 selon Reid (1996) et 58.3 ± 1.9 km s⁻¹ selon Silvestri et al. (2001). Alors que nous pourrions conclure à la présence d'hélium dans l'atmosphère de cette étoile avec la mesure de Reid, nous ne pouvons pas en venir à la même conclusion avec la mesure de Silvestri et al. Nous notons aussi deux étoiles présentant des mesures de décalage vers le rouge gravitationnel très faibles. C'est le cas des étoiles WD 1304+227 et 2051+095, présentant des mesures de 9.1 ± 2.8 et 10.7 ± 0.3 km s⁻¹ respectivement. Nous pouvons constater que les masses dérivées à partir de ces mesures sont inférieures à celles obtenues par la spectroscopie par plus de 9 $\sigma_{M_{SP}}$ dans les deux cas. Nous suspectons que ces mesures de v_{GR} provenant de Silvestri et al.

(2001) sont erronées dans les deux cas.

Suite aux incompatibilités entre les différentes sources de mesures, nous devons conclure que nous ne pouvons pas utiliser une mesure individuelle de v_{GR} de façon objective. Nous allons plutôt analyser les résultats obtenus dans leur ensemble, en excluant les étoiles suspectées d'être des systèmes doubles apparents.

En excluant ces systèmes, la moyenne de la masse dérivée à partir du décalage vers le rouge gravitationnel est de $M = 0.611 M_{\odot}$ avec un écart type de $\sigma(M) = 0.119 M_{\odot}$ alors que pour ce même échantillon, nous avons une masse spectroscopique moyenne de $M = 0.646 M_{\odot}$ avec un écart type de $\sigma(M) = 0.118 M_{\odot}$. À titre de comparaison, nous avons vu au chapitre 4 que la masse spectroscopique moyenne pour toutes les étoiles de notre échantillon était de $M = 0.680 M_{\odot}$ avec un écart type de $\sigma(M) = 0.171 M_{\odot}$.

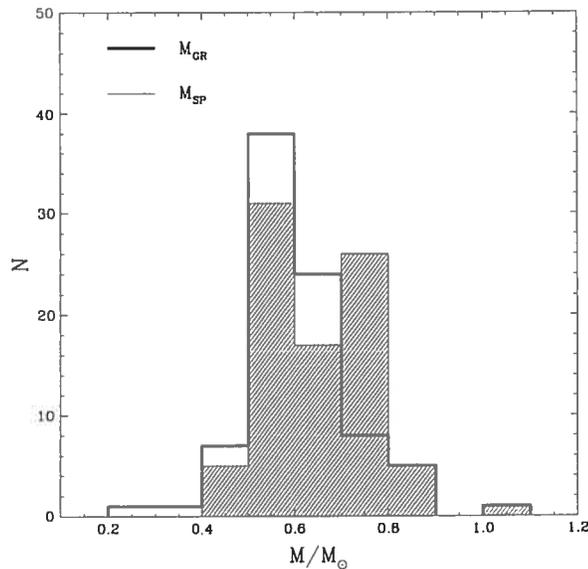


FIGURE 6.4 – Distribution de masse spectroscopique et dérivée à partir du décalage vers le rouge.

Nous présentons à la figure 6.4 la distribution de masse dérivée à partir du décalage vers le rouge gravitationnel ainsi que la distribution de masse spectroscopique. Nous présentons à la figure 6.5 les masses spectroscopiques (cercles pleins) en fonction de la température effective pour l'échantillon d'étoiles étudié dans ce chapitre. Nous ajoutons à cette figure les masses dérivées à partir du décalage vers le rouge gravitationnel (cercles vides) pour ce même échantillon. Cette figure montre clairement que la masse des naines blanches dérivées à partir du décalage vers le rouge n'augmente pas comme le fait la masse spectroscopique pour des températures effectives inférieures à 12,000 K. Pour les étoiles froides ($T_{\text{eff}} \lesssim 12,000$ K), la masse moyenne spectroscopique est de $0.719 M_{\odot}$ par rapport à $0.607 M_{\odot}$ pour la masse moyenne dérivée à partir du décalage vers le rouge gravitationnel. Pour les étoiles les plus chaudes, nous obtenons une masse moyenne spectroscopique de $0.610 M_{\odot}$ par rapport à 0.613

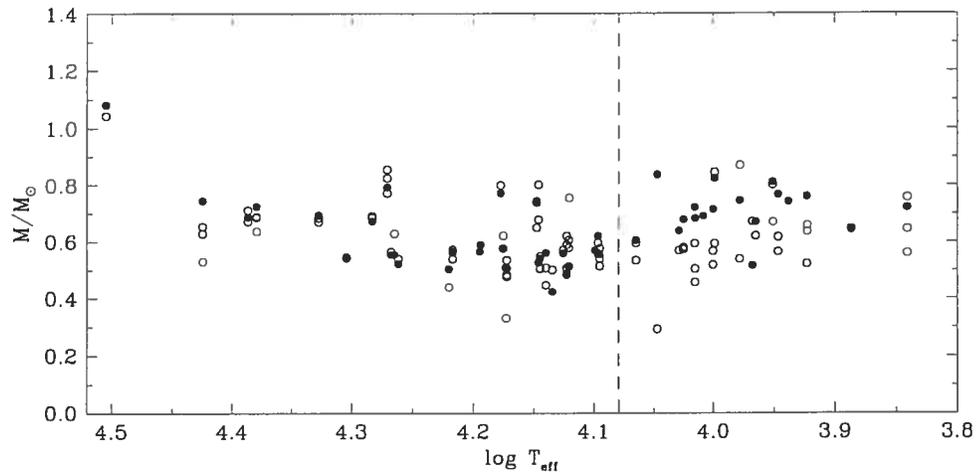


FIGURE 6.5 – Masses spectroscopiques (cercles pleins) et masses dérivées à partir du décalage vers le rouge gravitationnel (cercles vides) en fonction de la température effective spectroscopique.

M_{\odot} pour la masse moyenne dérivée à partir du décalage vers le rouge.

À la lumière des masses moyennes calculées et de la distribution de masse en fonction de la température, nous pouvons constater que les masses moyennes spectroscopiques, et celles dérivées à partir du décalage vers le rouge gravitationnel, sont semblables pour des températures effectives supérieures à 12,000 K. Cependant, à basse température effective, la masse moyenne spectroscopique augmente de façon significative alors que la masse moyenne dérivée à partir du décalage vers le rouge gravitationnel demeure constante.

Ceci complète l'analyse des étoiles ayant un spectre visuel ainsi qu'une mesure de décalage vers le rouge gravitationnel. Au chapitre suivant, nous allons analyser les étoiles de notre échantillon possédant à la fois un spectre visuel, une mesure de décalage vers le rouge gravitationnel, une parallaxe trigonométrique ainsi que des mesures de photométries dans les bandes *BVRIJHK*. Nous discuterons plus en détails des magnitudes absolues et masses dérivées par la méthode spectroscopique, de la parallaxe trigonométrique et du décalage vers le rouge gravitationnel pour toutes les étoiles de notre échantillon.

Chapitre 7

Discussion et conclusion

Dans les chapitres précédents, nous avons présenté les paramètres stellaires obtenus par les différentes méthodes utilisées. Dans ce chapitre, nous présenterons et nous analyserons tout d'abord les étoiles de notre échantillon ayant au moins une mesure de parallaxe trigonométrique et de décalage vers le rouge gravitationnel. Dans certains cas, nous avons en plus des mesures photométriques, ce qui nous permet de déterminer la masse photométrique (section 7.1). Dans la section suivante, nous apporterons une dernière discussion sur les résultats de cette étude (section 7.2).

7.1 Étoiles de notre échantillon

Nous présentons dans le tableau 7.1 les masses et les magnitudes absolues déterminées selon les différentes méthodes présentées dans notre étude pour un sous-échantillon d'étoiles ayant un spectre visuel, une mesure de parallaxe trigonométrique ainsi qu'une mesure de décalage vers le rouge gravitationnel. Pour chacune de ces étoiles, nous y présentons le numéro d'identification WD, le nom de l'étoile, la température effective T_{eff} spectroscopique, les masses M spectroscopiques, photométriques et celles dérivées à partir du décalage vers le rouge gravitationnel, ainsi que les magnitudes absolues M_V spectroscopiques, celles dérivées à partir de la parallaxe trigonométrique et celles dérivées à partir de v_{GR} . Les incertitudes pour chaque valeur déterminée ainsi que les sources de mesures de parallaxes trigonométriques et de v_{GR} sont entre parenthèses.

Nous précisons ici que la magnitude absolue dérivée à partir du décalage vers le rouge gravitationnel est obtenue de façon similaire à la magnitude absolue spectroscopique. Pour le calcul de $M_V(\text{GR})$, nous utilisons la température effective spectroscopique, la gravité de surface et la masse dérivées à partir du décalage vers le rouge.

Dans le chapitre précédent, nous avons conclu que nous ne pouvions pas utiliser une mesure individuelle de v_{GR} de façon objective suite aux incompatibilités entre les différentes sources de mesures et que nous devons analyser les résultats obtenus dans leur ensemble. Ici,

TABLEAU 7.1 – Magnitudes absolues et masses pour un sous-échantillon d'étoiles

WD	Nom	T_{eff} (K)	$M(\text{SP})^a / M_{\odot}$	$M(\text{phot}) / M_{\odot}$	$M(\text{GR}) / M_{\odot}$	$M_V(\text{SP})$	$M_V(\pi)$	$\bar{M}_V(\text{GR})$
0030+444	G172-4	10359	0.722		0.593 (0.082; 1)	12.336 (0.09)	11.223 (0.375; 2)	12.018 (0.253; 1)
0413-077	40 Eri B	16469	0.566		0.538 (0.068; 7)	10.943 (0.07)	11.006 (0.009; 2)	10.875 (0.241; 7)
					0.563 (0.031; 1)		11.102 (0.028; 1)	10.925 (0.095; 1)
					0.572 (0.032; 8)			10.957 (0.096; 8)
0501+527	G191-B2B	60949	0.549		0.569 (0.120; 9)	8.141 (0.09)	8.482 (0.259; 3)	8.253 (0.443; 9)
							8.617 (0.206; 1)	
							7.591 (0.464; 2)	
0816+387	G111-71	7697	0.642	0.711 (0.092; 1)	0.646 (0.209; 3)	13.279 (0.09)	13.517 (0.216; 1)	13.298 (0.620; 3)
1143+321	G148-7	14968	0.577		0.576 (0.064; 7)	11.155 (0.07)	11.148 (0.158; 1)	11.132 (0.211; 7)
					0.622 (0.024; 1)			11.271 (0.065; 1)
1327-083	BD -07 3632	13946	0.541		0.505 (0.102; 2)	11.199 (0.07)	11.031 (0.148; 2)	11.101 (0.371; 2)
					0.547 (0.066; 7)		11.265 (0.098; 1)	11.212 (0.217; 7)
					0.547 (0.070; 4)			11.212 (0.242; 4)
1544-377	L481-60	10587	0.678		0.579 (0.066; 4)	13.629 (0.09)	12.055 (0.025; 2)	11.898 (0.216; 4)
					0.572 (0.015; 2)		12.334 (0.296; 1)	11.885 (0.058; 2)
1620-391	CD -38 10980	24349	0.687		0.671 (0.008; 2)	10.504 (0.08)	10.482 (0.066; 2)	10.480 (0.028; 2)
					0.712 (0.038; 4)		10.091 (0.253; 1)	10.589 (0.094; 4)
1716+020	G19-20	13248	0.487	0.672 (0.082; 1)	0.483 (0.071; 7)	11.134 (0.07)	11.604 (0.201; 1)	11.143 (0.274; 7)
					0.506 (0.138; 4)			11.191 (0.518; 4)
					0.589 (0.019; 1)			11.421 (0.060; 1)
					0.620 (0.100; 2)			11.488 (0.302; 2)
2253-081	G156-64	6933	0.721	0.856 (0.126; 1)	0.560 (0.083; 3)	13.888 (0.10)	14.303 (0.316; 1)	13.515 (0.277; 3)
				0.613 (0.039; 2)	0.645 (0.047; 1)		13.771 (0.098; 2)	13.710 (0.127; 1)
					0.757 (0.005; 2)			13.959 (0.007; 2)
2341+322	L1512-34B	12552	0.569		0.606 (0.026; 1)	11.452 (0.07)	11.815 (0.424; 2)	11.554 (0.087; 1)
					0.648 (0.023; 2)		11.692 (0.069; 1)	11.651 (0.062; 2)

^a L'incertitude sur la masse spectroscopique est de $0.03 M_{\odot}$.

NOTE - Pour les parallaxes trigonométriques : (1) Parallaxes provenant du *Yale Parallax Catalog*; (2) Parallaxes provenant du satellite *Hipparcos*; (3) Parallaxes provenant du *United States Naval Observatory*; (4) Ruiz (2005, communication privée). Pour les décalages vers le rouge gravitationnel : (1) Reid (1996); (2) Silvestri et al. (2001); (3) Wegner & Reid (1991); (4) Koester (1987); (5) Wegner et al. (1991); (6) Wegner et al. (1989); (7) Wegner & Reid (1987); (8) Koester & Weidemann (1991); (9) Reid & Wegner (1988).

nous allons néanmoins consulter les mesures de v_{GR} individuellement afin de comparer les paramètres stellaires obtenus.

Nous pouvons constater que toutes les étoiles de ce sous-échantillon présentent au moins une magnitude absolue $M_V(\pi)$ compatible avec au moins une magnitude absolue $M_V(GR)$, à l'exception de WD 0030+444. Au chapitre 5, nous avons suspecté que la mesure de la parallaxe faite par *Hipparcos* pour cette étoile était erronée. Le fait que $M_V(GR)$ est compatible avec la magnitude absolue spectroscopique $M_V(SP)$ supporte la conclusion que la mesure de la parallaxe est effectivement erronée.

Si nous observons les magnitudes absolues de chacune des étoiles, mesure par mesure, nous pouvons tout d'abord constater que pour l'étoile WD 0501+527, $M_V(GR)$ est compatible avec toutes les $M_V(\pi)$ dérivées à partir de la parallaxe trigonométrique du USNO, du YPC et d'*Hipparcos*. Nous avons conclu au chapitre 5 que la mesure de la parallaxe trigonométrique d'*Hipparcos* était erronée. Cependant, $M_V(GR)$ et $M_V(SP)$ sont compatibles avec $M_V(\pi)$ obtenue avec la mesure d'*Hipparcos*. Cette compatibilité est expliquée par l'erreur élevée sur la parallaxe.

Pour l'étoile WD 1544–377, les valeurs de $M_V(GR)$ et $M_V(\pi)$ sont toutes compatibles entre elles, mis à part la magnitude absolue $M_V(GR)$ dérivée à partir de la mesure de v_{GR} de Silvestri et al. (2001). Néanmoins, toutes ces valeurs sont inférieures à la magnitude absolue spectroscopique. Puisque la température effective de cette étoile est inférieure à 12,000 K, la raison de cette incompatibilité serait la présence d'hélium dans l'atmosphère de l'étoile. La présence d'un système binaire non résolu de deux naines blanches ne peut être l'explication de cette incompatibilité puisque $M_V(GR)$ et $M_V(\pi)$ sont compatibles.

L'étoile WD 1620–391 présente des magnitudes absolues toutes compatibles entre elles, mis à part WD 1620–391 qui présente une valeur $M_V(\pi)$ dérivée à partir de la parallaxe du YPC incompatible avec toutes les autres magnitudes absolues déterminées pour cette étoile. Nous devons donc conclure que la mesure de la parallaxe trigonométrique du YPC est erronée, ou encore que l'erreur sur la mesure est sous-estimée.

L'étoile WD 1716+020 présente quatre valeurs de $M_V(GR)$. Nous devons rejeter celles de Reid (1996) et Silvestri et al. (2001) puisqu'au chapitre 6, nous avons conclu que leur valeur de v_{GR} était erronée. Dans ce cas, $M_V(\pi)$ est incompatible avec $M_V(GR)$ et avec la magnitude absolue spectroscopique. Puisque $M(\pi)$ est aussi incompatible avec $M(GR)$ et la masse spectroscopique, nous devons conclure que la mesure de la parallaxe trigonométrique de YPC pour cette étoile est mauvaise.

Nous ne pouvons pas effectuer la comparaison entre $M_V(GR)$ avec la magnitude absolue spectroscopique et $M_V(\pi)$ pour l'étoile WD 2253–081 puisque nous avons conclu au chapitre 5 que cette étoile faisait partie d'un système double apparent, ce qui rend les valeurs de v_{GR} invalides. Pour la même raison, nous ne pouvons effectuer de comparaison entre les masses $M(GR)$ et $M(\text{phot})$ pour cette étoile.

Si nous désirons effectuer la comparaison entre les masses photométriques $M(\text{phot})$ avec

celles dérivées à partir du décalage vers le rouge gravitationnel $M(\text{GR})$, nous constatons que seulement trois étoiles sont disponibles, dont WD 1716+020 et 2253–081 que nous ne pouvons utiliser ici. Cependant, l'étoile WD 0816+387 présente une masse photométrique compatible avec la valeur de $M(\text{GR})$, qui sont elles-mêmes compatibles avec la masse spectroscopique. Nous pouvons aussi constater que les magnitudes absolues dérivées à partir des trois méthodes sont compatibles entre elles. Ce résultat démontre que les trois méthodes utilisées peuvent nous donner des paramètres physiques compatibles.

Nous allons maintenant étudier le comportement global de l'échantillon spectroscopique, photométrique et du décalage vers le rouge, en fonction de la température. À la figure 7.1, nous présentons les masses obtenues à partir de ces trois méthodes pour toutes les étoiles de notre échantillon, ainsi que la masse spectroscopique de 378 étoiles du *Palomar Green Survey* provenant de Liebert et al. (2005), en fonction de la température effective.

Tout d'abord, nous pouvons constater que notre échantillon, tout comme celui du *Palomar Green Survey*, présente une augmentation de la masse spectroscopique dans la région $T_{\text{eff}} \lesssim 12,000$ K. Nous pouvons constater que cette augmentation de la masse à basse température n'est pas observée pour les masses déterminées à partir de v_{GR} . De plus, nous pouvons constater une plus grande dispersion des masses photométriques par rapport aux autres méthodes utilisées, même si nous excluons les étoiles présentant une masse photométrique inférieure à $0.48 M_{\odot}$. Ces deux points soulevés sont quantifiés à la figure 7.2 où nous présentons les distributions de masse spectroscopique, photométrique et obtenue à partir du décalage vers le rouge gravitationnel pour toutes les étoiles de notre échantillon.

La distribution de masse spectroscopique est similaire à la distribution de masse $M(\text{GR})$ pour des masses inférieures à $0.6 M_{\odot}$ alors que nous voyons une plus grande population d'étoiles ayant une masse spectroscopique supérieure à $0.6 M_{\odot}$. Nous avons vu au chapitre 4 que la partie massive de la distribution de masse spectroscopique (où $M(\text{SP}) > 0.6 M_{\odot}$) est largement peuplée d'étoiles ayant une température effective inférieure à 12,000 K. La distribution de masse spectroscopique d'étoiles ayant une température effective supérieure à 12,000 K présentée au chapitre 4 est très similaire à la distribution de masse dérivée à partir du décalage vers le rouge gravitationnel présentée à la figure 7.2.

Comme nous avons pu le constater à la figure 7.1, les masses photométriques présentent une plus grande dispersion par rapport aux autres méthodes. Cependant, si nous excluons les étoiles de faibles masses photométriques ($M < 0.48 M_{\odot}$), alors la masse moyenne photométrique ($0.740 M_{\odot}$) est compatible avec la masse moyenne spectroscopique de toutes les étoiles froides de notre échantillon ($0.746 M_{\odot}$).

En observant le comportement des masses avec la température et les distributions de masse spectroscopique et celle dérivée à partir de v_{GR} , nous pouvons constater que $M(\text{GR})$ demeure constant avec la température effective. À haute température ($T_{\text{eff}} \gtrsim 12,000$ K), la masse spectroscopique superpose bien les masses dérivées à partir de v_{GR} jusqu'à $T_{\text{eff}} \sim 12,000$ K. Pour des températures effectives $T_{\text{eff}} \lesssim 12,000$ K, on voit que la masse spectroscopique

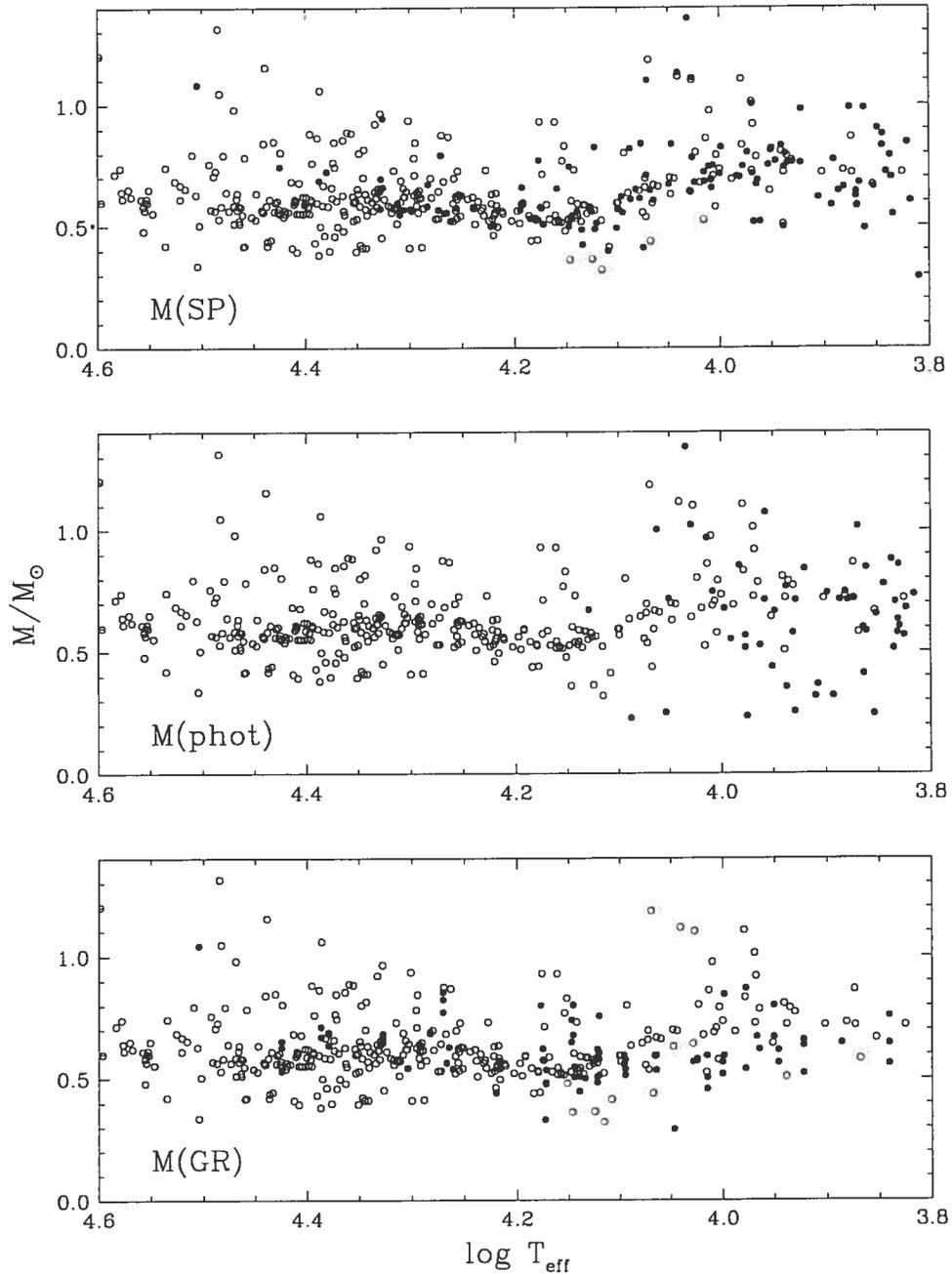


FIGURE 7.1 – Masses spectroscopiques, photométriques et obtenues à partir du décalage vers le rouge gravitationnel pour toutes les étoiles de notre échantillon en cercles pleins, ainsi que la masse spectroscopique des étoiles du *Palomar Green Survey* provenant de Liebert et al. (2005) en cercles vides, en fonction de la température effective.

augmente, autant pour les étoiles de notre échantillon que celles de Liebert et al. (2005). Nos résultats supportent donc l'idée que la masse spectroscopique augmente pour les étoiles à basses températures et que les masses dérivées pour les étoiles à hautes températures ne sont

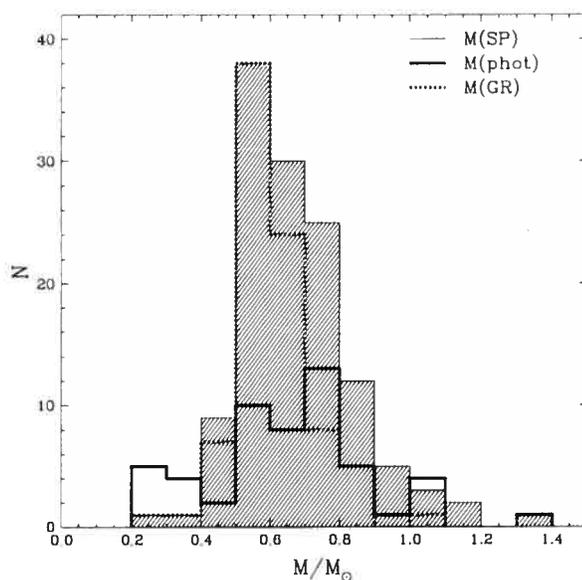


FIGURE 7.2 – Distribution de masse spectroscopique, photométrique et obtenue à partir du décalage vers le rouge gravitationnel.

pas sous-estimées. Ainsi, les modèles d’atmosphère nous donnent des paramètres compatibles avec ceux obtenus à partir de méthodes indépendantes de la spectroscopie lorsque nous sommes à hautes températures.

De plus, si nous considérons la distribution de masse photométrique, nous constatons qu’à basses températures les masses spectroscopiques et photométriques sont supérieures aux masses des étoiles chaudes et de celles dérivées à partir du décalage vers le rouge pour les étoiles froides. Au chapitre 5, nous avons vérifié l’effet de la présence de systèmes binaires et de la présence d’hélium dans la photosphère lors de la comparaison entre la méthode spectroscopique et photométrique. Nous avons pu constater qu’il n’était pas possible de réconcilier les masses moyennes spectroscopiques et photométriques des étoiles froides avec celles des étoiles chaudes. Cependant, la masse dérivée à partir de ν_{GR} n’est pas influencée par la présence d’hélium dans l’atmosphère ou de systèmes binaires non résolus composés de deux naines blanches et est aussi indépendante du modèle d’atmosphère utilisée (mis à part la détermination de la température effective, nécessaire au calcul de $M(GR)$ à partir des séquences évolutives).

À la lumière des résultats obtenus dans le cadre de cette étude, nous devons conclure que la présence d’hélium dans l’atmosphère des étoiles froides n’est pas responsable des incompatibilités obtenues entre les masses des étoiles à hautes températures avec celles à basses températures. Ainsi, les modèles calculés pour décrire l’atmosphère des étoiles froides ($T_{eff} \lesssim 12,000$ K), ou encore les spectres synthétiques utilisés, seraient probablement responsables de ces incompatibilités. Cependant, dans le cadre de notre étude, nous ne pouvons préciser si la source du problème se trouve dans le calcul des spectres synthétiques ou dans la modélisation

des atmosphères des naines blanches froides (qui inclut la modélisation du transport d'énergie par convection).

7.2 Sommaire et conclusion

Dans le cadre de notre étude, nous avons proposé de comparer trois méthodes de détermination de masses : l'utilisation de parallaxes trigonométriques combinées avec des mesures photométriques, par mesure du décalage vers le rouge gravitationnel ou encore l'utilisation des raies de Balmer en spectroscopie visuelle. Pour les étoiles ayant une mesure de parallaxe trigonométrique mais aucune donnée photométrique, nous avons effectué la comparaison entre la magnitude absolue spectroscopique avec celle dérivée à partir de la parallaxe et de la magnitude visuelle. Notre analyse portait sur un échantillon de 128 naines blanches ayant une atmosphère riche en hydrogène pour lesquelles des mesures du décalage vers le rouge gravitationnel et de parallaxes trigonométriques sont disponibles.

Parmi les conclusions présentées dans le cadre de notre étude, nous en rappelons les grandes lignes ici :

1. Notre échantillon présente une masse spectroscopique qui se situe autour de $0.6 M_{\odot}$ pour les étoiles chaudes ($T_{\text{eff}} \gtrsim 12,000$ K) alors qu'elle est plus élevée pour les étoiles plus froides ($T_{\text{eff}} \lesssim 12,000$ K). Cependant, nos résultats montrent que la masse dérivée à partir du décalage vers le rouge gravitationnel demeure constante avec la température. Puisque nous avons des mesures photométriques uniquement pour des étoiles froides, nous ne pouvons pas vérifier le comportement de la masse photométrique sur un large intervalle de température. Néanmoins, la masse photométrique à ces basses températures est plus élevée que la masse spectroscopique des étoiles chaudes.
2. Lors de la comparaison entre les masses spectroscopiques et photométriques, nous avons pu constater que l'utilisation de couches minces d'hydrogène dans les séquences évolutives diminuait à la fois les masses spectroscopiques et les masses photométriques. Nous avons aussi observé qu'en tenant compte de l'abondance d'hélium dans l'atmosphère des naines blanches et en excluant les étoiles ayant une masse photométrique inférieure à $0.48 M_{\odot}$ (qui sont suspectées d'être des systèmes binaires non résolus composés de deux naines blanches), il est possible de diminuer les incompatibilités entre les masses spectroscopiques et photométriques, sans toutefois rendre les distributions de masse des étoiles froides identiques à celles des étoiles chaudes.
3. Nous avons effectué l'analyse de l'échantillon d'étoiles ayant une parallaxe trigonométrique en utilisant la magnitude absolue dans la bande visuelle M_V . Nous avons constaté qu'en cas d'incompatibilité, si $M_V(\text{SP}) > M_V(\pi)$, alors l'explication peut être la présence d'un système binaire non résolu composé de deux naines blanches, ou la présence d'hélium dans l'atmosphère des étoiles si la température effective est inférieure à 12,000 K.

Les autres incompatibilités seraient dues à des valeurs erronées de la parallaxe trigonométrique, mis à part l'étoile WD 0644+375 que nous suspectons d'avoir un coeur plus lourd qu'un coeur de carbone et d'oxygène.

4. Lors de l'analyse de notre échantillon d'étoiles ayant une mesure de décalage vers le rouge gravitationnel, nous avons constaté que les incompatibilités observées entre les masses $M(\text{SP})$ et $M(\text{GR})$ pouvaient être expliquées par la présence de systèmes doubles apparents ou d'erreurs sur les mesures de v_{GR} . Cependant, les incompatibilités observées entre les différentes sources de mesures de v_{GR} pour une même étoile nous forcent à ne pas utiliser une mesure individuelle de v_{GR} de façon objective, mais à analyser les résultats obtenus dans leur ensemble. Dans ce cas, nous avons constaté que la masse moyenne $M(\text{GR})$ était semblable pour les étoiles chaudes ($T_{\text{eff}} \gtrsim 12,000 \text{ K}$) et pour les étoiles plus froides ($T_{\text{eff}} \lesssim 12,000 \text{ K}$), contrairement à la masse spectroscopique.
5. En observant les distributions de masse ainsi que le comportement des masses spectroscopiques, photométriques et dérivées à partir du décalage vers le rouge gravitationnel avec la température, nous avons conclu que la masse spectroscopique augmente à basses températures et que les masses dérivées pour les étoiles à hautes températures ne seraient pas sous-estimées. Nous avons aussi conclu que les modèles d'atmosphère ou les spectres synthétiques calculés seraient responsables des incompatibilités obtenues entre les masses spectroscopiques des étoiles à hautes températures avec les masses spectroscopiques et photométriques à basses températures.

En terminant, il est important de préciser que notre étude portait sur un échantillon d'étoiles donné ; l'utilisation d'un plus grand échantillon d'étoiles permettrait d'apporter un plus grand poids statistique aux conclusions tirées dans cette étude. Il est difficile d'augmenter l'échantillon d'étoiles ayant une mesure de décalage vers le rouge gravitationnel puisque les étoiles considérées doivent être dans un système binaire, dans un amas où l'on connaît la distance entre cet amas et la Terre, ou encore dans un système ayant un même mouvement propre. Cependant, il serait indispensable d'obtenir des mesures plus précises et compatibles de v_{GR} car le principal problème de cette méthode sont les nombreux cas d'étoiles présentant des mesures de v_{GR} incompatibles d'une étude à l'autre.

La méthode de la parallaxe trigonométrique est intéressante sur ce point car il ne serait pas aussi difficile d'augmenter l'échantillon d'étoiles ayant une parallaxe. De plus, nous n'avons pas observé de nombreuses incompatibilités entre les mesures d'une même étoile. Il serait donc idéal d'augmenter l'échantillon d'étoiles ayant une parallaxe dans le cadre d'une étude similaire pour exploiter davantage cette méthode.

Peu importe la méthode utilisée, nous devrions augmenter les échantillons étudiés pour des températures effectives autour de $T_{\text{eff}} \sim 12,000 \text{ K}$, ce qui est le régime de température effective où la masse spectroscopique augmente. Nous pourrions alors connaître davantage le comportement des propriétés physiques à ce régime de température.

Bibliographie

- Adams, W. S. 1925, PASP, 37, 158
- Bergeron, P., Leggett, S. K., & Ruiz, M. T. 2001, ApJS, 133, 413
- Bergeron, P., Liebert, J., & Fulbright, M. S. 1995a, ApJ, 444, 810
- Bergeron, P., Ruiz, M. T., & Leggett, S. K. 1997, ApJ, 108, 339
- Bergeron, P., Saffer, R. A., & Liebert, J. 1992a, ApJ, 394, 228
- Bergeron, P., Saumon, D., & Wesemael, F. 1995b, ApJ, 443, 764
- Bergeron, P., Wesemael, F., & Beauchamp, A. 1995c, PASP, 107, 1047
- Bergeron, P., Wesemael, F., & Fontaine, G. 1991, ApJ, 367, 253
- . 1992b, ApJ, 387, 288
- Bergeron, P., Wesemael, F., Fontaine, G., & Liebert, J. 1990, ApJ, 351, L21
- Bergeron, P., Wesemael, F., Lamontagne, R., Fontaine, G., Saffer, R. A., & Allard, N. F. 1995d, ApJ, 449, 258
- Böhm, K. H. & Cassinelli, J. 1971, A&A, 12, 21
- Böhm-Vitense, E. 1958, ZsAp, 75, 108
- Dahn, C. C. 1999, ASPC, 169, 24
- Dahn, C. C., Bergeron, P., Liebert, J., Harris, H. C., Canzian, B., Leggett, S. K., & Boudreault, S. 2004, ApJ, 605, 400
- ESA. 1997, The Hipparcos and Tycho Catalogues, ESA SP-1200
- Finley, D. S., Koester, D., & Basri, G. 1997, ApJ, 488, 375
- Fontaine, G., Brassard, P., & Bergeron, P. 2001, PASP, 113, 409
- Gatewood, G. D. & Gatewood, C. V. 1978, ApJ, 225, 191
- Gould, A. & Chanamé, J. 2004, ApJS, 150, 455
- Green, R. F., Schmidt, M., & Liebert, J. 1986, ApJS, 61, 305
- Greenstein, J. L. & Trimble, V. L. 1967, ApJ, 149, 283
- Harrington, R. S. & Dahn, C. C. 1980, AJ, 85, 454

- Heintz, W. D. 1974, *AJ*, 79, 819
- Hummer, D. G. & Mihalas, D. 1988, *ApJ*, 331, 794
- Jenkins, L. F. 1953, Yale University Observatory, New Haven
- . 1963, Yale University Observatory, New Haven
- Kawaler, S. D. 1991, *Lecture Notes in Physics*, 388, 309
- Koester, D. 1987, *ApJ*, 322, 852
- Koester, D. & Weidemann, V. 1991, *ApJ*, 102, 1152
- Koester, D., Weidemann, V., & Schulz, H. 1979a, *A&A*, 76, 262
- . 1979b, *A&A*, 76, 262
- Liebert, J., Bergeron, P., & Holberg, J. B. 2005, *ApJ*, 156, 47
- Maxted, P. F. L. & Marsh, T. R. 1999, *MNRAS*, 307, 122
- Maxted, P. F. L., Marsh, T. R., & Moran, C. K. J. 2000, *MNRAS*, 319, 305
- McCook, G. P. & Sion, E. M. 1987, *ApJS*, 65, 603
- Monet, D. G., Dahn, C. C., Vrba, F. J., Harris, H. C., Pier, J. R., Luginbuhl, C. B., & Ables, H. D. 1992, *AJ*, 103, 638
- Panei, J., Althaus, L., & Benvenuto, O. 2000, *MNRAS*, 312, 531
- Provencal, J. L., Shipman, H. L., Hog, E., & Thejll, P. 1998, *ApJ*, 494, 759
- Reid, I. N. 1996, *AJ*, 111, 2000
- Reid, I. N. & Wegner, G. 1988, *ApJ*, 335, 953
- Saffer, R. A., Liebert, J., & Olszewski, E. W. 1988, *ApJ*, 334, 947
- Silvestri, N. M., Oswalt, T. D., Wood, M. A., Smith, J. A., Reid, I. N., & Sion, E. M. 2001, *ApJ*, 121, 503
- Tassoul, M., Fontaine, G., & Winget, D. E. 1990, *ApJS*, 72, 335
- Trimble, V. & Greenstein, J. L. 1972, *ApJ*, 177, 441
- van Altena, W. F. & Lee, J. T. 1988, *IAUS*, 133, 269
- van Altena, W. F., Lee, J. T., & Hoffleit, E. D. 1995, Schenectady: L. Davis Press
- Wegner, G. & Reid, I. N. 1987, *Conference on Faint Blue Stars*, 2nd, Tucson, AZ, June 1-5, 1987, 1, 649
- . 1991, *ApJ*, 375, 674
- Wegner, G., Reid, I. N., & McMahan, R. K. 1989, *Proceedings of IAU Colloquium 114th*, Hanover, NH, Aug. 15-19, 1988. Berlin and New York, Springer-Verlag, 1989., 328, 378
- . 1991, *ApJ*, 376, 186
- Weidemann, V. & Koester, D. 1984, *A&A*, 132, 195
- Wood, M. A. 1995, *Proc. 9th European Workshop on White Dwarfs*, ed. D. Koester & K. Werner (Berlin: Springer), 443, 41

Remerciements

Tout d'abord, je tiens particulièrement à remercier mon professeur, Pierre Bergeron, pour son encadrement, ses précieux conseils et son enseignement. Ses nombreuses lectures de ce document et les commentaires constructifs qui ont suivi ont grandement contribué à rehausser la qualité et le contenu de ce manuscrit. Je lui en suis très reconnaissant.

Je remercie aussi Robert Lamontagne pour ses nombreux conseils pratiques relatifs à l'utilisation du logiciel IRAF et de l'utilisation des outils techniques disponibles au Télescope du Mont Mégantic.

Je souhaite aussi remercier mes collègues de travail pour leur patience concernant mes mauvaises blagues, mes commentaires à ne rien comprendre et pour l'atmosphère exceptionnelle qui régnait dans notre milieu de travail. Ces collègues sont Alexandros Gianninas, Agis Kitsikis, Caroline Pereira et Pia Zacharias. Je tiens cependant à préciser qu'Alexandros et Agis sont grecs. D'ailleurs, je remercie particulièrement Agis pour ses mille et une pauses-café.

Sur une note un peu plus humoristique, je remercie la bière du jeudi après-midi, l'astro-pizza de M. Moffat ainsi que *SVEC* pour avoir toujours tenu compte du *scattering* !

Finalement, je tiens à remercier les gens près de moi, c'est-à-dire les personnes se trouvant dans un cadre non-professionnel (personnel, amical et surtout familial), à accepter mon choix de profession et à m'appuyer dans mes démarches.

