

École doctorale d'Astronomie et d'Astrophysique d'Île de France

Contraintes observationnelles sur la formation et l'évolution chimique du bulbe galactique

THÈSE

présentée et soutenue publiquement le 10 juillet 2007

pour l'obtention du

Doctorat de l'Observatoire de Paris

(spécialité Astronomie et Astrophysique)

par

Aurélie Lecureur

Composition du jury

Président : Didier Pelat
Rapporteurs : Rosemary Wyse
Bertrand Plez
Examineurs : Corinne Charbonnel
Annie Robin
Invités : Beatriz Barbuy
Piercarlo Bonifacio
Directrices : Ana Gómez
Vanessa Hill

Mis en page avec la classe thloria.

Remerciements

Je tiens à remercier en tout premier lieu Vanessa Hill et Anita Gómez qui ont dirigé ce travail de thèse. Merci à Vanessa pour son enthousiasme dans la recherche, pour les nombreuses discussions et réflexions (sur la Galaxie et sur bien d'autres choses...) que nous avons pu partager au cours de ces années de thèse. Merci à Anita pour avoir initié ce projet et pour m'avoir toujours encouragée depuis le DEA.

Merci aux membres de mon jury : Beatriz Barbuy, Piercarlo Bonifacio, Corinne Charbonnel, Didier Pelat, Bertrand Plez, Annie Robin et Rosemary Wyse qui ont accepté de juger ce travail.

Merci à l'ensemble des gens du bâtiment Hipparque qui de part leurs grandes qualités humaines font de cet endroit un lieu de travail convivial et privilégié. Un grand merci à David pour sa bonne humeur de tous les jours et ses nombreux conseils. Un grand merci à Frédéric pour avoir toujours pris le temps de répondre à mes questions de statistiques très naïves. Merci à Annick, Noël, Catherine, Françoise, Danielle, Céline, Misha, Yves, Shan, Nicolas, Ernest, Olga, Jacqueline,

Un grand merci à Manue, Aurore, Juliette, Bertrand, Edouard, Sébastien, Gaël et aux autres que j'oublie pour leur amitié et tous les moments partagés au cours de cette thèse et bien avant. Merci aux membres de PKF avec une mention spéciale pour Nalaka : merci de m'avoir fait découvrir le tai chi et bien d'autres choses.

Enfin, je remercie maman et Jean-Pierre pour leur immense soutien et leur amour de tous les jours.

A Marie.

Table des matières

Introduction	
Chapitre 1	
Données	7
1.1	Description du projet général d'étude du bulbe galactique 7
1.2	Sélection de l'échantillon des étoiles du red clump de la fenêtre de Baade 8
1.3	Données spectroscopiques 8
1.3.1	Observations 8
1.3.2	Réduction des données 11
1.4	Contamination de l'échantillon 11
1.4.1	Le modèle de Besançon 11
1.4.2	Résultats du modèle 12
Chapitre 2	
Méthode de détermination des paramètres atmosphériques	15
2.1	Définitions des paramètres fondamentaux 16
2.1.1	La température effective, T_{eff} 16
2.1.2	La gravité de surface, g 16
2.1.3	La vitesse de microturbulence, ξ 16
2.1.4	La composition chimique de surface 17
2.2	Méthodes classiques de détermination des paramètres fondamentaux 17
2.2.1	Méthodes pour la détermination de T_{eff} 17
2.2.2	Méthodes de détermination de $\log g$ 20
2.2.3	Détermination de ξ 22
2.3	Difficultés d'analyse spécifiques aux étoiles du bulbe riches en métaux 22
2.3.1	Méthodes photométriques pour T_{eff} et $\log g$ 22
2.3.2	Méthodes spectroscopiques : T_{eff} , $\log g$ et ξ 24
2.4	Solution : une analyse différentielle par rapport à μLeo 26
2.4.1	Présentation de μLeo 26

2.4.2	Détermination des paramètres stellaires de μLeo	26
2.4.3	Création de la liste des raies de fer finale	27
2.4.4	Test de cette liste sur Arcturus et sur le Soleil	28
2.4.5	Une détermination spectroscopique ou photométrique de $\log g$?	29
2.5	Détermination finale des paramètres	29
2.5.1	Méthode appliquée aux spectres UVES	29
2.5.2	Discussion sur la méthode de détermination de ξ	31
2.5.3	Méthode automatique appliquée aux spectres GIRAFFE	34
2.5.4	Comparaison des paramètres obtenus avec GIRAFFE et UVES	34
2.5.5	Paramètres stellaires finaux et incertitudes associées	39

Chapitre 3	
Méthode de détermination des abondances de Al, Na, O et Mg	43

3.1	Liste de raies	43
3.1.1	Choix des $\log gf$: $\log gf$ solaires	44
3.1.2	Ajustement de la liste de raie dans Arcturus et dans μLeo	45
3.1.3	Le cas particulier de l'oxygène	51
3.2	Mesure du CNO	54
3.2.1	Dans μLeo	56
3.2.2	Dans les étoiles UVES	56
3.2.3	Dans les étoiles GIRAFFE	57
3.3	Mesure finale des abondances de Mg, Na et Al	58

Chapitre 4	
Contraintes sur la formation et l'évolution du Bulbe galactique	63

4.1	Abondances en éléments- α dans les étoiles du bulbe	64
4.1.1	Éléments- α et échelles de temps caractéristiques	64
4.1.2	Mesures précédentes des éléments- α dans les étoiles de champ du bulbe	66
4.1.3	Les résultats des spectres UVES	68
4.2	Distribution en métallicité (DM) du bulbe	73
4.2.1	La distribution en métallicité de notre étude	74
4.2.2	Comparaison avec les DM les plus récentes	82
4.3	Comparaison avec les modèles théoriques d'évolution chimique	85
4.3.1	Les ingrédients des modèles d'évolution chimique	86
4.3.2	Le modèle de boîte fermée : comparaison de la DM prédite	89
4.3.3	Le modèle d'évolution chimique de Ballero et al. (2007)	91
4.3.4	Autres formalismes	94

Chapitre 5**Nucléosynthèse et les étoiles du Bulbe galactique****99**

5.1	Modification des abondances de surface des étoiles de faibles masses	99
5.1.1	La nucléosynthèse de la fusion de l'hydrogène	99
5.1.2	Le mélange prédit par le modèle standart : le premier <i>dregde-up</i>	103
5.1.3	Les évidences observationnelles de la présence d'un mélange plus profond	105
5.1.4	Indice du mélange dans les étoiles géantes du bulbe	105
5.2	Nucléosynthèse des étoiles massives	106
5.2.1	Fusion de l'hélium, du carbone et du néon	106
5.2.2	De la fusion de l'oxygène à la phase pre-supernova	108
5.2.3	Explosion de la SNII et <i>yields</i> associés	109
5.2.4	Sites de production de O, Na, Mg et Al	110
5.3	O, Na, Mg et Al dans le bulbe	111

Conclusion et perspectives**Annexe A****Températures photométriques des étoiles**

A.1	Les relations de calibration d'Alonso et al. (1999b)	137
A.1.1	Transformation des données photométriques d'un système à un autre	137
A.1.2	Températures et incertitudes associées	138
A.2	Les relations de calibration de Ramírez & Meléndez (2005b)	138
A.2.1	Description de l'étude	138
A.2.2	Températures et incertitudes associées	139
A.3	Comparaison des deux calibrations	139
A.4	Le rougissement	140

Annexe B**Liste des raies de Fe I et Fe II****Annexe C****Paramètres des étoiles observées avec UVES****Annexe D****Paramètres des étoiles du red clump observées avec GIRAFFE****Table des figures****155**

Liste des tableaux	163
---------------------------	------------

Bibliographie	165
----------------------	------------

Résumé

Le bulbe de la Voie Lactée présente des caractéristiques contradictoires. D'une part sa morphologie est proche de celles des galaxies tardives barrées, dont la formation est reliée aux instabilités du disque ("pseudo-bulbe"). D'autre part, il semble constitué de populations stellaires vieilles et métalliques qui évoque les sphéroïdes des galaxies précoces (bulbes classiques). C'est dans ce contexte que se place le travail de cette thèse.

Profitant de l'installation de l'instrument FLAMES au VLT, nous avons observé 5 échantillons d'environ 230 étoiles géantes du bulbe dans des champs distribués perpendiculairement au plan galactique entre $b = -3^\circ$ et $b = -12^\circ$. Pour toutes ces étoiles, des spectres à moyenne résolution ($R \sim 20000$) ont été acquis avec le spectrographe FLAMES/GIRAFFE et 55 de ces étoiles ont également été observées avec le spectrographe haute résolution FLAMES/UVES ($R \sim 48000$). Ce travail de thèse s'est concentré à la fois sur l'analyse des 55 étoiles UVES, pour lesquelles nous avons obtenu les abondances détaillées d'oxygène, magnésium, aluminium et sodium et de fer ; ainsi que sur l'un des cinq échantillons GIRAFFE, constitué uniquement d'étoiles du red clump, dans la fenêtre de Baade ($l = 1^\circ$, $b = -4^\circ$) pour lesquelles les métallicités individuelles ($[Fe/H]$) ont été mesurées. Pour ce travail, une méthode automatisée spécifique a été développée afin de surmonter les difficultés d'analyse propres à ces étoiles riches en métaux et affectées par un fort rougissement.

Notre étude établit, pour la première fois sur un grand échantillon (220 étoiles), une distribution en métallicité (DM) du bulbe dans la fenêtre de Baade entièrement basée sur des métallicités déduites de l'analyse de spectres à moyenne-haute résolution et par conséquent plus précise que celles connues jusqu'à présent. Cette meilleure précision a permis de confirmer certaines caractéristiques ainsi que d'en mettre en évidence de nouvelles : (i) une diminution abrupte du nombre d'étoiles avec $[Fe/H] > 0.5$ particulièrement significative, (ii) une très forte proportion d'étoiles avec des métallicités sursolaires (50% des étoiles avec $[Fe/H] > 0.16$, 25% des étoiles avec $[Fe/H] > 0.38$) (iii) un très petit nombre d'étoiles pauvres en métaux (environ 2% des étoiles avec $[Fe/H] < -0.7$) visibles jusqu'à $[Fe/H] = -1.1$.

Les abondances de O, Na, Mg et Al déduites des spectres UVES montrent que le bulbe a suivi une évolution chimique bien distincte des disques mince et épais. Les étoiles du bulbe sont plus enrichies en éléments- α (O et Mg) que celles du disque, ce qui suggère un temps caractéristique de formation plus court dans le bulbe. La comparaison de la DM et des abondances en éléments- α à celles prédites par des modèles d'évolution chimique indique une formation stellaire extrêmement efficace et rapide qui se serait interrompue brutalement à la suite d'une perte du gaz (vents). Certains modèles nécessitent également une IMF favorisant les étoiles massives. De plus, une inspection dans le détail de la nucléosynthèse des étoiles massives a montré que : (i) le rapport $[O/Mg]$ des étoiles du bulbe suit et prolonge celui des étoiles des disques galactiques et sa décroissance aux fortes métallicités n'est pas prédite par les modèles des supernovae ; (ii) le rapport $[Na/Mg]$ augmente avec $[Mg/H]$ suivant trois séquences distinctes dans les disques mince, épais et dans le bulbe. Ceci semble indiquer la présence d'une autre source de production de Na (AGB) qui s'ajouterait à celles des étoiles massives.

Abstract

The Milky Way bulge shows contradictory features. Its structure and shape are close to those of late-type galaxies which are believed to be made secularly out of the disk instabilities ("pseudo-bulges").

However, its stellar population seem to be old and metal-rich in line with the typical characteristics of Sa and Sb spheroids ("classical bulge").

Using the FLAMES instrument (VLT), we observed 5 samples of about 230 bulge giants stars in 4 fields spread perpendicularly to the galactic plane from $b = -3^\circ$ to $b = -12^\circ$. Intermediate resolution spectra ($R \sim 20000$) have been obtained with the FLAMES/GIRAFFE spectrograph for all stars and 55 have also been observed with the high resolution spectrograph FLAMES/UVES ($R \sim 48000$). This thesis is based on the analysis of the 55 UVES stars for which we obtained oxygen, magnesium, aluminium and sodium abundances as well as on the Red Clump giants GIRAFFE sample in Baade's Window ($l = 1^\circ$, $b = -4^\circ$) for which individual metallicities ($[\text{Fe}/\text{H}]$) have been measured. For this work, an automatic method has been specifically developed to deal with the issues arising from the analysis of these heavily reddened metal-rich giants stars.

Our study establishes, a bulge metallicity distribution (MD) in the Baade's Window entirely based, for the first time, on a large sample (220 stars), with $[\text{Fe}/\text{H}]$ values coming from the analysis of intermediate resolution spectra and consequently more precise than previous studies. This allow us to confirm some of the MD characteristics and to highlight new ones : (i) a sharp decrease at high metallicities ($[\text{Fe}/\text{H}] > 0.5$), (ii) a large number of stars with supersolar metallicities (50% with $[\text{Fe}/\text{H}] > 0.16$, 25% with $[\text{Fe}/\text{H}] > 0.38$) and (iii) few metal poor stars (about 2% of stars with $-1.1 < [\text{Fe}/\text{H}] < -0.7$).

The abundance results of O, Na, Mg et Al from the UVES spectra show that the bulge have encountered a chemical evolution distinct from the galactic thin and thick disks. The bulge oxygen and magnesium ratios relative to iron are higher than those in both galactic disks which point towards a shorter formation timescale for the galactic bulge. The comparison of the MD and α -elements (O and Mg) abundances with those predicted by chemical evolution models suggests a extremely efficient and fast stellar formation which would have been suddenly stopped via SNe winds. Some models also predict a flatter IMF, favouring massive stars. Moreover, an detailed inspection of the massive stars nucleosynthesis has shown that : (i) the bulge stars $[\text{O}/\text{Mg}]$ ratio follows and extends the decreasing trend of $[\text{O}/\text{Mg}]$ found in the galactic disks to higher metallicities. This decrease at the highest metallicities is not predicted by theoretical models of massive stars ; (ii) the $[\text{Na}/\text{Mg}]$ ratio trend with increasing $[\text{Mg}/\text{H}]$ is found to increase in three distinct sequences in the thin disk, the thick disk and the bulge. This points to an additionnal source of Na (AGB) in addition to the massive stars contribution.

Introduction

L'origine et l'histoire des régions centrales des galaxies spirales, les bulbes, restent mal compris. De grandes classes de scénarios de formation des bulbes ont été proposées. Dans la première, les "pseudo-bulbe" sont formés par évolution séculaire du disque galactique constitué de gaz et d'étoiles (Combes & Sanders 1981). Dans la seconde, le "bulbe classique" résulte de l'effondrement rapide et de l'accrétion de nuages de gaz, tôt dans la vie de la Galaxie, soit dans le cadre de la vision historique du collapse de Eggen et al. (1962) ou soit dans celui des modèles de fragmentation précoce d'un disque (Immeli et al. 2004). Entre ces deux grandes classes de modèles, l'origine du bulbe de la Voie Lactée n'est pas clairement établie (Kormendy & Kennicutt 2004). Les contraintes observationnelles sont difficiles à obtenir car le bulbe est dissimulé par une forte extinction sur la ligne de visée qui l'atténue significativement aux longueurs d'onde visibles. Les études basées sur les diagrammes couleur-magnitude ont montré que les populations stellaires du bulbe sont principalement vieilles (plus vieilles que 10^{10} ans, Ortolani et al. 1995) avec une métallicité moyenne solaire (voir par exemple, Zoccali et al. 2003). Ces caractéristiques favorisent les scénarios de formation rapide du bulbe. A l'inverse, la morphologie du bulbe galactique ("*boxy-bulge*") révélée par le relevé 2MASS (Skrutskie et al. 2006, voir figure 1), ainsi que la présence d'une barre (même si son orientation est encore discutée) suggère un effondrement plus graduel ou une évolution séculaire du disque. En plus de ces deux grandes classes de scénarios, il existe d'autres chemins possibles de formation du bulbe, parmi lesquels l'assemblage hiérarchiques de sous-systèmes dans le cadre des modèles λ CDM (Aguerri et al. 2001). Il est possible que le bulbe se soit formé au travers d'une combinaison de tous ces processus (Gerhard 2006).

La composition chimique détaillée des étoiles du bulbe porte la signature des processus d'enrichissement du milieu interstellaire jusqu'au moment de la naissance de ces étoiles et sa connaissance peut permettre de discriminer entre les différents scénarios de formation du bulbe. En particulier, la mesure des rapports d'abondance des éléments- α (O, Mg, Ca, ...) par rapport au fer peut contraindre le temps de formation d'une population stellaire. En effet, les modèles de nucléosynthèse stellaire prédisent que les étoiles massives explosant après quelques millions d'années en supernovae de type II (SNII) enrichissent le milieu interstellaire majoritairement en éléments- α . Le fer est lui principalement produit par les supernovae de type I (SNI) qui enrichissent le milieu interstellaire sur une échelle de temps plus longue (de l'ordre de 1 milliard d'années). Les mesures des rapports d'abondances en éléments- α par rapport au fer dans une population stellaire choisie (bulbe, ou disque) reflètent alors la contribution relative des deux types de supernovae et apporte donc une information sur son temps caractéristique de formation.

La région du bulbe galactique est difficile à observer, d'une part parce que les étoiles sont distantes (environ 8 kpc) mais surtout parce que les lignes de visées en direction du bulbe sont très affectées par l'extinction interstellaire. La première étude effectuée en 1994 sur 12 étoiles de champ (McWilliam & Rich 1994), reposant sur des spectres à moyenne résolution, avait fourni des mesures d'abondances peu précises. Depuis, quelques études ont été effectuées à partir de spectres à haute résolution sur des étoiles d'amas globulaires appartenant au bulbe par différents groupes, d'une part les études de Barbuy et al. (1999); Meléndez et al. (2003); Zoccali et al. (2004); Barbuy et al. (2006) et d'autre part les travaux de Cohen et al. (1999); Carretta et al. (2001). Ces dernières études ne concernaient qu'un nombre restreint

d'étoiles (4-5) et les mesures d'abondances bien que plus précises ne couvraient qu'un domaine de métallicité limité.

Avec l'objectif principal de contraindre la formation et l'évolution du bulbe galactique, nous avons observé environ 1100 étoiles géantes réparties dans quatre champs distincts ($-12^\circ < b < -3^\circ$ et $l \sim 0^\circ$), choisis pour leur plus faible extinction. L'un de ces champs est la fenêtre de Baade. Pour ces 1100 étoiles, des spectres à moyenne-haute résolution ont été acquis avec le spectrographe FLAMES/GIRAFFE. Un sous-échantillon de 55 étoiles a également été observé avec le spectrographe haute résolution FLAMES/UVES.

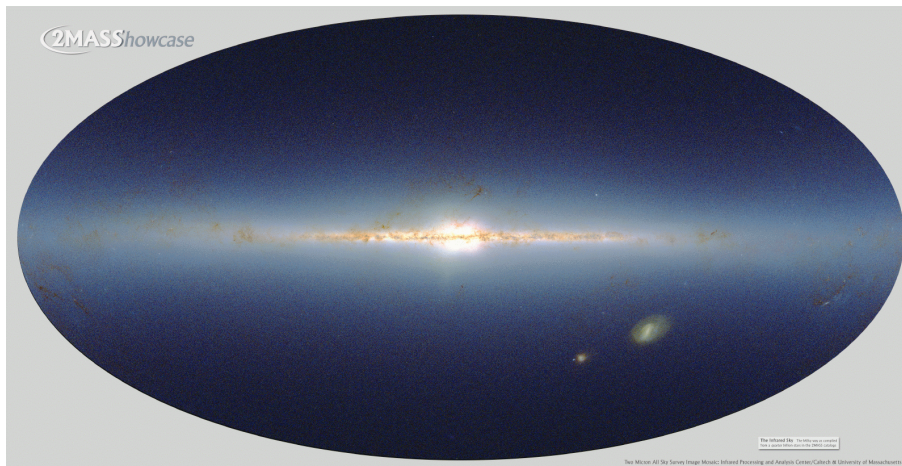


FIG. 1 – Cette vue, en infrarouge, de l'ensemble de la Galaxie a été réalisée à partir du comptage d'étoiles provenant de la base de données de 2MASS (*Two Micron All Sky Survey*, Skrutskie et al. 2006). Les couleurs illustrent la densité locale d'étoiles. Le bulbe est visible au centre de la Galaxie, en forme de cacahuète, sa classification reste ambiguë (Kormendy & Kennicutt 2004). Crédit : Image mosaïque obtenue par 2MASS, un programme conjoint de l'Université du Massachusetts et du *Infrared Processing and Analysis Center* (Institut de Technologie de Californie), financé par la NASA et la NSF.

Ce manuscrit de these décrit d'une part la réduction et l'analyse des 220 spectres de géantes du red clump observées dans la fenêtre de Baade, ainsi que des 55 spectres haute résolution FLAMES/UVES repartis dans les 4 champs et d'autre part l'interprétation des résultats en terme de contraintes sur les scénarios de formation du bulbe.

La sélection de l'échantillon des étoiles du red clump, les observations et la réduction des données sont présentées au chapitre 1. Dans ce chapitre, une estimation de la contamination de cet échantillon est réalisée à partir des résultats du modèle de Besançon.

Le chapitre 2 est consacré à la détermination des paramètres stellaires des étoiles observées avec GIRAFFE et UVES. Il comprend un rappel des définitions et des méthodes classiques de détermination de ces paramètres, la description des difficultés d'application de certaines de ces méthodes aux étoiles géantes, riches en métaux et fortement rougies de nos échantillons. Il décrit, ensuite, la méthode d'analyse développée spécifiquement au cours de cette thèse pour surmonter l'ensemble de ces difficultés et l'application de cette méthode aux spectres UVES puis GIRAFFE.

La méthode de détermination des abondances en O, Na, Mg et Al pour les 55 étoiles UVES fait l'objet du chapitre 3. On y présente en particulier l'ajustement des données physiques des raies sur les domaines de longueurs d'onde concernés, réalisé à partir de spectres synthétiques, avec le Soleil, Arcturus et μ Leo comme étoiles de référence.

Au chapitre 4, les résultats d'abondances des éléments- α ainsi que la distribution en métallicités des 220 étoiles du red clump sont présentés, placés dans le contexte des études passées et présentes et interprétés en termes d'échelle de temps caractéristique de formation du bulbe galactique. Une comparaison de ces résultats avec des modèles d'évolution chimique est aussi discutée dans ce chapitre.

Le chapitre 5 est consacré à l'analyse des résultats d'abondance de O, Na, Mg et Al en lien avec la nucléosynthèse des étoiles massives. Tout d'abord, il s'agit de vérifier que les abondances de ces éléments mesurés dans l'atmosphère de l'étoile n'ont pas été affectées par des phénomènes de mélange et sont donc bien le produit de l'évolution chimique du bulbe. Ensuite, la nucléosynthèse de ces éléments par les étoiles massives est inspectée dans le détail afin d'apporter d'autres informations sur la formation du bulbe ainsi que des contraintes sur les modèles théoriques d'évolution des étoiles massives.

Chapitre 1

Données

Sommaire

1.1	Description du projet général d'étude du bulbe galactique	7
1.2	Sélection de l'échantillon des étoiles du red clump de la fenêtre de Baade	8
1.3	Données spectroscopiques	8
1.3.1	Observations	8
1.3.2	Réduction des données	11
1.4	Contamination de l'échantillon	11
1.4.1	Le modèle de Besançon	11
1.4.2	Résultats du modèle	12

1.1 Description du projet général d'étude du bulbe galactique

Avec l'objectif principal d'apporter de nouvelles contraintes sur la formation et l'évolution du bulbe galactique, une équipe internationale de chercheurs a monté, en 2002, un projet de caractérisation spectroscopique des populations stellaires du bulbe galactique.

Dans le cadre de ce projet, cinq échantillons d'environ 220 étoiles géantes ont été observés dans quatre champs distincts en direction du bulbe galactique. Ces champs sont, par rapport à l'ensemble de la région, moins affectés par le rougissement et ont été choisis afin d'échantillonner le bulbe le long de sa latitude galactique. Toutes les étoiles ont été observées avec le spectrographe moyenne résolution ($R \sim 20000$) FLAMES/GIRAFFE (voir section 1.3.1) et un sous-échantillon de 55 étoiles a été observé avec le spectrographe haute résolution FLAMES/UVES.

Le travail de cette thèse porte sur l'analyse des 220 étoiles GIRAFFE du red clump de la fenêtre de Baade ainsi que sur les 55 étoiles UVES.

Champ	α	δ	l	b	Etoiles
Fenêtre de Baade	18 :04 :50	-30 :03 :21	1.1393	-4.1755	RGB
	18 :03 :33	-30 :05 :00	0.980	-3.946	red clump
Fenêtre à $b = -6^\circ$	18 :10 :17	-31 :45 :16	0.2067	-6.0164	RGB
NGC6553	18 :09 :16	-25 :54 :28	5.2509	-3.0241	RGB
Fenêtre de Blanco	18 :35 :25	-34 :37 :04	359.9967	-11.9985	RGB

TAB. 1.1 – Champs observés dans le cadre du projet général d'étude du bulbe galactique.

1.2 Sélection de l'échantillon des étoiles du red clump de la fenêtre de Baade

L'échantillon d'étoiles du red clump a été sélectionné dans la région BUL-SC45 du survey OGLE-II (Udalski et al. 1997; Paczynski et al. 1999a) couvrant la majeure partie de fenêtre de Baade. Dans cette région, le projet OGLE a observé plus de 8000 étoiles dans les bandes photométriques U, B, V et I (voir les diagrammes couleur-magnitude (I,V-I) et (V,V-I) de la figure 1.1). Parmi ces 8000 étoiles, environ 1400 étoiles ont été identifiées par OGLE comme membres du red clump.

Afin d'élargir au domaine infrarouge l'ensemble des données photométriques de l'échantillon final (pour la détermination des températures photométriques), seules les étoiles du red clump de la région BUL-SC45 aussi identifiées par les surveys 2MASS et DENIS ont été conservées (voir les diagrammes couleur-magnitude (K,V-K) et (K,J-K) de la figure 1.2). Afin de réduire une contamination éventuelle de ce sous-échantillon par des géantes et des naines du disque, une sélection des étoiles a été réalisée à partir du diagramme couleur-magnitude ($K_0, (J-K)_0$) dérougi en adoptant la valeur d'extinction moyenne $A_V = 1.5$ pour la fenêtre de Baade (Paczynski et al. 1999a) et la loi de rougissement $A_K/A_V = 0.089$ (Glass 1999). Dans ce diagramme, les étoiles avec $K_0 < 12$ et $(J-K)_0 < 0.5$ ont été exclues de la sélection finale. Finalement, une coupure selon la magnitude V a été effectuée pour retenir les étoiles avec $16.5 < V < 17.2$.

1.3 Données spectroscopiques

1.3.1 Observations

Les observations ont été réalisées avec l'instrument FLAMES (Fibre Large Array Multi Element Spectrograph, Pasquini et al. (2002)) monté au foyer Nasmyth du télescope Kueyen (UT2) du VLT (Very Large Telescope, Cerro Paranal, Chili). FLAMES se compose d'un positionneur de fibres, du spectrographe GIRAFFE et d'un lien vers le spectrographe UVES.

Le spectrographe GIRAFFE

GIRAFFE est un spectrographe moyenne-haute résolution ($R=7500-30000$), construit par l'Observatoire de Paris (Pôle instrumental, GEPI). Il est équipé de deux réseaux, à basse et haute résolution et peut couvrir l'ensemble du domaine visible ($3700-9000 \text{ \AA}$). Ce domaine spectral est parcouru par 32 *setups* (24 à haute résolution et 8 à basse résolution) sélectionnés par l'intermédiaire de filtres. L'observation avec GIRAFFE peut être effectuée avec différents modes : ARGUS, IFU ou MEDUSA. Dans le mode MEDUSA, jusqu'à 132 objets peuvent être observés simultanément. Les fibres ont une ouverture de 1.2 secondes d'arc sur le ciel correspondant à 6 pixels sur le CCD. La figure 1.3 illustre une image CCD acquise en mode MEDUSA.

Les observations des étoiles du red clump avec FLAMES ont été effectuées en août 2003, dans le cadre du programme de temps garanti de l'Observatoire de Paris (programme ESO-071.B0196, Ana Gómez et al). Les spectres ont été acquis avec le mode MEDUSA sur les domaines de longueurs d'onde des *setups* H13 et H14. Les observations avec le *setup* H15, initialement prévues, n'ont pu être effectuées à cause d'une météo défavorable. Les caractéristiques (couverture spectrale et résolution) de ces *setups* sont indiquées à la table 1.2.

Pour les observations, l'échantillon de départ a été divisé en deux : (a) 114 étoiles avec $16.5 < V < 16.9$ (plus 18 fibres sur le ciel) et (b) 114 étoiles avec $16.9 < V < 17.2$ (plus 18 fibres sur le ciel). Les temps de pose pour les échantillons (a) et (b) dans les *setups* H13 et H14 sont indiqués dans la table 1.3. Ces temps de pose ont été estimés pour obtenir des spectres avec un rapport signal sur bruit (S/N) de l'ordre de 50.

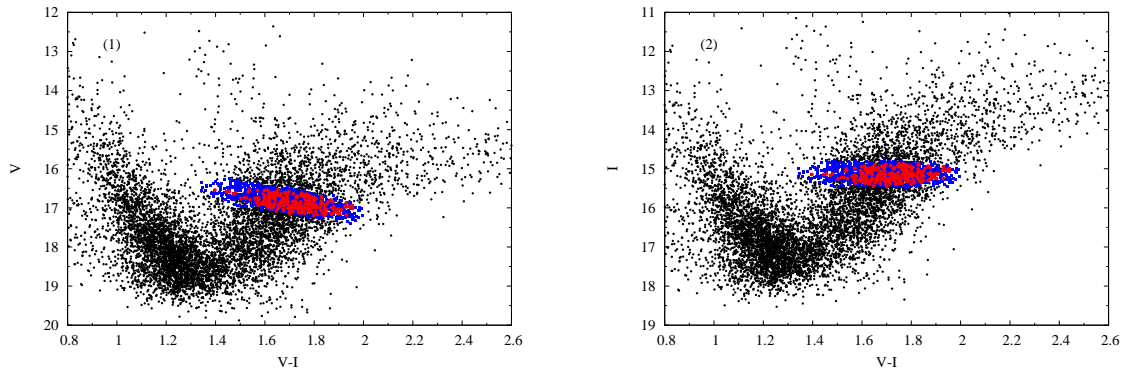


FIG. 1.1 – Identification dans les diagrammes couleur-magnitude (V,V-I) **(1)** et (I,V-I) **(2)** des étoiles du red clump observées dans la fenêtre de Baade avec le spectrographe FLAMES/GIRAFFE (points rouges). Les points noirs représentent l'ensemble des étoiles (~ 8000) observées par le survey OGLE-II (Paczynski et al. 1999a) et les points bleus les étoiles identifiées comme appartenant au red clump.

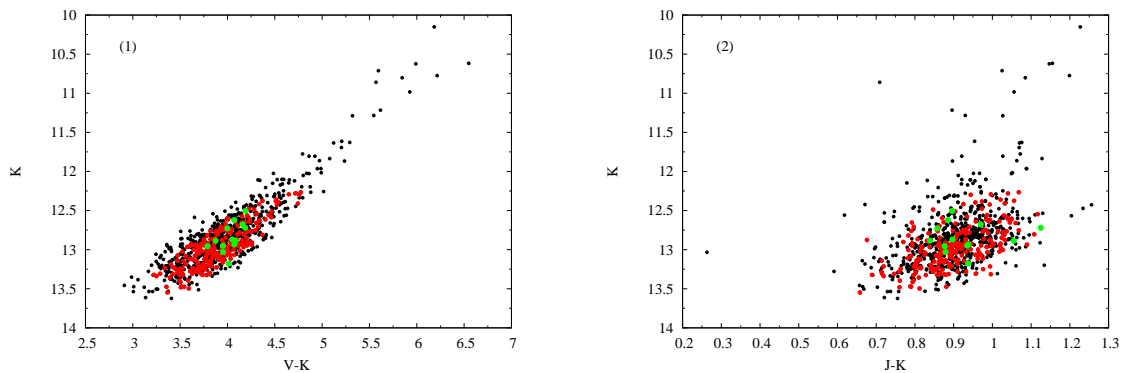


FIG. 1.2 – Identification dans les diagrammes couleur-magnitude (K,V-K) **(1)** et (K,J-K) **(2)** des étoiles du red clump observées dans la fenêtre de Baade avec les spectrographes GIRAFFE (points rouges) et UVES (points verts). Les points noirs représentent les étoiles du red clump du survey OGLE-II (points bleus de la figure 1.1) aussi identifiées par les surveys 2MASS et DENIS.

Setup	λ_{\min} (Å)	λ_{\max} (Å)	Résolution
H13	6120	6405	22500
H14	6383	6626	28800
H15	6470	6790	17000

TAB. 1.2 – Couverture spectrale et résolution des *setups* H13, H14 et H15 du spectrographe FLAMES/-GIRAFFE utilisé en mode MEDUSA.

Echantillon	H13	H14
(a) $16.5 < V < 16.9$	2h15	4h30
(b) $16.9 < V < 17.2$	3h00	6h00

TAB. 1.3 – Temps de pose pour les échantillons (a) et (b) d'étoiles du red clump observées avec les *setups* H13 et H14 du spectrographe FLAMES en mode MEDUSA. Les poses ont été divisées en tranches d'une heure afin de minimiser la contamination par des rayons cosmiques.

Le spectrographe UVES

UVES (Ultraviolet and Visible Echelle Spectrograph) est un spectrographe échelle à deux voies, la voie bleue allant de l'UV au bleu, et la voie rouge allant de ce bleu jusqu'à l'infrarouge (Dekker et al. 2000). Ces deux voies sont séparées et peuvent aussi être utilisées simultanément avec un séparateur dichroïque. Comme pour tout spectrographe, la résolution atteinte dépend de la largeur de la fente d'entrée : elle est de de l'ordre de 40000 pour une fente de 1 seconde d'arc et peut atteindre 120000 dans le rouge et 90000 dans le bleu avec une fente plus fine. La voie rouge est équipée d'un système de 8 fibres qui peuvent être alimentées en même temps que les fibres du spectrographe GIRAFFE. L'acquisition des spectres UVES des étoiles du red clump a été réalisée avec la voie rouge, sur l'intervalle de longueur d'onde 4800-6800 Å avec une résolution $R \sim 48000$.

7 étoiles ont été sélectionnées parmi l'échantillon (b) et observées avec UVES en même temps que l'échantillon (a) était observé avec GIRAFFE et réciproquement, 7 étoiles ont été sélectionnées parmi l'échantillon (a) et observées en même temps que l'échantillon (b). Les temps de poses sont donc ceux des *setups* H13 et H14 (voir table 1.3) cumulés, soit respectivement 6h45 et 9h00 pour les deux sous-échantillons.

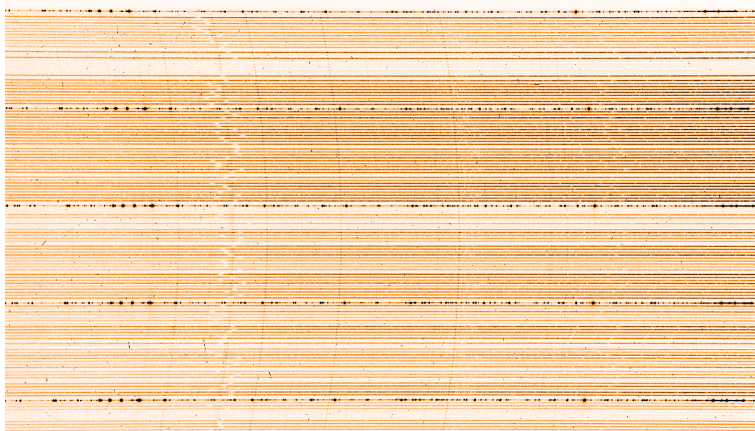


FIG. 1.3 – Image du CCD non traitée (*setup* H14). Les spectres correspondent aux traits horizontaux.

1.3.2 Réduction des données

Les spectres GIRAFFE ont été réduits avec le logiciel girBLDRS¹ (GIRAFFE Base-Line Data Reduction Software) développé à l'observatoire de Genève (Blecha et al. 2000). Les spectres UVES ont été réduits avec le pipeline FLAMES-UVES (Mulas et al. 2002)². Ces deux logiciels permettent d'effectuer de manière automatique toutes les étapes de traitement du spectre brut : la soustraction du biais, l'extraction des spectres, la division par la plage de lumière uniforme, la calibration en longueur d'onde et le raccordement des ordres (seulement pour les spectres UVES).

Le reste du traitement des spectres GIRAFFE et UVES (addition des différentes poses d'une même étoile, soustraction du ciel) a été effectué avec des routines IRAF³. Les spectres ont été combinés en effectuant une moyenne pondérée des flux de chaque pixel et un *sigma-clipping* autour de la valeur médiane afin de supprimer au maximum les rayons cosmiques. De plus, les spectres UVES ont été combinés en tenant compte de la variation de la composante radiale de la vitesse héliocentrique au cours des 3 nuits d'observation. Cette variation est négligeable à la résolution des spectres GIRAFFE. Un ciel "moyen" a été réalisé en combinant pour chaque échantillon, les 16 spectres des fibres positionnées sur le ciel. Ce ciel "moyen" a été soustrait au spectre final de chaque étoile.

1.4 Contamination de l'échantillon

1.4.1 Le modèle de Besançon

La contamination de notre échantillon d'étoiles du red clump dans la fenêtre de Baade a été estimée en utilisant le modèle de Besançon (Robin et al. 2003). Ce modèle de synthèse de populations stellaires prend en compte quatre populations galactiques (disque mince, disque épais, halo et bulbe) et suppose un modèle de la distribution de l'extinction dans la Galaxie. Il permet de simuler des observations dans une direction donnée du ciel en produisant magnitudes et couleurs ainsi que les données cinématiques de ces populations. La modélisation de chacune des populations repose sur un ensemble de tracés évolutifs et des hypothèses sur les distributions en densité qui sont contraintes de manière autocohérente par des équations dynamiques (équations de Poisson et de Boltzmann-Liouville couplées); et sur des données empiriques (comptages d'étoiles dans de nombreuses directions, courbe de rotation du disque, distributions en métallicité, etc...). Cette modélisation fait aussi l'hypothèse d'un scénario de formation et d'évolution de la Galaxie. Le disque mince est modélisé comme une population d'âges entre 0 et 10^{10} ans suivant une relation âge-métallicité avec la prise en compte d'un gradient radial de métallicité, alors que le disque épais, le halo et le bulbe sont considérés comme des populations d'âge unique (respectivement de 11, 14 et 10^{10} ans) avec une distribution de métallicité propre à chacune de ces trois populations. La distribution en métallicité du bulbe est centrée en $[Fe/H]=0.0$ avec une dispersion de 0.4, alors celle du disque épais est centrée en $[Fe/H]=-0.78$ avec une dispersion de 0.30. Le disque mince suit une loi de Einasto, fortement décroissante dans les régions les plus internes de la galaxie ($R < 2\text{kpc}$) et similaire à une loi exponentielle radiale avec une échelle de longueur de 2.5 kpc vers l'extérieur. Le disque épais suit une loi exponentielle radiale avec une échelle de longueur de 2.5 kpc et le bulbe est triaxial avec la loi de densité de Dwek et al. (1995) (voir Robin et al. 2003; Picaud & Robin 2004, pour plus de détails sur les hypothèses sous-jacentes de ce modèle).

Ce modèle a été utilisé pour calculer la proportion d'étoiles du halo, du disque épais et du disque mince sur la ligne de visée de la fenêtre de Baade qui entrent dans la sélection en couleur et magnitude de notre échantillon.

¹<http://girbldrs.sourceforge.net>

²<http://www.eso.org/projects/dfs/dfs-shared/web/vlt/vlt-instrument-pipelines.html>

³IRAF : Image Reduction and Analysis Facility, <http://iraf.noao.edu/>

1.4.2 Résultats du modèle

La simulation utilisée, établie à partir de la dernière version du modèle de Besançon, nous a été généreusement fournie par Mathias Schultheis. Un champ de 25×25 arcmin², centré sur notre champ observé, a été simulé dans la direction de la fenêtre de Baade sans prendre en compte le rougissement. Ce dernier a ensuite été rajouté par nos soins, avec la même loi de rougissement que celle utilisée dans l'analyse (pour la détermination des températures photométrique, voir Annexe A) : $A_V=1.71$ (correspondant à $E(B-V)=0.55$) pour toutes les étoiles de la simulation situées à plus de 2 kpc du Soleil (incluant donc en particulier toutes les étoiles du bulbe) et un rougissement proportionnel à la distance, $A_V=0.85/\text{kpc}$, pour les étoiles à moins de 2 kpc du Soleil. Cette combinaison de rougissement permet de reproduire globalement la morphologie du diagramme couleur-magnitude du champ de la fenêtre de Baade observé. Cependant, des décalages de -0.2 mag en bande V et en couleur (V-I) ont dû être appliqués afin de reproduire exactement la position du clump observée dans ces bandes. Ces décalages de petites amplitudes ne sont pas surprenants vu que la position exacte en magnitude et couleur du red clump observé n'est pas précisément reproduite par les isochrones et/ou les transformations en couleurs utilisées par les modèles (Schaller et al. 1992; Lejeune et al. 1997, respectivement). Ces décalages peuvent être particulièrement importants dans les bandes visibles où la métallicité (supposée dans le modèle) joue un rôle non négligeable.

La figure 1.4 illustre les prédictions du modèle de Besançon dans ces conditions, où les étoiles du bulbe sont codées en vert, celles du disque mince en noir, celles du disque épais en bleu, et celles du halo en rouge. Les deux graphiques du haut montrent les diagrammes couleur-magnitude (V,V-I) synthétique (a) et observé (b). La morphologie globale de ces deux diagrammes est suffisamment proche pour que le modèle puisse servir à quantifier la contamination de notre échantillon du red clump dans le bulbe par les autres populations galactiques. Dans les diagrammes (c) et (d), la sélection en couleur de notre échantillon est appliquée au modèle, dans le diagramme (V,V-I) et son impact sur la sélection en (K,V-K). Enfin, les caractéristiques en distance (e) et paramètres stellaires (f) des différentes populations galactiques qui entrent dans cette sélection sont présentés.

Calculée sur l'ensemble des étoiles simulées entrant dans la boîte de sélection (30 876 étoiles), la contamination totale prédite par le modèle est d'environ 9%. Il s'agit en majorité d'étoiles géantes appartenant aux deux disques galactiques : 5.9% sont des étoiles du disque épais situées derrière le bulbe galactique et 3.2% sont des étoiles du disque mince à des distances comprises entre 2 et 5 kpc du Soleil. Sur les 220 étoiles du red clump de notre échantillon, on s'attend donc à avoir 7 ± 3 étoiles géantes du disque mince et 13 ± 4 étoiles du disque épais. Ces géantes ont des températures similaires à celles des étoiles du red clump du bulbe. Les étoiles du disque épais ont des gravités comparables à celles des étoiles du bulbe alors que les gravités des étoiles du disque mince sont en moyenne supérieures (jusqu'à +1.0 dex) à celles des étoiles du bulbe .

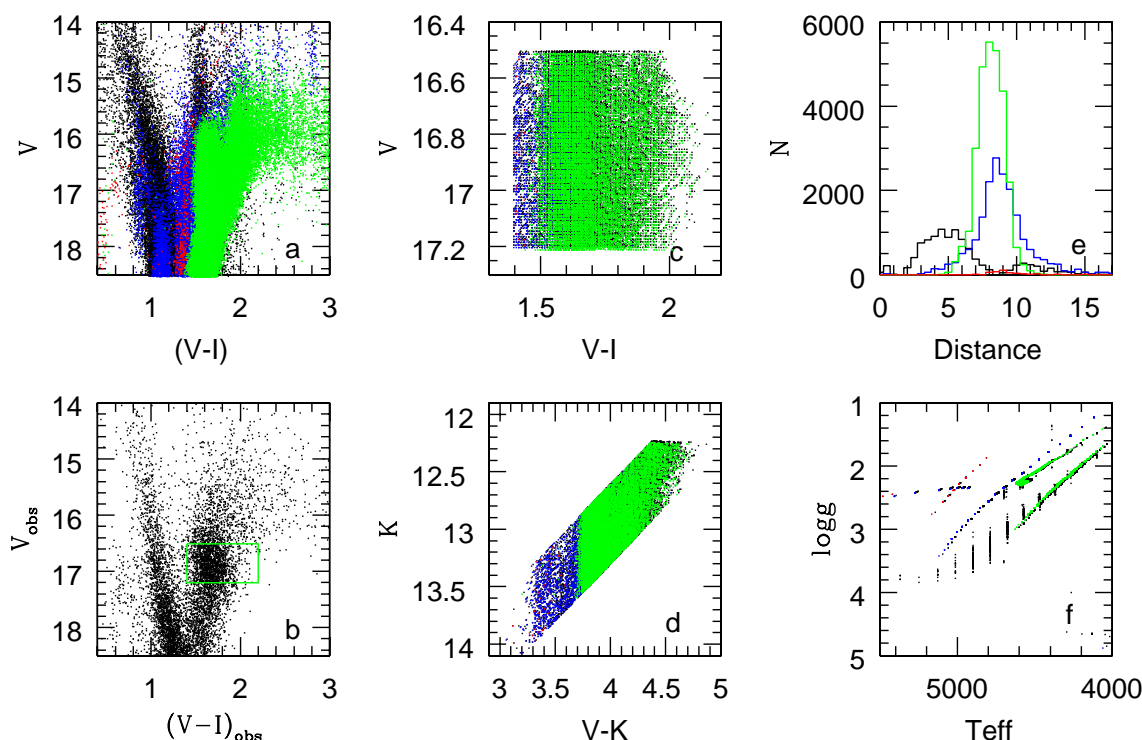


FIG. 1.4 – Résultats du modèle de Besançon dans un champ de 25×35 arcmin² en direction de la fenêtre de Baade. Les points de la simulation représentent le disque mince (noir), le disque épais (bleu), le halo (rouge) et le bulbe (vert) respectivement. **a) et b)** : Diagrammes couleur-magnitude ($V, V-I$) simulé (a) et observé (b). La morphologie globale de ces deux diagrammes est suffisamment proche pour que le modèle puisse servir à quantifier la contamination de notre échantillon du red clump dans le bulbe par les autres populations galactiques. La boîte de sélection de notre échantillon du red clump est indiquée en vert dans (b). **c) et d)** : Sélection en couleur de notre échantillon (critère en V et $V-I$), appliquée au modèle dans les diagrammes couleur-magnitude ($V, V-I$) et ($K, V-K$). **e)** : Distribution en distance des étoiles des différentes populations galactiques qui entrent dans la sélection. Les couleurs des différentes populations sont les mêmes que celles de la figure (a). Les contributions des disques mince et épais ainsi que du halo ont été multipliées par 10 pour la lisibilité des histogrammes. La contamination principale provient d'étoiles géantes du disque épais situées derrière le bulbe galactique, ainsi que d'étoiles géantes du disque mince situées entre le Soleil et le bulbe, majoritairement à des distances entre 4 et 6 kpc du Soleil (donc dans les régions internes de la Galaxie). **f)** : Distribution en température et gravité des étoiles qui entrent dans notre sélection (mêmes couleurs que (a)). On voit clairement que les étoiles du disque épais sont principalement des géantes avec des températures et gravités similaires à celles des étoiles du bulbe dans le red clump, alors que les étoiles du disque mince ont, en moyenne, des gravités nettement plus élevées que celles du clump.

Chapitre 2

Méthode de détermination des paramètres atmosphériques

Sommaire

2.1 Définitions des paramètres fondamentaux	16
2.1.1 La température effective, T_{eff}	16
2.1.2 La gravité de surface, g	16
2.1.3 La vitesse de microturbulence, ξ	16
2.1.4 La composition chimique de surface	17
2.2 Méthodes classiques de détermination des paramètres fondamentaux	17
2.2.1 Méthodes pour la détermination de T_{eff}	17
2.2.2 Méthodes de détermination de $\log g$	20
2.2.3 Détermination de ξ	22
2.3 Difficultés d'analyse spécifiques aux étoiles du bulbe riches en métaux	22
2.3.1 Méthodes photométriques pour T_{eff} et $\log g$	22
2.3.2 Méthodes spectroscopiques : T_{eff} , $\log g$ et ξ	24
2.4 Solution : une analyse différentielle par rapport à μLeo	26
2.4.1 Présentation de μLeo	26
2.4.2 Détermination des paramètres stellaires de μLeo	26
2.4.3 Création de la liste des raies de fer finale	27
2.4.4 Test de cette liste sur Arcturus et sur le Soleil	28
2.4.5 Une détermination spectroscopique ou photométrique de $\log g$?	29
2.5 Détermination finale des paramètres	29
2.5.1 Méthode appliquée aux spectres UVES	29
2.5.2 Discussion sur la méthode de détermination de ξ	31
2.5.3 Méthode automatique appliquée aux spectres GIRAFFE	34
2.5.4 Comparaison des paramètres obtenus avec GIRAFFE et UVES	34
2.5.5 Paramètres stellaires finaux et incertitudes associées	39

Pour déterminer la composition chimique d'une étoile, il faut tout d'abord modéliser son atmosphère et plus précisément la partie basse de l'atmosphère, appelée photosphère. Cette région est celle d'où provient la majeure partie du rayonnement de l'étoile dans le domaine visible. Le modèle de la photosphère de l'étoile peut être établi à partir de la connaissance des quatre paramètres suivants (définis à la section 2.1), appelés paramètres effectifs de l'étoile ou encore paramètres fondamentaux : la température effective T_{eff} , la gravité de surface g , la vitesse de microturbulence ξ et la composition chimique de surface.

Dans ce chapitre, les principales méthodes de détermination des paramètres effectifs sont rappelées à la section 2.2 pour ensuite dégager à la section 2.3 les difficultés d'application de certaines de ces méthodes à nos échantillons constitués d'étoiles froides, riches en métaux et affectées par un fort rougissement. Ces difficultés ont pu être surmontées en développant une méthode d'analyse différentielle par rapport à μ Leo, une étoile du disque dont les paramètres stellaires représentent bien ceux de l'échantillon du bulbe. Le principe de cette méthode est décrit en section 2.4 et son application aux spectres UVES, puis GIRAFFE est présentée à la section 2.5.

2.1 Définitions des paramètres fondamentaux

2.1.1 La température effective, T_{eff}

Un des paramètres physiques qui affecte le plus la nature de la photosphère de l'étoile est sa température caractéristique. Dans le Soleil, cette valeur chute de plus d'un facteur deux de la partie basse à la partie haute de la photosphère. Plutôt que de définir cette température caractéristique par une valeur de température prise à un niveau quelqueconque de la photosphère, il est d'usage de considérer la température effective de l'étoile, T_{eff} . Celle-ci est définie par l'expression suivante :

$$\int_0^{+\infty} \mathfrak{F}_\nu d\nu = \sigma T_{\text{eff}}^4 \quad (2.1)$$

avec \mathfrak{F}_ν : le flux quittant la surface de l'étoile et $\sigma = 5.67 \cdot 10^{-8} \text{ W}/(\text{m}^2 \text{deg}^4)$, la constante de Stefan. Cette équation a la même forme que l'équation de Stefan-Boltzmann et fait de la température effective, la température d'un corps noir qui aurait la même puissance surfacique que l'étoile. Cependant, la distribution de puissance le long du spectre de l'étoile peut être très différente de celle du corps noir à la même température que l'étoile.

2.1.2 La gravité de surface, g

Dans une étoile de masse M et de rayon R , la gravité de surface g est définie par rapport au Soleil :

$$g = g_\odot \frac{M}{R^2} \quad (2.2)$$

g_\odot est la gravité de surface du Soleil ($2,740 \cdot 10^4 \text{ cm/s}^2$), M et R sont exprimés en unités solaires. La valeur de g contrôle la distribution de pression (pression électronique et pression du gaz) qui règne au sein des différentes couches du modèle d'atmosphère de l'étoile. Une augmentation de la gravité compresse la photosphère augmentant ainsi toutes les pressions.

Dans le diagramme HR, des étoiles de type spectral O aux étoiles de type spectral M, la valeur de g s'étend sur six ordres de magnitude. On emploie ainsi le plus souvent la valeur $\log g$ pour désigner la gravité de surface de l'étoile.

2.1.3 La vitesse de microturbulence, ξ

Le gaz constituant la photosphère est en mouvement ce qui se traduit d'un point de vue spectral par un élargissement du profil de la plupart des raies spectrales. Dans une étoile, sans parler de la rotation, ce champ de vitesses peut être le résultat de la propagation d'ondes, des mouvements de convection ou d'autres phénomènes d'écoulement. Dans le Soleil, ce champ de vitesses est dominé par la granulation. Dans la plupart des étoiles, l'absence de résolution spatiale empêche de confirmer que la granulation

est à l'origine de ce champ de vitesses. Il doit cependant être pris en compte dans la modélisation de l'atmosphère de l'étoile de part son influence sur la formation des raies spectrales.

Par définition, on appelle turbulence l'ensemble des mouvements autres que ceux dus à l'agitation thermique se caractérisant d'un point de vue spectral par un élargissement des raies (de type Doppler). En terme de spectres stellaires, lorsque la taille des éléments turbulents est petite devant le libre parcours moyen des photons, on parle de microturbulence (à l'inverse lorsqu'elle est grande, de macro-turbulence). Autrement dit, la vitesse de microturbulence peut être vue comme la queue de distribution du champ de vitesses auquel est soumis le gaz de la photosphère.

Dans un modèle d'atmosphère à une dimension, la vitesse de microturbulence n'a pas de signification physique réelle. Il s'agit d'un paramètre ad hoc pris en compte dans la modélisation de manière à tenir compte d'une source d'élargissement des raies.

2.1.4 La composition chimique de surface

Il s'agit des métaux présents dans l'atmosphère de l'étoile qui contribuent à l'absorption continue de la matière. Ces éléments (Mg, Al, Si, Fe, Ca, Na, pour l'essentiel) sont ceux qui fournissent des électrons lorsque l'hydrogène n'est plus suffisamment ionisé. En pratique, la métallicité [Fe/H] est utilisée comme valeur pour la composition chimique de surface.

2.2 Méthodes classiques de détermination des paramètres fondamentaux

Les méthodes de détermination des paramètres peuvent être regroupées en deux grandes classes : celle des méthodes directes et celle des méthodes indirectes. Dans le premier cas, le paramètre cherché provient d'une mesure physique directe sur l'étoile. Dans le second cas, les paramètres peuvent être calculés en utilisant des relations de calibration ou à partir de la connaissance du spectre observé. On fait alors l'hypothèse d'un modèle d'atmosphère pour synthétiser un spectre théorique. Le paramètre stellaire recherché est alors ajusté de manière à reproduire le spectre observé.

2.2.1 Méthodes pour la détermination de T_{eff}

La Méthode du flux bolométrique

Si l'on suppose qu'il n'y a pas d'extinction interstellaire, le flux émis par la surface de l'étoile de rayon R se retrouve sur la sphère de rayon d , où d est la distance entre la Terre et l'étoile. Cette conservation d'énergie s'écrit :

$$4\pi R^2 \mathfrak{J}_v = 4\pi d^2 F_v \quad (2.3)$$

avec \mathfrak{J}_v le flux surfacique émis par l'étoile et F_v le flux surfacique mesuré sur Terre. En intégrant sur tout le domaine de fréquence, cette expression peut être reliée à la température effective définie à la section. 2.1.1 :

$$\int_0^{+\infty} F_v dv = \theta_R^2 \sigma T_{\text{eff}}^4 \quad (2.4)$$

où $\theta_R = R/d$ est le rayon angulaire de l'étoile. Ainsi, les températures effectives des étoiles ne peuvent être déterminées directement qu'en mesurant à la fois le diamètre apparent de l'étoile et son flux bolométrique. Cette approche ne concerne qu'un petit nombre d'étoiles, la plupart brillantes et/ou au voisinage solaire. La valeur de θ_R peut être déterminée par interférométrie ou bien lors d'une occultation lunaire de l'étoile (seulement quelques dizaines d'étoiles concernées). Dans le cas d'un système binaire à éclipse, le rayon de l'étoile est connu et θ_R peut être déduit sous réserve de connaître la distance du système.

En pratique, le flux bolométrique n'est mesuré que pour un petit nombre d'étoiles. Sur Terre, l'absorption atmosphérique rend impossible la mesure de la distribution d'énergie sur tout le domaine spectral. Les données photométriques ne fournissent la valeur de l'énergie que sur quelques domaines de longueur d'onde limités. Plusieurs méthodes ont donc été développées de manière à calibrer la valeur du flux bolométrique à partir de la valeur du flux dans un ou plusieurs domaines de longueur d'onde. Ces méthodes ne fournissent plus qu'une mesure semi-directe de la température dans le sens où elles utilisent des calibrations pour déterminer le flux bolométrique.

Plusieurs méthodes supposent un modèle de photosphère pour reproduire les flux observés des étoiles dans différentes longueurs d'onde. Parmi ces méthodes, la méthode dite du flux infrarouge (IRFM) s'applique aux étoiles naines et géantes. Elle est basée sur les mesures photométriques des étoiles dans des bandes infrarouges (I, J, K). La température est déterminée par comparaison du rapport R_{obs} entre le flux bolométrique F_{bol} et le flux monochromatique $F(\lambda_{\text{IR}})$ à la longueur d'onde infrarouge λ_{IR} provenant des observations et le même rapport théorique R_{theo} déduit d'un modèle de photosphère. La méthode IRFM se résume par l'équation suivante :

$$R_{\text{obs}} = \frac{F_{\text{bol}}}{F(\lambda_{\text{IR}})} = \frac{\sigma T_{\text{eff}}^4}{F_{\text{mod}}(T_{\text{eff}}, \lambda_{\text{IR}}, g, [\text{Fe}/\text{H}])} = R_{\text{theo}} \quad (2.5)$$

L'intérêt de se placer dans le domaine infrarouge est que, dans ce domaine, le flux dépend seulement de la première puissance de T_{eff} , alors que le flux bolométrique dépend de la quatrième puissance. Cependant, la détermination de T_{eff} d'après l'équation précédente nécessite une estimation de $\log g$ et de $[\text{Fe}/\text{H}]$ pour la construction du modèle ainsi que pour le calcul de F_{bol} . Plus particulièrement pour les étoiles froides et riches en métaux, $[\text{Fe}/\text{H}]$ peut avoir une influence plus importante sur la valeur de T_{eff} . Cet effet a été pris en compte par Alonso et al. (1999a) dans leur étude. Ces auteurs ont étudié un échantillon de 500 étoiles géantes dont les paramètres recouvrent les intervalles suivants : $3500 \text{ K} < T_{\text{eff}} \leq 8000 \text{ K}$; $-3.0 \leq [\text{Fe}/\text{H}] \leq +0.5$ et $0.5 \leq \log g \leq 3.5$. Pour la majorité des étoiles, les valeurs de $[\text{Fe}/\text{H}]$ ont été établies à partir de données spectroscopiques. En appliquant la méthode IRFM, les températures des étoiles ont été calculées à partir des bandes photométriques : J, H, K et L'. Plus récemment, Ramírez & Meléndez (2005a) ont élargi le domaine des paramètres stellaires d'Alonso et al. et ont déterminé T_{eff} pour 580 étoiles naines et 470 étoiles géantes dans une dizaine de bandes photométriques, les plus couramment utilisées.

Utilisation de relations de calibrations : la température "photométrique"

Si l'on dispose de données photométriques, la température peut être déterminée de manière indirecte en utilisant des relations de calibration. La température est une fonction de l'indice de couleur (IC) avec une dépendance ou non avec la métallicité. Les auteurs cités au paragraphe précédent fournissent de telles relations pour les géantes (Ramírez & Meléndez 2005b; Alonso et al. 1999b) pour différents indices de couleur. Les relations de calibration sont obtenues en ajustant par moindres carrés des fonctions polynômes $T_{\text{eff}} = f(\text{IC}, [\text{Fe}/\text{H}])$ à leurs données.

Les valeurs de T_{eff} issues de ces relations de calibration peuvent varier d'une étude à une autre. Au sein d'une même étude, les valeurs de T_{eff} peuvent aussi être différentes d'un indice de couleur à un autre. Ces différences sont cependant très faibles ($< 30\text{K}$) et du même ordre de grandeur que la dispersion autour de l'ajustement des données. Pour des étoiles non affectées par l'extinction interstellaire cette méthode de détermination de T_{eff} fournit des valeurs précises, l'incertitude étant dominée par l'incertitude sur la relation de calibration elle-même. Par contre, pour des étoiles affectées par l'extinction interstellaire, la valeur de T_{eff} devient sensible au rougissement. La précision sur T_{eff} dépend alors de la précision avec laquelle le rougissement est connu.

Les deux méthodes précédentes reposaient sur des mesures de flux de l'étoile. La détermination de T_{eff} est donc sensible à l'extinction interstellaire sur la ligne de visée en direction de l'étoile. D'autres méthodes, dites spectroscopiques, reposant sur la connaissance du spectre observé de l'étoile, permettent de s'affranchir de la connaissance du rougissement de l'étoile. Elles utilisent la sensibilité du continu, d'une raie spectrale particulière ou de plusieurs raies à la température.

Le continu de Paschen

T_{eff} est calculée à partir de la mesure de la pente p du continu de Paschen⁴. Par définition :

$$p = \log \left(\frac{F_{4000}}{F_{7000}} \right)$$

avec F_{4000} et F_{7000} les valeurs du flux aux longueurs d'ondes 4000 et 7000 Å. Cette méthode est relativement indépendante de la présence de raies spectrales et non affectée par des effets non-ETL. La valeur de la pente est très peu sensible à la valeur de la gravité, cette sensibilité devenant quasi nulle pour les étoiles avec $T_{\text{eff}} < 4\,000$ K.

Cette méthode fournit une des meilleures déterminations de T_{eff} pour les étoiles avec $T_{\text{eff}} < 10\,000$ K (température au delà de laquelle p n'est plus sensible à T_{eff}). A noter que les transitions électroniques qui correspondent à l'absorption continue de Paschen ont lieu principalement dans les couches de l'atmosphère de profondeur optique $\tau_0 \sim 1$. Ce n'est donc pas tout à fait T_{eff} qui est mesurée mais une valeur de la température des couches les plus profondes de l'atmosphère de l'étoile. Cette méthode doit donc être reliée à un modèle d'atmosphère. Elle reste très sensible au rougissement et nécessite une calibration des spectres homogène sur tout le domaine de longueur d'onde analysé.

Les raies d'hydrogène

Dans le visible, les raies H_α , H_β et H_γ de la série de Balmer sont de bons indicateurs de température. Elles sont plus particulièrement utilisées pour des étoiles avec $T_{\text{eff}} < 8\,000$ K pour lesquelles elles ne montrent quasiment aucune dépendance par rapport à la gravité en plus de montrer une sensibilité à T_{eff} beaucoup plus forte que dans les étoiles plus chaudes.

La valeur de T_{eff} est déterminée en ajustant des profils théoriques aux profils observés des raies. Si l'on exclut la présence éventuelle de blends des raies d'hydrogène avec d'autres raies atomiques ou moléculaires, la précision sur la valeur de T_{eff} est alors directement liée au rapport S/N du spectre observé.

La température d'excitation : la température dite "spectroscopique"

Lorsque l'équilibre thermodynamique est vérifié, le nombre d'atomes (ou d'ions) N_n peuplant le niveau d'énergie n est proportionnel au poids statistique g_n et à la constante de Boltzmann k_B :

$$N_n = (\text{constante}) g_n e^{-\frac{\chi_n}{k_B T}} \quad (2.6)$$

où χ_n est le potentiel d'excitation du niveau n et T la température. Ramenée au nombre total d'atomes N d'une même espèce chimique, l'expression précédente s'écrit :

$$\frac{N_n}{N} = \frac{g_n e^{-\frac{\chi_n}{k_B T}}}{g_1 + g_2 e^{-\frac{\chi_2}{k_B T}} + g_3 e^{-\frac{\chi_3}{k_B T}} + \dots} = \frac{g_n}{U(T)} e^{-\frac{\chi_n}{k_B T}} \quad (2.7)$$

⁴Il s'agit de l'absorption continue due aux transitions "bound-free" du niveau $n = 3$ de l'atome d'hydrogène. Cette absorption se situe dans l'intervalle de longueur d'onde 4000-7000 Å.

avec $U(T)$, la fonction de partition de l'espèce chimique. Cette équation, connue sous le nom d'équation de Boltzmann montre que le nombre d'électrons sur un niveau d'énergie est fonction au premier ordre de la température. Les intensités de différentes raies spectrales correspondant à différents niveaux d'énergie dépendent donc de la température mais aussi du nombre d'atomes de l'élément considéré. La température d'une étoile peut ainsi être déterminée en analysant, pour un seul élément chimique, un ensemble de raies observées de potentiels d'excitation (χ_{ex}) différents. La valeur de T_{eff} est ajustée de manière à ce qu'en moyenne, une valeur unique de l'abondance permette de reproduire l'absorption de toutes les raies.

Dans les intervalles spectraux couverts par UVES et GIRAFFE, la valeur de T_{eff} est calculée à partir des raies de Fe I, les plus nombreuses, avec des valeurs de χ_{ex} comprises entre 1 et 6 eV. Pour une étoile, on suppose une valeur de T_{eff} pour construire le modèle d'atmosphère et on détermine pour toutes les raies, l'abondance de l'élément permettant de reproduire la largeur équivalente (EQW) de la raie déduite du spectre observé. Une droite est ajustée par moindres carrés à l'ensemble des points du plan ($[Fe I/H]$, χ_{ex}). Si la pente de la droite est positive, cela signifie qu'un plus grand nombre d'atomes est nécessaire pour reproduire les raies à fort χ_{ex} par rapport aux raies à faibles valeurs de χ_{ex} . Autrement dit, le nombre d'électrons sur les niveaux d'énergie les plus élevés est sous-estimé et celui sur les niveaux d'énergie inférieurs sur-estimé. La valeur de T_{eff} supposée est donc trop faible. La figure 2.1 montre pour l'étoile BWc-3 (étoile du red clump de la fenêtre de Baade), l'allure du rapport $[Fe I/H]$, déduit du spectre UVES, en fonction de χ_{ex} pour deux valeurs différentes de T_{eff} .

2.2.2 Méthodes de détermination de $\log g$

L'équilibre d'ionisation : la gravité dite "spectroscopique"

Cette méthode repose sur la comparaison de deux états d'ionisation d'un même élément. Le rapport entre le nombre d'atomes sous forme ionisée N_1 et celui sous forme neutre N_0 dépend de la pression électronique P_e au travers de l'équation de Saha qui s'écrit :

$$\frac{N_1}{N_0} P_e = \frac{(2\pi m_e)^{3/2} (k_B T)^{5/2}}{h^3} \frac{2u_1(T)}{u_0(T)} e^{I/k_B T} \quad (2.8)$$

avec I le potentiel d'ionisation, $\frac{u_1(T)}{u_0(T)}$ le rapport des fonctions de partitions neutre et ionisée, m_e la masse de l'électron et h la constante de Planck.

Ainsi, dans une étoile, une comparaison entre les raies formées par un atome neutre et les raies des ions du même élément peut fournir une mesure de la pression électronique ce qui revient à déterminer la gravité de surface de l'étoile. En pratique, l'élément choisi doit posséder un nombre suffisant de raies provenant de l'atome neutre et ionisé. On fixe la valeur de la gravité afin que le nombre total d'atomes soit le même pour les raies neutres et ionisées, c'est à dire que toutes les raies donnent la même abondance de l'élément. Si par exemple l'abondance en fer déduite des raies de Fe I est supérieure à celle des raies de Fe II, cela signifie que l'on a sous-estimé le nombre d'atomes dans l'état neutre par rapport à celui dans l'état ionisé : la valeur de la gravité est trop grande. Cependant, l'équilibre d'ionisation dépend aussi de la température (voir équation. 2.8) et le raisonnement précédent ne peut s'appliquer qu'à température fixée.

A partir des raies fortes

Certaines raies assez fortes montrent des ailes dont la force dépend de la pression via les coefficients d'élargissement de Van Der Waals et de Stark. C'est le cas des raies d'hydrogènes H_β et H_γ utilisées comme indicateurs de pression dans les étoiles chaudes ($T \geq 7500K$). Dans les étoiles plus froides,

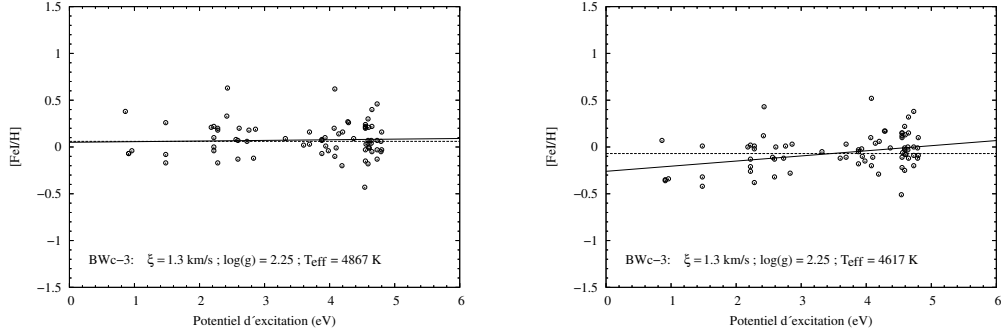


FIG. 2.1 – Représentation des valeurs de $[\text{Fe I}/\text{H}]$ déduites d'un modèle d'atmosphère avec $T_{\text{eff}} = 4867 \text{ K}$ (graphique de gauche) et $T_{\text{eff}} = 4617 \text{ K}$ (graphique de droite) en fonction du potentiel d'excitation χ_{ex} pour l'étoile BWc-3 (étoile du red clump de la fenêtre de Baade). La droite en trait continu est la droite ajustée par moindres carrés à l'ensemble des points. La droite horizontale en pointillés représente la valeur moyenne des raies de Fe I. Sur le graphique de droite, la pente de la droite est positive, la valeur de T_{eff} est donc sous-estimée. Sur le graphique de gauche, l'absence de pente montre que la valeur de T_{eff} fixée pour cette étoile est correcte.

d'autres raies ont montré des élargissements sensibles à la valeur de la pression : Ca I $\lambda 4227$, les deux raies du doublet du sodium : $\lambda 5890$ et $\lambda 5896$, Na I $\lambda 6162$, Mg I $\lambda 5167$, Mg I $\lambda 5181$, Mg I $\lambda 5183$ et le triplet de Mg I à 5150 \AA . La valeur de la gravité est ajustée de manière à reproduire le profil de la raie spectrale. Cette méthode nécessite cependant la connaissance de l'abondance de l'élément dont la raie est analysée. L'idéal est d'avoir d'autres raies faibles du même élément pour contraindre l'abondance.

La gravité dite "photométrique"

En combinant les expressions 2.2 et 2.4, la gravité g d'une étoile a pour expression :

$$\log\left(\frac{g}{g_{\odot}}\right) = \log\left(\frac{M}{M_{\odot}}\right) - 0.4(M_{\text{Bol},\odot} - M_{\text{Bol},*}) + 4\log\left(\frac{T_{\text{eff}}}{T_{\text{eff},\odot}}\right) \quad (2.9)$$

où M est la masse de l'étoile, M_{\odot} celle du Soleil ; $M_{\text{Bol},*}$ la magnitude bolométrique de l'étoile⁵, $M_{\text{Bol},\odot}$ celle du Soleil ; T_{eff} et $T_{\text{eff},\odot}$ les températures effectives de l'étoile et du Soleil. Pour le Soleil, les paramètres suivants ont été adoptés : $M_{\text{Bol},\odot} = 4.72$, $T_{\text{eff},\odot} = 5770 \text{ K}$.

Les mesures directes de flux bolométriques ne sont disponibles que pour très peu d'étoiles. Dans la majorité des cas, le flux des étoiles n'est mesuré que dans certaines bandes. La magnitude bolométrique apparente⁶ est alors calculée à partir de la magnitude apparente observée dans une bande photométrique à laquelle on applique une correction bolométrique (BC). Pour différents types d'étoiles, des relations de calibration de BC en fonction de l'indice de couleur et de la métallicité sont disponibles dans la littérature. Pour le calcul de la magnitude bolométrique absolue de l'étoile, la connaissance de la distance de l'étoile est aussi nécessaire.

L'application de l'équation 2.9 aux étoiles de cette étude ainsi qu'une analyse détaillée des sources d'incertitudes et de leurs impacts sur la précision sur la valeur de $\log g$ sont décrites à la section 2.3.

⁵ $M_{\text{Bol}} = m_{\text{Bol}} + 2.5\log_{10}\left(\frac{10}{d}\right)^2$

⁶La magnitude bolométrique apparente m_{Bol} vaut, par définition : $m_{\text{Bol}} = -2.5\log_{10}\left(\int_0^{+\infty} F_{\nu} d\nu\right) + \text{cste}$, avec les notations de l'équation 2.4

2.2.3 Détermination de ξ

Pour un modèle d'atmosphère à une dimension, la vitesse de microturbulence est une donnée purement empirique qui ne peut qu'être déduite du spectre observé. Les mouvements microturbulents influencent le profil des raies spectrales, de manière différente s'il s'agit d'une raie forte ou d'une raie faible. Dans le cas d'une raie faible, un changement de vitesse de microturbulence ne fait que modifier la répartition d'énergie absorbée autour de la longueur d'onde centrale. L'intensité de la raie (c'est-à-dire sa largeur équivalente) n'est donc pas modifiée et dépend principalement de l'abondance de l'espèce chimique absorbante. Dans le cas d'une raie forte, une augmentation de la vitesse de microturbulence peut augmenter l'intensité de cette raie en la désaturant⁷.

Ainsi, la vitesse de microturbulence peut être déterminée de manière itérative à partir de la mesure des raies d'un même élément chimique, de manière à ce que des raies d'intensités différentes fournissent toutes la même valeur d'abondance pour cet élément. Si les abondances déduites des raies fortes sont plus grandes que celles déduites des raies faibles, la vitesse de microturbulence est trop faible. En pratique, l'élément choisi doit présenter un grand nombre de raies, raies faibles et raies fortes. Dans le visible, cette détermination de ξ se fait donc à partir des raies de Fe I. La figure 2.2 montre l'allure du rapport [Fe I/H] en fonction des EQWs mesurées sur le spectre UVES de l'étoile BWc-3 (étoile du red clump de la fenêtre de Baade), pour deux valeurs différentes de ξ .

2.3 Difficultés d'analyse spécifiques aux étoiles du bulbe riches en métaux

2.3.1 Méthodes photométriques pour T_{eff} et $\log g$

Pour l'ensemble des étoiles observées avec GIRAFFE et UVES, les magnitudes V et I proviennent des catalogues OGLE (Paczynski et al. (1999b) pour les étoiles de la fenêtre de Baade, Udalski et al. (2002) pour les étoiles des autres champs). Dans le proche IR, on trouve les valeurs de J, H et K dans le catalogue 2MASS (Skrutskie et al. 2006). Les lignes de visées en direction des différents champs du bulbe étudiés sont affectées par l'extinction interstellaire, celle-ci pouvant varier d'une étoile à une autre à l'intérieur même d'un champ (rougissement différentiel). Les déterminations de T_{eff} et $\log g$ à partir des données photométriques sont sensibles au rougissement. Les incertitudes sur les valeurs des rougissements peuvent entraîner des effets systématiques et/ou aléatoires sur les valeurs de T_{eff} et $\log g$. Les sources d'incertitudes liées au rougissement n'ont cependant pas le même impact sur la détermination de ces deux paramètres.

La valeur de la température photométrique adoptée comme valeur de départ dans la procédure de détermination des paramètres (voir section 2.5) est une moyenne des températures calculées dans les bandes V-K, V-H, et V-J. Ces températures ont été calculées en appliquant les calibrations de Ramírez & Meléndez (2005b). L'application de ces relations de calibration à l'échantillon GIRAFFE est décrite en Annexe A. Les effets systématiques entre les valeurs de T_{eff} calculées avec différents indices n'excèdent pas 100 K, avec une dispersion du même ordre. Ces effets sont principalement dus aux incertitudes sur les lois de rougissements adoptées ainsi que dus aux incertitudes sur les relations de calibration elles-mêmes. La source principale d'incertitude sur la valeur de T_{eff} provenant des relations de calibration est liée au rougissement. Malgré l'utilisation d'indices photométriques dans l'IR, domaine où l'extinction interstellaire est plus faible et les relations de calibration de T_{eff} moins sensibles au rougissement, les

⁷Dans le cas des raies fortes, la plupart de la lumière est absorbée à la longueur d'onde centrale de la raie. Si l'on augmente le nombre d'espèces absorbantes, il n'y aura plus assez de photons correspondant à la transition de la raie pouvant être absorbés et l'intensité de la raie atteint une valeur limite : la raie est dite saturée. Si l'on augmente la vitesse de microturbulence, une partie des atomes pourra alors être absorbée à des longueurs d'onde autres que celle du centre de la raie. L'intensité de la raie devient alors plus forte pour un même nombre d'espèces absorbantes.

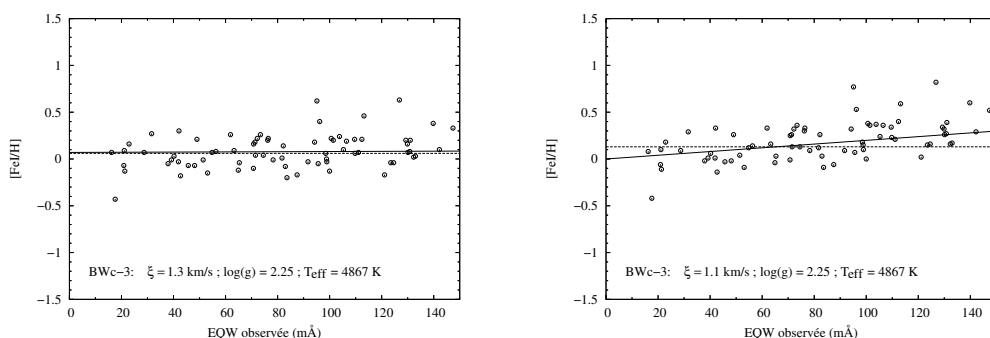


FIG. 2.2 – Représentation des valeurs de $[\text{FeI}/\text{H}]$ déduites d'un modèle d'atmosphère avec $\xi = 1.3 \text{ km.s}^{-1}$ (graphique de gauche) et $\xi = 1.1 \text{ km.s}^{-1}$ (graphique de droite) en fonction des EQWs observées du spectre UVES de l'étoile BWC-3 (étoile du red clump de la fenêtre de Baade). La droite en trait continu est la droite ajustée par moindres carrés à l'ensemble des points. La droite horizontale en pointillés représente la valeur moyenne des raies de Fe I. Sur le graphique de droite, la pente de la droite est positive, la valeur de ξ est donc sousestimée. Sur le graphique de gauche, l'absence de pente montre que la valeur de ξ fixée pour cette étoile est correcte.

valeurs de T_{eff} sont affectées par la présence du rougissement différentiel affectant chacun des champs étudiés. Pour les étoiles du red clump de la fenêtre de Baade, dans la bande V-I, les différences de rougissement peuvent atteindre 0.15 mag. Cet ordre de grandeur a été estimé en comparant la dispersion dans les valeurs des couleurs (V-I) avec la valeur moyenne du red clump issue de l'étude de Sumi (2004). Une changement de 0.15 mag sur la valeur de $E(V-I)$ se traduit par une changement de l'ordre de 200 K sur la valeur de $T_{\text{eff}}(V-I)$.

La gravité photométrique a été calculée à partir de l'équation 2.9 décrite à la section 2.2.2, avec $M = 0.8M_{\odot}$ pour toutes les étoiles. Cette dernière hypothèse n'a aucun effet significatif sur la valeur de $\log g$. La magnitude bolométrique apparente a été calculée à partir de la magnitude V et les corrections bolométriques $BC(V)$ calculées à partir des relations de calibration $BC(V)=f(T_{\text{eff}},[\text{Fe}/\text{H}])$ d'Alonso et al. (1999b). Pour le calcul des valeurs initiales de $\log g$, la valeur photométrique de T_{eff} a été adoptée et la valeur de $[\text{Fe}/\text{H}]$ fixée à -0.1 dex (valeur moyenne pour les étoiles du bulbe). Le changement sur la valeur de $\log g$, via le calcul de $BC(V)$, induit par un changement de $[\text{Fe}/\text{H}]$ est négligeable. Par contre, un changement de la valeur de T_{eff} de 200 K se traduit par un changement sur la valeur de $\log g$ variant en fonction de la valeur T_{eff} initiale. Ce changement sur $\log g$ est de l'ordre de 0.10 dex pour les étoiles avec $T_{\text{eff}} > 4800$ K et au maximum de 0.16 dex pour les étoiles les plus froides ($T_{\text{eff}} < 4500$ K). Le calcul de la magnitude bolométrique nécessite la connaissance de la valeur de l'extinction A_V ainsi que celle de la distance d de l'étoile. Les incertitudes sur les valeurs du rougissement affectent beaucoup moins la détermination de $\log g$ que celle de T_{eff} . Elles induisent des erreurs sur la valeur de $\log g$ négligeables devant les autres sources d'erreurs citées ci-dessous. Au changement de 0.15 mag sur la valeur de $E(V-I)$, correspond un changement sur A_V de l'ordre de 0.2 mag qui se traduit par une modification de 0.05 de la valeur de $\log g$. Le paramètre affectant le plus la détermination de $\log g$ est la distance d de l'étoile. Les distances individuelles des étoiles n'étant pas connues, pour le calcul de $\log g$, les étoiles ont toutes été placées à 8 kpc du Soleil (valeur moyenne de la distance du bulbe au Soleil, (Reid 1993)). L'erreur sur $\log g$ due à l'étendue du bulbe (8 ± 2 kpc) est au plus de 0.25 dex, valeur atteinte par les étoiles les plus proches et les plus éloignées du Soleil.

2.3.2 Méthodes spectroscopiques : T_{eff} , $\log g$ et ξ

Sur les domaines de longueur d'onde couverts par UVES et GIRAFFE la détermination spectroscopique de T_{eff} , $\log g$ et ξ se fait à partir du fer, élément dont le nombre de raies est le plus élevé (raies de Fe I pour ξ et T_{eff} , raies de Fe I et Fe II pour $\log g$). Elle repose pour les trois paramètres sur une mesure de l'abondance individuelle de chacune des raies.

Le passage de la mesure sur le spectre observé de la raie d'un élément chimique à la valeur de l'abondance correspondante n'est pas direct. Il nécessite une modélisation de l'atmosphère des étoiles, ainsi qu'un modèle de formation des raies dans cette atmosphère de manière à reproduire la caractéristique spectrale de la raie observée : largeur équivalente ou profil de la raie (méthode des spectres synthétiques). Cette modélisation du spectre stellaire est susceptible d'introduire des effets systématiques ou aléatoires sur les valeurs des abondances des raies de fer qui se traduisent par des erreurs sur les valeurs des paramètres stellaires. A cela s'ajoutent des incertitudes que l'on pourrait qualifier d'observationnelles : ce sont toutes les sources d'incertitudes pouvant affecter la mesure de la caractéristique spectrale sur le spectre observé.

Incertitudes observationnelles

Pour toutes les étoiles de l'échantillon (spectres UVES et GIRAFFE), les abondances en fer ont été déduites des largeurs équivalentes (EQWs) mesurées avec DAOSPEC, un logiciel développé par Stetson & Pancino (2007). DAOSPEC est un programme automatique qui détecte toutes les raies d'absorption d'un spectre stellaire. Il ajuste de manière itérative un profil gaussien de largeur à mi-hauteur (FWHM) constante à toutes les raies détectées et détermine simultanément le niveau de continu du spectre (polynôme dont le degré est fixé au préalable par l'utilisateur). Cette procédure permet de détecter un grand nombre de raies blendées. A la résolution de GIRAFFE, le profil instrumental domine sur la largeur naturelle de la raie jusqu'à des valeurs de EQWs de l'ordre de 200 mÅ. Pour les spectres UVES, ce principe de FWHM constante est valide pour les raies dont les valeurs de EQWs n'excèdent pas 150 mÅ. DAOSPEC fournit aussi une estimation de l'erreur sur la valeur de la EQW mesurée, déduite de l'ajustement du profil par la méthode des moindres carrés.

La qualité de la mesure des EQWs dépend de la qualité des spectres (résolution, S/N). La source principale d'incertitude sur les valeurs des EQWs est due à la nature même des étoiles de l'échantillon. Tout d'abord ce sont des géantes ($\log g \sim 1.8$ pour les RGB, $\log g \sim 2.2$ pour les étoiles du red clump). Dans le visible, leurs spectres sont donc riches en raies atomiques de différents éléments, laissant peu de domaines de longueurs d'onde exempts d'absorption permettant de contraindre le placement du niveau du continu. A cette absorption atomique s'ajoute, suivant la température de l'étoile, une contribution moléculaire à l'absorption totale non négligeable. En particulier, pour des températures $\lesssim 4500$ K, une forêt de raies de CN apparaît sur l'ensemble du domaine spectral couvert par UVES, dont l'intensité augmente avec la métallicité de l'étoile. L'absorption moléculaire du TiO est aussi à prendre en compte pour les étoiles avec des températures inférieures à 4300K. Un grand nombre des raies de Fe I peuvent être ainsi blendées par des raies atomiques et/ou par des raies moléculaires (principalement du CN). Dans ces cas, la largeur équivalente de la raie mesurée ne reflète plus uniquement la contribution de la raie et cette erreur se traduit par une incertitude sur l'abondance en Fe I déduite de cette raie. Ces incertitudes sur les valeurs des EQWs observées peuvent devenir élevées pour les étoiles les plus riches ($[\text{Fe}/\text{H}] > 0$). Pour ces étoiles, les incertitudes sur le niveau du continu du spectre observé s'amplifient également : les blends et l'absorption moléculaire augmentent d'intensité et les zones sans absorption disparaissent. Cependant, pour certaines étoiles métalliques, il a été observé que DAOSPEC plaçait le continu à l'intérieur de la zone d'absorption moléculaire, diminuant ainsi (parfois annulant) de manière artificielle la contribution moléculaire à la valeur de la EQW mesurée.

Incertitudes liées à la modélisation.

Les modèles d'atmosphère utilisés ont été interpolés dans la grille la plus récente des modèles OS-MARCS (Gustafsson et al. 2007). Ce sont des modèles à une dimension, tenant compte de la sphéricité des étoiles géantes, indépendants du temps et qui supposent l'équilibre hydrostatique au sein des différentes couches de l'atmosphère. Le transport d'énergie par convection y est traité avec la théorie "mixing length". De plus, l'équilibre thermodynamique local (ETL) est supposé à la fois pour la construction du modèle et pour la synthèse spectrale effectuée pour cette étude avec le code "turbospectrum" (décrit dans Alvarez & Plez (1998)). Cette dernière hypothèse implique (i) que le peuplement des niveaux d'énergie d'un atome est régi par la loi de Boltzmann et (ii) la répartition des atomes dans les différents états d'ionisation est régi par la loi de Saha. Toutes ces approximations peuvent induire des effets systématiques dans le calcul des abondances et par conséquent sur la détermination des paramètres stellaires.

Une autre source d'erreur dans la synthèse spectrale provient des incertitudes sur les paramètres atomiques des raies d'un élément donné. Les paramètres principaux d'une raie spectrale sont la longueur d'onde centrale λ_C , le potentiel d'excitation χ_{ex} et la force d'oscillateur $\log gf$ (probabilité de transition électronique). Pour toutes les raies, la relation entre l'abondance déduite d'une raie et la valeur de son $\log gf$ est linéaire. Autrement dit, une augmentation sur le $\log gf$ de 0.3 dex se traduit par une augmentation de 0.3 dex sur l'abondance de l'élément. Pour la majorité des éléments chimiques, χ_{ex} et λ_C sont connus avec la précision suffisante pour le calcul du spectre théorique. Par contre, les valeurs des $\log gf$ sont plus ou moins bien établies suivant l'élément chimique ou bien selon la transition électronique d'une même espèce atomique.

Lors de l'établissement d'une liste de raies, on est confronté au choix de la source des $\log gf$. Ces derniers peuvent être :

- **théoriques** : Les valeurs des $\log gf$ de certaines transitions sont calculées à partir d'un modèle théorique qui décrit la configuration de l'atome (fonctions d'ondes, Hamiltonien, ...). La résolution des équations de physique atomique devient de plus en plus difficile au fur et à mesure que le nombre d'électrons de l'atome augmente. Ainsi, on trouve dans la littérature des déterminations de $\log gf$ pour quelques éléments (les plus légers : C, N, O, ...) et pour quelques transitions choisies de part leur intérêt en terme d'abondances stellaires (voir par exemple l'étude du carbone par Biemont et al. (1993)).
- **dits "de laboratoire"** : Ce sont des valeurs expérimentales. Les probabilités de transition sont déduites de la mesure des intensités des raies d'émission avec un spectromètre à Transformée de Fourier. La plupart des études sont très ciblées : elles portent sur un élément chimique (généralement les éléments autour du fer), sur quelques transitions sur un domaine de longueur d'onde restreint. Par exemple, le projet FERRUM s'est concentré sur le Fe II et fournit des valeurs de $\log gf$ dans l'UV ($1600 \text{ \AA} < \lambda < 2850 \text{ \AA}$) pour une centaine de raies (Pickering et al. 2002; Hartman et al. 2003). Le Fe II a aussi été étudiée dans le domaine visible par Raassen & Uylings (1998) et Schnabel et al. (2004).
- **dits "astrophysiques"** : les $\log gf$ sont déterminés à partir du spectre d'une étoile observée dont les abondances sont connues, soit en mesurant les largeurs équivalentes sur le spectre observé et en ajustant les valeurs des $\log gf$ de manière à reproduire pour chaque raie l'abondance de l'élément correspondant, soit en calculant des spectres synthétiques autour de la raie considérée, ajustant la valeur de $\log gf$ de manière à reproduire le spectre observé. Cette dernière méthode est nécessaire lorsque la raie de l'élément dont on veut mesurer la valeur du $\log gf$ est contaminée par un autre élément atomique ou bien par des molécules. Le Soleil, dont les abondances de la majorité de ses éléments chimiques sont connues avec précision, est souvent utilisé comme étoile de référence. Cette méthode a été appliquée aux éléments O, Na, Mg et Al analysés dans cette étude. Le détail de sa réalisation se trouve au chapitre 3, section 3.1.

Pour les raies de fer (Fe I et Fe II), il n'y a pas de détermination théorique des $\log gf$ et ces derniers peuvent être soit de laboratoires soit astrophysiques. Les deux déterminations ont leurs propres avantages et inconvénients. Pour un même élément chimique, les valeurs des $\log gf$ astrophysiques déterminées à partir du même modèle d'atmosphère et les mêmes hypothèses pour la synthèse spectrale sont cohérentes entre elles. Par contre, elles dépendent du modèle d'atmosphère choisi pour l'étoile de référence. Cette éventuelle dépendance peut néanmoins être minimisée, si l'étoile de référence possède des paramètres stellaires proches des étoiles de l'échantillon analysé. Les $\log gf$ astrophysiques sont donc particulièrement adaptés à l'étude d'échantillons d'étoiles avec des paramètres stellaires proches dont l'analyse devient une analyse différentielle par rapport à l'étoile de référence. La comparaison des mesures des abondances déduites de ce type d'analyse est cependant difficile à comparer à d'autres études. L'utilisation des $\log gf$ de laboratoire permet de s'affranchir en grande partie des incertitudes dues au choix d'un modèle d'atmosphère. Elle est donc particulièrement adaptée à l'analyse d'échantillons d'étoiles couvrant des domaines larges de paramètres stellaires ou bien à l'analyse d'étoiles pour lesquelles aucune étoile de référence ne peut être trouvée.

2.4 Solution : une analyse différentielle par rapport à μ Leo

2.4.1 Présentation de μ Leo

μ Leo est une géante du red clump de type spectral K2 localisée dans le disque galactique au voisinage solaire ($V = 3.88$). Au cours des trente dernières années, cette étoile a fait l'objet de multiples études en tant que prototype des étoiles riches en métaux. La valeur de sa métallicité a été très longtemps controversée, variant entre +0.1 et +0.4 dex suivant les auteurs (McWilliam 1997; Taylor 1999, pour une revue sur le sujet).

Le spectre de μ Leo couvrant tout le domaine visible et une partie du proche infrarouge (de 3000 à 10000 Å) a été obtenu au Canada France Hawaii Telescope avec le spectro-polarimètre échelle ESPaDOnS. L'acquisition a été effectuée avec le mode spectroscopique permettant d'atteindre une résolution de 80000. Le spectre a été traité avec le logiciel de réduction automatique "Libre ESPrIT" développé par Donati et al. (1997).

2.4.2 Détermination des paramètres stellaires de μ Leo

De même que pour la métallicité, on trouve dans la littérature différentes valeurs pour les paramètres effectifs de μ Leo, dépendant des méthodes d'analyse utilisées (choix du modèle d'atmosphère, liste de raies de fer, ...). Afin d'assurer l'homogénéité au sein de l'échantillon étudié, une détermination des paramètres de μ Leo a été effectuée avec les mêmes outils (placement du continu, mesure des largeurs équivalentes, modèles d'atmosphère) que ceux utilisés pour l'analyse des étoiles du bulbe.

Liste initiale des raies de fer

La liste de raies de fer (Fe I et Fe II) utilisée pour l'étude de l'amas globulaire du bulbe NGC 6528 (Zoccali et al. 2004) a servi de point de départ pour l'analyse de μ Leo. Les valeurs des $\log gf$ des raies de Fe I sont tirés de la base de données de NIST et ceux des raies de Fe II proviennent de l'étude théorique de Raassen & Uylings (1998). Afin de contrôler la qualité de chacune des raies de cette liste, une série de spectres synthétiques a été générée afin de couvrir l'ensemble du domaine des paramètres stellaires des étoiles de l'échantillon. Les raies de fer contaminées par des raies atomiques ou moléculaires à plus de 10 % de la valeur de la largeur équivalente ont été retirées de la liste.

Température effective

Avec cette nouvelle liste de raies, la température spectroscopique est la suivante : $T_{\text{eff}} = 4550 \pm 100$ K. Cette valeur est, aux incertitudes près, en accord avec les valeurs photométriques ou spectroscopiques trouvées dans la littérature. Avec la méthode du flux infrarouge, Gratton & Sneden (1990) ont mesuré $T_{\text{eff}} = 4540 \pm 100$ K. Smith & Ruck (2000) ont trouvé la même valeur avec une méthode spectroscopique basée sur les EQWs des raies de Fe I de forts et faibles potentiels d'excitation. Plus récemment, une valeur photométrique légèrement plus faible ($T_{\text{eff}} = 4490$ K) a été calculée à partir de l'indice photométrique V-K par Carretta et al. (2006).

Gravité

Même à la résolution et au rapport S/N du spectre de μLeo , les abondances déduites des 8 raies de Fe II visibles sur [5800,6800 Å] restent incertaines. Les incertitudes peuvent provenir des incertitudes sur les valeurs des $\log gf$ et/ou des erreurs sur la mesure des largeurs équivalentes. Dans la littérature, les valeurs de $\log g$ montrent de fortes variations (pouvant atteindre 0.4 dex) d'un auteur à un autre, suivant la méthode adoptée. Gratton & Sneden (1990) ont trouvé $\log g = 2.53 \pm 0.12$ dex à partir de l'équilibre d'ionisation, $\log g = 2.34 \pm 0.15$ dex à partir de l'équilibre de dissociation de MgH et $\log g = 2.15 \pm 0.07$ dex à partir de raies fortes (Fe I à 8688 Å et Ca I à 6162 Å). Ces auteurs ont adopté la valeur moyenne de $\log g = 2.30 \pm 0.30$ dex comme valeur finale pour leur analyse de μLeo . Cette dernière valeur est en accord avec celle estimée à partir de la raie de Ca I et confirmée par l'équilibre d'ionisation par Smith & Ruck (2000) : $\log g = 2.20 \pm 0.10$ dex. La valeur moyenne de Gratton & Sneden (1990) a été adoptée comme valeur finale de $\log g$ pour μLeo .

Avec $\log g = 2.30$ dex, les abondances déduites des raies de fer sont les suivantes : $\log n(\text{Fe}) = 7.80 \pm 0.01$ (68 raies, rms=0.12 dex) pour les raies des Fe I et $\log n(\text{Fe}) = 7.72 \pm 0.01$ (6 raies, rms=0.11 dex) pour les raies de Fe II. L'écart à l'équilibre d'ionisation atteint 0.08 dex avec la liste de raies décrite ci-dessus et en particulier les $\log gf$ de Raassen & Uylings (1998) pour les raies de Fe II. Un écart du même ordre de grandeur persiste avec d'autres sources de $\log gf$ pour les raies de Fe II bien que des différences systématiques pouvant aller jusqu'à 0.10 dex existent entre ces différentes sources. Des erreurs dans le placement du continu de DAOSPEC et/ou la présence de blends atomiques ou moléculaire affectant la mesure des EQWs des raies de Fe II observées peuvent être à l'origine de cet écart entre l'abondance moyenne des raies de Fe II et celle des raies de Fe I.

Vitesse de microturbulence

Une valeur de $\xi = 1.3 \text{ km.s}^{-1}$ a été déduite de la méthode décrite à la section 2.1. Cette valeur est aussi en accord avec les valeurs trouvées par Gratton & Sneden ($\xi = 1.2 \pm 0.3 \text{ km.s}^{-1}$) et Smith & Ruck ($\xi = 1.2 \pm 0.1 \text{ km.s}^{-1}$).

En résumé, le modèle d'atmosphère de μLeo a été construit avec les paramètres suivants : $T_{\text{eff}} = 4550$ K, $\log g = 2.30$ dex et $\xi = 1.3 \text{ km.s}^{-1}$. Avec ces paramètres, l'abondance moyenne des raies de Fe I est $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.30 \pm 0.12$ dex, en accord avec les déterminations de la métallicité des auteurs cités précédemment.

2.4.3 Création de la liste des raies de fer finale

La liste de raies de fer finale a été réalisée de la manière suivante : (i) avec les paramètres trouvés pour μLeo à la section précédente, une valeur de l'abondance de chacune des raies de Fe I et Fe II est déduite de la valeur de la EQW mesurée par DAOSPEC. (ii) Les valeurs des $\log gf$ de toutes les raies ont

alors été ajustées de manière à ce que toutes les raies fournissent la même valeur de l'abondance, égale à 0.30 dex. Cette nouvelle liste de raies de fer a été placée en Annexe B.

A première vue, ces $\log gf$ peuvent être considérés comme des $\log gf$ astrophysiques définis à la section 2.3.2, avec μLeo comme étoile de référence et sa métallicité fixée à 0.3 dex. Ils ont été ajustés afin de reproduire les largeurs équivalentes observées. Leurs valeurs dépendent donc du modèle d'atmosphère et de la méthode de calcul des abondances à partir des EQWs observées. Ce ne sont cependant pas exactement des $\log gf$ astrophysiques dans le sens où leur détermination dépend aussi de la méthode de mesure des EQWs. Parmi les raies de la nouvelle liste, certaines raies sont blendées par des atomes ou/et des molécules de CN (avec un blend $< 10\%$ de la EQW totale puisque les autres raies ont été exclues de la liste). Suivant où DAOSPEC a placé le niveau du continu dans cette raie, la largeur équivalente mesurée peut ne pas représenter uniquement la contribution des atomes de fer. L'abondance en fer déduite de cette raie n'est pas correcte et la valeur du $\log gf$ ajustée pour que l'abondance de cette raie soit de 0.3 dex n'a pas de signification physique.

2.4.4 Test de cette liste sur Arcturus et sur le Soleil

La validité de cette nouvelle liste de raies a été testée à partir de l'analyse de deux autres étoiles de référence : le Soleil et Arcturus (étoile géante froide du disque). Les spectres de ces deux étoiles, à partir desquels l'analyse a été réalisée, sont issus du même instrument (UVES), ajoutant ainsi à l'homogénéité de l'étude. Le spectre à haute résolution ($R \sim 120\,000$) d'Arcturus provient de la base de données de spectres UVES-POP (The UVES Paranal Observatory Project⁸, Bagnulo et al. (2003)). Celui du Soleil, est à une résolution de $R \sim 120\,000$. Il provient de la base de données de l'instrument UVES.

Les paramètres d'Arcturus ont été déterminés comme pour μLeo (voir section 2.4.2) avec la liste relative à μLeo et avec la liste initiale. Aucune différence significative n'a été relevée entre les valeurs de T_{eff} , $\log g$ et ξ déterminées avec les deux listes. Dans les deux cas, l'analyse a conduit aux valeurs suivantes : $T_{\text{eff}} = 4300 \pm 100$ K, $\log g = 1.50 \pm 0.10$ dex et $\xi = 1.5$ km.s⁻¹. L'abondance en fer neutre est la même aux incertitudes près (voir tab. 2.1). Par contre, l'abondance en fer ionisé déduite de la liste différentielle est légèrement supérieure à la valeur trouvée avec la liste initiale. Cet effet systématique doit provenir en grande partie du décalage de 0.08 dex, appliqué à la valeur moyenne des raies de Fe II calculée dans μLeo avec la liste initiale.

Le test de la liste de raies relative à μLeo s'est fait sur le Soleil avec un principe un peu différent de celui adopté pour Arcturus. Avec les paramètres suivants pour le modèle d'atmosphère : $\xi = 1.1$ km.s⁻¹, $T_{\text{eff}} = 5770$ K, $\log g = 4.44$, les abondances des raies de Fe I ont été calculées pour les deux listes. La valeur moyenne sur les raies de Fe I est la même pour les deux listes, avec une dispersion légèrement plus faible avec celle relative à μLeo . De même que pour Arcturus, l'abondance moyenne des raies de Fe II déduite de la nouvelle liste est plus élevée (de 0.06 dex) que celle trouvée avec la liste initiale (voir tab. 2.1). L'effet du changement de liste de raies sur la détermination de T_{eff} a été étudié en comparant les pentes de la droite $[\text{FeI}/\text{H}] = f(\chi_{\text{ex}})$ pour T_{eff} et de $[\text{FeI}/\text{H}] = f(\text{EQW})$. Le changement de liste de raies n'affecte pas de manière significative la valeur de la droite fixant ξ et de son erreur. Par contre, avec la nouvelle liste, la pente de la droite fixant la valeur de T_{eff} est légèrement plus grande que celle trouvée avec l'ancienne liste. L'erreur sur la valeur de la pente a diminué, résultat de la diminution de la dispersion des abondances. Ceci traduit une détermination de T_{eff} plus précise avec la nouvelle liste qu'avec l'ancienne.

⁸<http://www.sc.eso.org/santiago/uvespop/>

	[FeI/H]		[FeII/H]	
	Liste a	Liste b	Liste a	Liste b
Arcturus	-0.50±0.10	-0.52±0.08	-0.49±0.11	-0.46±0.07
Soleil	0.04±0.10	0.04±0.08	-0.01±0.08	0.05±0.15

TAB. 2.1 – Comparaison des abondances en fer d’Arcturus et du Soleil déduites d’une analyse effectuée avec la liste initiale (liste a) et la liste relative à μ Leo (liste b).

2.4.5 Une détermination spectroscopique ou photométrique de $\log g$?

Le choix d’une valeur de $\log g$ spectroscopique ou photométrique s’est posé lors de la détermination des paramètres de μ Leo. Quelques soient les valeurs des $\log gf$ adoptées pour les raies de Fe II, avec $\log g = 2.3$, les abondances moyennes de Fe I et Fe II s’écartent d’environ 0.1 dex. Il faut alors augmenter la valeur de $\log g$ pour retrouver l’équilibre d’ionisation. Cette différence est due à des erreurs sur les abondances des raies de Fe II provenant d’erreurs sur les valeurs des largeurs équivalentes observées (placement du continu incertain, blends moléculaires ou atomiques). Même à la métallicité de μ Leo, les raies de Fe II sont faibles (EQWs $< 60 \text{ m}\text{\AA}$ avec une valeur moyenne autour de $45 \text{ m}\text{\AA}$). En tant que raies faibles, elles sont donc très sensibles aux erreurs de placement du continu.

Ces effets sont susceptibles d’être accentués à la résolution et aux rapports S/N des spectres UVES et GIRAFFE. De plus, sur le domaine de longueur d’onde couvert par GIRAFFE, seules 4 raies des 7 raies observables sur les spectres UVES sont visibles. Avec un $\log g$ photométrique, les abondances en Fe II sont en moyenne sur l’échantillon GIRAFFE systématiquement plus grandes que celles en Fe I avec un écart pouvant atteindre 1 dex. En moyenne sur l’échantillon, l’utilisation des $\log gf$ relatifs à μ Leo n’apporte aucune amélioration à la détermination de l’abondance moyenne de Fe II. L’écart entre Fe I et Fe II reste du même ordre, ainsi que la dispersion des abondances des raies de Fe II.

Ainsi, aussi bien pour les spectres UVES et GIRAFFE, les erreurs sur les abondances des raies de Fe II sont dominées par des erreurs de mesure sur les EQWs. Contrairement aux raies de Fe I, ces incertitudes ne peuvent être compensées par l’utilisation de $\log gf$ relatifs à μ Leo. Ces incertitudes se traduisent par des incertitudes sur la valeur de $\log g$ imposée par l’équilibre d’ionisation. La valeur photométrique, bien plus précise (voir section. 2.3.1) a donc été adoptée comme valeur de la gravité pour les étoiles de l’échantillon lors de l’analyse des spectres UVES et GIRAFFE.

2.5 Détermination finale des paramètres

2.5.1 Méthode appliquée aux spectres UVES

Les paramètres fondamentaux des étoiles observées avec UVES ont été déterminés en suivant la procédure itérative schématisée par le diagramme de la figure 2.3 et expliquée ci-dessous.

Pour commencer l’analyse, les abondances des raies de Fe I sont calculées à partir des EQWs mesurées avec DAOSPEC et le modèle d’atmosphère de paramètres fondamentaux : (i) T_{eff} photométrique : T_{photo} (ii) $\log g$ calculée à partir de l’équation 2.9 avec $T = T_{\text{photo}}$ et $[\text{Fe}/\text{H}] = 0$ (iii) $\xi = 1.5 \text{ km.s}^{-1}$ et (iv) $[\text{M}/\text{H}] = 0$ (métallicité du modèle).

L’analyse se poursuit par la détermination de ξ . Dans le plan ($[\text{Fe I}/\text{H}], (\text{EQW})$), une droite est ajustée aux points par moindres carrés en tenant compte des erreurs sur les EQW et celles sur les valeurs de $[\text{Fe I}/\text{H}]$. La valeur de ξ est fixée lorsque la valeur de la pente de cette droite est au plus égale à 1σ de son erreur. A chaque itération, la valeur de la métallicité (moyenne des abondances des raies de Fe I) est choisie pour valeur de la métallicité du nouveau modèle d’atmosphère.

Une fois la valeur de ξ fixée, la valeur de T_{eff} est ajustée à partir de l’inspection de la droite $[\text{Fe I}/\text{H}]$

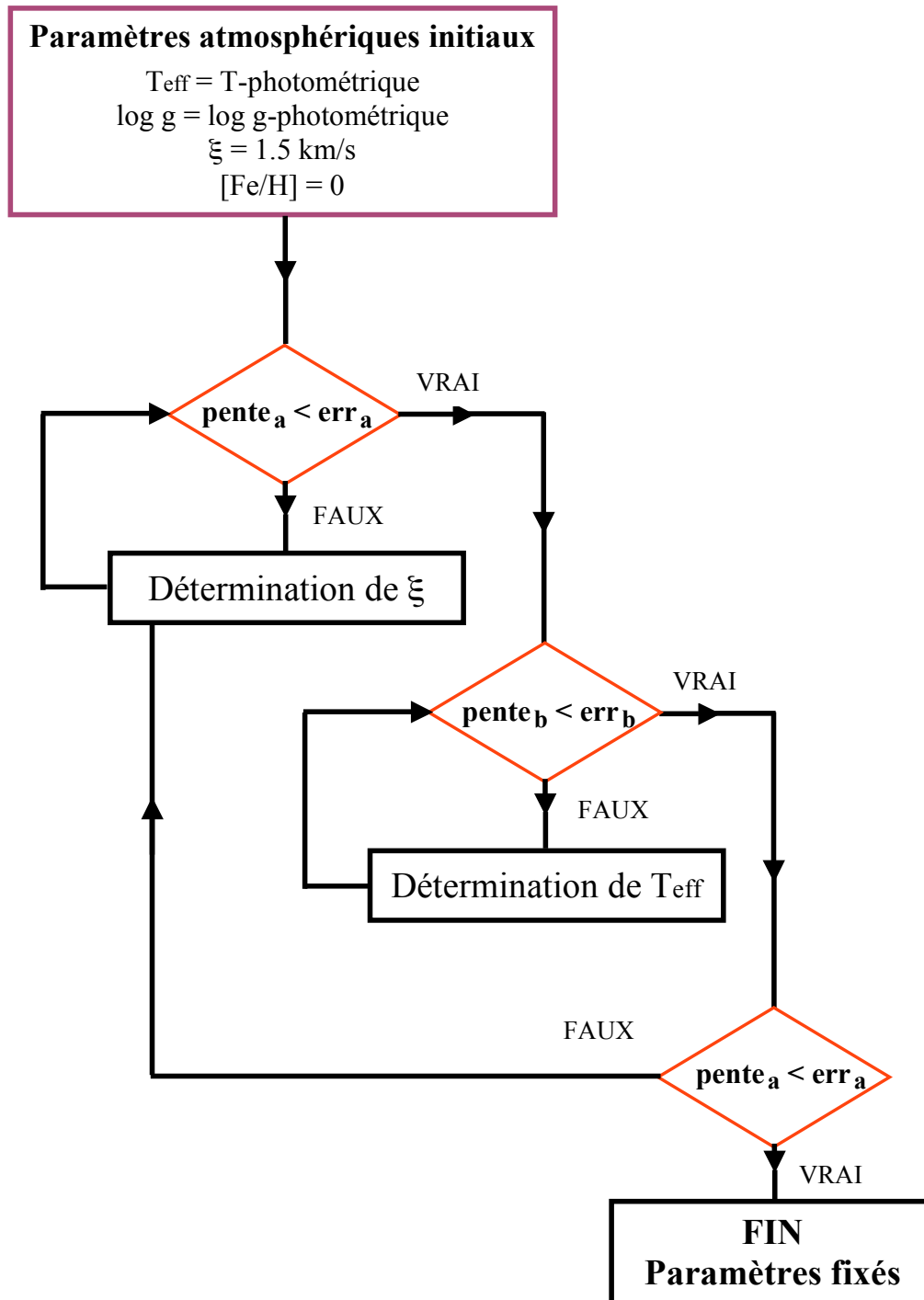


FIG. 2.3 – Organigramme représentant la méthode de détermination des paramètres stellaires. La valeur de ξ est fixée lorsque la pente (pente_a) de la droite $[\text{FeI}/\text{H}] = f(\text{EQW})$ est au plus à 1σ de son erreur (err_a). La valeur de T_{eff} est fixée lorsque la pente (pente_b) de la droite $[\text{FeI}/\text{H}] = f(\chi_{\text{ex}})$ est au plus à 1σ de son erreur (err_b).

= $f(\chi_{\text{ex}})$. Le critère de validité est le même que pour ξ : la pente de la droite doit être au plus à 1σ de son erreur. Avec cette nouvelle valeur de T_{eff} et la nouvelle valeur de $[\text{Fe}/\text{H}]$ qui en découle, $\log g$ est recalculé. A ce stade, la valeur de ξ est contrôlée : si le critère de validité n'est pas vérifié l'analyse repart à l'étape précédente. Dans le cas inverse, l'analyse est terminée et les paramètres de l'étoile ont été déterminés.

2.5.2 Discussion sur la méthode de détermination de ξ

La détermination de T_{eff} et de ξ se fait sur un principe commun : celui d'imposer que toutes les raies de Fe I donnent la même abondance. Ces raies sont caractérisées par un paramètre (potentiel d'excitation χ_{ex} pour T_{eff} , intensité de la raie (EQW) pour ξ) marquant la sensibilité de la raie au paramètre stellaire recherché. En pratique, en choisissant un modèle d'atmosphère et en supposant une valeur pour ξ (respectivement T_{eff}), les valeurs de $[\text{Fe I}/\text{H}]$ sont tracées en fonction de la largeur équivalente mesurée (resp. χ_{ex} de la raie) et une droite est ajustée par la méthode des moindres carrés sur l'ensemble des points. C'est sur cette caractéristique de la raie que les deux déterminations diffèrent. Le potentiel d'excitation χ_{ex} est une grandeur intrinsèque à la raie, donnée par la résolution des équations du modèle de l'atome. L'intensité de la raie est elle caractérisée par sa largeur équivalente, valeur mesurée sur le spectre observé. Elle est donc sensible à des incertitudes provenant soit de la qualité du spectre (résolution, S/N) soit de l'analyse (position du continu, ajustement de la FWHM) qui se traduisent par des incertitudes sur la valeur de $[\text{Fe I}/\text{H}]$ directement corrélées. Cette corrélation entre les erreurs sur EQW et $[\text{Fe I}/\text{H}]$ a pour conséquence un effet systématique sur la détermination de ξ .

Si l'on suppose que l'on connaît les "vraies" valeurs des EQWs et de ξ , dans le diagramme (EQW, $[\text{Fe I}/\text{H}]$), les points se trouvent tous sur une droite horizontale (voir fig. 2.5). Si la valeur de la EQW est affectée par une erreur positive, l'erreur correspondante sur la valeur de $[\text{Fe I}/\text{H}]$ sera aussi positive. Par conséquent, un point se déplaçant vers la droite dans le plan (EQW, $[\text{Fe I}/\text{H}]$), bouge aussi vers le haut et à l'inverse un point se déplaçant vers la gauche bouge vers le bas. Cet effet crée une tendance systématique : la droite ajustée par moindres carrés aura une pente positive. La valeur de ξ doit alors être augmentée pour retrouver une droite horizontale.

Cette surestimation systématique de ξ due aux erreurs aléatoires sur les mesures de EQWs a été pour la première fois étudiée d'un point de vue théorique par Magain (1984). Cet auteur a montré que pour un ensemble de raies de Fe I de EQWs $w_i = W_i \pm \delta_i$, d'abondances correspondantes $a_i = A_i \pm c_i \delta_i$, une estimation de l'erreur systématique $\langle \delta \xi \rangle$ peut être obtenue par l'expression suivante :

$$\langle \delta \xi \rangle \simeq c \left(\frac{\sigma_{\delta}^2}{\sigma_W^2} \right) \frac{\partial \xi}{\partial f} \quad (2.10)$$

avec les notations suivantes :

- $c = c_i = \frac{\partial A_i}{\partial \delta_i}$
- $\sigma_W^2 = N^{-1} \sum (w_i - \bar{w})^2$; la variance des largeurs équivalentes
- $\sigma_{\delta}^2 = N^{-1} \left\langle \sum \delta_i^2 - N^{-1} (\sum \delta_i)^2 \right\rangle$; la variance des erreurs sur les largeurs équivalentes
- f , le coefficient directeur de la relation linéaire entre EQW et abondance : $A_i = fW_i + g$

Et avec les hypothèses suivantes :

- 1) Les erreurs sur les EQWs sont aléatoires et indépendantes de la valeur de la EQW
- 2) Les erreurs sur les EQWs sont petites comparées au domaine des valeurs des EQWs ($\delta_i^2 \ll \sigma_W^2$).
- 3) c_i est supposé constant pour toutes les raies

Pour illustrer la valeur de cet effet dans le cas des étoiles GIRAFFE, l'expression 2.10 a été calculée pour l'étoile BWc-2, une étoile caractéristique de l'échantillon d'étoiles du red clump (RC). Pour cette

étoile, l'analyse a fourni les paramètres fondamentaux suivants : $T_{\text{eff}} = 4656$ K, $\log g = 2.30$ dex, $\xi = 1.5$ km.s⁻¹ et $[\text{Fe I}/\text{H}] = 0.03$ dex déterminés à partir des 39 raies de Fe I visibles sur l'intervalle 6120-6620 Å. Avec ces paramètres, les largeurs équivalentes théoriques ont été calculées et comparées aux valeurs observées. La dispersion entre les deux fournit $\sigma_{\delta} = 15$ mÅ. Les valeurs de σ_W et $\partial\xi/\partial f$ évaluées à partir des 39 raies sont les suivantes : $\partial\xi/\partial f = 182$ mÅkm.s⁻¹ et $\sigma_W = 42$ mÅ.

Comme pour la majorité des étoiles de l'échantillon, l'hypothèse 3) n'est pas vérifiée pour l'étoile BWc-2. Ceci est illustré par la figure 2.4 qui montre l'allure de c_i en fonction des largeurs équivalentes théoriques W_i . Pour les raies avec $W_i < 130$ mÅ, c_i peut être considéré comme constant et $\langle c_i \rangle = 0.0186 \pm 0.0020$ (mÅ)⁻¹. Au delà de 130 mÅ, la valeur de c_i diminue avec la valeur de la EQW. Si on exclut ces raies là, les 22 raies de Fe I restantes fournissent les nouvelles valeurs suivantes : $\sigma_{\delta} = 13$ mÅ, et $\partial\xi/\partial f = 125$ mÅkm.s⁻¹. A la métallicité de cette étoile et sur le domaine où c_i est constant, la dispersion des largeurs équivalentes est faible : $\sigma_W = 26$ mÅ, ce qui conduit à une valeur élevée de l'effet systématique sur ξ : de l'ordre de 0.60 km.s⁻¹.

Ainsi, l'expression 2.10 ne permet pas d'estimer correctement la valeur de l'effet systématique affectant la valeur de ξ des étoiles GIRAFFE. Afin de mesurer cet effet, une simulation des EQWs observées a été réalisée et les valeurs de ξ mesurées pour chaque étoile simulée. Les étapes de cette procédure appliquée à l'étoile BWc-2 sont les suivantes :

- Pour chaque raies de Fe I, on modélise les EQWs observées par un tirage aléatoire des largeurs équivalentes ($\text{EQW}_{\text{salea}}$) autour des largeurs équivalentes théoriques ($\text{EQW}_{\text{stheo}}$) avec un écart type $\sigma = |\text{EQW}_{\text{salea}} - \text{EQW}_{\text{stheo}}|$. Afin de se placer dans les mêmes conditions d'analyse de l'échantillon GIRAFFE, les valeurs des erreurs sur les EQWs observées fournies par DAOSPEC ont été reportées comme valeur des erreurs sur les EQWs aléatoires.
- On calcule les abondances $[\text{Fe I}/\text{H}]_{\text{alea}}$ et erreurs correspondant aux EQWs aléatoires (avec le modèle adopté pour BWc-2 : $T_{\text{eff}} = 4656$ K, $\log g = 2.30$ dex, $\xi = 1.5$ km.s⁻¹ et $[\text{Fe I}/\text{H}] = 0.03$).
- On ajuste une droite par moindres carrés à l'ensemble des points ($\text{EQW}_{\text{salea}}$, $[\text{Fe I}/\text{H}]_{\text{alea}}$). Cet ajustement prend en compte les incertitudes sur les abondances des différentes raies de Fe I et fournit en plus d'une valeur p de la pente, une incertitude σ_p sur cette valeur.
- On ajuste si besoin la valeur de ξ pour retrouver une droite horizontale. En pratique, ξ est fixé de manière à avoir : $|p| < \sigma_p$.

La figure 2.4 illustre les résultats obtenus pour une simulation de 1000 étoiles. La corrélation entre les erreurs sur les EQWs observées et les abondances correspondantes se traduit par une distribution des pentes en moyenne positive : $\langle p \rangle = 0.0008 \pm 0.0007$ (mÅ)⁻¹. En moyenne, pour retrouver une droite horizontale (i.e $|p| < \sigma_p$), une augmentation de 0.10 ± 0.11 km.s⁻¹ doit être appliquée à ξ . Cet effet systématique sur la valeur de ξ entraîne un effet systématique sur la valeur de l'abondance moyenne des raies de Fe I. L'augmentation de ξ se traduit par une diminution de $[\text{Fe I}/\text{H}]$ de 0.06 ± 0.08 dex.

L'effet systématique peut être supprimé si l'on supprime le déplacement horizontal, c'est-à-dire en choisissant une abscisse reliée à la largeur équivalente observée mais non affectée par des erreurs aléatoires. Dans son article, Magain suggère l'utilisation des EQWs théoriques, calculées en adoptant un modèle d'atmosphère et une valeur pour ξ . Il propose le schéma suivant pour déterminer ξ sans biais :

- Choix d'un modèle d'atmosphère pour l'étoile. Avec ce modèle, calcul des abondances de Fe I à partir des largeurs équivalentes observées (EQW_{sobs}) pour différentes valeurs de ξ .
- Avec le même modèle d'atmosphère, calcul des largeurs équivalentes théoriques (EQW_{sthe}) pour différentes valeurs de ξ .
- Tracé des abondances de Fe I déduites EQW_{sobs} en fonction des EQW_{sthe} pour différentes valeurs de ξ . La valeur de ξ adoptée est celle qui fournit une droite de pente nulle.

Le principe de ce schéma a été appliqué à l'échantillon de la simulation précédente. Les résultats se trouvent en figure. 2.4. Les abondances de Fe I (calculées avec le modèle adopté pour l'étoile, soit

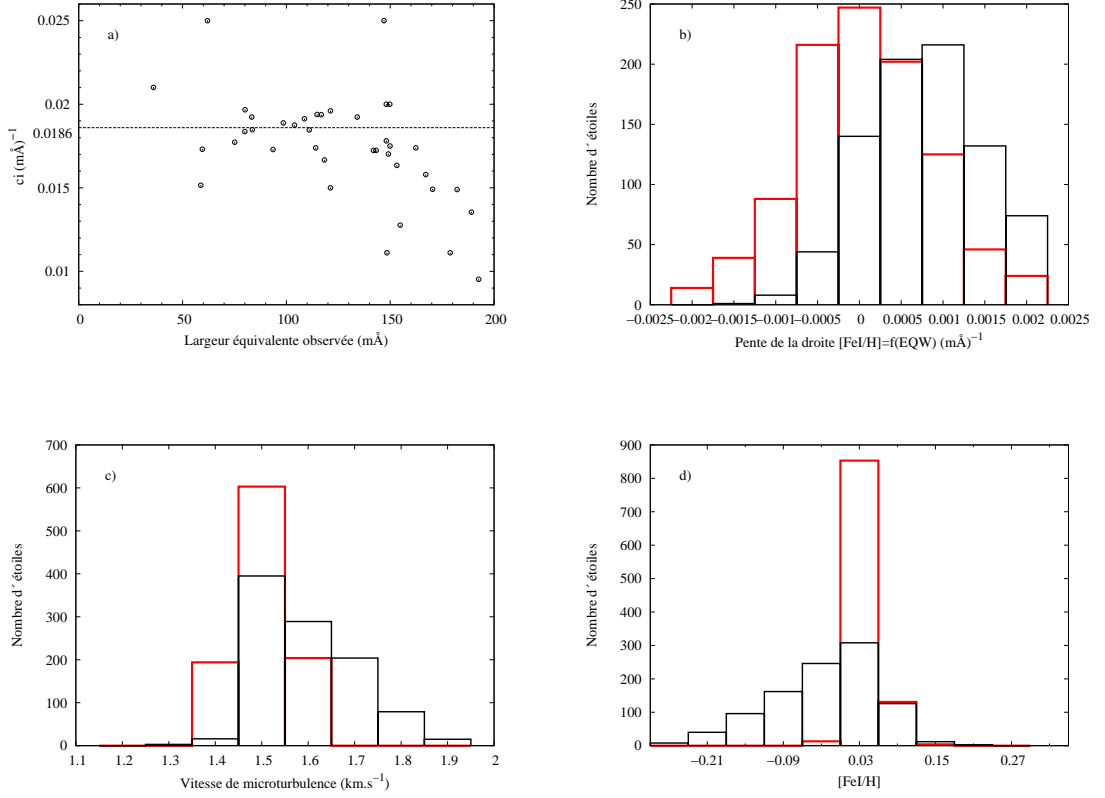


FIG. 2.4 – a) Tracé de c_i en fonction des largeurs équivalentes observées pour l'étoile BWc-2, caractéristique de l'échantillon d'étoiles du RC (voir le texte pour la définition de c_i). La droite en pointillés représente la valeur moyenne de $c_i = 0.0186 (\text{mÅ})^{-1}$ calculée pour les raies avec des EQWs $< 130 \text{ mÅ}$. b) Histogramme des pentes des droites fixant la valeur de ξ avec les EQWs observées simulées (noir) et avec les EQWs théoriques (rouge). c) Histogramme des valeurs de ξ . d) Histogramme des valeurs de $[\text{Fe}/\text{H}]$. Les histogrammes ont été établis à partir de la simulation de 1000 étoiles. La présence d'un effet systématique sur la valeur de ξ introduit par l'utilisation des EQWs observées est illustrée par les figures a) et b) : les pentes des droites fixant la valeur de ξ sont en moyenne positives ce qui conduit à augmenter ξ de $0.10 \pm 0.11 \text{ km.s}^{-1}$. Cet effet systématique sur ξ se traduit par une diminution moyenne de l'abondance de $[\text{Fe}/\text{H}]$ (c).

$\xi = 1.5 \text{ km.s}^{-1}$) ont été tracées en fonction des EQWs théoriques et une nouvelle droite a été ajustée dans ce plan. L'utilisation des EQWs théoriques a pour conséquence une diminution de la valeur de la pente fixant ξ : la nouvelle distribution des pentes a pour valeur moyenne $0.0001 \pm 0.0008 \text{ (mÅ)}^{-1}$. Dans les cas où les pentes restaient significatives devant leurs erreurs, la valeur de ξ a été ajustée pour retrouver une droite horizontale et la valeur moyenne des raies de Fe I calculée avec cette nouvelle valeur de ξ . L'effet systématique sur la valeur de ξ n'est plus significatif : la nouvelle distribution des valeurs de ξ a pour valeur moyenne $\xi = 1.50 \pm 0.06 \text{ km.s}^{-1}$ et celle des métallicités correspondantes $[\text{Fe I}/\text{H}] = 0.02 \pm 0.03 \text{ dex}$.

2.5.3 Méthode automatique appliquée aux spectres GIRAFFE

La détermination de ξ avec la procédure ci-dessus se fait en adoptant un modèle d'atmosphère pour l'étoile, c'est-à-dire en fixant les valeurs de T_{eff} , $\log g$ et $[\text{Fe}/\text{H}]$ (prise comme valeur pour la métallicité du modèle). Or les métallicités des étoiles de l'échantillon GIRAFFE ne sont pas connues au départ mais déterminées en même temps que les paramètres. Pour une étoile, la métallicité du modèle est ajustée de manière à être identique à celle obtenue en moyennant les abondances individuelles des raies de Fe I. Or à T_{eff} et $\log g$ fixés, un changement de la valeur de ξ modifie les abondances individuelles des raies de Fe I et donc la valeur moyenne de l'abondance en fer. Cette dernière valeur diffère alors de celle adoptée dans le modèle d'atmosphère. A l'inverse, un changement de la métallicité du modèle peut se traduire par un changement de la valeur moyenne de l'abondance en fer.

Ainsi, lors de la détermination de ξ , il faut s'assurer que $[\text{Fe}/\text{H}]$ de l'étoile et $[\text{Fe}/\text{H}]$ du modèle correspondent. La détermination de ξ a été effectuée de la manière itérative suivante (à T_{eff} et $\log g$ fixés) :

- A partir d'une valeur $[\text{Fe}/\text{H}]_{\text{ini}}$ pour la métallicité du modèle d'atmosphère, on calcule pour une valeur de ξ , les abondances individuelles en fer déduites des EQWs observées et la valeur moyenne correspondante $[\text{Fe}/\text{H}]_{\text{new}}$.
- On recalcule les abondances individuelles en fer et la valeur moyenne correspondante $[\text{Fe}/\text{H}]_{\text{newbis}}$ avec $[\text{Fe}/\text{H}]_{\text{new}}$ comme nouvelle valeur de la métallicité d'atmosphère.
- Si $[\text{Fe}/\text{H}]_{\text{newbis}} = [\text{Fe}/\text{H}]_{\text{new}}$, on calcule les EQWs théoriques correspondant à cette valeur de la métallicité. On calcule alors la valeur de la pente de la droite $[\text{FeI}/\text{H}] = f(\text{EQW}_{\text{theo}})$. La valeur de ξ est fixée lorsque la valeur de la pente se trouve à un sigma ou moins de son erreur. Dans le cas contraire, on reprend au premier point avec $[\text{Fe}/\text{H}]_{\text{ini}} = [\text{Fe}/\text{H}]_{\text{newbis}}$.

Les paramètres stellaires des spectres GIRAFFE ont été déterminés en suivant le même schéma que celui utilisé pour les spectres UVES (illustré par la figure 2.3) avec :

- Utilisation des EQWs théoriques pour la détermination de ξ .
- A chaque itération sur ξ ou T_{eff} , mise à jour de la métallicité du modèle d'atmosphère et de la valeur de $\log g$.

2.5.4 Comparaison des paramètres obtenus avec GIRAFFE et UVES

Par rapport aux spectres UVES, les spectres GIRAFFE ont une résolution plus faible ($R \sim 22500$ pour H13 et $R \sim 18000$ pour H14) et couvrent un domaine de longueur d'onde plus petit ($6120 < \lambda < 6620 \text{ Å}$). L'influence de ces deux différences sur la détermination des paramètres a été étudiée sur les 12 étoiles observées avec les deux instruments.

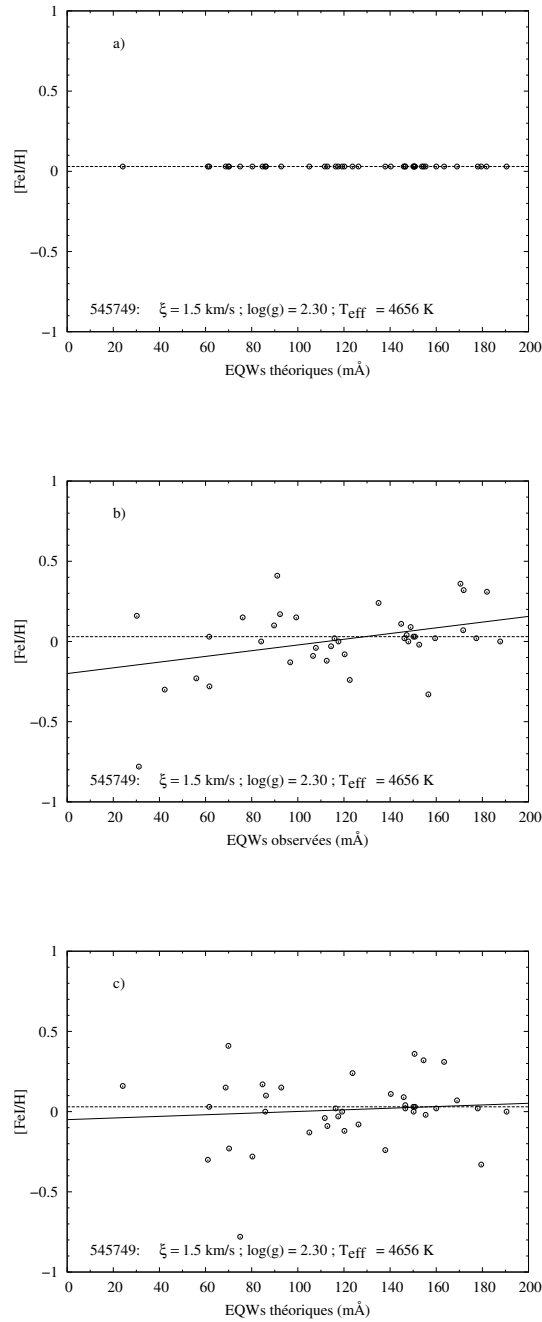


FIG. 2.5 – $[Fe I/H]$ en fonction des largeurs équivalentes pour l'étoile BWC-2, étoile caractéristique de l'échantillon d'étoiles du RC. a) Les EQWs théoriques sont utilisées pour calculer les abondances. $[Fe I/H]$ déduites des EQWs aléatoires en fonction b) des EQWs aléatoires c) des EQWs théoriques. L'effet systématique est illustré par la fig. b) : la pente de la droite ajustée par moindres carrés est positive ($p=0.00178\pm 0.00076$) et un changement de $+0.2$ km.s $^{-1}$ doit être appliqué à ξ pour avoir une pente inférieure à son erreur. Cet effet est supprimé avec l'utilisation des EQWs théoriques comme abscisse ($p=0.00051\pm 0.00087$).

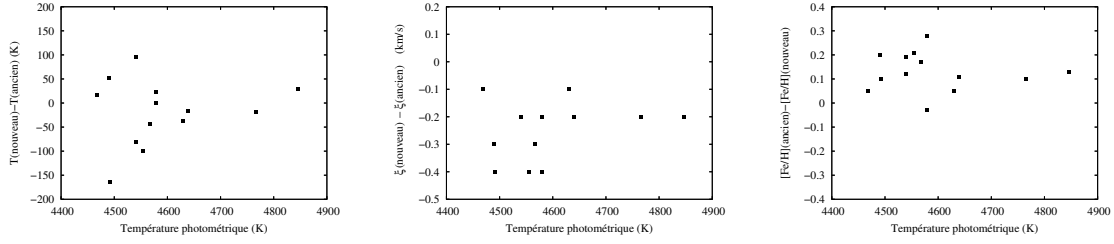


FIG. 2.6 – Comparaison de T_{eff} (Gauche), ξ (Milieu) et $[\text{Fe}/\text{H}]$ (Droite) pour les 13 étoiles du red clump (spectres UVES) obtenus avec la méthode fixant la valeur ξ à partir des EQWs observées (ancien) et ceux obtenus avec l'utilisation des EQWs théoriques pour fixer ξ (nouveau). Les nouvelles valeurs de ξ sont systématiquement plus petites que les anciennes ce qui conduit à une diminution en moyenne des nouvelles valeurs de $[\text{Fe}/\text{H}]$. Les différences sur les valeurs de T_{eff} sont du même ordre de grandeur que les incertitudes (~ 150 K, pour les spectres UVES).

Nouvelle détermination des paramètres UVES

Les paramètres des spectres UVES ont été déterminés à la section 2.5.1 en fixant la valeur ξ à partir des EQWs observées. Pour comparer avec les paramètres des spectres GIRAFFE, une nouvelle détermination des paramètres UVES a été effectuée avec la même méthode que celle appliquée aux spectres GIRAFFE (avec l'utilisation des EQWs théoriques pour fixer ξ) pour l'ensemble des raies de Fe I du domaine de longueur d'onde couvert par UVES. Les valeurs de ces nouveaux paramètres sont reportées dans la table C.1 annexe C. La figure 2.6 illustre la comparaison de ces nouveaux paramètres avec ceux déterminés à la section 2.5.1.

Comme attendu, la différence principale concerne la vitesse de microturbulence. La nouvelle valeur de ξ est systématiquement plus petite que l'ancienne valeur. Sur l'ensemble des 13 étoiles (parmi lesquelles 12 étoiles ont été observées avec les deux instruments et 1 étoile seulement avec UVES), la différence est en moyenne de 0.2 kms^{-1} et peut atteindre 0.4 kms^{-1} . Cet effet se traduit par une diminution de la métallicité des étoiles de l'ordre de 0.15 dex. Cette nouvelle détermination des paramètres UVES n'affecte quasiment pas la valeur de T_{eff} . La différence entre anciennes et nouvelles valeurs de T_{eff} est en moyenne nulle et n'excède pas 150 K, ordre de grandeur des incertitudes sur la valeur de T_{eff} .

Comparaison des paramètres déduits des spectres GIRAFFE et UVES (nouveaux paramètres)

Pour les 12 étoiles observées avec les deux instruments, les paramètres ont été déterminés à partir des spectres UVES et GIRAFFE avec la même méthode (procédure automatique appliquée aux spectres GIRAFFE avec l'utilisation des EQWs théoriques pour fixer ξ). A l'intérieur des incertitudes, les paramètres montrent un bon accord (voir fig. 2.7). La différence entre les valeurs de T_{eff} est en moyenne de l'ordre de -50 K et atteint au plus 200 K, précision avec laquelle T_{eff} est déterminée pour l'échantillon GIRAFFE (voir section 2.5.5). La différence sur les valeurs de ξ n'excède pas non plus la valeur de la précision avec laquelle est établie ξ (0.2 kms^{-1} en moyenne pour l'échantillon GIRAFFE). Un léger effet systématique apparaît cependant : la valeur déduite des spectres GIRAFFE est en moyenne 0.1 kms^{-1} plus grande que celle déduite des spectres UVES. Pour les 12 étoiles, $\langle \Delta[\text{Fe}/\text{H}] \rangle = 0 \pm 0.15$ et les différences sur les valeurs de métallicité sont globalement dues aux différentes valeurs de T_{eff} et ξ .

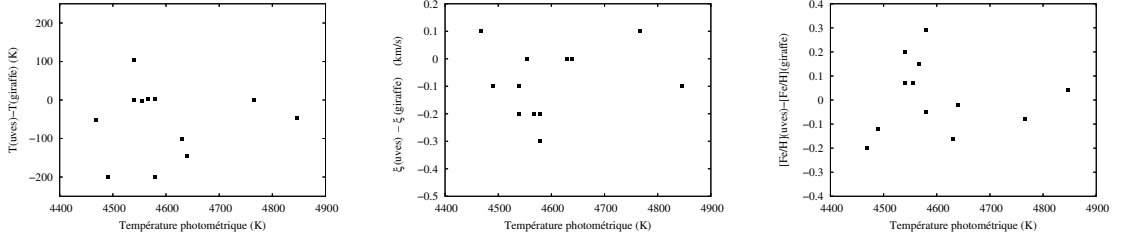


FIG. 2.7 – Comparaison de T_{eff} (Gauche), ξ (Milieu) et $[\text{Fe}/\text{H}]$ (Droite) obtenus à partir des spectres UVES et GIRAFFE pour les 12 étoiles du red clump observées avec les deux instruments. Les différences sur T_{eff} et $[\text{Fe}/\text{H}]$ sont en moyenne nulles avec une dispersion autour de la moyenne n'excédant pas la précision sur ces deux valeurs pour les spectres GIRAFFE (~ 200 K sur T_{eff} , ~ 0.2 dex sur $[\text{Fe}/\text{H}]$).

Comparaison des largeurs équivalentes mesurées sur les spectres GIRAFFE et UVES

Pour les 12 étoiles, les EQWs mesurées sur les spectres observés GIRAFFE ont été comparées avec celles mesurées sur les spectres observés UVES. La figure 2.8 illustre cette comparaison pour l'étoile BWC-9. Pour cette étoile, comme pour la majorité des étoiles de l'échantillon, les différences entre les EQWs GIRAFFE et UVES varient entre les deux setups H13 et H14. Sur le domaine H13, les EQWs UVES sont en moyenne plus élevées que celles mesurées sur les spectres GIRAFFE alors que sur le domaine H14, l'effet systématique est dans le sens opposé. Sur tout l'intervalle de longueur d'onde, ces deux effets se compensent et la valeur de la différence relative moyenne $\delta\text{EQW}/\text{EQW} = (\text{EQW}_{\text{UVES}} - \text{EQW}_{\text{GIRAFFE}})/\text{EQW}_{\text{UVES}}$ est de l'ordre de quelques pourcents ($|\delta\text{EQW}/\text{EQW}| < 4\%$). La dispersion autour de $\delta\text{EQW}/\text{EQW}$ varie de 12 à 20 % suivant les étoiles en lien avec la qualité (S/N) du spectre GIRAFFE ou UVES.

Afin d'étudier l'effet du changement de résolution sur la différence entre EQWs GIRAFFE et UVES, les spectres UVES ont été convolués aux résolutions des setups H13 et H14 sur les domaines de longueur d'onde correspondants. Les EQWs mesurées sur ces spectres avec DAOSPEC ont été comparées avec celles mesurées sur les spectres UVES d'origine. Le résultat est montré en figure 2.8 pour l'étoile BWC-1. Pour l'ensemble des étoiles, les valeurs de la différence relative et de la dispersion autour de cette valeur sont du même ordre de grandeur que les valeurs citées au paragraphe précédent. La dispersion autour de la valeur moyenne est cependant un peu plus faible pour les EQWs convoluées, un effet prévisible étant donné qu'en diminuant la convolution, on augmente artificiellement le S/N du spectre. Les différences entre les EQWs mesurées avec UVES et GIRAFFE sont donc principalement dues à la différence de résolution entre les deux instruments.

Influence de la liste de raies sur la détermination des paramètres

Par rapport aux spectres UVES, les spectres GIRAFFE couvrent un domaine de longueur d'onde plus petit. En regroupant les setups H13 et H14, l'intervalle de longueur d'onde est $[6120 \text{ \AA}, 6620 \text{ \AA}]$. Sur cet intervalle, le nombre de raies de Fe I est de 48 (92 raies sur l'intervalle UVES). Seules les raies avec des EQWs $< 200 \text{ m\AA}$ sont gardées pour la détermination des paramètres et le nombre de raies utilisées en pratique est de l'ordre de 35. En plus des différences sur les EQWs mesurées à partir des spectres UVES et GIRAFFE (se traduisant par des différences sur les abondances en fer), cet effet de sélection des raies de Fe I peut lui-même modifier les valeurs des paramètres déduits de l'analyse. Dans les plans $([\text{Fe I}/\text{H}], \chi_{\text{exc}})$ et $([\text{Fe I}/\text{H}], \text{EQWs})$, la répartition des points est différente et ceci peut conduire à des différences dans les pentes des droites ajustées par moindres carrés se traduisant par des différences

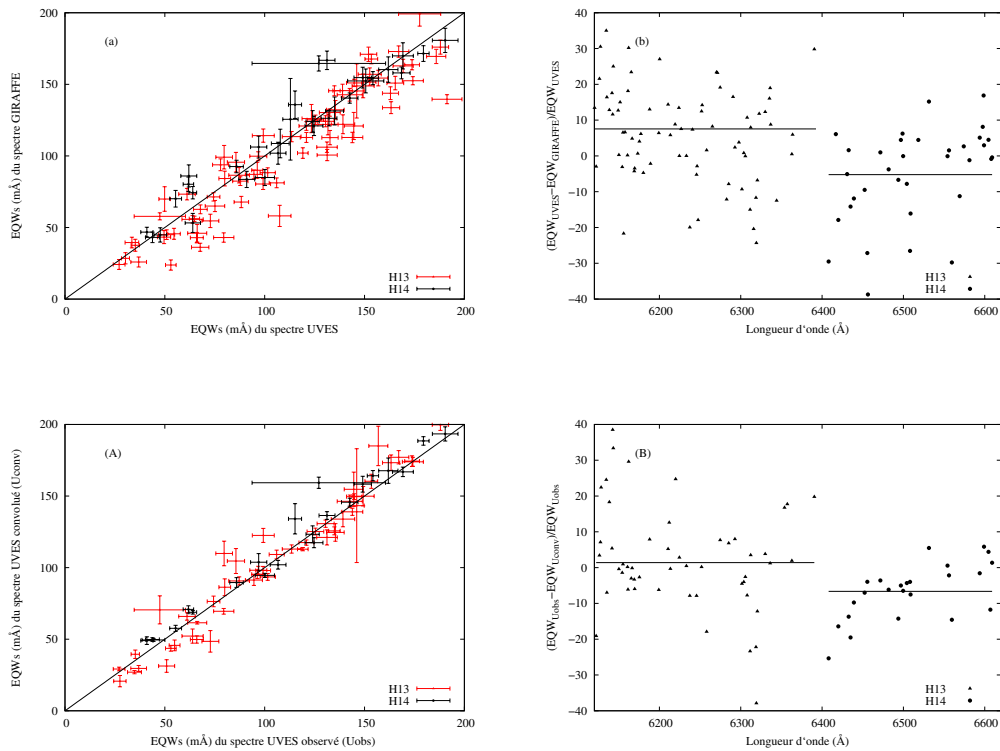


FIG. 2.8 – *Graphiques de gauche* : comparaison des largeurs équivalentes mesurées sur le spectre observé UVES sur les domaines de longueurs d’onde des setups H13 (en noir) et H14 (en rouge) avec (a) les EQWs mesurées sur le spectre observé GIRAFFE et (A) les EQWs mesurées sur le spectre observé UVES convolué à la résolution de GIRAFFE pour l’étoile BWc-9. *Graphiques de droite* : différence relative entre les EQWs (b) UVES et GIRAFFE et (B) UVES et UVES convolué à la résolution GIRAFFE en fonction de la longueur d’onde. Les valeurs moyennes et dispersions sont différentes entre les setups H13 (triangles) et H14 (points noirs).

sur les valeurs de T_{eff} et ξ déduites de ces ajustements.

L'effet de la liste de raies de Fe I réduite à l'intervalle [6120 Å, 6620 Å] sur la détermination des paramètres a été analysé pour les 12 étoiles observées à la fois avec GIRAFFE et UVES ainsi que pour le Soleil et Arcturus.

Avec les modèles d'atmosphère calculés précédemment pour le Soleil et Arcturus, les pentes des droites fixant T_{eff} et ξ , établies avec la liste de raies de Fe I réduite, sont différentes de celles trouvées avec la liste de raies totale. Pour les deux étoiles, la pente de la droite fixant T_{eff} a augmenté, ainsi que son erreur. Le critère de validité de T_{eff} (pente < erreur) reste cependant vérifié dans le cas d'Arcturus. Pour le Soleil, une augmentation de T_{eff} de 100 K doit être effectuée pour retrouver une pente non significative devant son erreur. A l'inverse, pour les deux étoiles, la pente de la droite fixant ξ a diminué, et son erreur a augmenté. Le critère de validité de ξ reste cependant vérifié pour les deux étoiles. A noter qu'aucun effet de la liste de raies sur la valeur de la métallicité apparaît. La valeur moyenne des raies de Fe I est rigoureusement identique pour Arcturus ($[\text{Fe}/\text{H}] = -0.52$ dex) et a diminué de 0.03 dex pour le Soleil.

Pour les 12 étoiles, l'effet de changement de liste de raies de Fe I a été étudié de la manière suivante : à partir des EQWs (mesurées sur les spectres observés UVES) des raies de Fe I présentes sur l'intervalle 6120-6620 Å, une nouvelle détermination des paramètres des étoiles a été effectuée avec la méthode décrite à la section 2.5.3. La figure 2.9 illustre la comparaison de ces nouveaux paramètres avec les anciens (établis avec la totalité des raies de Fe I). Le changement de liste est sans effet notable sur la valeur de T_{eff} : la différence moyenne est nulle et n'excède pas ± 100 K. Un léger effet systématique apparaît dans la valeur de ξ : les valeurs trouvées à partir de la liste réduite sont en moyenne 0.1 km.s^{-1} plus petites que celles trouvées avec l'autre liste. Cet effet se traduit par un effet systématique sur l'abondance moyenne des raies de Fe I : la valeur moyenne est 0.1 dex plus grande avec la liste de raies réduite.

L'analyse précédente montre que la détermination des paramètres à partir de la liste de raies de Fe I de l'intervalle GIRAFFE est correcte. Les différences des paramètres trouvés avec les deux listes sont plus petits que les incertitudes sur ces paramètres. A noter cependant un léger effet systématique sur ξ entre les deux listes qui entraîne un effet systématique sur la métallicité.

2.5.5 Paramètres stellaires finaux et incertitudes associées

Les sources d'incertitudes sur les abondances individuelles des raies de Fe I (voir section 2.3) se traduisent par des incertitudes sur les valeurs de T_{eff} et ξ . Ces dernières entraînent des incertitudes sur la valeur moyenne des raies de fer (métallicité) ainsi que sur les abondances des autres éléments (voir table 10 de l'article inclus dans le chapitre 5). Les incertitudes sur les EQWs mesurées varient d'une

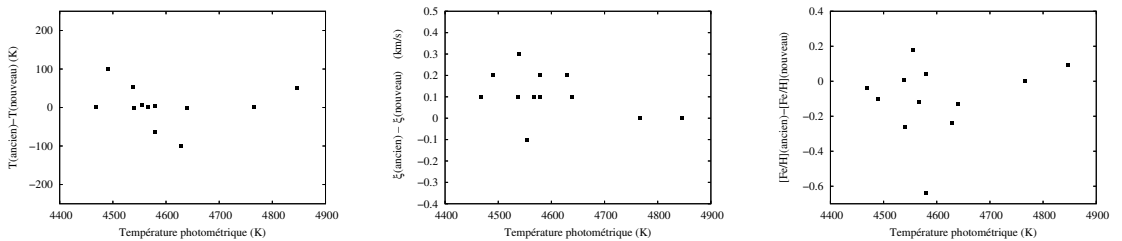


FIG. 2.9 – Comparaison de T_{eff} (Gauche), ξ (Milieu) et $[\text{Fe}/\text{H}]$ (Droite) obtenus à partir des spectres UVES avec la liste de raies Fe I totale et la liste de raies de Fe I réduite au domaine de longueur d'onde 6120-6620 Å pour les 12 étoiles du red clump observées avec les deux instruments. Les valeurs de ξ trouvées avec la liste totale sont en moyenne plus grandes que celles déduites de la liste réduite.

étoile à une autre avec le rapport S/N du spectre observé, la métallicité de l'étoile (augmentation du nombre de raies et apparition de blends). Il en est donc de même pour les erreurs sur les paramètres stellaires obtenus.

Afin d'effectuer une analyse statistique des ~ 220 spectres GIRAFFE, les incertitudes sur ξ et T_{eff} ont été calculées de manière individuelle pour chaque étoile. Elles ont été évaluées en propageant les erreurs (fournies par DAOSPEC) sur les mesures des largeurs équivalentes, sur les valeurs des abondances de Fe I. Ces erreurs sur les valeurs de $[\text{Fe I}/\text{H}]$ sont prises en compte lors de l'ajustement des droites dans les plans (χ_{ex} , $[\text{Fe I}/\text{H}]$) et (EQWs, $[\text{Fe I}/\text{H}]$) et sont contenues dans l'erreur sur les valeurs des pentes de ces droites. A l'issue de la procédure automatique, les pentes p des droites fixant ξ et T_{eff} du modèle final de l'étoile vérifient le critère : $|p| \leq \sigma(p)$.

En maintenant la valeur de ξ du modèle constante, une nouvelle valeur de $T_{\text{eff}} = T_{\text{sup}}$ (resp. T_{inf}) a été fixée de manière à ce que la pente de la droite ajustée P_{sup} (resp. P_{inf}) vérifie le critère suivant : $P_{\text{sup}} \geq p + \sigma(p)$ (resp. $P_{\text{inf}} \leq p - \sigma(p)$). Les valeurs incertitudes sur T_{eff} , $\sigma^+(T) = T_{\text{sup}} - T$ et $\sigma^-(T) = T_{\text{inf}} - T$ sont reportées dans le tableau de l'annexe D. Pour les 220 étoiles : $\langle \sigma^+(T) \rangle = 180 \pm 90$ K et $\langle \sigma^-(T) \rangle = 220 \pm 90$ K. Pour environ la moitié de l'échantillon, les incertitudes sur la valeur de T_{eff} ne sont pas symétriques et la différence entre $\sigma^+(T)$ et $\sigma^-(T)$ varie entre ± 100 et ± 200 K. Le changement de la valeur de T_{eff} du modèle d'atmosphère entraîne un changement des abondances individuelles des raies de Fe I déduites des EQWs. En moyenne, les incertitudes sur $[\text{Fe}/\text{H}]$ dues aux incertitudes sur T_{eff} (notées $\sigma_{\text{T}}^-(\text{Fe})$ et $\sigma_{\text{T}}^+(\text{Fe})$) sont de l'ordre de 0.15 ± 0.07 et asymétriques comme celles sur T_{eff} , avec une asymétrie, de l'ordre de 0.1 dex (0.2 dex pour une vingtaine d'étoiles). Les valeurs de $\sigma_{\text{T}}^-(\text{Fe})$ et $\sigma_{\text{T}}^+(\text{Fe})$ dépendent des incertitudes sur T_{eff} ainsi que de la sensibilité de $[\text{Fe}/\text{H}]$ aux variations de T_{eff} . Cette dernière varie suivant les paramètres initiaux de l'étoile (figure 2.10). Elle augmente avec la valeur initiale de T_{eff} : un changement de 100 K sur T_{eff} se traduit, en moyenne, par une variation sur $[\text{Fe}/\text{H}]$ d'environ 0.05 dex pour les étoiles les plus froides de l'échantillon et d'environ 0.10 dex pour les étoiles les plus chaudes. La valeur en métallicité initiale de l'étoile a moins d'impact sur un changement de T_{eff} , même si en moyenne, les étoiles les plus métalliques sont moins sensibles à un changement T_{eff} par rapport aux étoiles les plus froides.

Le même principe a été appliqué pour estimer les incertitudes sur ξ en maintenant T_{eff} et $\log g$ constants. Contrairement à T_{eff} , les incertitudes sur ξ peuvent être considérées comme symétriques et : $|\langle \sigma^+(\xi) \rangle| = |\langle \sigma^-(\xi) \rangle| = 0.21 \pm 0.08$ km.s⁻¹. Elles conduisent à des incertitudes moyennes (notées $\sigma_{\xi}^-(\text{Fe})$ et $\sigma_{\xi}^+(\text{Fe})$) de l'ordre de 0.16 ± 0.06 dex sur la valeur de $[\text{Fe I}/\text{H}]$. Comme dans le cas de T_{eff} ces valeurs (reportées dans le tableau de l'annexe D) varient suivant les paramètres des étoiles (figure 2.11). Pour les étoiles les plus chaudes ($T_{\text{eff}} \geq 4800$) et les étoiles les moins métalliques ($[\text{Fe I}/\text{H}] < -0.3$), une variation de ξ de 0.1 km.s⁻¹ implique une variation ~ 0.05 dex sur $[\text{Fe I}/\text{H}]$, alors que pour les étoiles les plus froides ainsi que pour les étoiles à métallicité élevée, le changement de valeur de $[\text{Fe I}/\text{H}]$ est de l'ordre de 0.08 dex et peut atteindre 0.10 dex.

L'incertitude finale sur la valeur de $[\text{Fe}/\text{H}]$ a été estimée en considérant l'abondance $[\text{Fe}/\text{H}]$ mesurée (notée ci-après ε) comme une fonction des paramètres atmosphériques : T_{eff} et ξ et des paramètres des raies au travers des valeurs des EQWs (notées ici W). Les incertitudes sur les valeurs de $[\text{Fe}/\text{H}]$ dues aux incertitudes sur $\log g$ et sur la métallicité du modèle d'atmosphère sont négligeables devant les autres sources d'incertitudes et n'ont donc pas été prises en compte dans le calcul de l'incertitude finale de $[\text{Fe}/\text{H}]$.

Le développement au premier ordre de ε en série de Taylor peut s'écrire :

$$\varepsilon = \varepsilon_0 + \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial W} \right) \Delta W + \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right) \Delta T + \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \xi} \right) \Delta \xi \quad (2.11)$$

avec ε_0 l'abondance "vraie". En notant $\sigma^2 = \langle (\varepsilon - \varepsilon_0)^2 \rangle$, la variance de $[\text{Fe}/\text{H}]$, le développement de

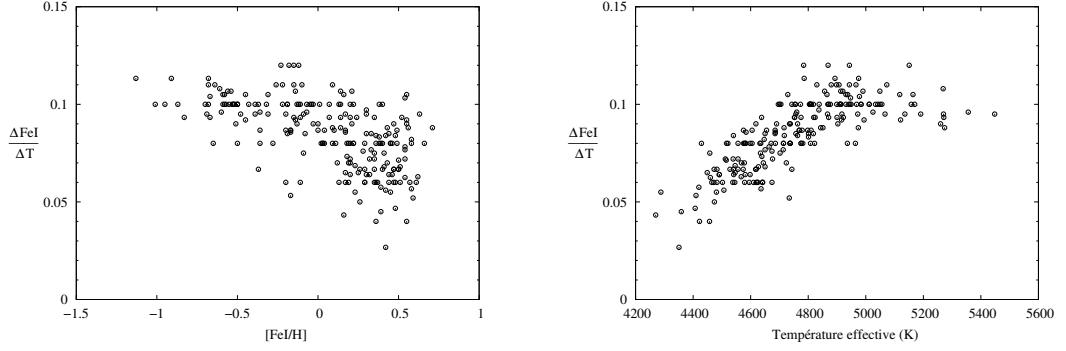


FIG. 2.10 – Variation de la métallicité des étoiles due à un changement de 100 K sur la valeur de T_{eff} en fonction de a) $[\text{Fe}/\text{H}]$ b) T_{eff} . Les étoiles les plus chaudes et les moins métalliques sont les plus sensibles à une variation de T_{eff} .

l'expression précédente fournit :

$$\sigma^2(\text{Fe}) = \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial W} \right)^2 \sigma_W^2 + \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right)^2 \sigma_T^2 + \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \xi} \right)^2 \sigma_\xi^2 + 2 \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial T} \right) \left(\frac{\partial \varepsilon}{\partial \xi} \right) \sigma_{T,\xi} \quad (2.12)$$

avec σ_T^2 , σ_W^2 et σ_ξ^2 les variances de T , W et ξ ; $\sigma_{T,\xi}$ la covariance de T et ξ . Les termes croisés entre T et W et entre ξ et W n'apparaissent pas ici car la mesure des EQWs est indépendante des valeurs de T_{eff} et ξ . Le dernier terme de l'expression 2.12 a été estimé en considérant l'effet d'une variation de T_{eff} sur la pente de la droite fixant ξ et réciproquement, l'effet d'une variation de ξ sur la droite fixant T_{eff} . En partant des abondances des raies de fer calculées avec $T_{\text{eff}} = T_{\text{eff}} + \sigma^+(T)$ et avec $T_{\text{eff}} = T_{\text{eff}} - \sigma^-(T)$, suivant les cas, la valeur de ξ a été modifiée afin que le critère de validité de ξ soit de nouveau vérifié. La variation $\sigma_{\xi,(T)}$ de la valeur de ξ se traduit par une variation $\sigma_{\xi,(T)}(\text{Fe})$ de la valeur de $[\text{Fe}/\text{H}]$. Le même principe a été appliqué à T_{eff} en fixant $\xi = \xi + \sigma^+(\xi)$ et $\xi = \xi - \sigma^-(\xi)$. La variation $\sigma_{T,(\xi)}$ sur T_{eff} a pour conséquence une variation $\sigma_{T,(\xi)}(\text{Fe})$ de la valeur de $[\text{Fe}/\text{H}]$.

Les incertitudes sur $[\text{Fe}/\text{H}]$ ont finalement été calculées avec l'approximation de l'expression 2.12 suivante :

$$\sigma^2(\text{Fe}) = \sigma_W^2(\text{Fe}) + \sigma_T^2(\text{Fe}) + \sigma_\xi^2(\text{Fe}) + 2\sigma_{T,(\xi)}(\text{Fe})\sigma_{\xi,(T)}(\text{Fe}) \frac{\sigma_{T,(\xi)}\sigma_{\xi,(T)}}{\sigma_T\sigma_\xi} \quad (2.13)$$

avec $\sigma_W^2(\text{Fe})$ la variance de la valeur moyenne des raies de fer (rapport entre la dispersion et le nombre de raies utilisées pour le calcul de la valeur moyenne). Pour chaque étoile, les termes de l'expression 2.13 sont reportés dans le tableau de l'annexe D.

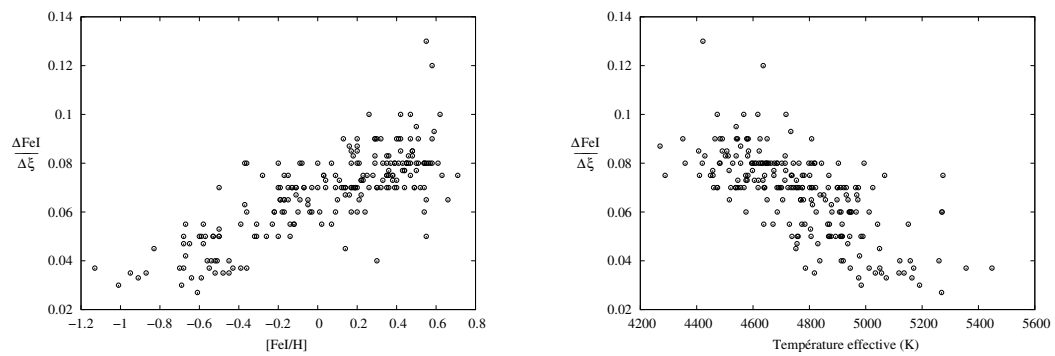


FIG. 2.11 – Variation de la métallicité des étoiles due à un changement de 0.1 km.s^{-1} sur la valeur de ξ en fonction de a) $[Fe/H]$ b) T_{eff} . Les étoiles les plus froides et les plus métalliques sont les plus sensibles à une variation de ξ .

Chapitre 3

Méthode de détermination des abondances de Al, Na, O et Mg

Sommaire

3.1	Liste de raies	43
3.1.1	Choix des $\log gf$: $\log gf$ solaires	44
3.1.2	Ajustement de la liste de raie dans Arcturus et dans μ Leo	45
3.1.3	Le cas particulier de l'oxygène	51
3.2	Mesure du CNO	54
3.2.1	Dans μ Leo	56
3.2.2	Dans les étoiles UVES	56
3.2.3	Dans les étoiles GIRAFFE	57
3.3	Mesure finale des abondances de Mg, Na et Al	58

Pour chaque étoile, les largeurs équivalentes des raies d'oxygène (O I), Sodium (Na I), Magnésium (Mg I) et d'Aluminium (Al I) ont été mesurées par DAOSPEC. Comme pour les raies de fer, ces mesures présentent des incertitudes dues aux erreurs sur le placement du continu de DAOSPEC, à la présence de blends atomiques et/ou moléculaires. Ces incertitudes ont pu être diminuées, de manière globale sur l'ensemble des raies de fer avec l'établissement de pseudo- $\log gf$ relatifs à μ Leo, permettant ainsi de déterminer les paramètres stellaires et la métallicité des étoiles. Cependant, le même principe ne peut pas être appliqué aux éléments O, Na, Mg et Al. Une des principales raisons est que pour chacun de ces éléments, le nombre de raies visibles est faible. De plus, dans la plupart des spectres UVES, les raies sont blendées, avec des blends pouvant contribuer à 20-30 % de la largeur équivalente totale de la raie mesurée par DAOSPEC. Les abondances en O, Na, Al et Mg ont donc été déterminées à partir de spectres synthétiques.

3.1 Liste de raies

De même que pour la détermination des abondances des raies de fer (chapitre 2, section 2.3.2), se pose ici la question du choix des $\log gf$. Les valeurs de $\log gf$ astrophysiques déterminées à partir du spectre observé d'une étoile de référence sont sensibles au choix du modèle d'atmosphère et à la méthode de calcul du spectre synthétique pour cette étoile. Cette dépendance peut être fortement diminuée si l'étoile de référence possède des paramètres stellaires proches des étoiles de l'échantillon. Si l'étoile μ Leo a servi de référence pour établir la valeur relative des $\log gf$ des raies de fer, elle n'a pas pu

servir directement de référence pour établir les $\log gf$ des raies de Al, Na et Mg pour deux raisons. Tout d'abord car les abondances en Al, Na et Mg dans μLeo ne sont pas établies avec la même précision qu'elles peuvent l'être dans le Soleil. Les abondances en éléments autres que le fer ont été mesurées dans μLeo par Gratton & Sneden (1990) et Smith & Ruck (2000). Ces valeurs dépendent cependant du choix du modèle d'atmosphère μLeo et de la liste de raies adoptées par les auteurs. Ensuite, même si l'on supposait connues les abondances en Na, Mg et Al, les valeurs des $\log gf$ serait trop incertaines à cause des incertitudes sur la synthèse des atomes et molécules contaminant les raies considérées. C'est donc le Soleil, dont les abondances sont connues, qui a servi d'étoile de référence pour déterminer les valeurs des $\log gf$. Les spectres d'Arcturus et de μLeo ont ensuite été inspectés afin de contrôler ces valeurs mais aussi de contraindre les paramètres physiques des molécules et atomes apparaissant au voisinage et/ou dans les raies considérées. La liste de raies s'est ainsi construite de manière itérative pour que finalement il y ait simultanément accord entre spectres synthétiques et spectres observés dans le Soleil, Arcturus et μLeo . Cette procédure, détaillée ci-dessous, a conduit à déterminer les abondances en Na, Mg et Al dans Arcturus et μLeo dont les valeurs sont reportées dans la table 3.1.

3.1.1 Choix des $\log gf$: $\log gf$ solaires

Le modèle d'atmosphère utilisé pour la synthèse du spectre solaire provient des nouvelles grilles de modèles MARCS (Gustafsson et al. 2003, 2007). Ce modèle a été calculé spécifiquement (et non interpolé dans une grille) pour le Soleil avec les paramètres suivants : $\xi = 1.1 \text{ km.s}^{-1}$, $T_{\text{eff}} = 5770 \text{ K}$, $\log g = 4.44$. Les abondances solaires standard de Grevesse & Sauval (1998) ont été adoptées pour Al, Na et Mg ainsi que pour tous les autres éléments atomiques (à l'exception de O, voir la section 3.1.3). Le spectre observé solaire utilisé pour la détermination des $\log gf$ est le même que celui déjà utilisé au chapitre 2 (spectre UVES de résolution $R \sim 100000$).

Autour des raies de Na, Mg et Al, un spectre synthétique solaire initial a été calculé avec la liste de raies de VALD. A partir de ce spectre synthétique, le spectre observé solaire a été normalisé sur une région de 10 \AA centrée sur chaque raie étudiée. Puis de manière itérative, les $\log gf$ des raies de Al, Na et Mg, ainsi que l'environnement spectral proche de ces dernières ont été ajustés de manière à faire correspondre spectre synthétique solaire et spectre observé normalisé.

Aluminium

Dans le domaine spectral couvert par UVES, les abondances sont calculées à partir du doublet à $6696.03\text{-}6698.67 \text{ \AA}$. Ces deux raies sont "propres" dans le Soleil (figure 3.1). Seule la raie à 6696.03 \AA est très légèrement contaminée par une raie de Fe I à 6696.32 \AA correctement synthétisée avec la valeur du $\log gf$ issue de VALD ($\log gf = -1.67$).

Sodium

L'abondance de Na peut être calculée à partir du doublet à $6154.23\text{-}6160.75 \text{ \AA}$ (figure 3.1). Dans le spectre solaire observé, même si d'intensité très faible, on voit apparaître une raie vers 6154.4 \AA . La présence de cette raie s'est confirmée dans les spectres observés d'Arcturus et de μLeo , dans lesquels l'aile droite de la raie de sodium à 6154.23 \AA se trouve alors plus "contaminée". L'atlas solaire de Moore et al. (1966) mentionne l'hypothèse d'une raie de Cr I à $\lambda = 6154.44 \text{ \AA}$. Dans la liste de VALD, près de cette région se trouvent : une raie de Cr I à 6154.427 \AA avec $\log gf = -1.809$ et une raie de V I à 6154.458 \AA avec $\log gf = -1.1$. L'inspection des spectres d'Arcturus et de μLeo a conduit à confirmer l'existence d'une raie de Cr I dont la valeur du $\log gf$ a été ajustée à -0.2 dex de manière à faire correspondre spectre synthétique et spectre observé du Soleil, d'Arcturus et de μLeo .

A 6162.17 Å se trouve une raie forte de Ca I. Dans le cas du Soleil, la présence de cette raie n'a aucune influence sur la détermination du $\log gf$ de la raie de Na à 6160.75 Å. Cependant, dans les étoiles les plus métalliques, l'absorption des ailes de cette raie de Ca I peut atteindre l'aile droite et le cœur de la raie de Na. Les paramètres physiques de cette raie ont donc été ajustés avec soin sur le spectre observé solaire. En particulier, les valeurs des coefficients d'amortissements issues de l'approximation d'Unsold ont été adoptées plutôt que celles de Barklem et al. (2000) qui, trop élevées, ne reproduisaient pas la raie observée dans le Soleil.

Magnésium

A la vue de leurs paramètres atomiques (potentiel d'excitation et $\log gf$) dans la liste de VALD, cinq raies de magnésium devraient être mesurables aux températures ($\langle T_{\text{eff}} \rangle \approx 4500$ K) des étoiles du bulbe. Parmi ces cinq raies, seules les trois raies du triplet à 6319 Å sont visibles dans le spectre observé solaire. A la résolution de 100 000, les trois raies du triplet sont bien distinguables (voir fig 3.2) rendant une détermination individuelle de la valeur du $\log gf$ possible. Dans les spectres d'Arcturus et de μ Leo ainsi que dans les spectres UVES des étoiles du bulbe, les trois raies sont moins bien séparées (augmentation de l'abondance en magnésium et/ou diminution de la résolution) et l'abondance de magnésium se calcule de manière globale sur le triplet (voir section 3.3).

Proche du triplet se trouve une raie d'autoionisation de Ca I à 6318.1 Å. Il s'agit d'une raie aux ailes très étendues, dont la première observation dans le Soleil date de 1965 (Mitchell & Mohler 1965). La contamination de cette raie à l'intérieur même du triplet est très faible dans le Soleil ($< 2\%$ du niveau du continu, voir fig 3.2) et n'atteint jamais plus de 4% dans nos étoiles. Cette contamination directe sur la raie a donc une influence négligeable sur la mesure de l'abondance en magnésium. Cependant pour la détermination de la position du continu des spectres observés, une bonne modélisation des caractéristiques spectrales de cette raie de Ca est nécessaire. Le temps de demi vie du niveau d'énergie le plus haut correspondant à la transition d'autoionisation est très faible, ce qui se traduit d'un point de vue spectral par une raie très élargie. Cet élargissement a été considéré dans la synthèse spectrale en multipliant le coefficient d'élargissement radiatif d'un facteur 10000 par rapport à sa valeur standard.

3.1.2 Ajustement de la liste de raie dans Arcturus et dans μ Leo

Dans les spectres observés d'Arcturus et de μ Leo, une forêt de raies moléculaires (principalement des raies de CN) est visible sur l'ensemble du domaine spectral. La normalisation du spectre observé et la mesure des abondances des raies sont sensibles à l'intensité de ces raies moléculaires qui doivent donc être reproduites avec précision par la synthèse spectrale. Les spectres synthétiques ont été calculés avec les listes moléculaires suivantes : C2 ($^{12}\text{C}^{12}\text{C}$ and $^{12}\text{C}^{13}\text{C}$) Swan system (A-X) (Phillips & Davis 1968) ; CN ($^{12}\text{C}^{14}\text{N}$ and $^{13}\text{C}^{14}\text{N}$) red system (A-X) (Davis & Phillips 1963) ; TiO γ and γ' systems Plez (1998).

L'ajustement de la liste de raies et la mesure des abondances en Na, Mg et Al dans Arcturus et μ Leo ont été effectués en suivant le schéma suivant : (i) L'abondance en Mg, Al et Na d'Arcturus est imposée par une raie non contaminée des doublets ou du triplet (ii) une fois l'abondance de l'élément fixée dans la synthèse, les paramètres physiques des raies de CN, ainsi que des raies des atomes dans et au voisinage proche des raies sont contraints afin de faire correspondre les spectre observé et synthétique d'Arcturus. (iii) Ces paramètres sont ensuite validés sur les spectres de μ Leo si toutes les raies d'un élément fournissent la même abondance de cet élément. Cette procédure itérative suppose connues les abondances en C et N d'Arcturus et de μ Leo (voir la section 3.2 pour la détermination de C, N et O dans Arcturus et μ Leo).

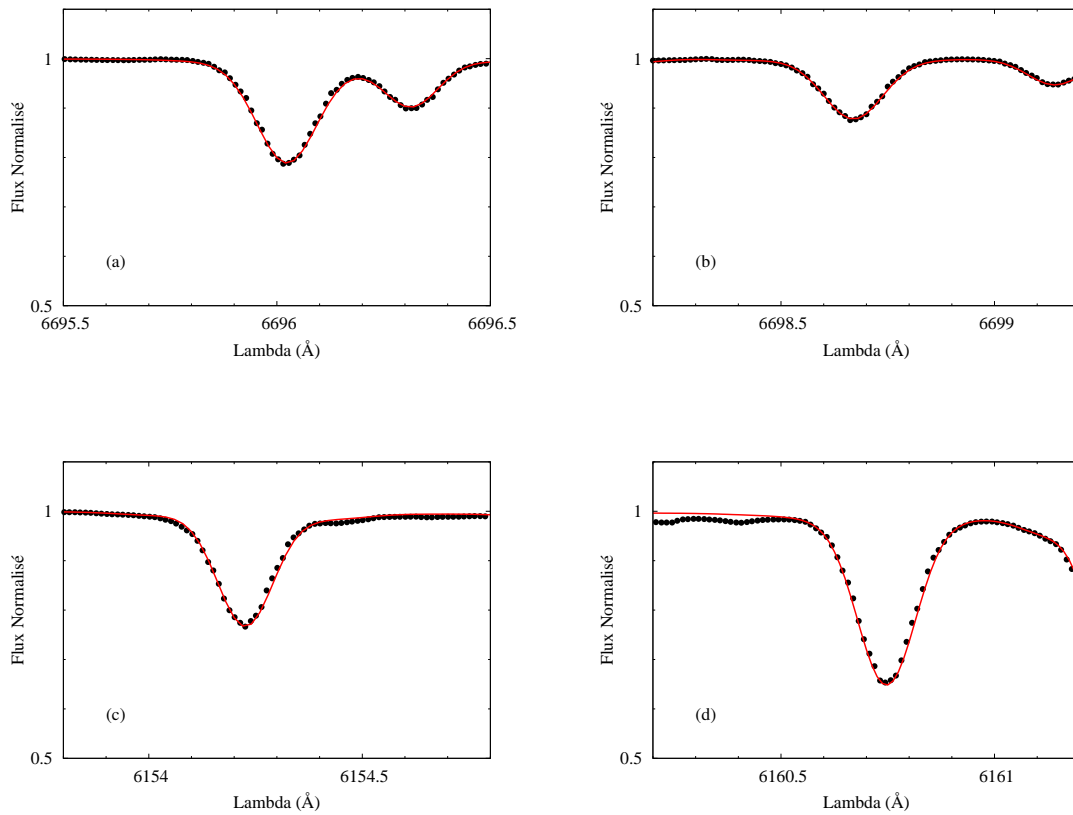


FIG. 3.1 – Détermination des $\log gf$ solaires : spectres solaires synthétiques (traits rouges) et observés (points noirs) autour des raies d'Al et de Na (a) Al II 6696.03 Å, (b) Al II 6698.67 Å, (c) Na I 6154.23 Å et (d) Na I 6160.75 Å.

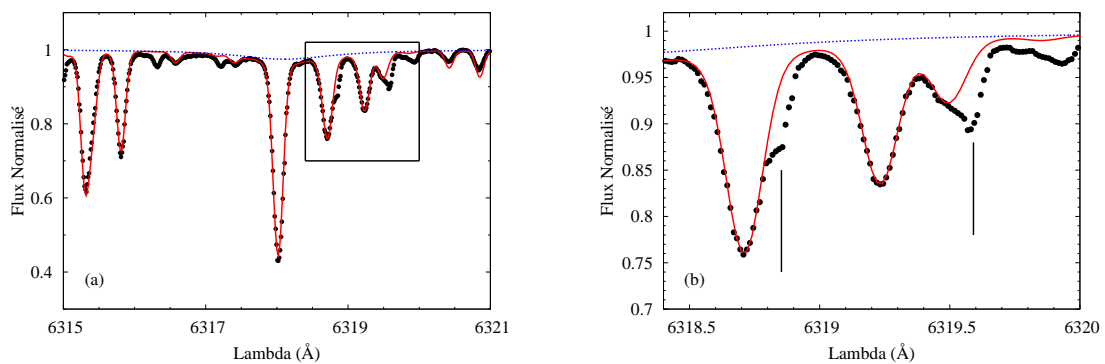


FIG. 3.2 – (a) Spectres synthétique (traits rouges) et observé (points noirs) du Soleil dans la région du triplet de Mg. Le trait pointillé bleu représente la synthèse spectrale de la raie d'autoionisation de Ca I. (b) Zoom sur le triplet de Mg (cadre de la figure (a)). Les traits pointillés verticaux indiquent la présence de raies d'absorption telluriques de O_2 à $\lambda = 6318.85$ Å et $\lambda = 6319.49$ Å.

Aluminium

La synthèse spectrale des molécules de CN présentes dans la région proche du doublet d'Al n'est pas bien représentative des spectres observés d'Arcturus et de μ Leo (voir figure 3.3). Ces raies sont cependant assez faibles dans Arcturus pour permettre la normalisation du spectre observé sur une région de 10 Å de longueur, centrée sur le doublet. Le spectre d'Arcturus révèle aussi dans cette région la présence de quelques petits domaines spectraux où aucune absorption atomique ou moléculaire n'est visible. Ces domaines, représentés sur la figure 3.3 ont permis de contraindre avec précision la position du continu du spectre observé d'Arcturus dans cette région. Dans μ Leo, l'augmentation de l'abondance en C et N a pour conséquence, en plus de l'augmentation des raies de CN déjà visibles dans Arcturus, de faire apparaître des raies de CN dans les domaines cités précédemment. Pour μ Leo, ainsi que pour quelques étoiles de l'échantillon UVES (les plus riches en métaux), la normalisation a été effectuée de façon plus globale sur l'ensemble du domaine en élargissant au besoin l'intervalle considéré.

Raie à 6696.03 Å : Sur le domaine couvert par UVES, cette raie constitue un bon indicateur de l'abondance en aluminium des étoiles. Aucune contamination par des molécules de CN n'est visible dans le spectre d'Arcturus et seule la partie gauche de l'aile de cette raie est très légèrement contaminée ($\sim 1\%$ du continu) dans le spectre de μ Leo. Le blend avec la raie de Fe I à 6696.32 Å est correctement représenté par la synthèse spectrale (voir figure 3.4). Cette raie permet de déduire une abondance en Al $\log N(\text{Al}) = 6.32 \pm 0.05 \text{ dex}^9$ pour Arcturus et $\log N(\text{Al}) = 7.17 \pm 0.10 \text{ dex}$ pour μ Leo. A la résolution des spectres UVES, ce blend s'amplifie et l'abondance déduite de cette raie est alors contrainte par l'aile gauche et le centre de la raie.

Raie à 6698.67 Å : L'aile gauche de cette raie est contaminée à la fois dans Arcturus et μ Leo par un élément non identifié dans les listes de raies atomiques et moléculaires. Sa présence, confirmée dans les spectres de nos étoiles, n'affecte cependant pas le coeur de la raie. Pour Arcturus, l'abondance déduite de cette raie est la même que celle trouvée avec l'autre raie. Cette raie est cependant un moins bon indicateur de l'abondance en Al, en particulier dans les étoiles riches en métaux. Dans μ Leo, elle conduit à la mesure d'une abondance en Al 0.10 dex plus élevée que celle déduite de l'autre raie. Ceci pourrait s'expliquer par la présence, dans la liste de raies moléculaires, d'une raie de CN à 6698.57 Å apparaissant dans le spectre synthétique de μ Leo avec une absorption maximale de l'ordre $\sim 1\%$ du continu, dont l'intensité serait surestimée ou bien à la présence d'une raie de NdII à 6698.64 Å dont la valeur du $\log gf = -1.375$ (VALD) serait aussi surestimée.

Sodium

La région autour du doublet de Na est très peuplée à la fois par des raies atomiques et des raies de CN. Ces raies sont globalement bien reproduites (longueur d'onde centrale et intensité) par la synthèse spectrale. Le niveau du continu des spectres observés a été imposé par deux régions autour de 6153 Å et 6159.5 Å (voir figure 3.5) dans lesquelles aucune absorption atomique ou moléculaire est visible dans les spectres observés d'Arcturus et de μ Leo.

Raie à 6154.4 Å : L'aile gauche est contaminée par des raies de CN visibles seulement dans le spectre de μ Leo ainsi que dans les spectres des étoiles les plus riches en métaux de l'échantillon. L'aile droite de cette raie est à la fois contaminée par des raies de CN et une raie de Cr I. Dans μ Leo, cette dernière contamination est très forte et la mesure de l'abondance de cette raie se fait alors à partir du centre de la raie. Dans Arcturus, ces raies de CN ont une contribution totalement négligeable à l'absorption. Cette raie de Na, permet alors d'imposer la valeur $\log N(\text{Na}) = 5.88 \pm 0.05 \text{ dex}$ pour l'abondance en Na dans Arcturus. Une fois cette valeur établie, la valeur du $\log gf$ de la raie de Cr I a pu être contrainte plus

⁹ $\log N(X)$ est l'abondance absolue de l'élément X dans une étoile. $\log N(X) = \log\left(\frac{N_X}{N_H}\right) + 12$ où N_X est le nombre d'atomes de l'élément X pour N_H atomes d'hydrogène.

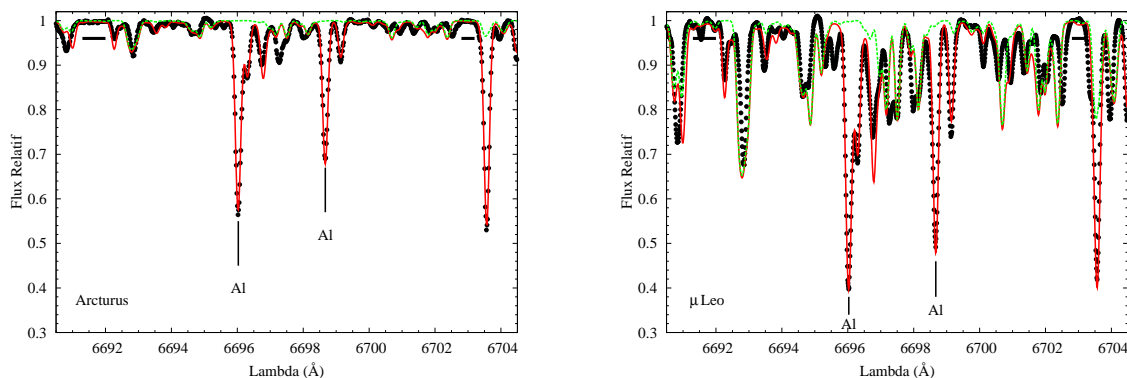


FIG. 3.3 – Spectres synthétiques (traits rouges) et observés (points noirs) d’Arcturus et de μ Leo dans la région du doublet d’Aluminium. Le trait pointillé vert représente uniquement l’absorption des molécules pour les deux étoiles. Les deux domaines représentés par des traits épais représentent des zones sans absorption atomique ou moléculaire visible utilisés pour contraindre la position du continu dans Arcturus. Le spectre observé de μ Leo révèle la présence de fortes raies de CN sur l’ensemble du domaine de longueur d’onde (jusqu’à 30 % du niveau du continu).

particulièrement à partir du spectre d’Arcturus. Les paramètres physiques des raies de CN ont ensuite été ajustés sur μ Leo afin que les spectres observés et spectres synthétiques correspondent à la fois pour le Soleil, Arcturus et μ Leo. Malgré les ajustements réalisés, le spectre observé de μ Leo montre, entre 6154.0 Å et 6154.1 Å, une absorption plus élevée que celle du spectre synthétique (voir figure 3.6). Cette contamination non identifiée, visible aussi dans certains spectres des étoiles du bulbe est cependant sans influence sur la mesure de l’abondance qui est, dans ces cas, contrainte par le centre de la raie.

Raie à 6160.75 Å : Comme la précédente, cette raie est contaminée par des raies de CN dans ses deux ailes. Cette absorption n’excède pas $\sim 1\%$ du niveau du continu à 6160.85 Å dans Arcturus mais atteint $\sim 7\%$ du niveau du continu à la même longueur d’onde dans μ Leo (voir figure 3.6). La valeur de l’abondance en Na dans Arcturus et μ Leo ayant été fixée par l’autre raie du doublet, la liste des raies de CN dans la raie à 6160.75 Å a pu être ajustée afin que l’abondance déduite de cette raie soit la même que celle déduite de l’autre raie du doublet pour ces deux étoiles. La présence de raie de Ca I à 6162.17 Å n’affecte pas la mesure de l’abondance de Na dans Arcturus. Sa contamination devient plus importante dans μ Leo et dans les étoiles riches en métaux et l’abondance en Na est imposée par la raie à 6154.4 Å.

Magnésium

Dans les spectres de μ Leo et d’Arcturus, en plus du triplet de Mg, les deux raies de Mg à 6765.45 Å et 6799.00 Å de la liste de VALD sont visibles. Elles sont cependant trop faibles, en plus d’être contaminées à la hauteur de 50 % par des molécules de CN et furent donc rejetées de l’analyse. Les espèces atomiques, autres que Mg sont, dans la région autour du triplet, bien reproduites (position des centres et intensité des raies) par la synthèse spectrale, à la fois pour Arcturus et μ Leo (voir fig. 3.7). L’analyse de cette région (position du continu et mesure des abondances de Mg) repose sur la connaissance de l’absorption du CN et de l’intensité de la raie d’autoionisation de Ca I à 6318.1 Å. Dans Arcturus, les raies de CN sont faibles, et concentrées dans et au voisinage des raies de Mg. La normalisation du spectre observé s’est faite à partir des trois zones sans absorption situées autour de 6313.8 Å, 6316.2 Å et 6323.5 Å, indiquées fig. 3.7. Dans μ Leo, les raies de CN s’intensifient et il n’y a plus de zones de continu visibles.

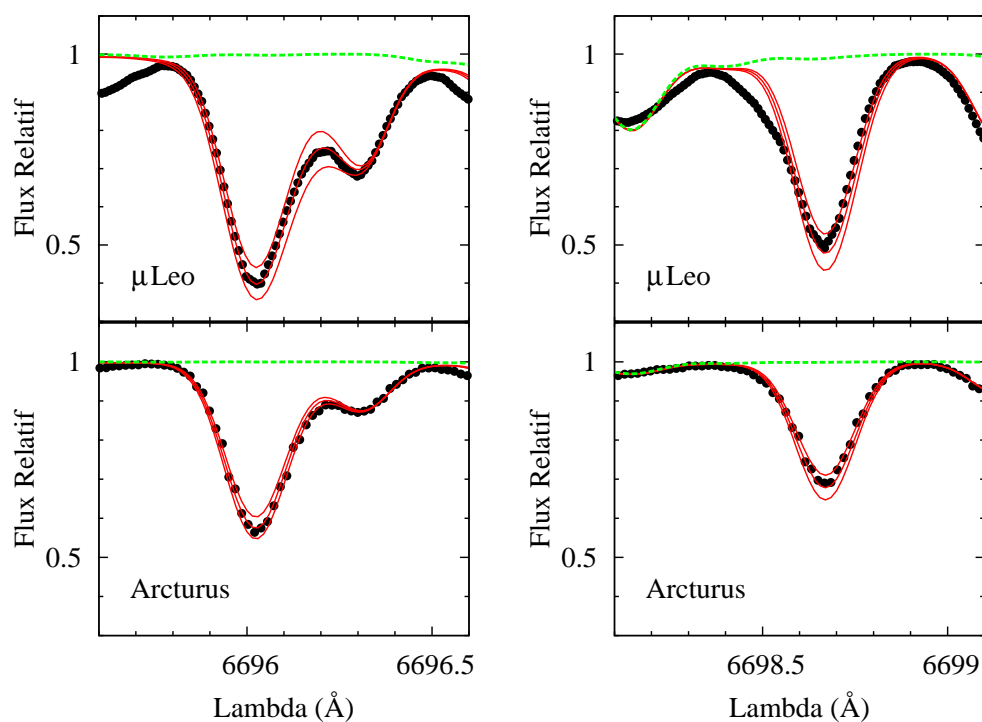


FIG. 3.4 – Raies à 6696.03 Å (gauche) et 6698.67 Å (droite) du doublet d'aluminium dans Arcturus et μ Leo. Les légendes sont les mêmes que celles de la figure 3.3. Les traits rouges représentent les synthèses spectrales effectuées avec $\log N(\text{Al}) = 6.32 \pm 0.10$ dex pour Arcturus et $\log N(\text{Al}) = 7.17 \pm 0.20$ dex pour μ Leo. La raie de Fe I à 6696.32 Å est correctement synthétisée pour les deux étoiles.

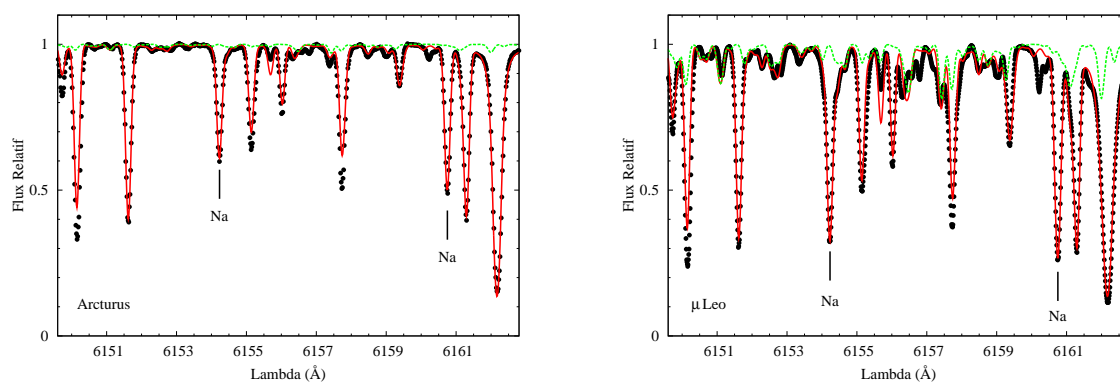


FIG. 3.5 – Spectres synthétiques et observés d'Arcturus et de μ Leo dans la région du doublet du sodium. Les légendes sont les mêmes que celles de la figure 3.3.

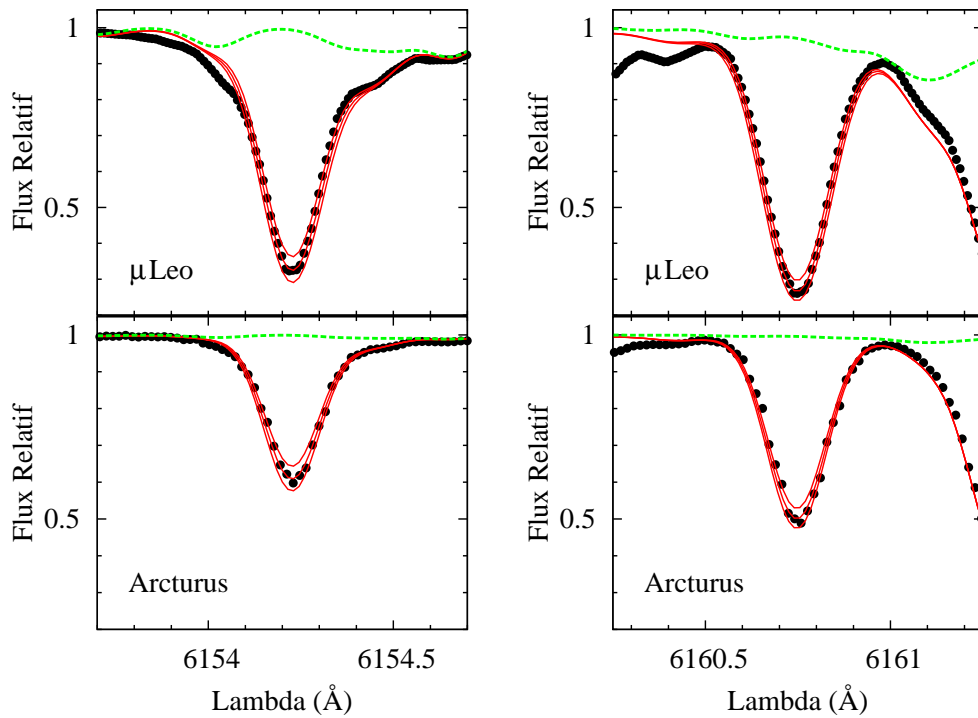


FIG. 3.6 – Synthèses spectrales des raies à 6154.4 Å (gauche) et 6160.75 Å (droite) du doublet du sodium dans Arcturus et μ Leo. Les légendes sont les mêmes que celles de la figure 3.3. Les traits rouges représentent les synthèses spectrales effectuées avec $\log N(\text{Na}) = 5.88 \pm 0.10$ dex pour Arcturus et $\log N(\text{Na}) = 7.13 \pm 0.20$ dex pour μ Leo. Dans μ Leo, les deux raies du doublet sont contaminées dans leurs ailes par des raies de CN. Dans Arcturus, cette contamination est très faible et n’affecte pas la détermination de l’abondance.

La normalisation du spectre observé est aussi sensible à la présence de la raie de CaI, très forte dans μ Leo avec une absorption au centre d'environ 12 % du niveau du continu qui s'étend sur 2 Å de part et d'autre du centre de la raie. Les paramètres atomiques de cette raie ont été fixés sur le spectre observé solaire (voir section 3.1.1) et son intensité n'est plus qu'une fonction de l'abondance en Ca de l'étoile. Pour Arcturus, la synthèse spectrale a été effectuée avec $\log N(\text{Ca}) = 5.86$ dex ($[\text{Ca}/\text{Fe}] = +0.3$ dex), valeur provenant de l'étude d'Arcturus par Peterson et al. (1993) et validée par comparaison avec le spectre observé. Pour la normalisation du spectre observé de μ Leo, une estimation de la valeur de Ca à 0.30 dex près est suffisante (les incertitudes résultantes sur le placement du continu n'excédant pas 2%) et la valeur de Gratton & Sneden (1990) a été adoptée ($\log N(\text{Ca}) = 6.56$ dex, soit $[\text{Ca}/\text{Fe}] = -0.1$ dex).

Raie à 6318.72 Å : A la résolution des spectres d'Arcturus et de μ Leo, cette raie est bien séparée des deux autres raies du triplet. Elle est contaminée en son centre et dans ses ailes par des raies de CN. Dans Arcturus, cette contamination est très faible (maximum de l'absorption < 2% du continu). Dans μ Leo, elle devient très forte et contribue à ~ 15% de l'absorption totale de la raie de Mg. Les paramètres de ces raies ont été ajustés dans Arcturus de manière à ce que les trois raies du triplet fournissent la même abondance en Mg et contrôlés sur μ Leo. La raie à 6318.72 Å est aussi contaminée par l'aile droite de la raie d'autoionisation de CaI. Négligeable dans Arcturus, l'absorption due à cette raie atteint dans μ Leo 10% du continu au niveau du centre de la raie de Mg. Dans μ Leo, les trois raies du triplet donnent la même abondance pour une valeur en Ca $\log N(\text{Ca}) = 6.66$ dex. Cette valeur, en accord avec celle de Gratton & Sneden (1990), a été adoptée comme valeur finale de l'abondance en Ca de μ Leo. Comme l'illustre la figure 3.8, dans le cas d'Arcturus, une incertitude sur l'abondance en Ca de 0.3 dex est sans effet sur l'abondance en Mg déduite de cette raie. Dans μ Leo, une augmentation de 0.3 dex conduit à réduire l'abondance de Mg de 0.1 dex.

Raies à 6319.24-6319.49 Å : Ces deux raies ne sont plus bien séparées dans les spectres d'Arcturus et de μ Leo. L'aile droite de la raie à 6319.24 Å et l'aile gauche de la raie à 6319.49 Å sont contaminées par plusieurs raies de CN. Dans Arcturus, cette absorption est négligeable et les deux raies fournissent la valeur de abondance en Mg : $\log N(\text{Mg}) = 7.40 \pm 0.05$ dex. Dans μ Leo, l'absorption des raies de CN est plus forte et l'abondance est alors contrainte avec le centre et la partie gauche de la raie à 6319.24 Å et avec la partie droite de la raie à 6319.49 Å. Les deux raies fournissent à 0.05 dex près, la même valeur de l'abondance : $\log N(\text{Mg}) = 8.00 \pm 0.10$ dex. Dans μ Leo, à l'absorption de CN, s'ajoute la contribution des ailes de la raie d'autoionisation de CaI (~ 5% de l'absorption totale au centre de la raie à 6319.24 Å). Les abondances en Mg déduites de ces deux raies sont cependant très peu sensibles à la valeur en Ca (une variation de 0.3 dex sur $[\text{Ca}/\text{H}]$ entraîne une diminution de l'abondance en Mg de 0.05 dex). L'aile droite de la raie à 6319.49 Å est contaminée par les ailes de la raie de CN à 6319.85 Å. Cette contamination est sans influence sur la mesure de Mg dans Arcturus et μ Leo mais peut l'être pour certaines étoiles UVES (baisse de la résolution et/ou augmentation de l'abondance en C). Les paramètres de cette raie ont donc été ajustés sur le spectre d'Arcturus. Avec ces paramètres, la raie observée dans μ Leo est bien reproduite par la synthèse. Cette raie a ainsi pu être utilisée lors de la mesure du Mg dans les étoiles UVES, à la fois pour contrôler la position du continu et contrôler les abondances en C de l'étoile.

3.1.3 Le cas particulier de l'oxygène

Dans le domaine spectral couvert par UVES, les indicateurs de l'abondance en oxygène sont la raie dite interdite à 6300.3 Å (notée [O I]) et la raie à 6363.8 Å. Cette dernière ne fut pas prise en compte dans l'analyse car en plus d'être très faible dans les spectres UVES (EQWs ~ 30 mÅ), elle est contaminée à la hauteur d'environ 30% de sa largeur équivalente par des raies de CN et l'aile droite de la raie d'autoionisation de CaI à 6361.8 Å (Mitchell & Mohler 1965).

Contrairement aux raies de Mg, Na et Al, la valeur du $\log gf$ de la raie d'[O I] n'a pas été déterminée à partir du spectre observé solaire. Cette raie, aussi observable et mesurable dans les étoiles naines,

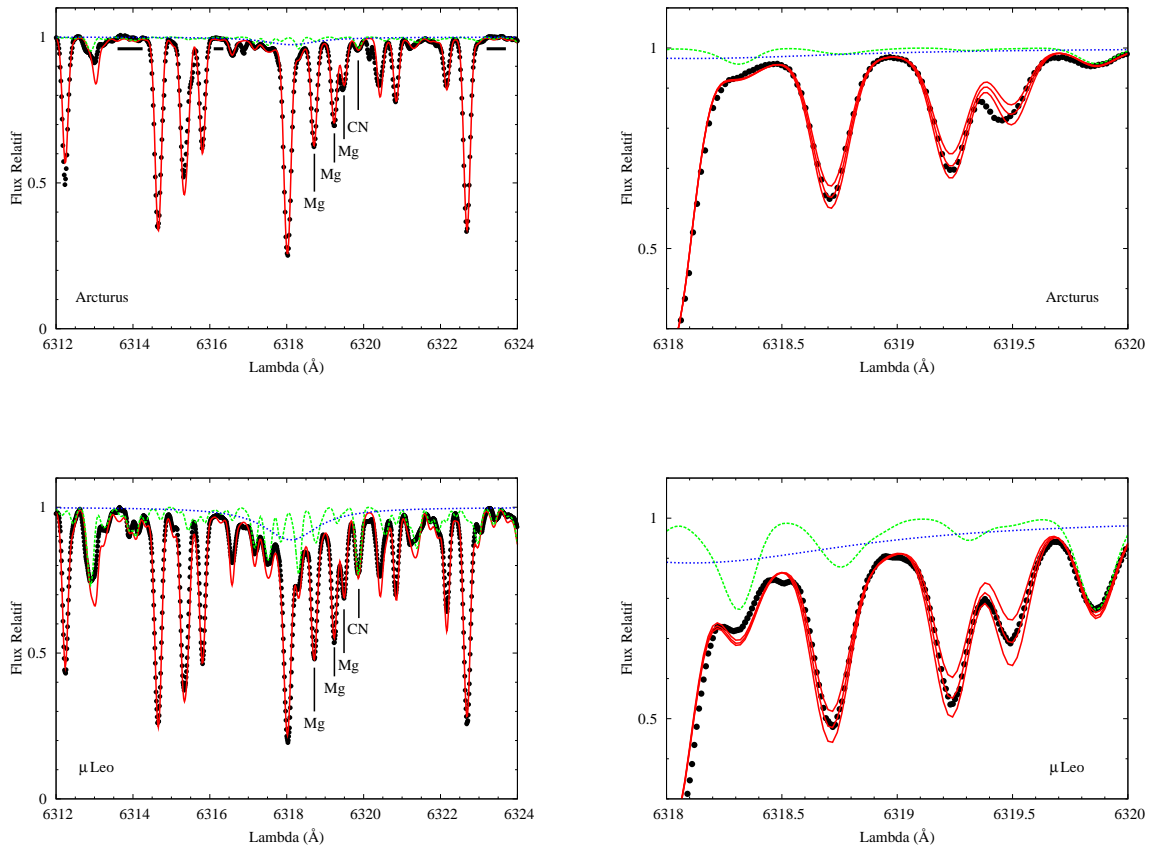


FIG. 3.7 – Spectres synthétiques et observés d’Arcturus et de μ Leo dans la région du triplet du magnésium. Les légendes sont les mêmes que celles de la figure 3.3. Les traits pointillés bleus représentent l’absorption de la raie d’autoionisation de CaI. (gauche) La raie de CN à 6319.85 Å est un bon indicateur de l’abondance en CN. Ses paramètres ont été ajustés et pour cette raie l’accord entre spectre synthétique et spectre observé a lieu dans Arcturus et μ Leo. (droite) Les traits rouges représentent les synthèses spectrales effectuées avec $\log N(\text{Mg}) = 7.40 \pm 0.10$ dex pour Arcturus et $\log N(\text{Mg}) = 8.00 \pm 0.20$ dex pour μ Leo. Dans μ Leo, les deux raies du doublet sont contaminées dans leurs ailes par des raies de CN. Dans Arcturus, cette contamination est très faible et n’affecte pas la détermination de l’abondance.

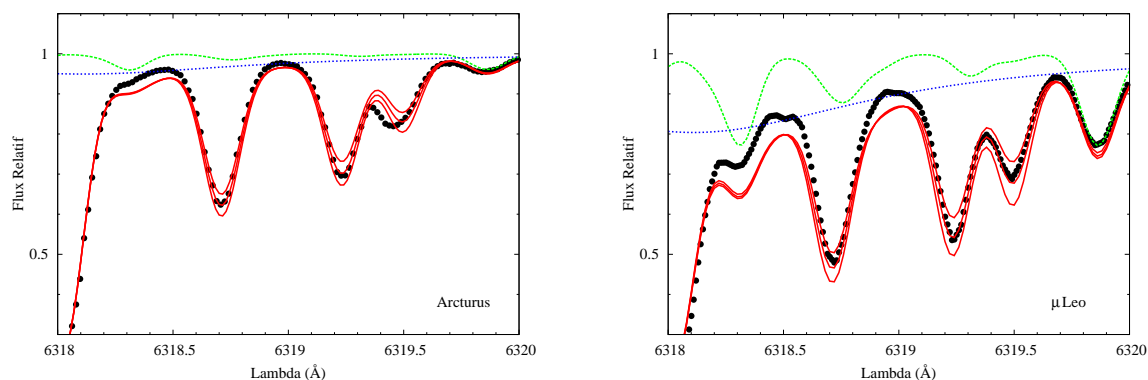


FIG. 3.8 – Effet d’une modification de l’abondance en Ca de +0.30 dex sur la mesure de l’abondance en Mg dans Arcturus et μ Leo. Les légendes sont les mêmes que celles de la figure 3.3. Les traits rouges représentent les synthèses spectrales effectuées avec les abondances en Mg de la figure 3.3 pour Arcturus et μ Leo ; $\log N(\text{Ca}) = 6.16$ dex pour Arcturus et $\log N(\text{Ca}) = 6.96$ dex pour μ Leo. L’abondance en Mg d’Arcturus déduite du doublet reste la même à 0.02 dex. Dans μ Leo l’abondance déduite de la raie à 6313.8 Å a diminué de 0.1 dex et celle déduites deux autres raies du doublet est 0.05 dex plus petite.

est un indicateur de l’abondance en oxygène dans les étoiles du disque (Bensby et al. 2004). Elle est connue comme étant contaminée en son centre par les deux composantes isotopiques d’une raie de Ni I à 6300.335 Å. Afin d’assurer une comparaison directe et homogène de l’abondance en O des étoiles du bulbe avec celle des étoiles du disque, la synthèse spectrale autour de la raie interdite a été effectuée avec les mêmes paramètres atomiques que ceux de Bensby et al. (2004) pour O et Ni : (i) $\log gf(\text{OI}) = -9.819$ (valeur théorique de Wiese et al. (1966)) (ii) $\log gf(^{60}\text{Ni}) = -2.275$ et $\log gf(^{58}\text{Ni}) = -2.695$ (valeurs expérimentales de Johansson et al. (2003)).

Dans le Soleil, la région autour de la raie d’oxygène est riche en raies atomiques, certaines absentes de la liste de VALD (fig. 3.9). Cette raie, faible dans le Soleil, est à la résolution du spectre solaire observé, bien séparée de la raie de Sc II à 6300.68 Å. A la résolution UVES et suivant la teneur en O des étoiles, l’aile droite de la raie de [O I] peut être contaminée par cette raie de Sc II et la valeur de son $\log gf$ a été ajustée avec précision sur le spectre solaire observé ($\log gf(\text{Sc II}) = -2.03$). La raie [O I] est bien reproduite par le spectre synthétique pour $\log N(\text{O}) = 8.82$ dex. Cette valeur, corrigée des effets dus à l’adoption d’un modèle 1D (-0.08 dex), est en accord avec les déterminations récentes de l’oxygène solaire (Asplund et al. 2004, 2005; Allende Prieto et al. 2001).

Dans Arcturus, la raie d’[O I] s’intensifie ($\text{EQW} \sim 60 \text{ m}\text{\AA}$) et la contribution du Ni à l’absorption totale est sans influence sur la mesure de l’abondance en O (une incertitude de 0.3 dex sur l’abondance de Ni est équivalente à une incertitude sur O de 0.01 dex). Cette raie n’est pas contaminée par l’absorption des faibles raies de CN qui apparaissent dans son voisinage (fig. 3.10). La normalisation du spectre observé d’Arcturus a pu être contrainte par les petits intervalles spectraux à droite de la raie d’OI et à gauche de la raie de Sc II. La détermination de l’abondance en O nécessite cependant la connaissance de l’abondance en C et N d’Arcturus (voir section 3.2 pour plus de détails sur le lien entre les abondances de C, N et O). Le spectre synthétique a été calculé avec les abondances en C et N de Peterson et al. (1993) : $[\text{C}/\text{Fe}] = 0.0$ ($\log N(\text{C}) = 8.96$) et $[\text{N}/\text{Fe}] = 0.3$ ($\log N(\text{N}) = 7.74$). Avec ces valeurs, l’abondance en O mesurée est $\log N(\text{O}) = 8.70 \pm 0.05$, soit $[\text{O}/\text{Fe}] = 0.38 \pm 0.05$ dex (avec, $\log N(\text{O}) = 8.82$ dans le Soleil).

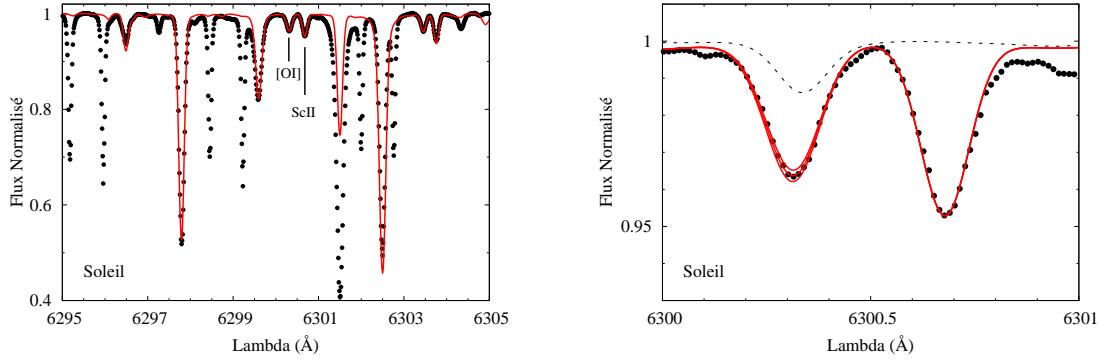


FIG. 3.9 – Spectres synthétiques (traits rouges) et spectre observé (points noirs) du Soleil autour de la raie d’[O I] à 6300.30 Å. A droite, les traits rouges représentent les synthèses spectrales effectuées avec $\log N(\text{O}) = 8.82 \pm 0.03$. Le trait en pointillés représente l’absorption uniquement due aux deux raies de Ni.

Cette dernière valeur est en accord avec la valeur de Peterson et al. (1993) ($[\text{O}/\text{Fe}] = 0.40$ dex).

A la métallicité de μLeo , l’absorption due au nickel est plus forte et contribue à 20 % de la raie. Une incertitude de l’abondance en Ni de 0.30 dex se traduit par une incertitude de 0.06 dex sur la mesure de l’abondance en O. La raie d’OI est aussi contaminée dans ses ailes par plusieurs petites raies de CN, dont les paramètres ont été ajusté sur le spectre de μLeo (une fois les abondances en C, N et O fixées, voir 3.2).

3.2 Mesure du CNO

Dans les cas d’Arcturus et μLeo , les abondances en C et N ont été mesurées lors de la construction de la liste de raies afin (i) de contrôler l’absorption moléculaire des raies de CN de manière globale sur les régions spectrales autour des raies de O, Na, Mg et Al et effectuer la normalisation du spectre observé et (ii) de contraindre les paramètres de quelques raies de CN contaminant les raies étudiées afin de réduire les incertitudes sur les mesures des abondances déduites de ces raies. Ces paramètres fixés, dans les étoiles de l’échantillon, l’intensité des raies de CN ne dépend plus que des abondances en C et N.

Dans les géantes, un bon indicateur de l’abondance en C provient de la tête de bande de C_2 à 5635 Å. L’abondance en N peut être mesurée (avec une précision liée au rapport S/N du spectre et connaissant

Etoile	$A(^{12}\text{C})$	$A(^{14}\text{N})$	$A(^{16}\text{O})$	$A(\text{Na})$	$A(\text{Al})$	$A(\text{Mg})$
Arcturus	8.96 ± 0.10	7.74 ± 0.10	8.70 ± 0.05	5.88 ± 0.05	6.32 ± 0.05	7.40 ± 0.05
μLeo	8.87 ± 0.10	8.55 ± 0.15	9.12 ± 0.10	7.13 ± 0.10	7.17 ± 0.10	8.00 ± 0.10
Soleil	8.46	7.94	8.77	6.33	6.47	7.58

TAB. 3.1 – Abondances dans le Soleil, Arcturus et μLeo . Pour le Soleil, les abondances sont celles de Grevesse & Sauval (1998), à l’exception de O dont l’abondance est celle de Asplund et al. (2004) corrigée des effets dus à l’adoption d’un modèle 1D (-0.08 dex). Les abondances d’Arcturus et de μLeo sont celles déterminées par notre étude au cours de l’établissement de la liste de raies.

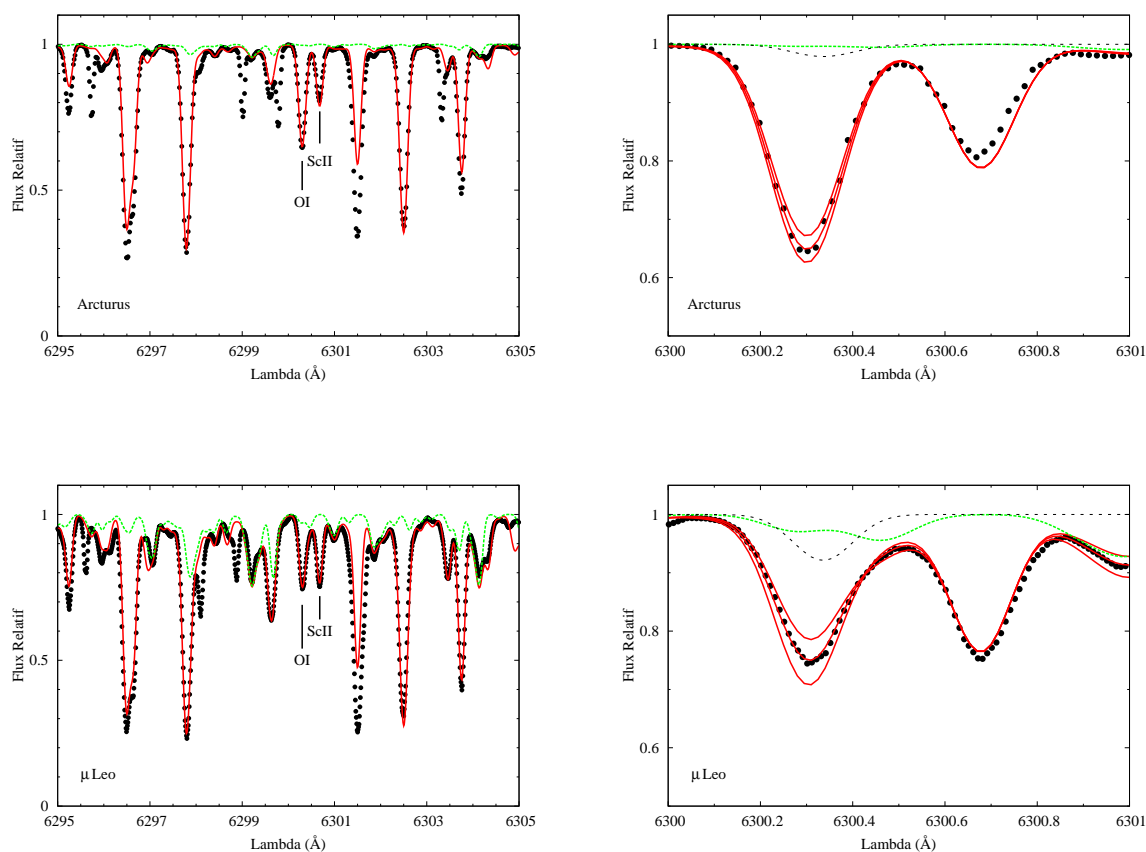


FIG. 3.10 – Spectres synthétiques (traits rouges) et observés (points noirs) d'Arcturus et de μ Leo autour de la raie d'[O I] à 6300.30 Å. A droite, les synthèses spectrales ont été effectuées avec $\log N(\text{O}) = 9.12 \pm 0.10$ et $\log N(\text{O}) = 8.70 \pm 0.05$. Le trait vert en pointillés représente l'absorption des raies de CN. La raie de nickel (pointillés gris) est faible dans Arcturus ; dans μ Leo elle contribue à la hauteur de 20% à l'absorption totale. Dans μ Leo, des raies de CN apparaissent dans les ailes de [O I].

la valeur de l'abondance en C) sur la raie de CN à 6498.5 Å. Cependant, dans μ Leo, ainsi que dans les étoiles les plus froides et/ou les plus métalliques de l'échantillon, la mesure de l'abondance en C (et par conséquent la mesure de N) ne peut se faire indépendamment de celle de O. Aux températures de ces étoiles géantes, des molécules de CO peuvent se former, bloquant ainsi une partie du carbone et de l'oxygène atomique. Du point de vue du spectre synthétique, la synthèse de la raie de C₂ nécessite la connaissance de l'abondance en C, mais aussi de l'abondance en O qui fixe en quelque sorte le nombre d'atomes C pouvant former la molécule C₂. A l'inverse, la mesure de l'abondance en O à partir de la raie de [OI] ne peut se faire sans connaître l'abondance en C qui détermine le nombre d'atomes disponibles pour absorber sous forme atomique. Le profil de cette raie dépend aussi de l'abondance de C (et N) via la présence dans ses ailes des raies de CN.

3.2.1 Dans μ Leo

Les abondances en C, et O de μ Leo ont été déterminées en suivant la méthode de Gratton & Sneden (1990). Cette méthode repose sur l'utilisation de la tête de bande de C₂ et de la raie de [OI] comme indicateurs de l'abondance en C et en O de l'étoile. Pour différentes valeurs de O, l'abondance en C correspondante est fixée afin que spectres synthétiques et spectres observés correspondent autour de la raie moléculaire de C₂. Dans le plan ($\log(N(C)), \log(N(O))$), le lieu de ces couples de points est une droite (voir figure 3.11). Une variation de 0.2 dex sur la valeur de O se traduit par une variation de 0.1 dex de l'abondance en C déduite de la tête de bande de C₂. Le second lieu est celui des couples ($\log(N(O)), \log(N(C))$) reproduisant la raie de [OI] à 6300.300 Å. L'abondance en O déduite de cette raie est peu sensible à la valeur en C : une variation de 0.4 dex sur la valeur de C se traduit par une variation de 0.1 dex de l'abondance en O.

Les deux indicateurs sont aussi sensibles à la valeur de l'abondance en N de l'étoile, une partie des atomes de C pouvant être bloqués sous forme de CN. Cette sensibilité peut se lire sur la figure 3.11. La tête de bande de C₂ est peu sensible à l'abondance en N. Du point de vue du spectre synthétique, pour des valeurs $\log(N(O)) > 9.05$, l'abondance en C déduite est la même quelque soit la valeur de $\log(N(N))$ (8.30 ou 8.70). Lorsque l'abondance en O diminue, moins d'atomes de C sont bloqués sous forme de CO, et une partie peut former des molécules de CN. L'abondance en C doit alors être augmentée afin de reproduire le spectre observé. La raie d'O I à 6300.3 Å est aussi peu sensible à N. Pour une même abondance en C, une augmentation de l'abondance en N de 0.4 dex se traduit par une diminution de ~ 0.05 dex de l'abondance déduite de cette raie. Avec l'augmentation de l'abondance en N, le nombre d'atomes de C contribuant aux molécules de CN augmente aussi laissant moins d'atomes libres de former du CO. Le nombre d'atomes d'O pouvant contribuer à l'absorption de la raie est plus élevé et l'abondance déduite plus faible.

Les valeurs des abondances en C et O de μ Leo sont celles qui reproduisent à la fois la tête de bande de C₂ et la raie d'O I. Pour $\log(N(N)) = 8.30$, les deux droites se coupent pour $\log(N(C)) = 8.87$ et $\log(N(O)) = 9.15$. Pour $\log(N(N)) = 8.70$, l'intersection a lieu pour $\log(N(C)) = 8.83$ et $\log(N(O)) = 9.08$. Les valeurs suivantes ont finalement été adoptées pour μ Leo : $\log(N(C)) = 8.87$ et $\log(N(O)) = 9.12$. Ces valeurs sont similaires à celles trouvées par Gratton & Sneden (1990). Avec ces valeurs, l'abondance en N de μ Leo a été mesurée sur la raie de CN 6498.5 Å : $\log(N(N)) = 8.55 \pm 0.15$. Cette dernière valeur, 0.15 dex plus petite que celle de Gratton & Sneden (1990), reste compatible étant donné les incertitudes sur les paramètres des raies de CN.

3.2.2 Dans les étoiles UVES

Les abondances en C, N et O ont été déterminées dans les étoiles UVES en suivant un schéma inspiré de la méthode appliquée à μ Leo. Les spectres synthétiques ont tout d'abord été calculés en adoptant les

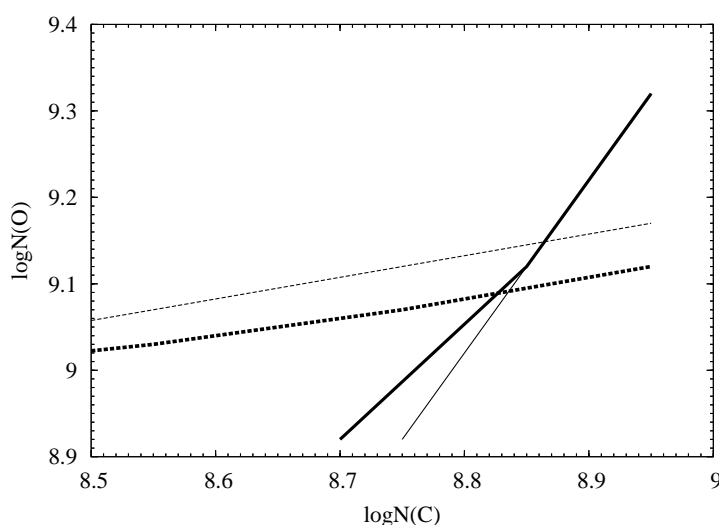


FIG. 3.11 – Lieu des abondances en C et O provenant des deux indicateurs de μ Leo : la tête de bande de C_2 (traits continus) et la raie d’OI (traits pointillés). Les synthèses spectrales ont été effectuées avec $\log N(N)=8.70$ (traits épais) et $\log N(N)=8.30$ (traits fins)

valeurs en C et N typiques des étoiles géantes (qui ont passé le premier dredge-up) : $[C/Fe]=-0.5$ et $[N/Fe]=+0.5$. Avec ces valeurs, les spectres observés ont été normalisés et une valeur en O mesurée sur la raie à 6300.3 \AA . Avec les valeurs en O et N fixées, l’abondance en C est déterminée par comparaison entre spectre synthétique et spectre observé normalisé autour de la tête de bande de C_2 . L’inspection de la raie de CN à 6498.5 \AA permet alors d’ajuster la valeur de N. Pour finir, avec ces nouvelles valeurs de C et N, l’abondance en O est redéterminée. Le niveau du continu est éventuellement modifié en fonction du changement d’intensité des raies de CN présentes dans les ailes de la raie d’O.

Dans certains spectres UVES, la raie d’[OI] peut être contaminée soit par la raie tellurique (oxygène moléculaire O_2 , soit par la raie d’émission du ciel (OI). Après une inspection visuelle de chacun des spectres, ceux présentant une raie d’[OI] entièrement contaminée ont été rejetés de l’analyse. Ceux pour lesquels une seule partie de la raie était contaminée ont été conservés et dans la mesure du possible l’abondance en O a été contrainte sur les zones non contaminées de la raie (ailes ou centre). Ces étoiles ont été spécifiées par un identifiant dans le tableau (voir table 11 de l’article inclus dans le chapitre 5).

3.2.3 Dans les étoiles GIRAFFE

A cause de la baisse de résolution des rapports signaux sur bruit des spectres GIRAFFE, les abondances en C, N et O ne peuvent être mesurés. Les indicateurs en C, N et O cités précédemment ne sont pas identifiables dans certains spectres, ou bien avec des erreurs pouvant atteindre 0.5 dex sur C et 0.3 dex sur O dues aux incertitudes sur le placement du continu. Les abondances en C, N et O sont cependant nécessaires pour synthétiser les raies de CN contaminant le triplet de Mg, ainsi que pour estimer le niveau de continu du spectre observé. Les spectres synthétiques ont été calculés avec des valeurs moyennes pour C et N de l’échantillon des étoiles UVES : $[C/Fe]=-0.04$ and $[N/Fe]=+0.43$. L’abondance en O a été fixée en fonction de la valeur de la métallicité de l’étoile à partir de la relation $[O/Fe]$ en fonction de $[Fe/H]$ établie à partir l’échantillon des étoiles UVES.

3.3 Mesure finale des abondances de Mg, Na et Al

Les abondances (et erreurs associées) de Mg, Na et Al ont été déterminées en minimisant, pour chaque raie, la différence entre spectres observés et spectres synthétiques.

Calcul du spectre synthétique initial

Pour chaque étoile, un premier spectre synthétique a été calculé avec (i) les abondances en C,N, O déterminées à la section 3.2 (ii) pour Mg, Al, Na, Ca, Ni et Ti les abondances provenant des largeurs équivalentes mesurées par DAOSPEC. Ce spectre synthétique a été utilisé pour établir le niveau du continu du spectre observé.

Normalisation des spectres observés

Les spectres observés ont été normalisés sur un intervalle de 10 Å, centré autour du triplet de Mg et autour de chacune des raies des doublets de Na et d'Al. Cette normalisation a été effectuée par comparaison visuelle des spectres observés et des spectres synthétiques. Afin de tenir compte de l'influence des molécules sur le placement du continu, une synthèse spectrale contenant uniquement les molécules a été superposée au spectre observé et au spectre synthétique total (atomes + molécules). La figure 3.12 illustre ce principe pour l'étoile BWc-1 autour de la raie de Na à 6154 Å. L'inspection visuelle permet aussi de rejeter de l'analyse les raies contaminées par des raies telluriques ou les raies trop bruitées.

Détermination de l'abondance

Pour chaque étoile et chacun des éléments, une grille de spectres synthétiques a été générée en faisant varier par pas de 0.05 dex l'abondance ab de l'élément autour de la valeur de l'abondance du spectre synthétique initial (valeur provenant des EQWs).

Pour les deux raies des doublets de Na et d'Al, et de manière globale pour les trois raies du triplet de Mg, l'expression suivante a été calculée :

$$K^2(ab) = \frac{1}{\sum_{i \in I} \rho(i)} \sum_{i \in I} \rho(i) \frac{(F_{obs}(i) - F_{syn}(i, ab))^2}{\sigma(i)} \quad (3.1)$$

où : $F_{obs}(i)$ est le flux du spectre observé normalisé au pixel i , $F_{syn}(i, ab)$ est le flux du spectre synthétique pixel i calculé pour la valeur ab de l'abondance, $\sigma(i)$ l'incertitude sur $(F_{obs}(i) - F_{syn}(i, ab))^2$ au pixel i , $\rho(i)$ la valeur au pixel i d'une fonction de poids (voir paragraphe suivant) et I l'intervalle de longueur d'onde considéré.

Dans toutes les régions spectrales étudiées, les listes de raies atomiques et moléculaires ont été ajustées dans et au voisinage proche des raies. En dehors de ces petits domaines spectraux, elles peuvent se montrer très incertaines. Comme l'illustre la figure 3.13 pour Mg, dans l'environnement proche du triplet les différences entre spectre synthétique et spectre observé sont petites mais peuvent sur quelques pixels être du même ordre de grandeur que celles dues au changement d'abondance de l'élément. La prise en compte de ces pixels biaiserait de manière évidente l'estimation du $K^2(ab)$. Pour chacune des raies de Al et Na, l'intervalle I ne contient que les pixels de la raie elle-même (centre + ailes). Pour Mg, le calcul de $K^2(ab)$ s'est fait sur l'intervalle 6318.4-6319.7 Å (fig. 3.13).

Sur l'intervalle I considéré, si le spectre théorique était "parfait", $\sigma(i)$ ne serait dû qu'aux bruits instrumentaux (bruits de lecture, ...) et au bruit de Poisson. Cependant, si les listes de raies atomiques et moléculaires ont été ajustées sur I , il reste une incertitude sur la modélisation provenant des incertitudes

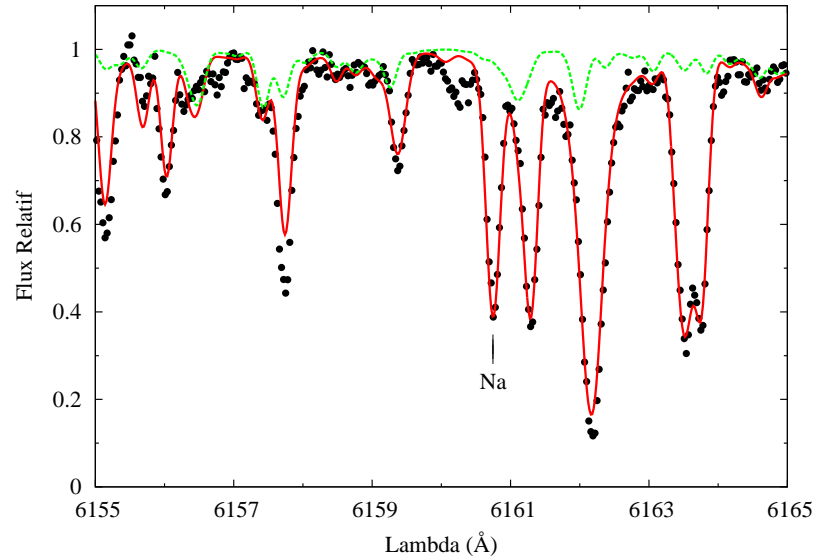


FIG. 3.12 – Ajustement du niveau du continu du spectre observé de l'étoile BWC-1 (points noirs) dans la région spectrale autour de la raie de Na à 6154 Å par comparaison avec son spectre synthétique (traits rouges). Le trait en pointillé vert représente l'absorption uniquement due aux molécules (principalement CN).

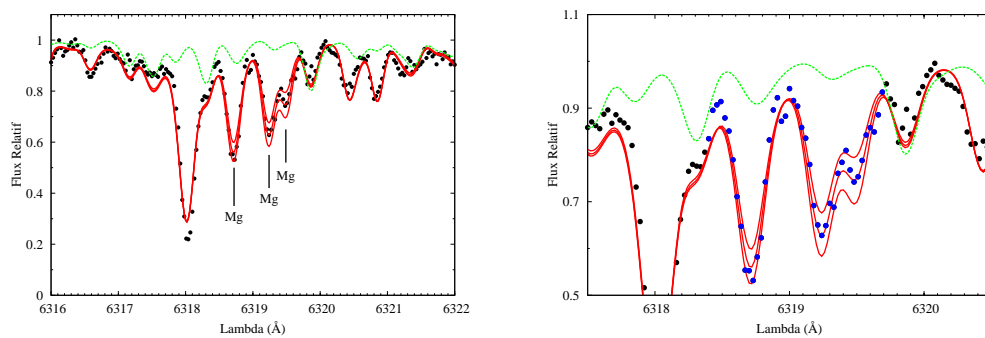


FIG. 3.13 – Comparaison entre spectre synthétique (traits rouges) et spectre observé (points noirs) de l'étoile BWC-1 dans la région du triplet de Mg. La figure de gauche illustre le bon accord global entre spectre synthétique et observé. Sur la figure de droite, les points bleus représentent les pixels du spectre observé pris en compte pour le calcul du K^2 .

sur l'intensité des molécules et des atomes autres que l'élément dont on cherche à mesurer l'abondance. Cette dernière incertitude prédomine dans $\sigma(i)$ et est de plus indépendante de i . On a donc : $\sigma(i) = \sigma$ et l'expression 3.1 peut alors s'écrire :

$$K^2(ab) = \frac{1}{\sum_{i \in I} \rho(i)} \sum_{i \in I} \rho(i) (F_{\text{obs}}(i) - F_{\text{syn}}(i, ab))^2 \quad (3.2)$$

en posant arbitrairement $\sigma = 1$.

La fonction de poids a été déterminée de manière empirique afin de réduire les incertitudes sur les abondances des molécules ou autres atomes présents sur l'intervalle I. Cette fonction a pour expression :

- Pour le triplet de Mg et les deux raies du doublet de Na :

$$\rho(i) = 1 - F_{\text{mol}}(i) \quad (3.3)$$

avec $F_{\text{mol}}(i)$ le flux moléculaire au pixel i . Pour Mg, ceci revient à imposer la valeur de l'abondance sur les deux raies les plus rouges du triplet. Pour Na, les deux raies de Na étant contaminées dans les ailes par des molécules de CN, ceci revient à donner plus de poids au centre et au partie basse des ailes des raies.

- Pour les deux raies de Al :

$$\rho(i) = 1 - F_{\text{sansAl}}(i) \quad (3.4)$$

avec $F_{\text{sansAl}}(i)$ la valeur du flux au pixel i soustrait de la contribution uniquement due à l'aluminium. Pour la raie à 6696 Å cela revient à imposer l'abondance sur l'aile gauche de la raie (l'aile droite étant blendée par une raie de fer). Pour la raie à 6698, c'est l'aile droite de la raie qui contraint l'abondance (l'aile gauche étant contaminée par une raie moléculaire).

La valeur finale de l'abondance adoptée est celle minimisant la valeur du $K^2(ab)$:

$$K^2(\text{ref}) = \min_{ab} (K^2(ab)) \quad (3.5)$$

Détermination des incertitudes associées

Afin de calculer l'erreur sur cette procédure de minimisation, les valeurs de $K^2(ab)$ ont été normalisées :

$$\chi(ab) = \frac{K^2(ab) - K^2(\text{ref})}{K^2(\text{ref})} \quad (3.6)$$

Les incertitudes finales sont les solutions de : $\chi^2(ab) = 1$. Une valeur de l'abondance et son incertitude associée ont été calculées pour toutes les raies de Al, Na et pour le triplet de Mg. Ces valeurs sont reportées dans le tableau (voir table 12 de l'article inclus dans le chapitre 5). Pour Al, et Na, la valeur finale de l'abondance est une moyenne pondérée des abondances des deux raies des doublets.

Chapitre 4

Contraintes sur la formation et l'évolution du Bulbe galactique

Sommaire

4.1	Abondances en éléments-α dans les étoiles du bulbe	64
4.1.1	Eléments- α et échelles de temps caractéristiques	64
4.1.2	Mesures précédentes des éléments- α dans les étoiles de champ du bulbe	66
4.1.3	Les résultats des spectres UVES	68
4.2	Distribution en métallicité (DM) du bulbe	73
4.2.1	La distribution en métallicité de notre étude	74
4.2.2	Comparaison avec les DM les plus récentes	82
4.3	Comparaison avec les modèles théoriques d'évolution chimique	85
4.3.1	Les ingrédients des modèles d'évolution chimique	86
4.3.2	Le modèle de boîte fermée : comparaison de la DM prédite	89
4.3.3	Le modèle d'évolution chimique de Ballero et al. (2007)	91
4.3.4	Autres formalismes	94

Dans les deux chapitres précédents, la méthode de détermination des paramètres et des métallicités d'un échantillon de 220 étoiles du red clump dans la fenêtre de Baade ainsi que la mesure des abondances en O, Mg, Na et Al d'un échantillon de 55 étoiles (red clump et RGB dans quatre champs en direction du bulbe) ont été décrites. Les abondances des éléments mesurés dans ces étoiles n'ont pas été affectées par d'éventuels phénomènes de mélange (voir pour une discussion sur ce point la section 5.1 du chapitre 5) et traduisent la composition chimique du gaz à partir duquel les étoiles se sont formées. En ce sens, elles sont le reflet de la nucléosynthèse s'étant produite dans plusieurs générations d'étoiles. Dans ce chapitre, l'ensemble des données obtenues est interprétée en termes de formation et d'évolution chimique du bulbe galactique. Nos résultats sont décrits et placés dans un contexte international (comparaison avec des études du bulbe passées et actuelles) à la section 4.1 pour les éléments- α et à la section 4.2 pour la distribution en métallicité. Ces abondances observées sont ensuite comparées aux résultats des modèles d'évolution chimique à la section 4.3.

4.1 Abondances en éléments- α dans les étoiles du bulbe

4.1.1 Éléments- α et échelles de temps caractéristiques

Parmi les éléments chimiques mesurables dans l'atmosphère d'une étoile, le rapport entre les éléments- α et le fer est particulièrement intéressant en tant que traceurs de l'échelle de formation d'une population stellaire. Les éléments- α (O, Mg, Si, S, Ca et Ti) sont des atomes de numéro atomique $Z \leq 22$ (et Z pair) qui se sont formés à partir de noyaux plus légers par capture d'un noyau d'hélium (ou particule α) au cours des différentes phases de combustion se produisant dans les étoiles massives. Les surabondances de ces éléments- α par rapport au fer ont été identifiés, pour la première fois dans les années 60, dans des étoiles pauvres en métaux. Tinsley (1979) a suggéré que l'évolution du rapport $[\alpha/\text{Fe}]$ en fonction du fer dans les étoiles du halo était due à l'intervalle de temps séparant l'enrichissement du milieu interstellaire par les supernovae de type II (SNII) et celui par les supernovae de type I (SNI). Les modèles théoriques de nucléosynthèse prédisent que les SNII produisent en grandes quantités les éléments- α , les éléments-r et peu de fer (Arnett 1978; Woosley & Weaver 1995) alors que les SNIa produisent principalement du fer, des éléments du pic du fer et très peu d'éléments- α (Woosley et al. 1986; Thielemann et al. 1986; Travaglio et al. 2004a). Les étoiles progénitrices des SNII sont des étoiles plus massives que celles des SNI, et qui atteignent leur fin de vie sur des temps très courts. Elles sont donc les premières responsables de l'enrichissement chimique du gaz du milieu interstellaire en éléments- α . Les étoiles se formant à partir de ce gaz montrent ainsi des rapports d'abondances élevés en éléments- α relatifs au fer ($[\alpha/\text{Fe}]$). Ce rapport $[\alpha/\text{Fe}]$ se maintient à une valeur constante tant que la formation stellaire se poursuit et que seules les SNII contribuent à l'enrichissement chimique des générations successives d'étoiles (voir figure. 4.1). La valeur à laquelle se situe ce plateau dépend de la fonction de masse initiale (IMF pour *initial mass function*, voir section. 4.3.1 pour une définition de ce terme). Si l'IMF favorise la formation d'étoiles massives, le plateau se décale vers des rapports $[\alpha/\text{Fe}]$ plus hauts. Quand les premières SNI explosent, elle enrichissent le gaz principalement en fer, ce qui se traduit par une diminution de $[\alpha/\text{Fe}]$. La valeur de $[\text{Fe}/\text{H}]$ pour laquelle $[\alpha/\text{Fe}]$ commence à décroître (appelé aussi coude) dépend du taux de formation stellaire (SFR pour *Star Formation Rate*, voir section. 4.3.1 pour une définition de ce terme). Un taux de formation stellaire élevé permet un enrichissement par de nombreuses générations d'étoiles massives et se traduit par une position du coude décalée vers des valeurs plus grandes de $[\text{Fe}/\text{H}]$.

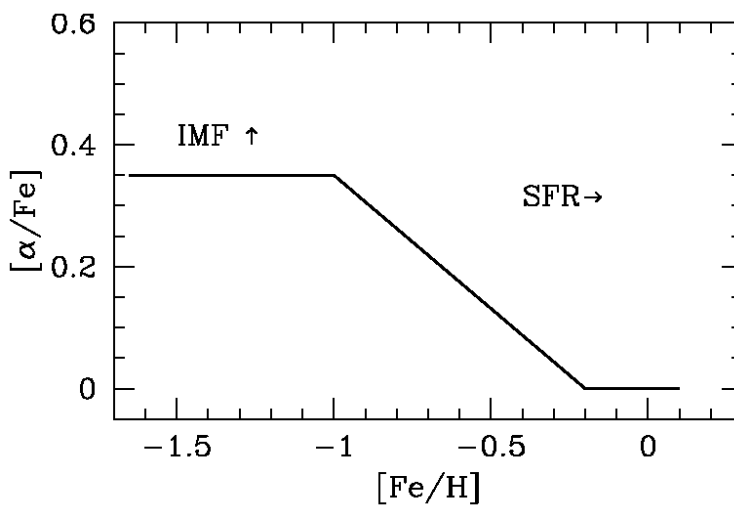


FIG. 4.1 – Illustration schématique de l'évolution du rapport $[\alpha/\text{Fe}]$ avec la métallicité pour différentes IMF et SFR (figure extraite de McWilliam (1997)).

L'interprétation de l'évolution du rapport $[\alpha/\text{Fe}]$ doit prendre en considération l'échelle de temps sur lequel les SNI enrichissent le milieu interstellaire. Il est communément admis que les SNIa résultent de l'explosion thermonucléaire d'une naine blanche (NB) accrétant de la matière d'un compagnon dans un système binaire serré. Dans ce scénario, de nombreux paramètres restent encore incertains : nature du compagnon (étoile de la séquence principale, étoile géante ou autre NB), nature de la NB (NB à oxygène et carbone, NB à hélium, ...), masse atteinte par l'étoile accrétant au moment de l'explosion ainsi que le mécanisme de l'explosion lui-même. La plupart des modèles actuels (Hachisu et al. 1996, 1999) sont basés sur le scénario de Whelan & Iben (1973) : déflagration du carbone dans une NB à oxygène dont la masse atteint la masse limite de Chandrasekhar ($\sim 1.4M_{\odot}$) par accrétion d'un compagnon non dégénéré. Dans le cadre de ces modèles, l'échelle de temps d'explosion de l'étoile progénitrice de la SNI est donné par la durée de vie de la deuxième étoile du système binaire. Pour rendre compte des fréquences des explosions des SNI observées, à l'époque, dans les galaxies elliptiques, Greggio & Renzini (1983) ont supposé des masses des compagnons comprises entre 0.8 et 8 M_{\odot} pour lesquelles les temps d'explosion des SNIa sont respectivement de l'ordre de l'âge de l'univers et d'environ $3.0 \cdot 10^7$ ans. Plus récemment, en incorporant le formalisme de Hachisu et al. (1996, 1999) dans leurs modèles d'évolution chimique, Kobayashi et al. (1998, 2000) ont considéré des compagnons moins massifs résultant d'une échelle de temps d'explosion des premières SNI plus longue que celle de Greggio & Renzini (1983) : $\sim 3.3 \cdot 10^8$ ans. Enfin, Matteucci & Recchi (2001) ont testé l'ensemble des prédictions des résultats précédents pour conclure que l'échelle de temps d'enrichissement par les SNI (définie par les auteurs comme le temps auquel le taux de SNI atteint sa valeur maximale) n'était pas une donnée unique : elle dépend non seulement du temps de vie des étoiles mais aussi de la fonction de masse initiale et du taux de formation stellaire. Cette échelle de temps varie de $\sim 40 - 50 \cdot 10^6$ ans pour des systèmes à flambées d'étoiles, à $\sim 3 \cdot 10^8$ ans pour des galaxies elliptiques et peut atteindre $4 - 5 \cdot 10^9$ ans dans des galaxies spirales.

Ainsi la connaissance du rapport $[\alpha/\text{Fe}]$ des étoiles d'une population donnée peut permettre de contraindre le temps caractéristique de la formation stellaire. Il faut pour l'interpréter de manière plus quantitative prendre en compte tous les ingrédients de l'évolution chimique : la fonction de masse initiale, le taux de formation stellaire ainsi que les temps caractéristiques d'explosion des SNI et SNII et les quantités de matières que ces SNe introduisent dans le milieu interstellaire.

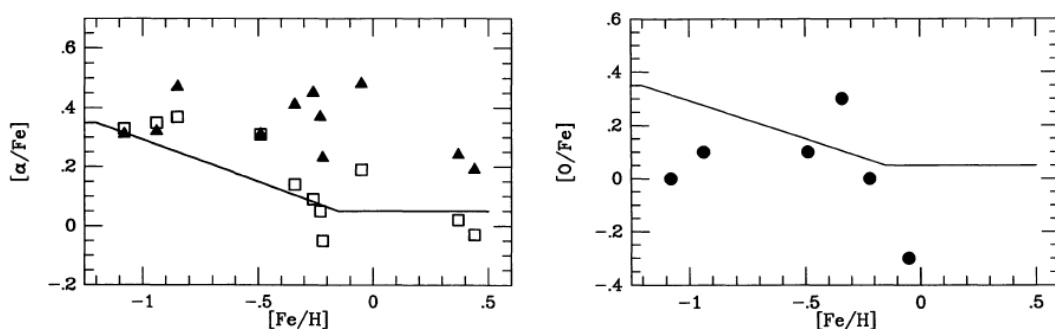


FIG. 4.2 – Première détermination des abondances des éléments- α dans le bulbe. Les deux figures sont extraites de McWilliam & Rich (1994). Sur la figure de gauche, les triangles représentent la moyenne de $[(\text{Mg}+\text{Ti})/\text{Fe}]$ et les carrés celle de $[(\text{Ca}+\text{Si})/\text{Fe}]$. Le trait continu représente l'évolution du rapport $[\alpha/\text{Fe}]$ trouvée dans le disque et le halo au voisinage solaire par Lambert (1987).

4.1.2 Mesures précédentes des éléments- α dans les étoiles de champ du bulbe

Jusqu'à l'étude de McWilliam & Rich (1994), les étoiles du bulbe galactique n'avaient fait l'objet que d'études spectroscopiques à basse résolution fournissant d'un point de vue chimique la métallicité des étoiles ($[M/H]$ et $[Fe/H]$). A partir de spectres moyenne résolution ($R \sim 17000$), McWilliam & Rich (1994) ont réalisé la première analyse chimique détaillée d'un échantillon de 11 étoiles du bulbe (dans la fenêtre de Baade), sélectionnées parmi l'échantillon de Rich (1988). Ils ont redéterminé les métallicités de ces étoiles et mesuré les abondances des éléments- α (O, Mg, Si, Ca et Ti), des éléments du pic du fer, des éléments-s et de l'aluminium. Leurs résultats montrent que l'évolution du rapport $[\alpha/Fe]$ en fonction du fer n'est pas uniforme au sein des éléments α . Les rapports $[Mg/Fe]$ et $[Ti/Fe]$ restent approximativement constants (~ 0.4 dex) avec la métallicité alors que Si et Ca présentent un comportement différent, plus proche de celui trouvé dans les étoiles du disque mince et du halo (voir figure 4.2). Avec seulement des mesures pour 6 étoiles et les incertitudes de l'analyse, l'évolution de l'abondance en O des étoiles du bulbe n'a pu être contrainte par cette étude. En termes de formation du bulbe, les auteurs se sont basés sur les abondances en Mg et Ti en tant qu'indicateurs des éléments α pour conclure que la nucléosynthèse des étoiles du bulbe avait été dominée par les SNII et que le bulbe s'était formé pendant un temps très court, inférieur à un milliard d'années (valeur prédite par le modèle d'évolution chimique de Matteucci & Brocato (1990)).

Beaucoup plus récemment, Rich & Origlia (2005) ont mesuré les abondances détaillées (de 14 étoiles géantes de type M à partir des données spectroscopiques dans l'infrarouge ($R \sim 25000$ et $1.5 < \lambda < 1.8 \mu m$)). Les étoiles de cet échantillon couvrent un domaine de métallicités très restreint ($-0.33 < [Fe/H] < -0.03$) et montrent des enrichissements en éléments- α ($[\alpha/Fe] \sim +0.3$, pour tous les éléments- α : O, Mg, Si, Ca et Ti).

Toujours dans le domaine de l'infrarouge, 7 étoiles géantes du bulbe (dont 5 géantes K de l'échantillon de Fulbright et al. (2006) et 2 géantes M, dont 1 en commun avec l'échantillon de Rich & Origlia (2005)) ont été étudiées par Cunha & Smith (2006) sur des spectres à haute résolution (~ 50000) et hauts rapports signaux sur bruits ($S/N \sim 100 - 200$). Ces auteurs ont déterminé les abondances des éléments C, N et O à partir des raies moléculaires de CO, OH et CN, nombreuses sur le domaine spectral ainsi que les abondances de Ti, Na et Fe (à partir d'une raie atomique). Même si de taille plus restreinte, cet échantillon présente l'avantage par rapport à celui de Rich & Origlia (2005) de couvrir un domaine de métallicité plus large de -1 à $+0.4$ dex. Sur le domaine de métallicités commun aux deux études, le rapport $[O/Fe]$ trouvé par Cunha & Smith (2006) est systématiquement plus faible (~ 0.15 dex) que celui de Rich & Origlia (2005), même s'il reste compatible étant donné les incertitudes. Le rapport $[O/Fe]$ diminue avec l'augmentation de $[Fe/H]$. Les auteurs affirment que cette diminution est moins élevée (en particulier aux fortes métallicités) que celle des disques mince et épais. Ils interprètent cette évolution de $[O/Fe]$ en fonction de $[Fe/H]$ comme le résultat d'un rapide enrichissement chimique du bulbe (plus rapide que celui du halo) mais avec une formation des étoiles qui se serait poursuivie sur des échelles de temps laissant place aux explosions de SNI. L'évolution de l'abondance de Ti des étoiles du bulbe semble aussi bien distincte de celle trouvée dans le disque ainsi que dans d'autres populations stellaires du groupe local. Pour $[Fe/H] > -0.4$, les valeurs de $[Ti/Fe]$ semblent plus élevées que celles trouvées dans les étoiles du disque pour une même valeur de $[Fe/H]$. Autrement dit, dans les étoiles du bulbe, le rapport $[Ti/Fe]$ se maintient à des valeurs élevées à des métallicités plus élevées que dans les étoiles du disque ; ce qui renforce l'hypothèse d'une formation rapide du bulbe galactique, dominée par les SNII.

Depuis 1998, une équipe américaine a entrepris une campagne d'observations spectroscopiques d'étoiles géantes K du bulbe, dans la fenêtre de Baade avec le spectrographe HIRES installé sur le télescope du Keck I. L'acquisition des spectres a été réalisée étoile par étoile, en mode haute résolution ($R \sim 45000 - 60000$), afin d'assurer un rapport $S/N > 50$. Une analyse préliminaire de 8 étoiles a été réalisée par Rich & McWilliam (2000). Les paramètres stellaires ont été déterminés par les méthodes

spectroscopiques classiques (i.e équilibre d'ionisation pour $\log g$ et température d'excitation) et les abondances des éléments- α déduites des mesures des largeurs équivalentes. Leurs résultats s'accordent avec ceux de McWilliam & Rich (1994) : Mg et Ti montrent des enrichissements par rapport au fer pour toutes les valeurs de $[\text{Fe}/\text{H}]$, alors que $[\text{Ca}/\text{Fe}]$ et $[\text{Si}/\text{Fe}]$ décroissent avec $[\text{Fe}/\text{H}]$ jusqu'à ~ -0.3 . Pour la première fois, une mesure significative de l'abondance en oxygène a été réalisée dans les étoiles de champ de bulbe et a révélé une évolution de $[\text{O}/\text{Fe}]$ en fonction de $[\text{Fe}/\text{H}]$ différente de celle de $[\text{Mg}/\text{Fe}]$ et $[\text{Ti}/\text{Fe}]$ et proche de celle de $[\text{Ca}/\text{Fe}]$ et $[\text{Si}/\text{Fe}]$. La détermination des paramètres s'est avérée par la suite trop incertaine, principalement à cause d'une sensibilité aux valeurs des $\log gf$ adoptées et l'analyse a été reprise un peu plus tard par McWilliam & Rich (2004) (9 étoiles) avec l'introduction de deux méthodes pour la détermination de T_{eff} . La première méthode repose sur une détermination de T_{eff} à partir des raies de Fe I dont les $\log gf$ ont été ajustés sur Arcturus. Dans la seconde méthode, T_{eff} est imposée par l'équilibre d'ionisation avec une valeur de $\log g$ déduite des données photométriques. Mg, Ti et Ca montrent des comportements similaires à ceux précédemment établis par Rich & McWilliam (2000). Par contre, $[\text{Si}/\text{Fe}]$ ne montre plus de décroissance avec $[\text{Fe}/\text{H}]$ mais se maintient à des valeurs sursolaires ($[\text{Si}/\text{Fe}] \sim 0.3$) comme $[\text{Mg}/\text{Fe}]$ ou $[\text{Ti}/\text{Fe}]$. La tendance bien distincte de O par rapport à Mg ou Ti est confirmée : $[\text{O}/\text{Fe}] \sim 0.4$ pour les étoiles avec $[\text{Fe}/\text{H}] < -0.8$ (comme pour les étoiles du halo) et diminue fortement au delà de $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.5$ avec une pente suggérant l'arrêt de l'enrichissement en O par les SNII. Les auteurs ont suggéré que la différence de comportement entre O et Mg (tous les deux produits par les SNII) pouvait s'expliquer par une dépendance en métallicité des *yields* (voir 4.3.1 pour une définition de ce terme) des SNII et la perte de masse due aux vents des étoiles Wolf-Rayet.

Les résultats de l'analyse de la totalité de l'échantillon (27 étoiles avec $-1.3 < [\text{Fe}/\text{H}] < 0.5$), basée sur les méthodes de détermination des paramètres de McWilliam & Rich (2004) sont apparus un peu plus tard. Les abondances préliminaires en Mg et O ont été publiées dans les revues d'une conférence (Fulbright et al. 2005), le détail des méthodes de détermination des paramètres et les valeurs finales de $[\text{Fe}/\text{H}]$ dans Fulbright et al. (2006) et les abondances finales en éléments- α (O, Mg, Ti, Ca et Si) ainsi que les abondances en Na et Al dans Fulbright et al. (2007). La comparaison des abondances en O mesurée dans les étoiles UVES avec celle de Fulbright et al. (2005) a été effectuée dans Zoccali et al. (2006). La figure 4.3 illustre la comparaison des abondances finales en O et Mg de Fulbright et al. (2007) avec celles de cette étude. Cette comparaison a pu être établie sur une même échelle en utilisant Arcturus comme étoile de référence. Fulbright et al. (2007) ont mesuré dans Arcturus : $[\text{O}/\text{H}] = 8.67$, $[\text{Mg}/\text{H}] = 7.44$ et $[\text{Fe}/\text{H}] = 6.95$ dex, et utilisé les abondances solaires de Lodders (2003) pour O et Mg et pour le fer $\log(N(\text{Fe}))_{\odot} = 7.45$. Afin d'assurer l'homogénéité de la comparaison (voir les abondances

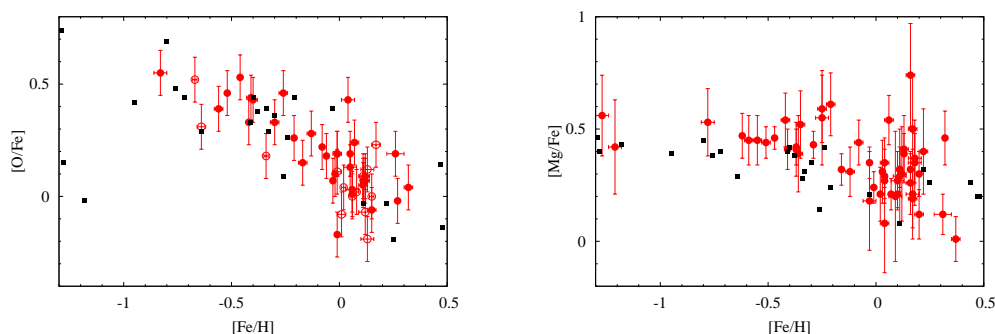


FIG. 4.3 – $[\text{O}/\text{Fe}]$ (gauche) et $[\text{Mg}/\text{Fe}]$ (droite) versus $[\text{Fe}/\text{H}]$ pour les 50 étoiles UVES (points rouges) et les 27 étoiles de Fulbright et al. (2007).

mesurées pour Arcturus chapitre 3, table 3.1 et chapitre 2, table 2.1), les mesures de $[O/Fe]$ et $[Mg/Fe]$ de Fulbright et al. (2007) ont du être décalées respectivement de -0.1 dex et -0.07 dex. Pour $[Fe/H] < 0$, les valeurs de $[O/Fe]$ mesurées par Fulbright et al. (2007) montrent un très bon accord avec celles de notre étude, alors que $[Mg/Fe]$ semble systématiquement plus faible (~ 0.1), bien que compatible étant donné les incertitudes. Dans le domaine des métallicités sursolaires, la statistique de notre échantillon est bien meilleure que celle de Fulbright et al. (2007) (5 étoiles). Sur ce domaine, malgré une augmentation de la dispersion, le rapport $[Mg/Fe]$ mesuré dans nos étoiles montre une décroissance plus forte avec $[Fe/H]$ que celle de Fulbright et al. (2007) alors que l'évolution du rapport $[O/Fe]$ est globalement la même dans les deux études.

4.1.3 Les résultats des spectres UVES

Avec l'objectif de contraindre l'échelle de temps caractéristique de formation du bulbe galactique, les abondances en éléments α (O et Mg) et en fer ont été mesurées pour une cinquantaine d'étoiles (étoiles du RC et RGB) réparties dans quatre champs en direction du bulbe. Par rapport aux études citées précédemment, cet échantillon présente la particularité de bien recouvrir l'ensemble du domaine de métallicité du bulbe, avec notamment une forte proportion d'étoiles avec des métallicités sursolaires. Parmi les éléments α , l'oxygène présente un intérêt particulier car d'après les modèles théoriques d'évolution des étoiles massives, il est produit uniquement par les SNII (voir chapitre 5, section 5.2). Le résultat des abondances en oxygène et en fer, la comparaison de ces mesures avec celles mesurées dans les disques ainsi que leur analyse en termes de formation du bulbe ont fait l'objet d'une lettre publiée dans A&A (Zoccali et al. 2006) reportée à la page suivante. Le rapport $[O/Fe]$ évolue le long d'une séquence bien définie et distincte de celles des disques minces et épais au voisinage solaire. Pour une même valeur de métallicité, ce rapport est plus grand dans les étoiles du bulbe que dans celles du disque épais, lui-même enrichi en oxygène par rapport au disque mince. Ces résultats suggèrent que le bulbe a connu une évolution chimique distincte de celles des disques galactiques ce qui écarte l'hypothèse selon laquelle les étoiles du bulbe actuel se seraient formées dans le disque puis aurait migré dans les régions du bulbe sur des temps caractéristiques plus longs. Les étoiles du bulbe se seraient donc formées avant et plus rapidement que le disque galactique. Ces conclusions issues des abondances en oxygène ont été confirmées avec les résultats des abondances en Mg (voir l'article inclus dans le chapitre 5). Les étoiles de notre échantillon montrent aussi un enrichissement en magnésium plus grand que dans les étoiles des disques galactiques.

LETTER TO THE EDITOR

Oxygen abundances in the Galactic bulge: evidence for fast chemical enrichmentM. Zoccali¹, A. Lecureur², B. Barbuy³, V. Hill², A. Renzini⁴, D. Minniti¹, Y. Momany⁵, A. Gómez², and S. Ortolani^{5,*}¹ P. Universidad Católica de Chile, Departamento de Astronomía y Astrofísica, Casilla 306, Santiago 22, Chile

e-mail: [mzoccali;dante]@astro.puc.cl

² Observatoire de Paris-Meudon, 92195 Meudon Cedex, France

e-mail: [Vanessa.Hill;Aurelie.Lecureur;Ana.Gomez]@obspm.fr

³ Universidade de São Paulo, IAG, Rua do Matão 1226, Cidade Universitária, São Paulo 05508-900, Brazil

e-mail: barbuy@astro.iag.usp.br

⁴ INAF - Osservatorio Astronomico di Padova, Vicolo dell'Osservatorio 2, 35122 Padova, Italy

e-mail: renzini@pd.astro.it

⁵ Università di Padova, Dipartimento di Astronomia, Vicolo dell'Osservatorio 5, 35122 Padova, Italy

e-mail: [momany;ortolani]@pd.astro.it

Received 22 May 2006 / Accepted 16 July 2006

ABSTRACT

Aims. We spectroscopically characterize the Galactic Bulge to infer its star formation timescale, compared to the other Galactic components, through the chemical signature on its individual stars.

Methods. We derived iron and oxygen abundances for 50 K giants in four fields towards the Galactic bulge. High resolution ($R = 45\,000$) spectra for the target stars were collected with FLAMES-UVES at the VLT.

Results. Oxygen, as measured from the forbidden line at 6300 Å, shows a well-defined trend with [Fe/H], with [O/Fe] higher in bulge stars than in thick disk ones, which were known to be more oxygen enhanced than thin disk stars.

Conclusions. These results support a scenario in which the bulge formed before and more rapidly than the disk, and therefore the MW bulge can be regarded as a prototypical old spheroid, with a formation history similar to that of early-type (elliptical) galaxies.

Key words. Galaxy: bulge – stars: abundances – stars: atmospheres

1. Introduction

The central regions of spiral galaxies, known as bulges, are made of stars in randomly oriented orbits for which two distinct formation processes have been proposed. In the so-called “classical bulges”, most stars originate in a short phase of star formation when the universe was only a few Gyr old. Instead, in the so-called “pseudobulges”, stars form in the disk over a more extended period of time, and the bulge results from the secular evolution of the disk driven by the development of a bar (Kormendy & Kennicutt 2004). It is currently believed that the pseudobulge mode dominates in late-type spirals (Sc and later) and the old-starburst mode (similar to the formation of elliptical galaxies) dominates in early-type spirals (Sb and earlier). The Sbc Milky Way galaxy sits on the borderline, and to establish the origin of its bulge (either old starburst or disk secular evolution), extensive spectroscopic observations have been undertaken to obtain precise element abundance ratios, in particular [Fe/H] and [O/Fe].

The detailed chemical composition of stars carries the signature of the enrichment processes undergone by the interstellar medium up to the moment of their formation. Thus, elemental

ratios are sensitive to the previous history of star formation and can be used to infer whether there is a genetic link between different stellar groups. In particular, the relative abundances of iron and α -elements play a key rôle because α -elements are predominantly produced by type II supernovae (SNII) while supernovae of type Ia (SNIa) dominate instead the production of iron. The SNIIs come from massive, short-lived stars, while SNIas result from binary evolution and are characterized by a very broad distribution of delay times (from a few 10^7 to over 10^{10} yr) between the star formation event and the SN explosion (Greggio 2005). As a consequence, the [α /Fe] ratio depends on the relative contribution of SNIIs and SNIas, and therefore it depends on the timescale of star-formation and metal production (Matteucci & Greggio 1986).

Among the α -elements, oxygen is especially important because produced only by SNIIs, and its forbidden line [OI] at 6300 Å is easily measured on the spectra of red giant stars. This line allows one to derive reliable abundances because its atomic parameters are well known; and since it is due to a transition from the ground state to a collisionally controlled higher level, it is not subject to non-LTE effects (Asplund et al. 2004). Based on this line, accurate measurements of the oxygen abundance in the Galactic thick and thin disk are also available (Bensby et al. 2004), while several efforts have been made to measure detailed

* Observations collected both at the European Southern Observatory, Paranal, Chile (ESO programmes 71.B-0617 and 73.B-0074) and La Silla, Chile.

Table 1. Characteristics of the four bulge fields

Nr.	Identification	l	b	R_{GC} (pc)	$E(B - V)$
1	$b = -6$ Field	0.21	-6.02	850	0.48
2	Baade's Window	1.14	-4.18	604	0.55
3	Blanco $b = -12$	0.00	-12.0	1663	0.20
4	NGC 6553 Field	5.25	-3.02	844	0.70

abundances in the bulge (McWilliam & Rich 1994, 2003; Rich & Origlia 2005). However, the bulge data were rather scanty, and the resulting evidence was somewhat contradictory. To overcome these limitations, high quality spectra for a large sample of bulge stars are presented.

2. Observations and data analysis

Spectra for a sample of ~ 1000 K giants in four bulge fields have been collected at the VLT-UT2 with the FLAMES fibre spectrograph. All the stars were observed with the GIRAFFE arm of the instrument, with resolution $R \sim 20\,000$, while 58 of them have also been observed with the UVES arm, at higher resolution $R \sim 45\,000$, in the range 5800–6800 Å. A complete description of the whole GIRAFFE sample will be given elsewhere (Zoccali et al. 2006, in preparation), here we focus on the high-resolution UVES spectra, for which the $S/N \sim 50$ per resolution element has allowed us to obtain accurate oxygen abundances. The bluer half of the UVES spectrum has lower S/N and was only used to derive carbon abundances from a C_2 band at 5635 Å. Observed targets include 11 stars in a low reddening window at $(l, b) = (0, -6)$, 21 stars in Baade's Window, 5 stars in the Blanco field at $(l, b) = (0, -12)$, and 13 stars in a field near the globular cluster NGC 6553 (Table 1). In the colour-magnitude diagram, these stars are located on the red giant branch, about 1 magnitude above the red clump, with the exception of 13 stars in Baade's Window that instead are on the red clump itself.

Individual spectra were reduced with the standard FLAMES-UVES pipeline, including bias, flatfield, interorder background subtraction, extraction, wavelength calibration, and order merging. All the spectra for each star (a number between 7 and 17, depending on the field) were then registered in wavelength to correct for heliocentric radial velocity and averaged (rejecting the lowest and highest values) to a single spectrum per star. In each plate, one UVES fibre was allocated to an empty sky region. This spectrum was registered in flux to match the equivalent width of the sky emission lines of each object spectrum and then subtracted from it. The spectrum of a fast-rotating B star, thus containing only telluric absorption lines, was coadded to itself using different radial velocity shifts, reproducing the shifts applied to the target spectra to remove the heliocentric, variable component of the radial velocity. Stars with telluric absorption blended with the O line were rejected. Stars with such absorption in the wings of the O line were included with a different symbol. The strong sky oxygen emission line prevents a measurement of the oxygen stellar line when the radial velocity of the star is close to zero, and these stars were eliminated from the sample. In the end, 8 stars were discarded, leaving us with 50 stars.

All the stars have V, I magnitudes, obtained either from photometry performed on wide field WFI images from the ESO 2.2 m telescope at La Silla (fields 1, 3, 4) or from the OGLE catalogue (Udalski et al. 2002) (field 2). In addition, J, H, K_s magnitudes are available for all of them from the 2MASS point source catalogue (Carpenter et al. 2001). The assumed reddening

for each field is listed in Table 1, while standard extinction laws (Rieke & Lebofski 1985) were used to derive extinctions in the other bands. The five de-reddened magnitudes were combined to obtain photometric temperatures from $V - I$, $V - J$, $V - H$, and $V - K$ colours, according to the latest empirical calibration (Ramírez & Meléndez 2005). The mean of the four values was used as a first guess for spectroscopic analysis. Photometric gravity was instead calculated from the classical relation

$$\log g_* = \log g_\odot + 4 \log \frac{T_*}{T_\odot} + 0.4(M_{\text{bol}} - M_{\text{bol}\odot}) + \log \frac{M_*}{M_\odot}$$

by adopting a mean distance of 8 kpc for the bulge, $T_\odot = 5770$ K, $\log g_\odot = 4.44$, $M_{\text{bol}\odot} = 4.75$, and $M_* = 0.85 M_\odot$.

The equivalent widths for selected lines of Fe, Na, Mg, Al, Si, Ca, Sc, Ti, and Ni were measured using the new automatic code DAOSPEC (Stetson and Pancino in prep.). The selection of clean Fe lines, and their atomic parameters was compiled using a spectrum of μ Leo as reference, observed at the Canada-France-Hawaii Telescope with the ESPaDOnS spectrograph, at resolution $R = 80\,000$ and $S/N \sim 500$. The following parameters were determined for μ Leo: $T_{\text{eff}} = 4550$ K, $\log g = 2.3$, micro-turbulence velocity $V_t = 1.3$ km s $^{-1}$. Following Fulbright et al. (2006) we carried on our analysis relative to a nearby reference star; i.e., we derived relative log gf's using μ Leo as a reference, requiring $[\text{Fe}/\text{H}] = +0.30$ for each single line. More details on the analysis of μ Leo, the selection of clean lines, and the choice of its metallicity are given in Lecœur et al. (2006). With the same atomic parameters, we obtain $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.52$ for Arcturus and $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.04$ ($\epsilon(\text{Fe})_\odot = 7.55$) for the Sun. This was then included as zero point for the iron determination of our target stars. Atomic parameters for the [OI] and [NiI] lines around 6300 Å were instead assumed to be identical to those employed in previous measurements for disk stars, so as to allow a meaningful comparison between bulge and disk abundance patterns (Table 2 in Bensby et al. 2004). For reference, the method outlined below returns $[\text{O}/\text{Fe}] = -0.01$ and $[\text{O}/\text{Fe}] = +0.05$ for the Sun and μ Leo, respectively. The damping constants were computed where possible, and in particular for most of the FeI lines, using the collisional broadening theory (Barklem et al. 1998, 2000).

The LTE abundance analysis was performed using well tested procedures (Spite 1967) and the new MARCS models (Gustafsson et al. 2002). Spectrum synthesis was performed with *turbospec* (Alvarez & Plez 1998) and counterchecked with Barbuy et al. (2003), including the effects of molecular lines on the derived atomic abundances, which is of special importance in the case of oxygen, due to the formation of CO molecules, locking part of the oxygen, and TiO molecules, changing the continuum shape. Excitation equilibrium was imposed on the FeI lines in order to refine the photometric T_{eff} , while photometric gravity was imposed even if ionization equilibrium was not fulfilled. The reason for this choice is that FeII lines are all very weak and contaminated by CN. On the other hand, while the strong and differential reddening has a strong effect on the photometric T_{eff} (why we prefer the excitation one), photometric gravity is robust. In fact, an error of $\Delta E(B - V) = 0.05$ implies an uncertainty of $\Delta T_{\text{eff}} = 100$ K in the photometric temperature but only $\Delta \log g = 0.015$ in the photometric gravity.

A synthetic spectrum was calculated for each star, with the parameters and Fe given above, adopting solar abundance (see below) as a first guess and then iterating until the oxygen line was reproduced well. Other elements whose abundance might affect the oxygen were also measured in the iterations, namely: carbon from the $C_2(0, 1)$ bandhead of the Swan $A^3\Pi_g - X^3\Pi_u$ system at 5635 Å, nitrogen from the CN band at 6498.5 Å, Ti,

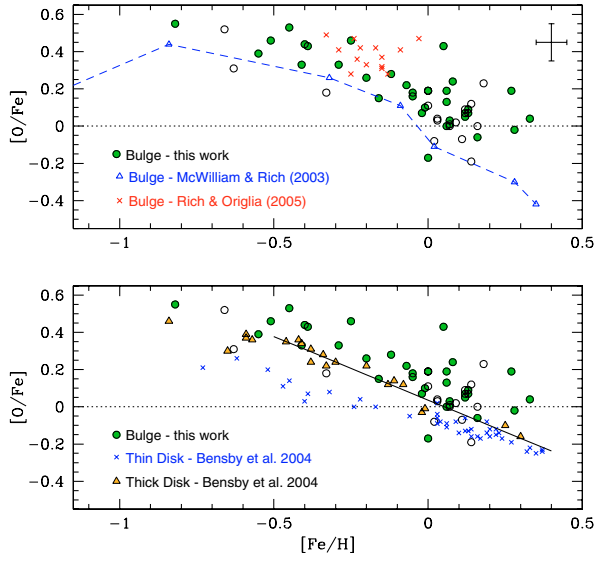


Fig. 1. *Upper panel:* the $[O/Fe]$ vs. $[Fe/H]$ for our bulge stars (circles) along with previous determinations in other bulge stars from optical (open triangles) and near-IR spectra (crosses). Open symbols in our measurements refer to spectra with lower S/N or with the O line partially blended with telluric absorption. *Lower panel:* oxygen/iron trend in our bulge stars vs. that for thick and thin disk stars. The solid line shows a linear fit to the thick disk data points with $[Fe/H] > -0.5$ and is meant to emphasize that all bulge stars with $-0.4 < [Fe/H] < +0.1$ are more oxygen-enhanced than thick disk stars. This plot enlightens the systematic, genetic difference between bulge and disk stars, thus excluding that bulge stars were once disk stars that then migrated inward to build up the bulge.

and Ni. The $[C/Fe]$ ratio was found to range between -0.30 and $+0.10$ for our stars. The accuracy we have in these measurements is not very high (± 0.2 dex), but we verified that a variation of $+0.2$ dex in the adopted C implies a negligible variation in $[O/Fe]$, except for the coolest stars at super-solar $[Fe/H]$, for which it can introduce up to a 0.1 increase in $[O/Fe]$. Nitrogen, on the other hand, ranges between $[N/Fe] = 0.00$ and $[N/Fe] = +0.50$. Particular care was taken in measuring Nickel, given that the $[OI] 6300.304 \text{ \AA}$ line is blended with the two isotopic components of the NiI line at 6300.335 \AA (Johansson et al. 2003). Thus isolated Ni lines were used to measure $[Ni/Fe]$, and this value was assumed in the deblending of the $[OI]6300 \text{ \AA}$ line. Standard solar abundances (Grevesse & Sauval 1998) were adopted as reference zero point for the abundances of bulge stars, except for the value of solar oxygen, where $\epsilon(O)_{\odot} = 8.77$ was assumed (Allende Prieto et al. 2001).

From the dispersion of Fe lines, we estimate a statistical error of 0.05 dex on Fe. On the other hand, a systematic error of -100 K in T_{eff} implies $\Delta[Fe/H] = -0.04$ and a negligible effect on $[O/H]$, while $\Delta[Fe/H] = +0.04$ and a $\Delta[Fe/H] = +0.1$ would be given by a $+0.3$ dex increase in $\log g$.

A table with the complete list of parameters and abundances, including sodium, magnesium, and aluminum for each star will be published in a companion paper (Lecqueur et al. 2006).

3. $[O/Fe]$ ratios

The resulting $[O/Fe]$ vs. $[Fe/H]$ plot is shown in Fig. 1. The upper panel shows the comparison between our measurements and recent oxygen abundance determinations for bulge stars. Earlier

measurements (McWilliam & Rich 1994) are omitted here as more uncertain due to their much lower spectral resolution. A few corrections have then been applied to ensure consistency between our bulge abundances and those from previous determinations for bulge and disk stars. For the bulge optical data (McWilliam & Rich 2003), a shift of -0.06 in $[O/Fe]$ takes the difference in the adopted solar oxygen abundance into account, their $\epsilon(O)_{\odot} = 8.71$ versus our 8.77, while a further $+0.1$ in $[O/Fe]$ corrects for the different $\log gf = -9.717$ for the $[OI]$ line, 0.1 dex lower than the one adopted here. Similarly, the bulge abundances from near-IR measurements (Rich & Origlia 2005) were shifted upwards by $+0.06$, due to their assumption of a higher solar oxygen, $\epsilon(O)_{\odot} = 8.83$. This figure shows that our measurements do not conflict with previous results, but the larger size and metallicity coverage of the present sample allows us to draw much more robust conclusions.

The lower panel of Fig. 1 shows the *main result* of the present investigation: the $[O/Fe]$ vs. $[Fe/H]$ ratios in the bulge compared with those for the thick and the thin disks (Bensby et al. 2004). These measurements are as consistent as possible, in the sense that they come from the same line, and we have intentionally adopted the same atomic parameters both for oxygen and for nickel. The solar oxygen abundance to which the disk stars were referred was lower by 0.06 dex, so an identical downward shift was then applied to their measurements. This plot shows that the thin disk, thick disk, and bulge evolved through different chemical trajectories. In other words, bulge stars did not originate in the disk and then migrate inward to build up the bulge, but rather formed independently of the disk (Minniti 1995; Ortolani et al. 1995). Moreover, *the chemical enrichment of the bulge, hence its formation timescale, has been faster than that of the thick disk, which in turn was faster than that of the thin disk* (Matteucci et al. 1999).

A few stars in our sample show lower $[O/Fe]$ than the mean locus of thick disk stars. Their number is consistent with the expected number of foreground disk contaminants. According to the Besançon model (Robin et al. 2003) and to the disk control field in Zoccali et al. (2003) the contamination fraction is 15% in all our fields except the Blanco one, where it is 45%. All except two of these stars would indeed require stronger gravity according to the ionization equilibrium. Two extreme cases ($\log g \sim 3-4$) have been excluded from the sample so are not shown here. We also excluded stars with radial velocity close to zero (with a sky emission line on top of the oxygen line), further biasing our sample against disk contaminants. We therefore conclude that the stars above the thick disk line in Fig. 1 are likely to be bona fide bulge stars.

It is evident from Fig. 1 that the dispersion in $[O/Fe]$ for bulge stars is higher than for both thin and thick disks. While at least part of this effect is expected, given that disk stars are nearby, bright and isolated stars for which higher S/N spectra were obtained, the possibility that part of the dispersion is real cannot be excluded, given that in the bulge we are sampling stars in a region much larger than the solar neighbourhood. It is worth mentioning that no $[O/Fe]$ gradient was present among the four different fields.

4. Conclusions

Age-dating of the bulge stars from their colour-magnitude diagram has already demonstrated that the bulk of them are older than $\sim 10 \text{ Gyr}$, with no detectable trace of intermediate age stars (Ortolani et al. 1995; Kuijken & Rich 2002; Zoccali et al. 2003). Interpretation of the evidence now provided on the $[O/Fe]$ ratios

L4

M. Zoccali et al.: Oxygen in the Galactic bulge

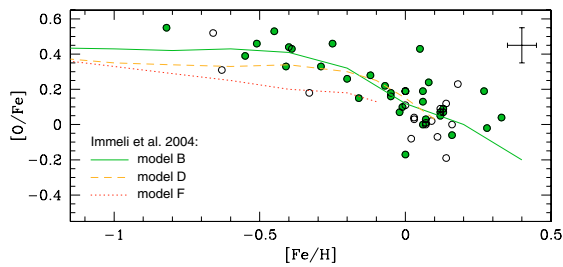


Fig. 2. Comparison between the observed $[O/Fe]$ ratio of bulge stars and the prediction of the simulations by Immeli et al. (2004). See text for details.

is that the formation of the Galactic bulge was faster than that of the disk and preceded it. The most metal-rich bulge stars were the latest formed during the bulge evolution, and their ages correspond to the exhaustion of interstellar matter in the bulge. The present results reveal that the oxygen-to-iron starts to drop at the metallicity of $[Fe/H] \approx -0.2$ due to the progressive enrichment by SNIa. A fast star formation rate is needed to explain this result.

It should be noted that we have compared the elemental ratios of bulge stars to those of disk stars in the *solar neighborhood*. Strictly speaking, our result implies that the bulge stars did not originate in disk material (either already stellar or gaseous) coming from as far as the solar neighbourhood. Due to the possible presence of radial gradients in the disk, a comparison with stars in the inner disk would have been more conclusive. Unfortunately no such sample is available at the moment. An alternative approach to interpreting of these results is the comparison with theoretical simulations. In Fig. 2 we compare our results with the predictions of bulge $[O/Fe]$ ratios by Immeli et al. (2004). They simulate the formation of galaxies from clouds with different dissipation efficiencies. The case with high dissipation (model B) rapidly forms massive clumps that spiral to the centre and merge to a central bulge component in a strong starburst. In contrast, when the dissipation efficiency is low (model F) the galaxy forms a thicker disk, and only at later times does instability set in, driving the formation of a bar and then a pseudobulge. Model D is the intermediate case. Clearly, our data can exclude model F, while it agrees with model B very well. This makes the MW bulge similar to early-type galaxies, in being α -element enhanced, dominated by old stellar populations, and having formed on a timescale shorter than ~ 1 Gyr (Thomas et al. 2005). Therefore, like early-type galaxies the MW bulge is likely to have formed through a short series of starbursts triggered by

the coalescence of gas-rich mergers, when the universe was only a few Gyr old.

Acknowledgements. We thank Ortwin Gerhard for drawing our attention to the results of the Immeli et al. investigation. This work has been partly funded by the FONDAP Center for Astrophysics 15010003 (M.Z. and D.M.), VRAID (M.Z.), and by a Fellowship of the John Simon Guggenheim Foundation (D.M.). D.M. acknowledges the European Commission's ALFA-II programme, through its funding of the Latin-American European Network for Astrophysics and Cosmology (LENAC). B.B. and D.M. acknowledge grants from the CNPq and Fapesp. SO acknowledges the Italian Ministero dell'Università e della Ricerca Scientifica e Tecnologica (MURST) under the program 'Fasi iniziali di evoluzione dell'alone e del bulge Galattico' (Italy).

References

- Allende Prieto, C., Lambert, D. L., & Asplund, M. 2001, *ApJ*, 556, L63
 Alvarez, R., & Plez, B. 1998, *A&A*, 330, 1109
 Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, A. J., Allende Prieto, C., & Kiselman, D. 2004, *A&A*, 417, 751
 Barbay, B., Perrin, M.-N., Katz, D., et al. 2003, *A&A*, 404, 661
 Barklem, P. S., Anstee, S. D., & O'Mara, B. J. 1998, *PASA*, 15, 336
 Barklem, P. S., Piskunov, N. E., & O'Mara, B. J. 2000, *A&AS*, 142, 467
 Bensby, T., Feltzing, S., & Lundström, I. 2004, *A&A*, 421, 155
 Carpenter, J. M. 2001, *AJ*, 121, 2851
 Dean, J. F., Warpen, P. R., & Cousins, A. J. 1978, *MNRAS*, 183, 569
 Fulbright, J. P., McWilliam A., & Rich, R. M. 2006, *ApJ*, 636, 821
 Gratton, R. G., & Sneden C. 1990, *A&A*, 234, 366
 Greggio, L. 2005, *A&A*, 441, 1055
 Grevesse, N., & Sauval, J. 1998, *Space Sci. Rev.*, 85, 161
 Gustafsson, B., Edvardsson, B., Eriksson, K., et al. 2002, in *Stellar Atmosphere Modeling*, ed. I. Hubeny, D. Mihalas, & K. Werner, *ASP Conf. Ser.*, 288, 331
 Immeli, A., Samland M., Gerhard, O., & Westera, P. 2004, *A&A*, 413, 547
 Johansson, S., Litzén, U., Lundberg, H., & Zhang, Z. 2003, *ApJ*, 584, L107
 Kormendy, J., & Kennicutt, R. C. Jr. 2004, *ARA&A*, 42, 603
 Kuijken, K., & Rich, R. M. 2002, *AJ*, 123, 2054
 Martin, W. C., et al. 2002, NIST Atomic Database (version 2.0), National Institute of Standards and Technology, Gaithersburg, MD, <http://physics.nist.gov/asd>
 Matteucci, F., & Greggio, L. 1986, *A&A*, 154, 279
 Matteucci, F., Romano, D., & Molaro, P. 1999, *A&A*, 341, 458
 McWilliam, A., & Rich, R. M. 1994, *ApJ*, 91, 749
 McWilliam, A., & Rich, R. M. 2003, in *Origin and Evolution of the Elements*, <http://www.ociw.edu/ociw/symposia/series/symposium4/proceedings.html>
 Minniti, D. 1995, *AJ*, 109, 1663
 Ortolani, S., Renzini, A., Gilmozzi, R., et al. 1995, *Nature*, 377, 701
 Ramírez, I., & Meléndez, J. 2005, *ApJ*, 626, 465
 Rich, R. M., & Origlia, L. 2005, *ApJ*, 634, 1293
 Rieke, G. H., & Lebofsky, M. J. 1985, *ApJ*, 228, 618
 Robin, A. C., Reylé, C., Derrière S., & Picaud, S. 2003, *A&A*, 409, 523
 Spite, M. 1967, *Annales d'Astroph.*, 30, 211
 Thomas, D., Maraston, C., Bender, R., & Mendes de Oliveira, C. 2005, *ApJ*, 621, 673
 Udalski, A., Szymanski, M., Kubiak, D., et al. 2002, *Acta Astron.*, 52, 217
 Zoccali, M., Barbay, B., Hill, V., et al. 2004, *A&A*, 423, 507
 Zoccali, M., Renzini, A., Ortolani, S., et al. 2003, *A&A*, 399, 931

4.2 Distribution en métallicité (DM) du bulbe

On sait depuis une quarantaine d'années que les étoiles du bulbe présentent une gamme étendue de métallicité. En se basant sur ses premières observations d'étoiles variables en direction du centre de la Galaxie, Baade (1946) suggérait que le bulbe était une population stellaire de type II (étoiles vieilles et pauvres en métaux). Dans les champs observés par Baade, l'indication d'une composante stellaire riche en métaux a été établie un peu plus tard avec la détection d'étoiles géantes de type M (Nassau & Blanco 1958) et l'analyse des diagrammes couleur-magnitude (Arp 1965; van den Bergh 1971). Les premières observations spectroscopiques à faible résolution d'étoiles du bulbe ont confirmé la prédominance d'étoiles riches en métaux dans le bulbe (Butler et al. 1976) et mis en évidence la présence d'étoiles plus riches que les étoiles riches observées dans le voisinage solaire (Whitford & Rich 1983).

La première DM du bulbe, significative d'un point de vue statistique a été établie par Rich (1988) pour 88 géantes K de la fenêtre de Baade ($l = 1^\circ$, $b = -4^\circ$) à partir des mesures de raies de Fe I et de Mg I sur des spectres basse résolution (5\AA). Les valeurs de $[\text{Fe}/\text{H}]$ de cette DM s'étendent de -1 à +1 dex et 40% des étoiles de l'échantillon ont une métallicité supérieure ou égale à 0.30 dex. En analysant cette DM en termes d'évolution chimique du bulbe (Rich 1990), Rich a conclu (i) que la DM était bien reproduite par le modèle simple dit de "boîte fermée" avec *yield* moyen de 0.3 dex (voir section 4.3) et (ii) que le bulbe, contrairement au disque du voisinage solaire, ne semblait pas souffrir du problème des naines G (déficit d'étoiles pauvres en métaux par rapport au modèle simple d'évolution chimique). Quelques années plus tard, cette DM a été recalibrée par McWilliam & Rich (1994) à partir des données de leur analyse de spectres à moyenne résolution ($R \sim 17000$) de 11 géantes rouges en commun avec l'échantillon de Rich (1988). Pour ces 11 étoiles, les nouvelles déterminations de $[\text{Fe}/\text{H}]$ étaient, en moyenne, systématiquement plus faibles. Les auteurs ont démontré qu'une partie de cet effet était du au fait que pour son analyse, Rich avait supposé $[\text{Mg}/\text{Fe}]=0$ pour toutes les étoiles de son échantillon. La DM recalibrée couvre l'intervalle $[-1.2, +0.7]$ dex avec une valeur moyenne beaucoup plus faible que la précédente : $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -0.20$ dex.

Depuis cette étude, d'autres DM du bulbe ont été déterminées en utilisant des spectres à basse résolution. Sadler et al. (1996) ont mesuré pour 322 étoiles géantes du bulbe (pour la majorité des étoiles du red clump) les indices spectraux des raies de Fe, Mg, CN et H_β et calculé les valeurs de $[\text{Fe}/\text{H}]$ avec les relations de calibration de Faber et al. (1985). La DM de cette étude couvre l'intervalle $[-2, +1.3]$ dex avec plus de la moitié des étoiles dans l'intervalle $[-0.4, 0.3]$ dex et une valeur moyenne de -0.11 dex avec une dispersion de ± 0.44 dex. Cette distribution présente la particularité d'être globalement symétrique par rapport à la valeur $[\text{Fe}/\text{H}]=0$ dex et de comprendre une forte proportion d'étoiles très riches en métaux par rapport à toutes les autres études. Ce dernier point doit cependant être considéré avec précaution étant donné qu'il peut provenir d'une utilisation de la relation de calibration en dehors de son domaine de validité (au-delà de 0.5 dex, les valeurs des métallicités sont extrapolées). Plus récemment, Ramírez et al. (2000) ont fourni une DM pour 72 étoiles géantes, réparties dans 10 champs en direction des parties internes du bulbe (9 champs avec $-2.8^\circ < b < 0.1^\circ$ et $l \sim 0^\circ$ et la fenêtre de Baade) observés dans le proche infrarouge. Sur des spectres de basse résolution ($R < 5000$), ces auteurs ont mesuré les largeurs équivalentes de deux raies de Ca I et Na I et d'une bande de CO et calculé $[\text{Fe}/\text{H}]$ à partir des relations de calibration de Frogel et al. (2001) établies sur des étoiles d'amas globulaires. Par rapport à celle utilisée par Sadler et al. (1996), cette nouvelle calibration a un domaine de validité plus étendu aux faibles métallicités (jusqu'à -1.8 dex) mais limité à -0.1 dex, valeur au delà de laquelle les valeurs de $[\text{Fe}/\text{H}]$ ont du être extrapolées. Cette DM s'étend de -1.1 à 0.4 dex avec une valeur moyenne de -0.21 dex et une dispersion de ± 0.30 dex ; valeurs en accord avec celles de Sadler et al. (1996). Elle présente cependant, dans le domaine des fortes métallicités, une morphologie globale très différente celle de Sadler et al. avec une forte concentration autour de $[\text{Fe}/\text{H}]=0$ et une diminution abrupte au delà de cette valeur.

La DM du bulbe a aussi été établie à partir de données photométriques. L'étude la plus récente est

celle de Zoccali et al. (2003) qui sera présentée en section 4.2.2.

Ainsi, jusqu'à ce travail de thèse, les DM du bulbe ont été déterminées soit à partir des mesures de métallicités sur des spectres basses résolution (indices spectraux) pour des échantillons comprenant quelques centaines d'étoiles, soit en recalibrant ces dernières mesures avec des métallicités mesurées sur des spectres à moyenne et haute résolution pour seulement quelques dizaines d'étoiles dans un échantillon, ou alors à partir de métallicités déduites de données photométriques.

4.2.1 La distribution en métallicité de notre étude

Notre étude établit, pour la première fois sur un grand échantillon (220 étoiles), une DM du bulbe dans la fenêtre de Baade ($l = 1^\circ$, $b = -4^\circ$) entièrement basée sur des métallicités déduites de l'analyse de spectres à moyenne-haute résolution ($R \sim 22000$). A cette résolution, la méthode de détermination des abondances des raies de Fe I (décrite au chapitre 2) a permis notamment d'obtenir des valeurs de métallicité plus précises que celles des études précédemment citées. Cette précision plus élevée rend les caractéristiques morphologiques de cette nouvelle DM du bulbe galactique (position, largeur, asymétrie) mieux définies et plus fiables que celles des études précédentes. Ces caractéristiques seront décrites dans cette sous-section, comparées aux DM d'études récentes au 4.2.2, tandis que l'interprétation en termes d'évolution chimique du bulbe galactique sera présentée section 4.3.

Cette étude s'inscrit dans un projet plus large d'étude bulbe galactique basée sur des échantillons d'environ 220 étoiles RGB dans chacune de quatre directions (dont la fenêtre de Baade) couvrant des latitudes galactiques $b = -12$ à $b = -3$ (Zoccali et al. 2008, en préparation). La particularité de l'échantillon de cette thèse est d'avoir ciblé des étoiles du red clump, plutôt que des étoiles RGB. En effet, toutes les géantes rouges passent, au cours de leur évolution, par la phase de combustion de l'hélium au centre. Les étoiles du RC d'une population constituent ainsi un bon indicateur de la DM des étoiles géantes de cette population. Un échantillon d'étoiles sélectionné dans cette région du diagramme HR est moins affecté par des effets systématiques sur les valeurs de $[Fe/H]$ par rapport à un échantillon constitué uniquement d'étoiles sur la RGB. La variation de la durée de vie de l'étoile sur la branche horizontale avec la métallicité est petite pour les étoiles du RC (10 % de l'augmentation du temps passé sur la branche horizontale pour une augmentation de la métallicité de 1 dex). La DM n'est pas affecté par cet effet : la correction à appliquer à la valeur moyenne de la DM est très petite, du même ordre de grandeur que les incertitudes (Fulbright et al. (2006)). Pour le bulbe, un autre avantage des étoiles du RC est que la région qu'elles occupent dans le diagramme HR est dominé par des étoiles du bulbe (voir chapitre 1). Dans la fenêtre de Baade, la contamination prédite par le modèle de Besançon est de 20% pour l'échantillon d'étoiles de la RGB et de 9% pour l'échantillon d'étoiles du RC. La DM des étoiles du RC pourra aussi permettre de tester la robustesse des DM dérivées des échantillons d'étoiles RGB (qui doivent être corrigées de la contamination de manière statistique).

La figure. 4.4 illustre la DM des 220 étoiles de l'échantillon. Elle s'étend de -1.13 dex à 0.71 dex avec une valeur moyenne de 0.05 dex. La distribution pique à des valeurs de $[Fe/H]$ entre 0.2 et 0.5 dex est asymétrique et la valeur de la médiane (0.16 dex) témoigne d'une forte proportion d'étoiles riches en métaux : 65 % des étoiles de l'échantillon sont plus métalliques que le Soleil et 25% ont une métallicité supérieure à 0.38 dex. Au delà de 0.5 dex, le nombre d'étoile chute brusquement. L'échantillon possède très peu d'étoiles relativement pauvres en métaux : 7 étoiles (soit $\sim 3\%$) ont $[Fe/H] < -0.7$ dex. Sur l'intervalle $[-1 : 0]$, la distribution laisse apparaître deux surabondances relatives du nombre d'étoiles. Une première, aux environs de -0.6 dex et une seconde, plus significative aux environs de -0.2 dex. Afin de contrôler la réalité de ces caractéristiques de la DM, d'identifier la présence d'éventuels effets systématiques sur la forme de la DM, rechercher les traces d'une contamination possible, différents tests et

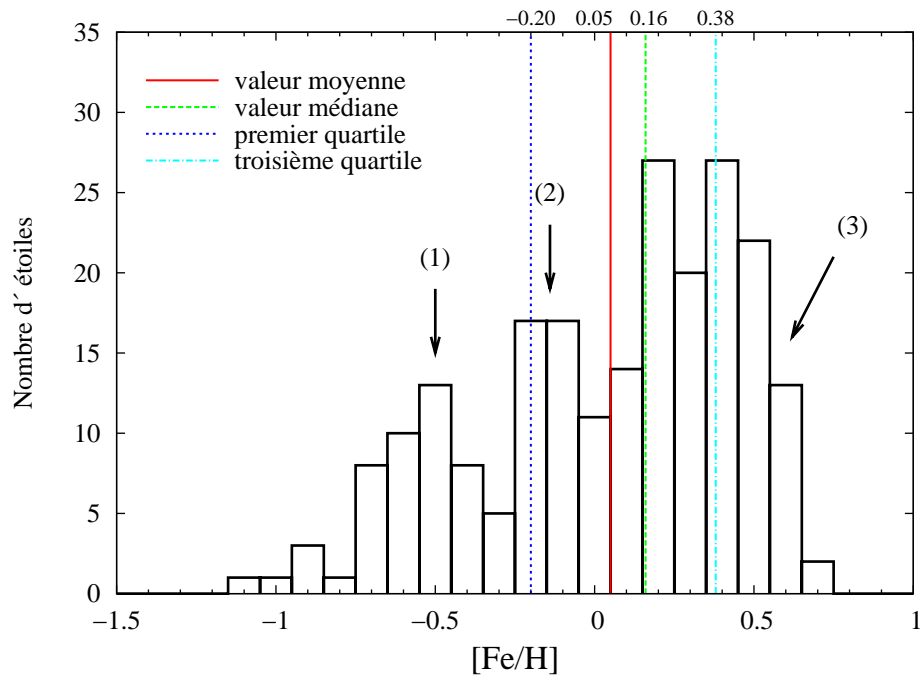


FIG. 4.4 – DM des 220 étoiles du red clump de la fenêtre de Baade. Les flèches indiquent les principales caractéristiques de cette DM : (1) légère surabondance du nombre d'étoiles autour de $[\text{Fe}/\text{H}]=-0.55$ dex, (2) surabondance du nombre d'étoiles autour de $[\text{Fe}/\text{H}]=-0.15$ dex (3) chute brutale du nombre d'étoiles au-delà de $[\text{Fe}/\text{H}]=0.5$ dex. La valeur moyenne (trait rouge) est de 0.05 dex et la valeur médiane (trait vert) de 0.16 dex. Les premier (trait bleu) et troisième (trait cyan) quartiles sont respectivement de -0.20 et 0.38 dex.

tris de l'échantillon ont été réalisés : (i) effets de l'échantillonnage (ii) tri des étoiles par rapport aux incertitudes sur la valeur de $[Fe/H]$ (iii) tri des étoiles en fonction de l'écart entre les valeurs spectroscopiques et photométriques de T_{eff} (iv) effet de sélection des étoiles (v) étude de la contamination.

(i) Comme illustrée par la figure. 4.5, la petite surabondance vers -0.6 dex reste clairement identifiable après modification de la largeur des bins et/ou une modification des positions des centres des bins. La seconde surabondance relative est plus ou moins marquée suivant les cas. Elle apparaît très localisée autour de -0.2 dex avec un bin de largeur 0.1 dex, mais devient moins significative avec des bins de largeurs plus grands. Quelque soit l'échantillonnage adopté pour la DM, celle-ci présente toujours une pente abrupte vers les fortes métallicités.

(ii) Pour chacune des 220 étoiles de l'échantillon, les valeurs supérieures et inférieures des erreurs sur la valeur de $[Fe/H]$ ont été estimées en propageant les incertitudes sur les paramètres (voir chapitre. 2, section. 2.5.5). Les valeurs inférieures (σ_{inf}) s'étendent de 0.04 à 0.35 dex avec une valeur moyenne de 0.17 ± 0.05 et ne présentent aucune tendance particulière en fonction de la métallicité (voir figure. 4.6). Les étoiles avec $\sigma_{\text{inf}} > 0.22$ ont été retirées de l'échantillon (34 étoiles). La DM de l'échantillon résultant a même allure globale que celui de l'échantillon total. Même si le nombre d'étoiles retirées de l'échantillon dans le domaine des surmétallicités est, par rapport à l'ensemble du domaine, plus grand, la descente abrupte de la queue de distribution reste visible. Par rapport aux valeurs inférieures des erreurs, les valeurs supérieures (σ_{sup}) sont systématiquement plus grandes, avec une valeur moyenne de 0.24 ± 0.08 et une queue de distribution plus large qui s'étend jusqu'à 0.55 ainsi que des valeurs en moyenne beaucoup plus élevées pour les étoiles surmétalliques. Un tri, comme précédemment effectué sur les valeurs inférieures, par rapport à une valeur limite identique pour toutes les étoiles biaiserait de manière évidente l'échantillon en écartant une forte proportion d'étoiles très riches en métaux. La seconde sélection a été réalisée sur les valeurs supérieures des erreurs de $[Fe/H]$ en tenant compte de leur comportement global avec la métallicité (voir figure. 4.6) : la dispersion des erreurs est plus faible pour les étoiles avec $[Fe/H] \leq 0.2$ et augmente pour les étoiles de métallicités supérieures à 0.2. Finalement 26 étoiles ont été écartées de l'échantillon (16 étoiles avec $[Fe/H] < 0.20$ et $\sigma_{\text{sup}} > 0.28$ et 10 étoiles avec $[Fe/H] \geq 0.20$ et $\sigma_{\text{sup}} > 0.36$). Cette sélection n'a pas d'effet sur l'allure de la DM qui maintient ses trois caractéristiques principales clairement identifiables.

(iii) Afin de détecter d'éventuelles traces d'effets systématiques provenant de la méthode d'analyse sur les caractéristiques de la DM, un tri de l'échantillon a été effectué sur la différence des valeurs de T_{eff} issues des déterminations photométriques et spectroscopiques. Les températures photométriques ont été calculées en imposant une même valeur de rougissement pour toutes les étoiles du champ avec une incertitude dominée par l'existence d'un rougissement différentiel à l'intérieur du champ (de l'ordre de 150 K). Un premier échantillon a été constitué avec les étoiles pour lesquelles la différence entre température spectroscopique et photométrique n'excède pas 50 K. Il s'agit des étoiles dont la valeur finale de la température est la température photométrique recalculée en fonction de la valeur finale de la métallicité. Un second échantillon comporte les étoiles dont la différence entre T_{eff} photométrique et spectroscopique est supérieure à 150 K. Le nombre d'étoiles dans chacun des deux échantillons étant très petit, les DM résultantes ont été comparées avec la DM de l'échantillon total avec un test de Kolmogorov-Smirnov (voir figure 4.7). Le principe de ce test est de comparer deux distributions cumulées en regardant la distance maximale D entre les deux et la probabilité associée P pour que ces deux échantillons soient issus d'une même population parente. Ce test fournit $D=0.51$ et $P=95.7\%$ pour le premier échantillon et $D=0.51$ et $P=90.2\%$ pour le second. Ainsi, les deux échantillons peuvent être considérés comme représentatifs de l'échantillon global. En particulier, les surabondances autour de -0.6 et -0.2 dex, ne peuvent s'expliquer par des différences entre températures spectroscopiques et photométriques plus grandes que 150 K.

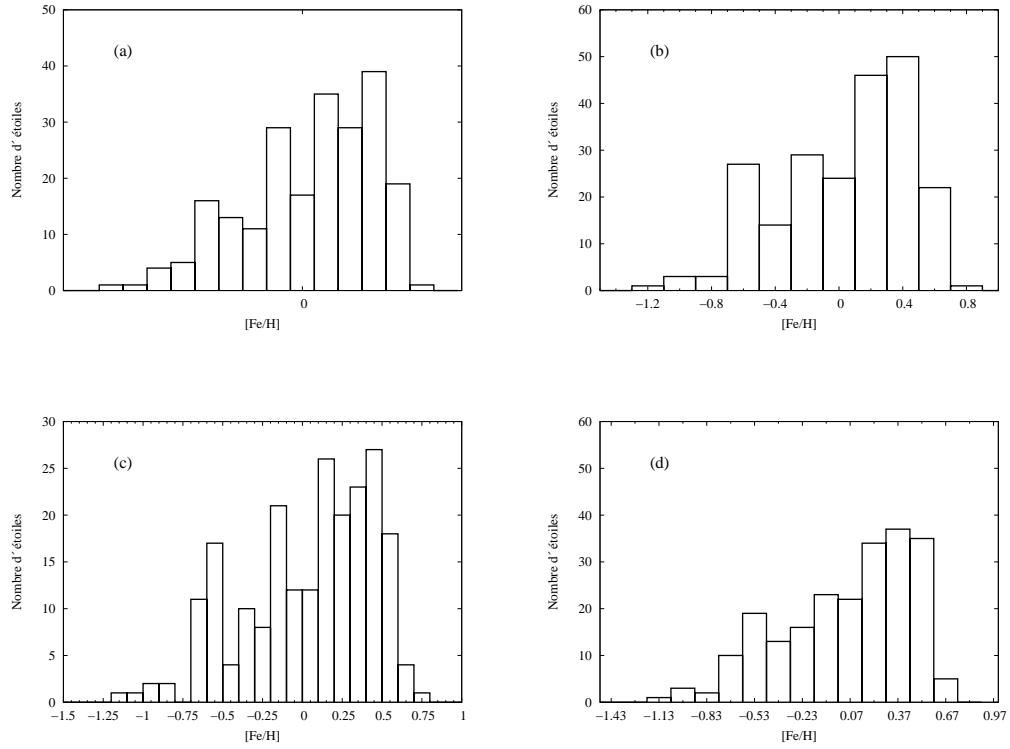


FIG. 4.5 – DM des 220 étoiles tracée avec différents échantillonnages : (a) bin de largeur 0.15 dex (b) bin de largeur 0.20 dex et changement des positions des centres des bins avec (c) un bin de largeur 0.10 dex et (d) un bin de largeur 0.15 dex. La petite surabondance autour de -0.55 dex ainsi que la diminution brutale du nombre d'étoiles à forte métallicité sont deux caractéristiques stables par rapport à une modification de l'échantillonnage. Par contre, la seconde surabondance autour de -0.2 dex est plus ou moins marquée suivant les cas : elle est significative dans les cas (a) et (c) en étant particulièrement piquée dans le cas (c) alors qu'elle est beaucoup moins significative dans le cas (b) pour quasiment disparaître dans le cas (d).

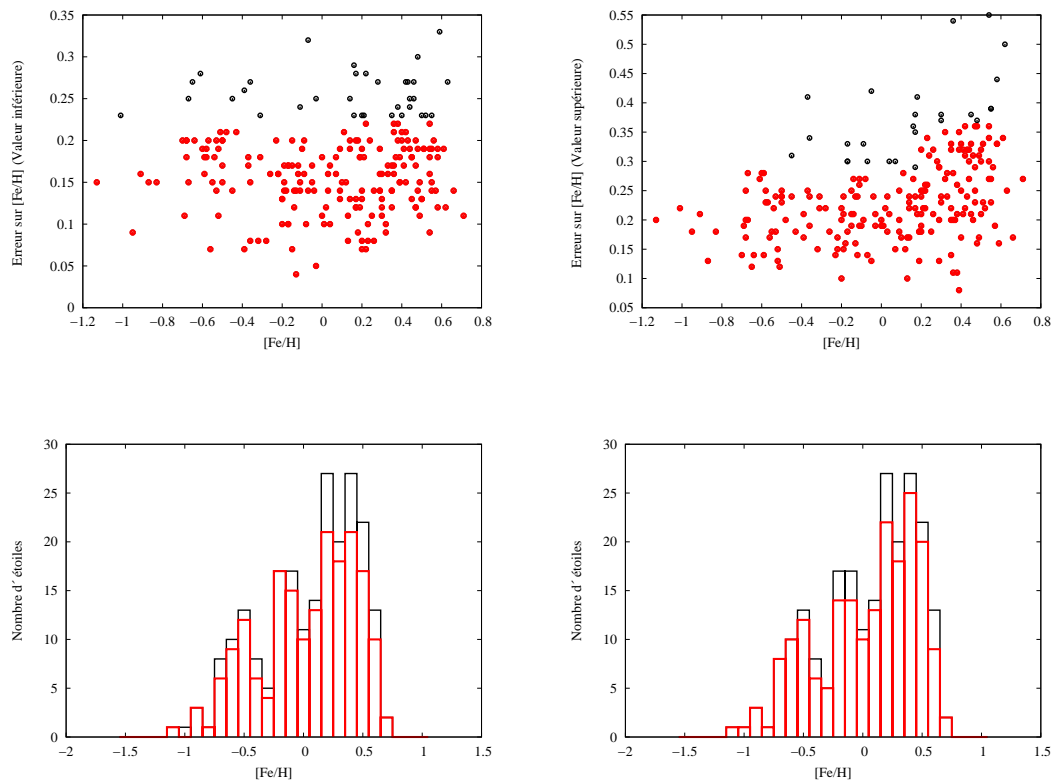


FIG. 4.6 – Comparaison des DM (trait rouge) obtenues après un tri de l'échantillon suivant les valeurs des erreurs sur $[\text{Fe}/\text{H}]$ (*gauche* : valeurs inférieures, *droite* : valeurs supérieures) avec la DM de l'échantillon total (220 étoiles, trait noir). Les points noirs sont les étoiles retirées de l'échantillon (34 étoiles à gauche et 26 étoiles à droite). Le tri a été effectué en tenant compte de l'évolution des erreurs avec la métallicité. Les trois principales caractéristiques de la DM sont peu sensibles à ce tri et leur présence ne peut être expliquée par d'éventuelles incertitudes trop élevées sur la valeur de $[\text{Fe}/\text{H}]$.

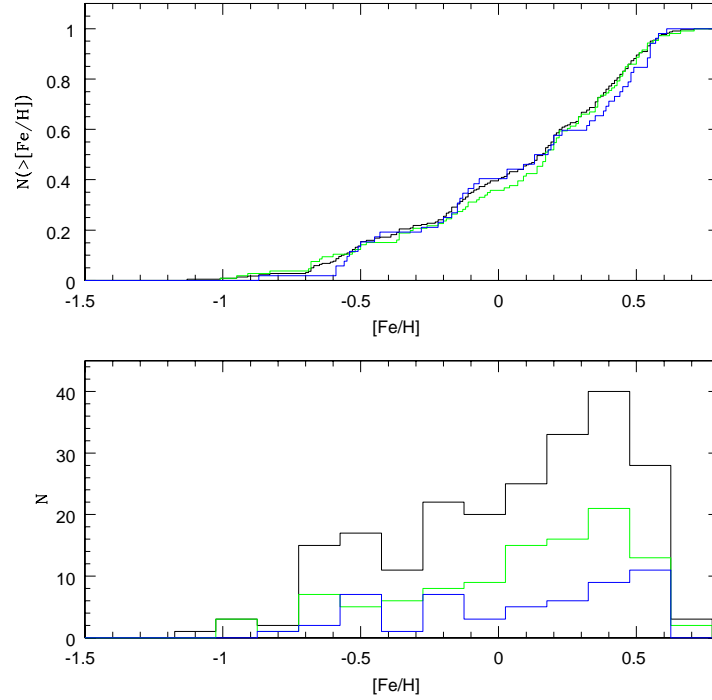


FIG. 4.7 – DM (graphique du bas) et DM cumulées de l'échantillon total (220 étoiles, trait noir), d'un sous échantillon constitué des étoiles avec une différence entre températures spectroscopiques et photométriques n'excédant pas 50 K (trait vert) et d'un sous-échantillon constitué des étoiles dont la même différence est plus grande que 150 K (trait bleu). Le test de Kolmogorov-Smirnov indique que les deux sous-échantillons sont bien représentatifs de l'échantillon total.

(iv) Si les étoiles du clump présentent des avantages (expliqués au début de cette section) de représentativité de la population du bulbe, d'un autre côté, une sélection des étoiles centrée sur le clump dans le diagramme HR peut sous-estimer voir écarter les étoiles les plus pauvres en métaux. En effet, même si les paramètres qui régissent la morphologie de la branche horizontale ne sont pas parfaitement bien compris, on sait que les étoiles les plus déficientes en métaux brûlent leur hélium sur la branche horizontale bleue et pas dans le clump (partie rouge de la branche horizontale). Pour évaluer à quelle métallicité cet effet devient significatif et détecter au sein de l'échantillon, une coupure éventuelle d'une partie de la queue de distribution à faible métallicité, les isochrones de Girardi et al. (2000) d'étoiles de 10^{10} ans à diverses métallicités ont été examinés. Pour différentes couleurs, ces isochrones superposés au diagramme HR des étoiles de l'échantillon montrent que les étoiles avec $[\text{Fe}/\text{H}] \leq -1.7$ sont bien dans la boîte de sélection (voir figure. 4.8). Cette précédente analyse permet de conclure que le faible nombre d'étoiles avec $-1.5 \leq [\text{Fe}/\text{H}] < -0.7$ est bien réel. En revanche, s'il existe une population d'étoiles du bulbe avec $[\text{Fe}/\text{H}] < -1.5$, elle n'aurait pas pu être détectée.

(v) D'après le modèle de Besançon (voir chapitre. 1, section. 1.4.2), l'échantillon du red clump est contaminé par des étoiles du disque épais à la hauteur de 5.8% (13 étoiles) et par des étoiles du disque mince à la hauteur de 3.2% (7 étoiles), la contamination du halo étant négligeable à cette latitude galactique. Cette contamination pourrait-elle expliquer certaines des caractéristiques morphologiques de la DM, ou bien une partie de ces caractéristiques? Les étoiles du disque épais sont des étoiles géantes situées derrière le bulbe le long de la ligne de visée, et sont affectées par une extinction comparable à

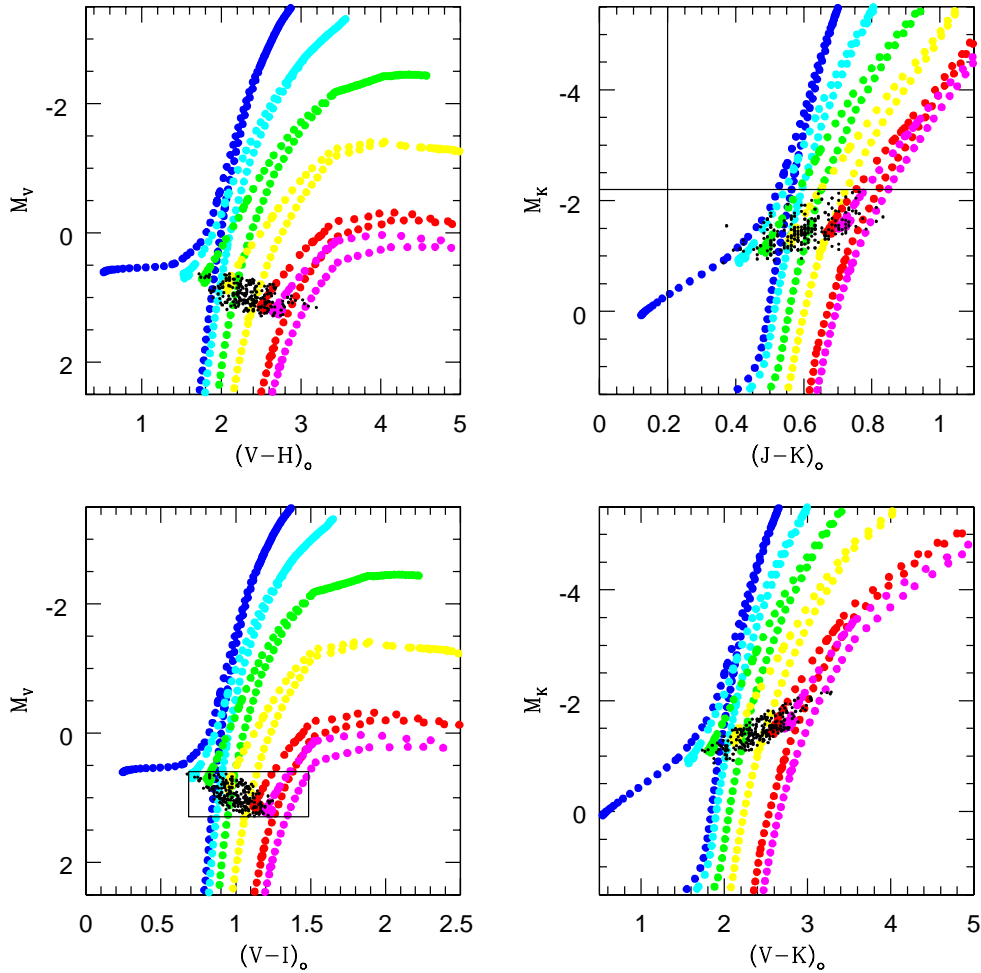


FIG. 4.8 – Représentation des isochrones de Girardi et al. (2000) d'étoiles de 10^{10} ans de diverses métallicités (bleu : $[\text{Fe}/\text{H}]=-2.0$, cyan : $[\text{Fe}/\text{H}]=-1.5$, vert : $[\text{Fe}/\text{H}]=-1.0$, jaune : $[\text{Fe}/\text{H}]=-0.5$, rouge : $[\text{Fe}/\text{H}]=0.0$, magenta : $[\text{Fe}/\text{H}]=+0.30$). Dans ces modèles, le red clump est identifié par la concentration de points aux alentours de $M_V=1$ et $M_K=-1.5$. Les étoiles avec $[\text{Fe}/\text{H}]<-1.7$ ne passent plus par le red clump mais brûlent leur hélium au centre sur la branche horizontale bleue. La superposition de l'échantillon étudié (couleurs dérougées) à ces isochrones indique que la sélection devrait être complète jusqu'à des métallicités de -1.5 . Les critères de sélection appliqués à notre échantillon sont indiqués en traits noirs dans les diagrammes $(M_V, (V-I)_0)$ et $(M_K, (J-K)_0)$.

celle des étoiles du bulbe. Par conséquent, leurs paramètres stellaires sont proches de ceux des étoiles du red clump du bulbe et sont ainsi bien déterminés par la méthode appliquée à l'ensemble de l'échantillon. On s'attend donc que les valeurs des métallicités de ces étoiles soient de l'ordre de la métallicité moyenne des étoiles du disque épais, soit ~ -0.6 dex. Dans ce cas, suivant les incertitudes à la fois sur le nombre d'étoiles du disque épais déduit du modèle et celle sur le nombre d'étoiles dans un bin de métallicité, le pic d'étoiles situé aux environs de $-0.6, -0.7$ dex de la DM peut s'expliquer totalement ou en partie par la contamination de l'échantillon par les étoiles du disque épais. La contamination des étoiles du disque mince est moins évidente à localiser dans la DM. D'après le modèle de Besançon, ces étoiles sont situées sur la branche des sous-géantes avec des températures proches de celles des étoiles du RC mais des gravités plus élevées ($\log g \sim 3.0-3.5$). Cependant, pour le calcul de la gravité ces étoiles sont supposées appartenir au clump du bulbe et la valeur de leur gravité est donc sous-estimée de 0.5 à 1.0 dex. Or, à température fixée, une augmentation/diminution de la valeur de $\log g$ affecte peu la valeur de $[\text{Fe}/\text{H}]$ déduite des raies de Fe I : une diminution de $\log g$ de 1 dex entraîne une diminution de la valeur de $[\text{Fe}/\text{H}]$ de l'ordre de 0.20 dex, n'excédant pas 0.25 dex. Ainsi, en supposant que ces étoiles du disque mince ont, en réalité, des métallicités proches de 0, à l'issue de la procédure d'analyse, elles se retrouvent à des valeurs de métallicités de l'ordre de -0.2 dex. Une partie de la surabondance relative autour de -0.2 dex pourrait être due à la contamination des étoiles du disque mince. Par contre, ces étoiles ne peuplent pas la partie la plus riche de la DM. Ceci confirme une fois de plus la réalité de la chute brutale du nombre d'étoiles avec des métallicités supérieures à 0.5 dex.

Avant de poursuivre sur la comparaison de la DM du bulbe établie par cette étude avec celles d'études précédentes, il est utile de rappeler les caractéristiques globales de cette DM. La DM des 220 étoiles du red clump s'étend de -1.13 dex à 0.71 dex avec une valeur moyenne de 0.05 dex. Cette DM est fortement asymétrique avec une valeur médiane de 0.16 dex, et un premier et troisième quartile respectivement de -0.2 dex et 0.38 dex. Le nombre d'étoiles très métalliques est élevé et chute brutalement au delà de $[\text{Fe}/\text{H}] \sim 0.5$ dex. L'ensemble des tests, tris et analyses de l'échantillon indiquent que cette dernière caractéristique de la DM est bien réelle et non due à d'éventuels effets systématiques sur la détermination des paramètres stellaires (et donc sur la valeur de $[\text{Fe}/\text{H}]$) ou bien à la contamination de l'échantillon. La faible proportion du nombre d'étoiles avec des métallicités < -0.7 est aussi, bien réelle même si la sélection d'étoiles dans le RC exclut d'éventuels candidats avec des métallicités plus petites que -1.5 dex. La première surabondance du nombre d'étoiles autour de -0.6 dex est une caractéristique stable de la DM, insensible aux modifications de l'échantillonnage ainsi qu'aux tris de l'échantillon suivant les erreurs. Cependant, une partie de cette surabondance peut s'expliquer par la contamination de l'échantillon par des étoiles du disque épais en accord avec la prédiction du modèle de Besançon. La deuxième surabondance relative située aux environs de -0.2 dex est plus délicate à interpréter. Cette dernière caractéristique principale de la DM ne semble pas provenir d'erreurs sur l'analyse ou d'incertitudes plus grandes sur détermination de la valeur de $[\text{Fe}/\text{H}]$. La contamination par les étoiles du disque mince pourrait peupler une partie de cette région de la DM. D'un autre côté, alors qu'elle devient très peu significative pour les DM établies avec des bins plus larges, elle est très piquée autour de -0.15 dex pour des bins plus petits. Cette forte concentration d'étoiles autour d'une valeur moyenne pourrait être due à des étoiles appartenant à un même amas globulaire présent dans la région, ou bien aux restes d'un amas globulaire dissous. Les deux amas globulaires du bulbe NGC6522 et NGC 6528 présents dans cette région ne semblent cependant pas de bons candidats pour expliquer cette surabondance. Le premier, qui se situe dans la fenêtre d'observation, même si exclu de la sélection de l'échantillon, a une métallicité de $[\text{Fe}/\text{H}] = -1$. Le second, avec une métallicité moyenne de l'ordre de -0.1 dex n'est pas dans la fenêtre d'observation de l'échantillon.

4.2.2 Comparaison avec les DM les plus récentes

Dans cette section, la DM obtenue dans la fenêtre de Baade, précédemment décrite, est comparée avec celle de deux études particulièrement significatives (les plus récentes et basées sur les plus grands échantillons (quelques centaines d'étoiles)) : celle de Zoccali et al. (2003) basée sur des déterminations photométriques de métallicités et la recalibration par Fulbright et al. (2006) des DM de Rich (1988) et de Sadler et al. (1996), toutes deux déduites de données spectroscopiques à basse résolution.

DM issue de données photométriques

Zoccali et al. (2003, ci-après Z03) ont combiné les données photométriques dans le visible (bandes V et I) obtenues avec WFI (Momany et al. 2001) et les données IR du catalogue 2MASS pour établir le diagramme couleur-magnitude (M_K , V-K) d' ~ 22000 étoiles du bulbe dans un champ centré sur $(l, b) = (0.277^\circ, -6.167^\circ)$. La contamination du disque a été traitée d'un point de vue statistique sur l'ensemble du champ à partir d'un diagramme HR du disque dans un champ situé à $(l, b) = (0^\circ, 30^\circ)$. Les métallicités des étoiles ont été déterminées à partir d'une grille de RGB d'amas globulaires de métallicité connues. Afin de réduire les effets systématiques (contamination restant du disque, contamination par les AGB, effet du rougissement, ...), les auteurs ont exclu de l'échantillon, les étoiles avec $V - K < 2.8$ et $M_K > -4.5$ et construit la DM finale avec les 503 étoiles restantes.

Sur l'intervalle $[-2.6, 0.6]$, la DM présente un maximum aux environs de -0.2 dex avec une diminution du nombre d'étoiles très abrupte au delà de la métallicité solaire (figure. 4.9). Elle montre, par rapport aux DM présentées jusque-là, un nombre plus grand d'étoiles avec $[Fe/H] < -1$, même si ce nombre chute de manière significative au delà de $[Fe/H] = -1.5$. La DM montre dans son ensemble un bon accord avec la prédiction du modèle simple (voir section 4.3.2, pour un rappel des caractéristiques du modèle simple) avec un *yield* $Z=0.015$ avec cependant (i) un déficit du nombre d'étoiles avec $-1 < [Fe/H] < -0.5$ (ii) un excès d'étoiles à métallicité proche de zéro (iii) un léger déficit d'étoiles très pauvres en métaux qui évoque le problème des naines G (iv) une queue de distribution aux fortes métallicités plus pentue que celle prédite par le modèle. Cette dernière caractéristique de la DM est considérée robuste par les auteurs pour deux raisons. D'abord parce que la couleur (V-K) des étoiles de la RGB est de plus en plus sensible à la métallicité et une queue moins abrupte aux fortes métallicités se serait traduite sur le diagramme HR observé par un élargissement du haut de la RGB. Ensuite parce que cette queue de distribution aurait été plus piquée si les effets de distance et de rougissement avaient été sous-estimés.

La figure 4.9 illustre la comparaison entre notre DM et celle de Z03 et révèle à la fois des similitudes et différences entre les deux DM :

- La queue de distribution aux faibles métallicités ($[Fe/H] < -1.5$) est présente seulement dans la DM de Z03. Cette différence était attendue. Tout d'abord, parce que même si ces étoiles se trouvaient dans le bulbe, elles n'auraient pas pu faire partie de l'échantillon étant donné la sélection du red clump effectuée de manière à réduire la contamination des étoiles du disque. D'autre part, les auteurs de Z03 reconnaissent eux-mêmes que la population détectée avec $[Fe/H] < -1.5$ n'est pas significative. En effet, c'est dans ce domaine de métallicités que la contamination par les étoiles du disque galactique est la plus importante. Même avec une décontamination statistique de l'échantillon des étoiles de la RGB, le nombre d'étoiles avec des métallicités plus petites que -1.5 dex est très petit et n'est pas suffisant pour rendre cette queue de distribution aux faibles métallicités significative.
- Le pic de la DM (et par conséquent la valeur moyenne de la métallicité de l'échantillon) est décalé de ~ -0.3 par rapport à la DM du red clump. Deux phénomènes différents, dont il est difficile d'isoler les contributions respectives, peuvent expliquer cette différence entre les deux DM. Tout d'abord, les champs observés en direction du bulbe sont différents : la DM Z03 repose sur un

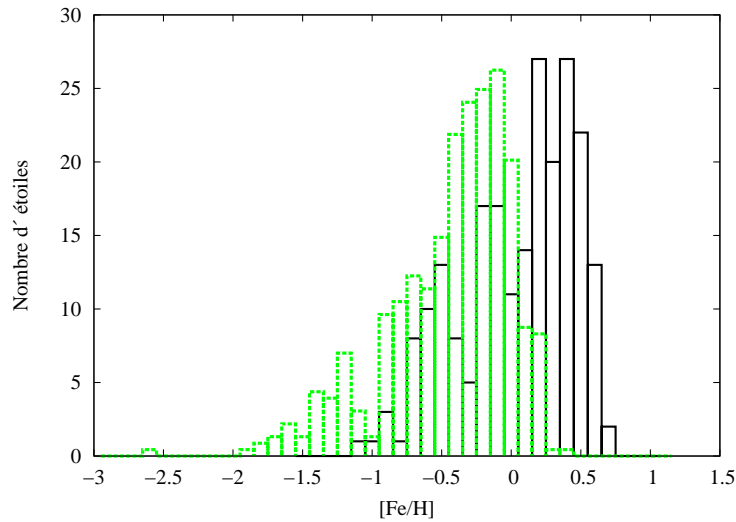


FIG. 4.9 – Comparaison de la DM des 220 étoiles GIRAFFE de cette étude (en noir) avec la DM de Zoccali et al. (2003) (en vert). Pour la comparaison, ces deux DM ont été normalisées au nombre d'étoiles de l'échantillon GIRAFFE.

échantillon situé à $b=-6$. S'il existe un gradient radial de métallicité au sein des populations stellaires du bulbe galactique, les deux échantillons ne sont alors plus comparables. La différence de valeur moyenne entre les deux DM pourrait s'expliquer par la présence d'un gradient de l'ordre de 1 dex/kpc, une valeur non réaliste. La source la plus probable de ce décalage entre les deux DM est la méthode d'estimation des métallicités à partir des branches de RGB observées d'amas globulaires de métallicités connues avec des données photométriques. En effet, la différence entre les deux DM est particulièrement marquée aux fortes métallicités, un domaine dans lequel peu d'amas globulaires sont observés alors que pour ceux qui le sont, les valeurs des métallicités restent incertaines. Dans l'étude de Z03, les amas globulaires servant de calibrateurs aux fortes métallicités sont NGC6528 et NGC6553 avec une métallicité identique de l'ordre de -0.1 dex, bien loin des métallicités atteintes par les étoiles les plus riches en métaux de notre échantillon. Au dessus de -0.1 dex, les valeurs de métallicités sont déduites d'extrapolations. De plus, comme le soulignent les auteurs, le domaine où s'étale la queue de distribution métallique dépend de la valeur de métallicité adoptée pour les deux amas NGC6528 et NGC6553. Une augmentation de 0.2 dex sur la métallicité des deux amas globulaires permet notamment de justifier les écarts aux fortes métallicités de la DM de Z03 avec celle de McWilliam & Rich (1994, recalibration de R88) s'étendant jusqu'à $[Fe/H]=0.5$ dex. Une augmentation encore plus importante devrait être appliquée pour expliquer en partie la différence de la DM de Z03 avec la nôtre.

- Bien que les deux DM soient décalées l'une par rapport à l'autre aux plus fortes métallicités, toutes les deux montrent une asymétrie bien marquée ainsi qu'une diminution très abrupte du nombre d'étoiles aux fortes métallicités.

DM issue de données spectroscopiques

Fulbright et al. (2006, ci-après F06) ont réalisé l'analyse d'un échantillon de 27 géantes du bulbe

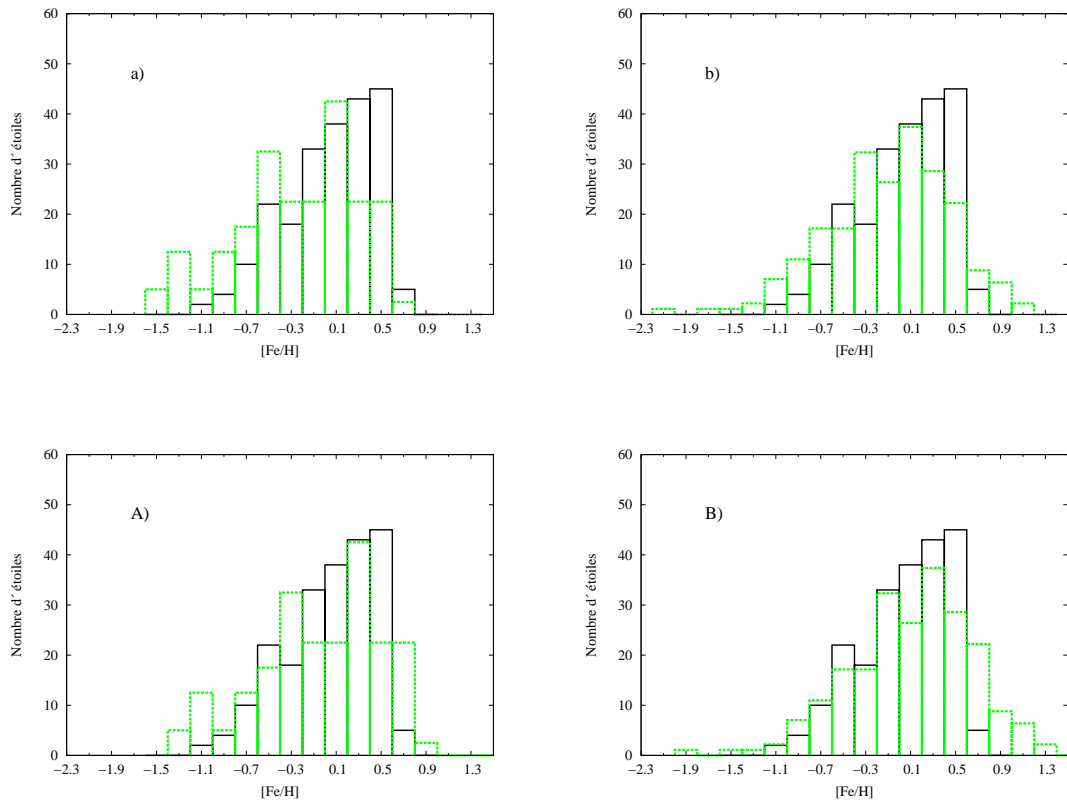


FIG. 4.10 – Comparaison de la DM des 220 étoiles GIRAFFE de cette étude (en noir) avec les DM recalibrées (en vert) de **a)** Rich (1988) et **b)** Sadler et al. (1996) et ces mêmes DM décalées de +0.2 dex (A et B). Pour la comparaison, ces deux DM ont été normalisées au nombre d'étoiles de l'échantillon GIRAFFE. Les DM décalées montrent dans l'ensemble un bon accord avec celle de notre étude. A noter cependant que la diminution du nombre d'étoiles à métallicité élevée est plus brutale dans notre DM que dans celle de Sadler et al. (1996) dont la queue de distribution se prolonge à des valeurs de métallicités bien plus grandes.

de la fenêtre de Baade à partir des spectres haute résolution ($R = 45\,000 - 60\,000$). Ils ont utilisé leurs mesures de $[\text{Fe}/\text{H}]$ pour calibrer les DM de Rich (1988) (ci-après R88) et de Sadler et al. (1996) (ci-après SRT96), toutes deux basées sur des spectres basse résolution. Ces relations de calibration ont été établies en comparant les valeurs de $[\text{Fe}/\text{H}]$ des étoiles communes aux deux échantillons (21 étoiles communes avec R88, 17 avec SRT96).

La nouvelle DM de R88 (figure 4.10) a été obtenue en appliquant la relation de calibration aux 88 étoiles de l'échantillon. Cette nouvelle DM s'étend de -1.6 à 0.8 avec une valeur moyenne de -0.25 ± 0.06 dex et un pic du nombre d'étoiles bien marqué vers 0.2 dex. L'analyse de Fulbright et al. (2006) montre que, par rapport au modèle simple, la DM possède un déficit du nombre d'étoiles entre -0.3 et 0.3 dex et un excès d'étoiles dans la queue très métallique.

L'échantillon de SRT96 comprend 268 étoiles géantes membres du bulbe parmi lesquelles 217 ont été identifiées par les auteurs comme étoiles du RC. C'est ce sous échantillon qu'a choisi FB06 pour définir une DM du bulbe. La DM obtenue (figure 4.10) s'étend sur un intervalle de métallicités plus large que celui de R88, de -2.2 à 1.1 dex. Par rapport à la DM de R88, sa valeur moyenne est plus grande (-0.10 ± 0.04 dex) et elle présente un nombre d'étoiles avec $[\text{Fe}/\text{H}] > 0$ beaucoup plus grand.

La DM de notre étude est comparée en figure 4.10 à ces deux DM recalibrées tel qu'elles ont été établies par FB06 ainsi qu'à ces deux mêmes DM décalées de -0.2 dex, qui est l'ordre de grandeur de l'effet systématique due à la détermination classique de la vitesse de microturbulence ξ appliquée par les auteurs. Les points suivant peuvent être soulignés :

- Si l'on tient compte de l'effet systématique de 0.2 dex provenant de la différence de méthode de détermination de ξ , la valeur moyenne de notre DM (0.05 dex) est compatible avec celles des deux autres DM.
- Les trois DM montrent un comportement aux fortes métallicités différent. Après décalage, la proportion d'étoiles riches en métaux des DM recalibrés devient comparable à celle dans notre échantillon. Cependant, le nombre d'étoiles aux très fortes métallicités chute de manière plus brutale dans notre étude que dans la DM recalibrée de R88 alors que celle de SRT96 présente une diminution graduelle du nombre d'étoiles à fortes métallicités. Cette différence peut provenir de la calibration elle-même par le biais des relations des calibrations établies seulement à partir d'une dizaine d'étoiles. En particulier, la relation de calibration appliquée aux étoiles de l'échantillon de SRT96 calculée pour 15 étoiles reste assez dispersée même après le retrait des étoiles s'écartant de ± 1 dex de la relation moyenne. De plus, pour les deux étoiles les plus métalliques (~ 0.8 dex) de l'échantillon de SRT96, la métallicité mesurée par F06 est plus petite, de l'ordre de 0.5 dex. Cette dernière valeur est aussi la valeur maximale de la métallicité directement mesurée par F06 dans son échantillon. Ce sont des indices que la relation de calibration de F06 appliquée à l'ensemble de l'échantillon n'est pas adaptée aux métallicités les plus élevées. Pour $[\text{Fe}/\text{H}] > 0.5$, il est probable que la forme de la DM de SRT96 provienne uniquement de plus grandes erreurs de mesures et ne reflète pas la DM sous-jacente du bulbe.
- Les deux DM montrent une petite surabondance relative centrée en -0.5 dex dans la DM de Rich (1988) et centrée en -0.3 dex dans celle de Sadler et al. (1996) qui dans les DM décalée de 0.2 dex évoque celle qui apparaît dans notre DM.

4.3 Comparaison avec les modèles théoriques d'évolution chimique

Dans cette section, après une description rapide des principaux ingrédients et définitions des modèles d'évolution chimique, une analyse de l'évolution chimique du bulbe est effectuée par comparaison de la DM de notre étude, d'abord avec le modèle d'évolution chimique le plus simple (modèle de boîte fermée) ensuite avec le modèle récent de Ballero et al. (2007) développé spécifiquement pour le bulbe. Ce dernier

modèle prédit en plus d'une DM, l'évolution des rapports des éléments- α sur fer avec la métallicité. Les abondances en O et Mg mesurées dans les étoiles de notre échantillon seront comparées avec ces prédictions dans le but de contraindre les processus de formation et d'enrichissement chimique du bulbe galactique.

4.3.1 Les ingrédients des modèles d'évolution chimique

La formation et la nucléosynthèse stellaire sont les moteurs de l'évolution des systèmes dans les modèles d'évolution chimique. Le gaz initialement présent dans le système (de composition primordiale) se transforme progressivement en étoiles. Lorsqu'elles arrivent à la fin de leur évolution, ces étoiles restituent au milieu interstellaire une partie de leur matière (par l'intermédiaire de vents stellaires, explosions de supernovae, nébuleuses planétaires) enrichie en éléments lourds, produits de la nucléosynthèse stellaire. La composante gazeuse du système s'enrichit ainsi progressivement en métaux et donne naissance à de nouvelles générations d'étoiles dont la métallicité devient de plus en plus élevée. Une partie de la matière n'est pas restituée au milieu interstellaire et reste piégée dans les étoiles qui n'évoluent plus (naines blanches, étoiles à neutrons, trous noirs) ou bien dans les étoiles de faibles masses de durée de vie élevée.

Ce modèle simple d'évolution chimique est décrit quantitativement par un système d'équations rappelées dans Pagel (1997). Sauf en effectuant certaines hypothèses simplificatrices (voir section 4.3.2), ce système d'équations n'admet que des solutions numériques. Sa résolution nécessite la connaissance des trois grandeurs fondamentales (i) la fonction de masse initiale (IMF pour *Initial Mass Function*) (ii) le taux de formation stellaire (SFR pour *Star Formation Rate*) (iii) les quantités des atomes éjectés à la fin de la vie d'une étoile de masse donnée (désignés, même en français, par les *yields* stellaires).

(i) La fonction de masse initiale

Le nombre d'étoiles dN dans l'intervalle de masse m , $m + dm$ peut s'écrire sous la forme :

$$dN = \phi(m)dm \quad (4.1)$$

où $\phi(m)$ est la fonction de masse initiale (IMF) qui représente la distribution des masses stellaires résultant d'une seule flambée de formation d'étoiles. L' IMF est normalisée à :

$$\int_{M_i}^{M_s} m\phi(m) dm \quad (4.2)$$

La masse limite supérieure M_s , généralement choisie entre 50 et 100 M_\odot a peu d'influence sur les résultats des modèles d'évolution chimique en raison du faible nombre d'étoiles très massives. Par contre, la masse limite inférieure M_i joue un rôle très important car elle fixe la matière piégée dans les étoiles de faibles masses et qui ne contribue pas à l'évolution chimique.

Du point de vue théorique, les déterminations de l'IMF reposent sur une modélisation de l'effondrement et de la fragmentation des nuages de gaz à partir desquels les étoiles se forment. Certains de ces modèles supposent que la limite inférieure des masses des étoiles est reliée à la masse de Jeans (Larson 1998; Elmegreen 1999b; Bonnell et al. 2006). Cependant, comme le souligne Kroupa (2007), ces modèles prédisent que les régions des nuages protostellaires les plus denses devraient générer les étoiles de plus petites masses alors que du point de vue observationnel, les étoiles les plus massives sont visibles dans les régions les plus denses. D'autres modèles (Adams & Fatuzzo 1996) n'utilisent pas le concept de masse de Jeans et supposent que la masse finale de l'étoile est régie par les phénomènes d'accrétion et de perte de masse. Leurs prédictions de l'IMF s'écartent des observations dans le domaine des masses élevées. Ainsi, par manque d'une théorie fiable de la formation stellaire, l'IMF ne peut être calculée

directement. La valeur adoptée dans la majorité des modèles d'évolution chimique est déduite d'observations parmi lesquelles le comptage d'étoiles, la fonction de luminosité, la relation masse-luminosité en effectuant des hypothèses sur le SFR.

A partir de l'analyse d'un comptage d'étoiles au voisinage solaire, Salpeter (1955) a établi la première IMF sous la forme d'une loi de puissance :

$$\phi(m) = \frac{dN}{dm} \propto m^{-(1+x)} \propto m^{-\alpha} \quad (4.3)$$

avec $x = 1.35$ pour $0.4 < \frac{m}{M_{\odot}} < 10$ et M_{\odot} la masse du Soleil. Des analyses plus récentes (Miller & Scalo 1979; Scalo 1986; Kroupa et al. 1993) ont élargi l'intervalle de masse de Salpeter et favorisent une IMF définie sur plusieurs intervalles sur lesquels la pente x est différente. La pente est moins raide que celle de Salpeter dans le domaine des faibles masses ($M \lesssim 1M_{\odot}$ et plus raide pour des masses $M \gtrsim 2M_{\odot}$). Plus récemment, Kroupa (2001) a analysé la compilation des estimations d'IMF pour des amas d'étoiles et des associations OB dans la Galaxie et le grand nuage de Magellan effectuée par Scalo (1998) et défini une IMF universelle avec les indices suivants :

$$\alpha = \begin{cases} 0.3 \pm 0.7 & \text{pour } 0.01 \leq m/M_{\odot} < 0.08 \\ 1.3 \pm 0.5 & \text{pour } 0.08 \leq m/M_{\odot} < 0.50 \\ 2.3 \pm 0.3 & \text{pour } 0.50 \leq m/M_{\odot} < 1.00 \\ 2.7 \pm 0.7 & \text{pour } 1.00 \leq m/M_{\odot} \end{cases} \quad (4.4)$$

Encore aujourd'hui, la question se pose de savoir si l'IMF est bien universelle ou alors si elle admet des variations dans le temps et/ou avec les conditions physiques du gaz donnant naissance aux étoiles. D'après les modèles théoriques cités précédemment, l'IMF dépend de la métallicité du gaz puisque dans un environnement plus riche en métaux, le gaz se refroidit de manière plus efficace et par conséquent, les masses des fragments de gaz sont plus petites. Cependant les observations dans les amas globulaires ainsi que dans les étoiles les plus riches de la Galaxie ne montrent pas une dépendance en métallicité de l'IMF. A l'inverse, certains modèles d'évolution chimique, suggèrent une IMF différente pour la formation stellaire des galaxies elliptiques et du bulbe galactique, favorisant les étoiles de masse élevées (voir section 4.3.3).

(ii) Le taux de formation stellaire

Le SFR, $\psi(t)$, représente la masse de gaz se transformant en étoiles dans un intervalle de temps $t + dt$. La variation de la masse sous forme d'étoiles M_* peut alors être décrite par l'équation :

$$\frac{dm_*}{dt} = \psi(t) - E(t) \quad (4.5)$$

où $E(t)$ est la masse ejectée par les étoiles arrivant en fin de vie (voir (iii)). Le SFR est la partie la plus inconnue de l'évolution galactique. Dans la Galaxie ou dans les galaxies extérieures, les traceurs du SFR au temps présent sont les suivants :

- comptage d'étoiles dans une région définie du diagramme HR. Cette méthode ne s'applique qu'aux galaxies proches.
- flux dans les raies de recombinaison (H_{α} , H_{β} ,...) émise par le gaz ionisé par le rayonnement d'étoiles O et B.
- flux dans l'ultraviolet des étoiles O et B
- émission dans l'infrarouge lointain des poussières chauffées par l'absorption du rayonnement UV des étoiles O et B.

Ces différents traceurs montrent que l'histoire du SFR est différent selon le type de galaxie. La formation stellaire peut se caractériser par un violent sursaut, ou bien par un petit nombre de sursauts séparés par des phases d'inactivité (cas des galaxies naines) ou alors se produire d'une manière irrégulière dans le temps.

Il n'existe pas à l'heure actuelle de théorie fournissant l'expression du SFR dans une galaxie donnée. Dans les modèles d'évolution chimique, une paramétrisation du SFR contrainte par les observations du système est adoptée. La paramétrisation la plus fréquemment utilisée est celle de Schmidt (1959) qui relie le SFR à la densité de gaz σ_{gaz} par l'expression :

$$\psi = v\sigma_{\text{gaz}}^k \quad (4.6)$$

où v est l'efficacité de formation stellaire. Un grand nombre d'études ont testé la validité de loi de Schmidt et mesuré des valeurs de k , pour la plupart entre 1 et 2, dépendant du traceur utilisé. A partir des données observationnelles d'un large échantillon de galaxies spirales et de galaxies à flambée d'étoiles, Kennicutt (1998) a notamment montré que la formation stellaire globale était bien représentée par la loi de Schmidt avec une même valeur de $k = 1.4 \pm 0.15$ pour toutes les galaxies. D'autres paramétrisations du SFR existent (voir Matteucci 2007, pour un résumé des paramétrisations les plus utilisées dans les modèles d'évolution chimique), certaines faisant intervenir des propriétés dynamiques du gaz.

(iii) Les *yields* stellaires

La masse éjectée par les étoiles en fin de vie à l'instant $E(t)$ peut s'écrire :

$$E(t) = \int_{M_t}^{M_U} (M - R_M)\psi(t - \tau_M)\phi(M)dM \quad (4.7)$$

avec τ_M la durée de vie d'une étoile de masse M , $(M - R_M)$ la masse qu'elle éjecte, R_M étant la masse du résidu. M_t est la masse de l'étoile dont la durée de vie $\tau_M = t$ et représente la limite inférieure des masses des étoiles arrivant en fin de vie à l'instant t . La limite supérieure M_U est celle donnée par l'IMF.

Pour suivre l'évolution de l'abondance d'un élément chimique (ou isotope) particulier X , on introduit la masse éjectée sous forme de cet élément par les étoiles mourantes, qui s'écrit de manière analogue à l'équation 4.7 :

$$E_X(t) = \int_{M_t}^{M_U} Y_X(M)\psi(t - \tau_M)\phi(M)dM \quad (4.8)$$

$Y_X(M)$ est la masse de l'élément X éjectée par une étoile de masse M , ou *yield* stellaire. Les valeurs de $Y_X(M)$ sont calculées par des modèles théoriques d'évolution et de nucléosynthèse stellaire. Les incertitudes sur les valeurs de $Y_X(M)$, variant avec X et M , proviennent des incertitudes sur ces modèles (traitement de la convection, perte de masse, taux des réactions nucléaires, mécanisme d'explosion des SN,). A noter que dans certaines études, le terme *yield* est utilisé pour désigner le rendement net $y_X(M)$ ("*net yield*" qui est la masse d'un élément (ou isotope) nouvellement créé par l'étoile :

$$y_X(M) = Y_X(M) - A_{X,0}(M - R_M) \quad (4.9)$$

où $A_{X,0}$ est l'abondance de l'élément X au moment de la formation de l'étoile. Les *yields* sont aussi parfois désignés en termes de facteur de surproduction $f_X(M)$ défini par :

$$f_X(M) = \frac{Y_X(M)}{A_{X,0}(M - R_M)} \quad (4.10)$$

4.3.2 Le modèle de boîte fermée : comparaison de la DM prédite

Connaissant les expressions de l'IMF, du SFR et des *yields*, les solutions des équations de l'évolution chimique peuvent être évaluées numériquement. Si l'on suppose "l'approximation du recyclage instantané" (IRA pour "*Instantaneous Recycling Approximation*"), ces équations admettent alors des solutions analytiques qui s'avèrent suffisantes pour expliquer certaines observables ou bien apporter des limites sur les modèles (Edmunds 1990). L'IRA, introduite pour la première fois par Schmidt (1963), considère l'évolution et la nucléosynthèse des étoiles comme des processus instantanés sur l'échelle de temps de l'évolution de la galaxie. Pour un temps t , les étoiles dont le temps de vie τ_M est très petit devant t meurent en éjectant leur matière aussitôt qu'elles naissent ($\tau_M \sim 0$) et les autres étoiles sont supposées éternelles. Dans ce cas, la masse M_t (définie au paragraphe précédent) est la masse limite entre ces deux catégories d'étoiles. Avec ces hypothèses, les équations 4.7 et 4.8 peuvent être simplifiées :

$$E(t) = \int_{M_t}^{M_U} (M - R_M)\psi(t - \tau_M)\phi(M)dM \approx \psi(t) \int_{M_t}^{M_U} (M - R_M)\phi(M)dM \approx \psi(t)R \quad (4.11)$$

et avec les notations de l'équation 4.10 :

$$E_X(t) = \int_{M_t}^{M_U} Y_X(M)\psi(t - \tau_M)\phi(M)dM \approx \psi(t)A_X(t)R + (1 - R)p_X\psi(t) \quad (4.12)$$

où R est par définition la fraction de masse restituée par une génération d'étoiles et p_X est la production nette ("*true yield*" mais aussi par extension *yield*) de l'élément X par unité de masse figée dans les restes stellaires :

$$p_X = \frac{1}{1 - R} \int_{M_t}^{M_U} y_X(M)\phi(M)dM \quad (4.13)$$

p_X qui est une quantité intégrée sur l'IMF servant pour les calculs analytiques, ne doit pas être confondu avec Y_X et y_X qui décrivent la production des étoiles individuelles.

Si l'on se place dans le cas simple d'un système évoluant sans échange de masse avec l'extérieur (modèle dit de "boîte fermée", Searle & Sargent (1972)), la masse totale m de ce système est décrite par l'équation :

$$\frac{dm}{dt} = 0 \quad (4.14)$$

Dans ce cas, l'équation 4.5 s'écrit :

$$\frac{dm_*}{dt} = (1 - R)\psi(t) \quad (4.15)$$

La masse de gaz $m_G = m - m_*$ vérifie donc l'équation symétrique :

$$\frac{dm_G}{dt} = -\psi(t) + E(t) = -(1 - R)\psi(t) \quad (4.16)$$

et l'abondance A_X de l'élément X obéit à l'équation :

$$\frac{d(m_G A_X)}{dt} = -A_X(t)\psi(t) + E_X(t) \quad (4.17)$$

En introduisant la fraction gazeuse $\sigma_G = \frac{m_G}{m}$, la résolution de l'équation précédente fournit la relation :

$$A_X - A_{X,0} = p_X \ln \left(\frac{1}{\sigma_G} \right) \quad (4.18)$$

Pour tous les métaux, $A_{X,0} = 0$ et cette expression devient $A_X = -p_X \ln(\sigma_G)$. Ce premier résultat, issu de l'IRA, présente un intérêt particulier dans le sens où l'abondance de l'élément X ne dépend pas de la forme du SFR. Elle est proportionnelle au rendement p_X et dépend de la fraction du gaz actuel mais pas de la chronologie des événements de la formation stellaire.

Un second résultat important du modèle en boîte fermée dans le cadre de l'IRA est la distribution de la métallicité des étoiles du système. Avec les équations 4.15 et 4.17, la variation du nombre d'étoiles N en fonction de la métallicité Z s'écrit :

$$\frac{dN}{dZ} = \frac{1}{p} e^{-\frac{Z}{p}} \quad (4.19)$$

Dans le modèle simple, la fonction de distribution des métallicités des étoiles (dN/dZ) est aussi une caractéristique indépendante du SFR et le *yield* p représente la métallicité moyenne des étoiles du système. Pour une comparaison avec les résultats provenant des déterminations spectroscopiques (fournissant la valeur de $[Fe/H] = \log(Z/Z_\odot)$ plutôt que celle de Z), il est utile d'exprimer la fonction de distribution sous la forme $ds/d\log Z$ en fonction de $\log Z$. Une petite modification de l'équation 4.19 fournit :

$$\frac{dN}{d\log Z} \propto Z e^{-\frac{Z}{p}} \quad (4.20)$$

Cette fonction de distribution de $[Fe/H]$ est une courbe asymétrique dont le maximum est atteint pour $Z=p$.

Une première interprétation de la DM du bulbe en terme d'évolution chimique, peut être réalisée en appliquant le modèle de boîte fermée aux étoiles de notre échantillon, qui malgré son caractère simple peut permettre de dégager quelques caractéristiques essentielles de la DM observée qui devront être prises en compte dans des modèles d'évolution chimique plus complexes. La première DM du bulbe galactique (Rich 1990) montrait dans son ensemble un bon accord celle prédite par le modèle simple avec l'adoption d'une valeur de *yield* élevée ($p \sim 2$) et que le bulbe, contrairement au disque, ne semblait pas souffrir du problème des naines G. Par la suite, les recalibrations de cette distribution ont confirmé que le bulbe ne pouvait être traité comme un système fermé.

La figure 4.11 illustre la comparaison des DM ($[Fe/H]$ et Z) de notre étude avec celles du modèle de boîte fermée (expressions 4.19 et 4.20). Les fonctions de distribution ont été calculées une valeur de *yield* égale à la valeur moyenne de Z ($p=1.59$) et à la valeur médiane de Z ($p=1.44$ et $[Fe/H] \sim 0.16$). Pour la comparaison, les fonctions ont été normalisées par rapport à l'aire de l'histogramme de la DM observée. La différence entre les deux fonctions est quasiment invisible dans le plan $(dN/dZ, Z/Z_\odot)$.

- Dans le domaine $[Fe/H] \lesssim -0.15$, la forme de la DM observée est globalement bien reproduite par le modèle de boîte fermé. Cependant, ce modèle surestime le nombre d'étoiles aux environ de $[Fe/H] = -0.3$ et $[Fe/H] = 0$. L'écart entre le modèle et la DM observée autour de -0.6 dex peut s'expliquer en partie par la contamination et disparaîtrait si l'on excluait ces étoiles de l'échantillon.
- Le modèle de boîte fermé prédit plus d'étoiles aux faibles métallicités même si ce nombre n'est plus significatif au-delà de $[Fe/H] = -1.5$.
- Le nombre d'étoiles très métalliques est sous estimé par le modèle. Cet effet est d'autant plus important dans le cas du modèle calculé avec un *yield* égal à la métallicité moyenne. Avec un *yield* égal à la valeur médiane de la métallicité, l'effet est un peu moins important alors que d'un autre côté le modèle prédit plus d'étoiles avec des métallicités plus grandes que 0.7.

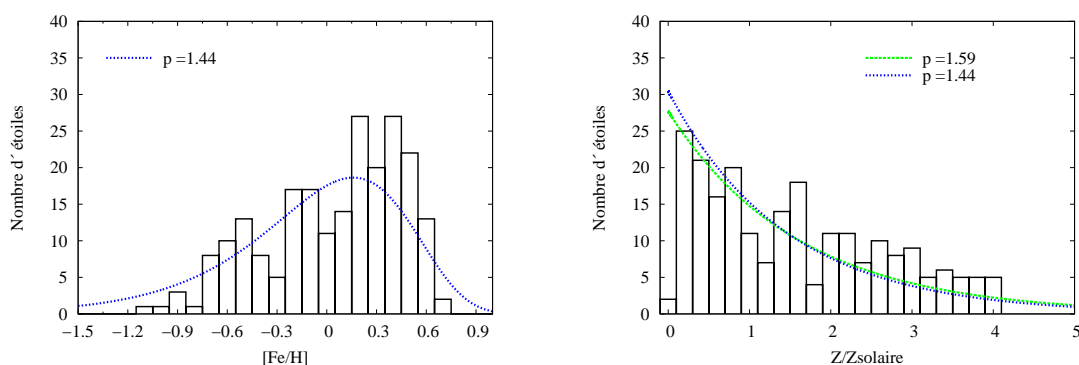


FIG. 4.11 – Comparaison entre la DM des 220 étoiles du red clump de la fenêtre de Baade (histogramme) et les prédictions du modèle simple ("boîte fermée") pour une valeur de *yield* égale à la valeur moyenne de Z ($p=1.59$, trait vert) et à la valeur médiane ($p=1.44$, trait bleu). Le modèle surestime le nombre d'étoiles autour de $[Fe/H]=-0.3$ et $[Fe/H]=0$. La différence principale entre les résultats du modèle et la DM observée se situe aux fortes métallicités : le nombre d'étoiles observées avec $0.2 < [Fe/H] < 0.6$ (soit $1.6 < Z/Z_{\odot} < 3$) est plus élevé par rapport au modèle et la forte diminution du nombre d'étoile au-delà de 0.5 dex n'est pas non plus représentée par le modèle.

- Finalement, quelque soit la valeur du *yield* adoptée, ce modèle simple ne reproduit pas une des caractéristiques principales de la DM observée : la diminution très brutale du nombre d'étoiles avec des métallicités supérieures à 0.5 dex.

Ce dernier point, avait déjà été observé par Z03. Cette diminution abrupte du nombre d'étoiles aux métallicités sursolaires suggère qu'une partie du gaz a dû s'échapper du système empêchant la formation stellaire de se poursuivre. Les observations des galaxies à haut redshift (Steidel et al. 1996; Renzini 1997) favorisent une perte du gaz du système sous la forme de vents stellaires générés par l'énergie thermique dégagée par les explosions de SNe. La présence éventuelle de ces vents stellaires, ou plus généralement la perte de gaz par le système n'était pas incluse dans les premiers modèles d'évolution chimique du bulbe galactique de (Matteucci & Brocato 1990; Matteucci et al. 1999). Du point de vue théorique, la présence éventuelle de ces vents est rejetée par Elmegreen (1999a) avec l'argument que le bulbe est soumis à un potentiel trop fort pour permettre à la matière de s'échapper alors que le gaz est converti en étoiles sur des échelles de temps très courts (modèle de formation du bulbe à flambée d'étoiles). Malgré cette donnée théorique, de récentes études ont incorporé la perte de gaz dans leurs modèles d'évolution chimique du bulbe (Ferreiras et al. 2003; Ballero et al. 2007).

4.3.3 Le modèle d'évolution chimique de Ballero et al. (2007)

Leur modèle est une extension au bulbe du modèle d'évolution chimique de la Galaxie de Chiappini et al. (1997)¹⁰. Il suppose que le bulbe s'est formé par un effondrement rapide du gaz primordial (le même gaz formant le halo) s'accumulant au centre de la Galaxie. Le bulbe est représenté par une région de 2 kpc de rayon avec une masse d'environ $10^{10} M_{\odot}$. D'éventuels échanges de matière avec le disque ne sont pas pris en compte puisque le disque se forme bien plus tard dans ces modèles. Les hypothèses

¹⁰Ce modèle repose sur deux principaux épisodes d'infall (apport de gaz), le premier formant le halo puis le disque épais sur une échelle de temps de 10^9 ans et le second formant le disque sur des échelles de temps augmentant avec la distance galactocentrique.

principales de leur modèle sont les suivantes :

1) Le mélange du gaz est instantané, autrement dit à tout moment sa composition chimique est homogène. L'approximation du recyclage instantané du gaz est rejeté et la durée de vie des étoiles est prise en compte.

2) Le SFR est de la forme :

$$\psi(r, t) = \nu G(r, t) = \nu \frac{\sigma_{\text{gaz}}(r, t)}{\sigma_{\text{gaz}}(r, t_G)} \quad (4.21)$$

avec ν l'efficacité de formation stellaire (inverse de l'échelle de temps de formation stellaire), $\sigma_{\text{gaz}}(r, t)$ et $\sigma_{\text{gaz}}(r, t_G)$ sont les densités surfaciques du gaz à un temps t et au temps présent $t_G = 13,7 \cdot 10^9$ ans.

3) L'IMF est de la forme :

$$\phi(m) \propto m^{-(1+x)} \text{ pour } 0.1 \leq m/M_\odot \leq 100 \quad (4.22)$$

4) Le gaz formant le bulbe est de composition primordiale et le taux d'accrétion $\dot{G}(r, t)_{\text{inf}}$ s'exprime par :

$$\dot{G}(r, t)_{\text{inf}} = \frac{A(r)}{\sigma(r, t_G)} e^{-t/\tau} \quad (4.23)$$

où τ est l'échelle de temps de l'effondrement gravitationnel et $A(r)$ contraint afin de représenter la densité de surface actuelle du bulbe.

5) Les valeurs adoptées pour les *yields* sont celles de François et al. (2004), basées sur les valeurs de Woosley & Weaver (1995), ajustées afin de reproduire les abondances observées dans le voisinage solaire.

6) Le traitement d'un vent galactique provoqué par les explosions de SN est inclus dans le modèle. Le bulbe est soumis au potentiel du disque galactique et du halo de matière noire qui lui donnent une énergie de liaison élevée. Un vent galactique se produit lorsque :

$$E_{\text{th,SN}}(t_{\text{GW}}) = E_{\text{b,gaz}}(t_{\text{GW}}) \quad (4.24)$$

avec $E_{\text{th,SN}}(t)$ l'énergie thermique du gaz au temps t due à l'apport d'énergie par les SN (Ia et II) et $E_{\text{b,gaz}}(t)$ l'énergie de liaison du gaz. Au temps t_{GW} , tout le gaz restant est éjecté du bulbe et la formation stellaire et l'accrétion de gaz cessent.

Ballero et al. (2007) ont comparé les prédictions de plusieurs de leurs modèles d'évolution chimique du bulbe (voir Table 1 de leur article), obtenus en faisant varier les paramètres tels que la pente de l'IMF, l'efficacité de formation stellaire ν et l'échelle de temps d'effondrement gravitationnel τ , avec les données chimiques observationnelles les plus récentes : (i) les DM de Zoccali et al. (2003) et de Fulbright et al. (2006), (ii) les rapports en éléments- α (O, Mg, Si, Ca) dans des étoiles d'amas globulaires du bulbe (Carretta et al. 2001; Origlia et al. 2002; Origlia & Rich 2004; Zoccali et al. 2004; Origlia et al. 2005) et dans des étoiles de champ (Rich & Origlia 2005; Zoccali et al. 2006; Fulbright et al. 2007) et (iii) les abondances en azote mesurées dans les nébuleuses planétaires.

(i) La DM prédite montre une sensibilité différente à chacun des trois paramètres :

- Une modification de la pente de l'IMF (à ν et τ fixés) pour les masses $M > 1M_\odot$ n'affecte quasiment pas la forme générale de la distribution mais modifie la position du pic de la distribution. Celui-ci se décale vers les fortes métallicités lorsque la pente de l'IMF diminue : $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -0.5$ pour $x=1.35$ et $[\text{Fe}/\text{H}] \sim 0$ pour $x = 0.95$. En dessous de cette valeur, le pic devient très peu sensible à des changements de x et pour $x = 0.35$, le maximum est atteint pour $[\text{Fe}/\text{H}] \sim 0.1$.

- Une augmentation de ν (de 2 à 200 Gyr^{-1}) a pour conséquence de rendre la DM plus étroite (i.e avec un pic plus prononcé) et tend pour les valeurs les plus élevées à sous-estimer à la fois le nombre d'étoiles les pauvres et les riches en métaux. Par contre, la position du pic n'est pas sensible à une modification de la valeur de ν .
- Les effets, sur la forme de la DM, d'une augmentation de τ (de 0.01 à 0.7 Gyr) sont les mêmes que ceux d'une augmentation de ν avec un effet moins prononcé pour les étoiles à faibles $[\text{Fe}/\text{H}]$.

La DM du modèle de B07 montre un bon accord avec celles de Zoccali et al. (2003) et celle de Sadler et al. (1996) recalibrée par Fulbright et al. (2006) pour un modèle avec une IMF plate ($x = 0.95$). La comparaison avec différentes prédictions laisse apparaître une dégénérescence entre ν et τ : les DM observées sont correctement reproduites pour des valeurs de τ élevées et de faibles valeurs de ν . Cette dégénérescence est levée par la prise en compte de l'évolution des rapports d'abondances.

(ii) Parmi les éléments chimiques, l'oxygène est celui dont l'évolution de l'abondance prédite montre la plus forte sensibilité aux trois paramètres :

- L'évolution de $[\text{O}/\text{Fe}]$ en fonction de $[\text{Fe}/\text{H}]$ prédite par les modèles dépend de la valeur de la pente de l'IMF, plus particulièrement de l'IMF des masses élevées qui sont les étoiles progénitrices des SNII qui produisent l'oxygène. Plus le nombre d'étoiles de grandes masses est élevé (faibles valeurs de x), plus le rapport $[\text{O}/\text{Fe}]$ est élevé à faible métallicité ($[\text{Fe}/\text{H}] < 0.6$). Une diminution de x ne modifie pas l'allure globale du rapport $[\text{O}/\text{Fe}]$ mais décale la position du coude (valeur de $[\text{Fe}/\text{H}]$ pour laquelle la décroissance de $[\text{O}/\text{Fe}]$ devient plus forte traçant l'explosion des premières SNIa) vers les valeurs élevées de métallicités.
- Pour $[\text{Fe}/\text{H}] < -0.2$, une augmentation de ν se traduit par un rapport $[\text{O}/\text{Fe}]$ plus élevé et une décroissance plus forte lorsque $[\text{Fe}/\text{H}]$ augmente mais ne modifie pas la position du coude ($[\text{Fe}/\text{H}] \sim +0.2$). Pour $[\text{Fe}/\text{H}] > 0.2$, le rapport $[\text{O}/\text{Fe}]$ décroît d'autant plus vite que ν est grand car le gaz est alors rapidement consommé et la formation stellaire s'arrête. A noter que l'axe des métallicités n'est pas parcouru à la même vitesse pour différentes valeurs de ν : les métallicités élevées sont atteintes d'autant plus rapidement que ν est grand.
- Le rapport $[\text{O}/\text{Fe}]$ ne montre aucune sensibilité à des modifications de τ pour $[\text{Fe}/\text{H}] < -0.4$. Pour $-0.4 < [\text{Fe}/\text{H}] < 1.0$, aucune différence n'est visible entre les valeurs $\tau = 0.01$ Gyr et $\tau = 0.1$ Gyr. Pour $\tau = 0.7$ Gyr, la position du coude se décale vers des métallicités plus petites et au delà du coude, la décroissance du rapport $[\text{O}/\text{Fe}]$ est plus rapide.

La comparaison des prédictions des modèles avec les rapports $[\text{O}/\text{Fe}]$ observés a permis d'exclure une IMF de type Scalo ainsi que les valeurs de x plus petites que 0.95, non contraintes par la DM. En ce qui concerne le SFR, la comparaison a rejeté les valeurs $\nu = 2$ Gyr et $\nu = 200$ Gyr et les données observationnelles sont bien reproduites pour $\nu = 20$ Gyr. La valeur de τ est plus difficile à contraindre de part les observations même si ces dernières, dans le domaine des métallicités sursolaires, favorisent une valeur de $\tau = 0.7$ Gyr.

Finalement, l'ensemble des contraintes observationnelles (DM et rapports d'abondances) favorisent une évolution chimique du bulbe sur une échelle de temps de formation court avec une efficacité de formation stellaire élevée et une IMF plus plate que celle permettant de reproduire les propriétés du voisinage solaire. Pour ces trois paramètres, les auteurs suggèrent les valeurs suivantes : $\tau \sim 0.1$ Gyr, $\nu \sim 20 \text{ Gyr}^{-1}$ et $x = 0.95$.

La figure 4.12 illustre la comparaison des prédictions de ce modèle (noté par la suite B07) avec (1) la DM obtenue pour les 220 étoiles GIRAFFE du red clump de la fenêtre de Baade et les rapports $[\text{O}/\text{Fe}]$ (2) et $[\text{Mg}/\text{Fe}]$ (3) mesurés pour les 55 étoiles UVES.

(1) Les valeurs de $[\text{O}/\text{Fe}]$ ont été prises en compte par les auteurs (avec les déterminations de ce même rapport par d'autres études) pour contraindre l'ensemble des paramètres. Cependant, si l'accord aux métallicités sous-solaires est correct, étant donné les incertitudes sur les valeurs de $[\text{O}/\text{Fe}]$, ce n'est pas le cas pour $[\text{Fe}/\text{H}] > -0.3$. Pour les étoiles observées, le rapport $[\text{O}/\text{Fe}]$ est en moyenne plus petit (d'environ

0.2 dex) que celui du modèle et décroît plus rapidement au fur et à mesure que $[\text{Fe}/\text{H}]$ augmente.

(2) La forme globale observée de l'évolution de $[\text{Mg}/\text{Fe}]$ en fonction de $[\text{Fe}/\text{H}]$ est assez bien reproduite par le modèle. Cependant, une fois de plus, le modèle surestime les valeurs de $[\text{Mg}/\text{Fe}]$ aux fortes métallicités, même si la diminution de ce rapport avec $[\text{Fe}/\text{H}]$ semble mieux reproduite que dans le cas de l'oxygène.

(3) La fonction de DM du modèle ne s'accorde pas du tout avec celle observée. Ceci était prévisible, étant donné les différences globales entre notre DM et celles de Z03 et F06 (voir la discussion de la section 4.2.2) utilisées comme contraintes observationnelles pour le modèle. Si l'on décalait artificiellement la DM du modèle de +0.2 dex, l'accord entre le modèle et la DM observée serait meilleure dans le domaine des métallicités sursolaires. Dans ce domaine, le modèle reproduit bien la forte proportion d'étoiles observées ainsi que la diminution brutale du nombre d'étoiles aux très fortes métallicités (par la prise en compte de perte de gaz par le système).

Dans le modèle de B07, le paramètre dont la variation affecte le plus la forme de la DM est l'IMF. Pour décaler la DM et atteindre la valeur moyenne de notre DM, il faudrait encore diminuer l'IMF. Cependant, cette sensibilité de la DM disparaît lorsque l'on diminue l'IMF et comme l'ont montré B07, même avec une valeur de $x=0.35$, le pic de la DM n'est décalé que de 0.1 dex. D'un autre côté, une diminution de l'IMF, entraînerait une augmentation de la production de O par les étoiles massives et le rapport $[\text{O}/\text{Fe}]$ serait surestimé par rapport aux valeurs observées. Si l'on tente d'évaluer les contraintes sur les paramètres du modèle de B07 à partir des rapports d'abondances, on tend aussi à un désaccord. Pour reproduire les rapports $[\text{O}/\text{Fe}]$ et $[\text{Mg}/\text{Fe}]$ observés, en particulier le comportement aux fortes métallicités, l'efficacité de formation stellaire doit être augmentée. On s'attend à ce que changement de v entraîne une modification de $[\text{O}/\text{Fe}]$ aux faibles métallicité. Si on augmente v , on produit aussi plus d'étoiles massives et le rapport $[\text{O}/\text{Fe}]$ sera plus élevé aux faibles métallicités. Ceci peut cependant être compensé par une diminution de l'IMF. Dans ce dernier cas, la DM du modèle résultant ne représenterait pas celle observée.

Ainsi, dans le cadre du modèle d'évolution chimique du bulbe de B07, il ne semble pas possible de trouver un ensemble de paramètres permettant de reproduire à la fois la DM et les rapports d'abondance des éléments- α observés. Ceci amène à se poser des questions sur d'autres ingrédients de leur modèle : (i) la loi d'*infall* du gaz (simple loi exponentielle), (ii) composition du gaz apporté par l'*infall* (primordiale) et (iii) paramétrisation de la perte du gaz (iv) paramétrisation du SFR (indice de la loi de Schmidt).

Existe-il d'autres modélisation de la formation du bulbe (modèles d'évolution chimique seuls ou avec la prise en compte des phénomènes dynamiques) qui pourraient représenter toutes les données observationnelles ?

4.3.4 Autres formalismes

Dans la famille des modèles qui s'attachent à décrire principalement l'évolution chimique d'un système, l'étude de Ferreras et al. (2003) présente une alternative intéressante. Ces auteurs montrent qu'en laissant varier librement les deux temps caractéristiques d'une loi d'*infall* (décrite par deux fonctions exponentielles : l'une croissante puis l'autre décroissante) et le paramètre décrivant l'*outflow*, le bulbe peut atteindre une métallicité moyenne élevée sans modifier l'IMF.

Une autre approche radicalement différente consiste à chercher des réponses en tenant compte à la fois des aspects chimiques et dynamiques. Par exemple, Immeli et al. (2004) examine différents chemins de formation des populations stellaires galactiques (halo, disque et bulbe). Dans un système dont les conditions initiales (potentiel et moment angulaire) sont fixées par les simulations cosmologiques (Λ CDM), il suit l'évolution des deux composantes du gaz (gaz froid et gaz chaud) ainsi que des étoiles avec un modèle à trois dimensions. Ce modèle décrit les instabilités qui surgissent dans le gaz, la formation stellaire et l'enrichissement chimique résultant. Il montre en particulier qu'en partant des mêmes

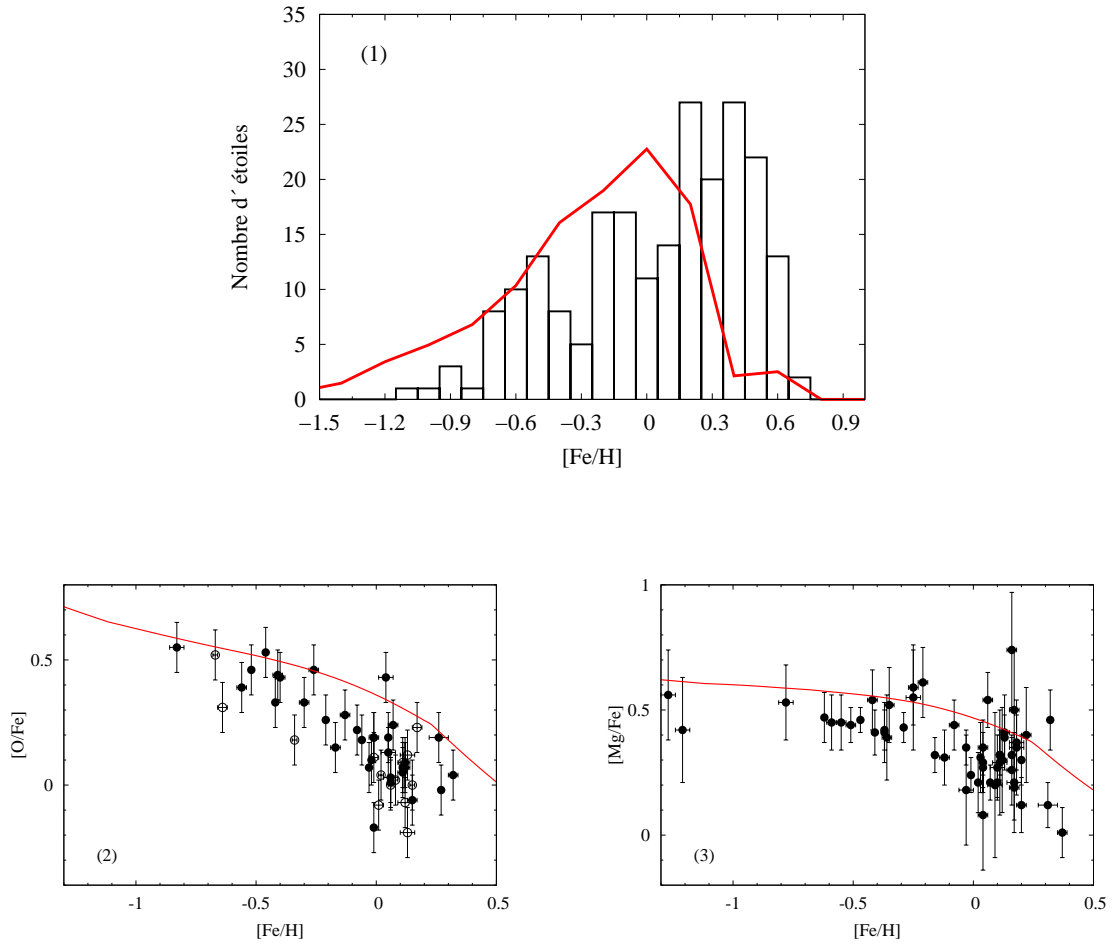


FIG. 4.12 – Comparaison des prédictions du modèle de Ballero et al. (2007) (traits rouges) avec les résultats de notre étude : (1) DM des 220 étoiles du red clump de la fenêtre de Baade (2) $[O/Fe]$ en fonction de $[Fe/H]$ et (3) $[Mg/Fe]$ en fonction de $[Fe/H]$ mesuré dans les 55 étoiles UVES.

conditions initiales, suivant si le gaz froid est fortement ou faiblement dissipatif, son évolution est radicalement différente, à la fois du point de vue de la dynamique (instabilité du disque) et de la formation stellaire qui s'y déroule. Avec une forte dissipation, le disque de gaz est fortement instable, forme très rapidement des grumeaux qui abritent de la formation stellaire, et tombent au centre pour former un bulbe. Dans ce cas, les populations stellaires sont vieilles, avec une grande dispersion de métallicité qui s'étend jusqu'à des métallicités sursolaires et sont fortement enrichies en oxygène. En revanche, une faible dissipation conduit à un disque gazeux qui transforme son gaz en étoiles plus tard et plus progressivement. Via l'instabilité de la barre, ce disque finira par former un bulbe dont la population stellaire est plus piquée en métallicité et n'excède pas la métallicité solaire. Les étoiles montrent dans ce cas un enrichissement en oxygène beaucoup plus modéré.

Ceci illustre que le traitement du SFR n'est une chose ni anodine ni aisée, et sa paramétrisation (utilisée dans les modèles d'évolution chimique) en terme de la totalité du gaz présent dans le système (alimenté par l'*infall*) est probablement trop simplifiée. En revanche, la plupart des modèles chemico-dynamiques traitent l'enrichissement chimique (*yields* des SNII et SNI) de manière simplifiée, qui ne permettent pas toujours de comprendre en détail les observations d'abondances dans les étoiles.

Malgré tout ce qui vient d'être dit sur les limites des modèles construits pour reproduire les caractéristiques chimiques du bulbe (DM et/ou abondances détaillées), il faut néanmoins souligner que tous s'accordent de manière unanime pour conclure à une formation rapide et extrêmement efficace des populations stellaires du bulbe galactique. Ceci ne pourrait être réconcilié avec une formation du bulbe par l'évolution séculaire d'un disque (instabilité de barre) que si ce disque avait lui-même été formé très tôt par une formation stellaire efficace et rapide. A l'heure actuelle, nos connaissances des régions les plus internes du disque galactique ne permettent pas de rejeter totalement cette hypothèse.

Chapitre 5

Nucléosynthèse et les étoiles du Bulbe galactique

Sommaire

5.1	Modification des abondances de surface des étoiles de faibles masses	99
5.1.1	La nucléosynthèse de la fusion de l'hydrogène	99
5.1.2	Le mélange prédit par le modèle standart : le premier <i>dredge-up</i>	103
5.1.3	Les évidences observationnelles de la présence d'un mélange plus profond	105
5.1.4	Indice du mélange dans les étoiles géantes du bulbe	105
5.2	Nucléosynthèse des étoiles massives	106
5.2.1	Fusion de l'hélium, du carbone et du néon	106
5.2.2	De la fusion de l'oxygène à la phase pre-supernova	108
5.2.3	Explosion de la SNII et <i>yields</i> associés	109
5.2.4	Sites de production de O, Na, Mg et Al	110
5.3	O, Na, Mg et Al dans le bulbe	111

La nucléosynthèse stellaire est le fil conducteur de ce chapitre. Dans la section 5.1, les réactions nucléaires qui se sont produites dans les étoiles du bulbe de notre échantillon entre l'instant de leur naissance et le stade évolutif où nous les observons aujourd'hui sont décrites. L'objectif de cette section est d'analyser si les abondances de surface O, Na, Mg et Al mesurées dans nos étoiles auraient pu être modifiées par d'éventuels mélanges se produisant dans des zones de composition chimique modifiées par ces réactions nucléaires. A la section 5.2, les processus nucléosynthétiques (particulièrement ceux à l'origine des éléments O, Na, Mg et Al) des étoiles massives sont rappelés afin d'inspecter un peu plus en profondeur l'enrichissement chimique du bulbe galactique dominé par ces étoiles massives.

5.1 Modification des abondances de surface des étoiles de faibles masses

5.1.1 La nucléosynthèse de la fusion de l'hydrogène

Notre échantillon est constitué d'étoiles de petite masse sur la branche des géantes rouges (RGB, pour *red giant branch*) ainsi que d'étoiles du red clump. Avant d'arriver à ce stade évolutif, ces étoiles ont tout d'abord brûlé l'hydrogène au coeur lorsqu'elles se trouvaient sur la séquence principale (SP) puis en couche lors de leur ascension de la RGB. Si des phénomènes de mélange ont eu lieu au cours de l'évolution passée de ces étoiles, seuls les éléments produits lors de la fusion de l'hydrogène peuvent voir

leurs abondances de surface modifiées. Les différentes réactions se produisant lors des phases de fusion de l'hydrogène et les modifications des abondances des éléments chimiques dans les zones de l'étoile qui découlent de ces réactions dans le cadre du modèle standard d'évolution stellaire sont rappelées dans cette section. Une grande partie du contenu de cette section est librement inspirée du chapitre 2 de la thèse d'Ana Palacios (Palacios 2002) qui nous a aussi généreusement fourni les profils d'abondances des figures 5.4 et 5.5, calculés avec la nouvelle version du code d'évolution stellaire STAREVOL décrite dans Siess (2006).

Les chaînes protons-protons

La première réaction nucléaire qui se produit à un taux élevé est la réaction $D(p, \gamma)^3\text{He}$ (seconde réaction de la chaîne *pp* I, voir figure 5.1). Cette réaction a lieu lorsque l'étoile est encore dans la phase de pré-séquence principale (PMS) et que au centre, la température au centre atteint le million de Kelvins. Dans l'étoile totalement convective, la fraction d'He augmente alors que le deutérium est totalement détruit. Le lithium est lui aussi détruit au centre de l'étoile. La diminution résultante de l'abondance de surface de Li est cependant très faible, les zones de combustion du Li se trouvant rapidement séparées des zones convectives de l'étoile. Ces différentes réactions nucléaires ne fournissent pas l'énergie suffisante pour stopper la contraction gravitationnelle de l'étoile.

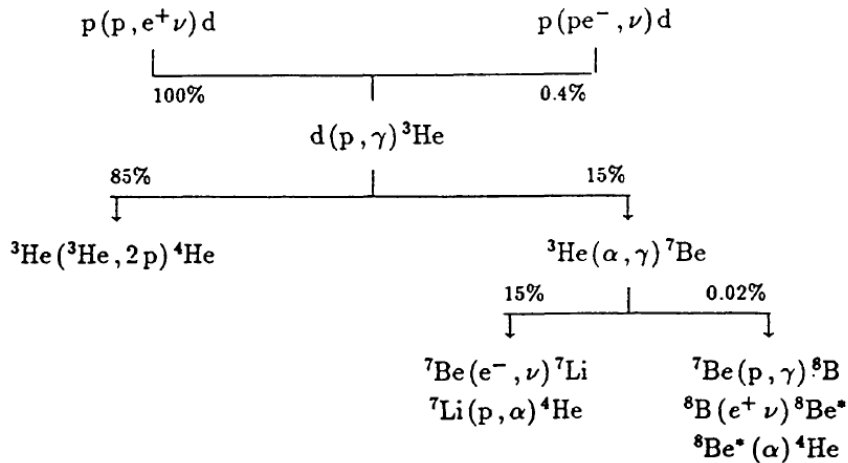


FIG. 5.1 – Réactions des chaînes pp. Les pourcentages indiqués donnent les fractions de la réaction : $4p \rightarrow \alpha + 2e^+ + 2\nu$ provenant des différentes branches dans une étoile de type solaire. Figure extraite d'Arnould & Mowlavi (1993)

Lorsque l'étoile se trouve sur la séquence principale (SP), l'ensemble des réactions des chaînes protons-protons se produisent et dominent la production d'énergie nucléaire. Les abondances de certains nucléides sont modifiées au centre et à l'intérieur de la zone radiative au cours de l'évolution de l'étoile le long de la SP (voir figure 5.4) :

- ^3He est détruit par les réactions $^3\text{He}(^3\text{He}, p)^4\text{He}$ et $^3\text{He}(^4\text{He}, \gamma)^7\text{Be}$ et son abondance diminue dans les zones de température les plus élevées.
- ^7Li est détruit par la réaction $^7\text{Li}(p, \alpha)^4\text{He}$ dans toute la zone radiative jusqu'à des régions proches de la base de l'enveloppe convective.
- ^4He est le produit final des chaînes pp et son abondance augmente au coeur de l'étoile au fur et à mesure que celle d'hydrogène diminue.

Lorsque l'étoile commence l'ascension de la branche des géantes rouges, les réactions des chaînes pp se poursuivent dans la coquille de combustion de l'hydrogène (HBS pour *hydrogen burning shell*). Les mêmes trois nucléides que précédemment voient leurs abondances modifiées par ces réactions (voir figure 5.5).

Les cycles CNO

Les cycles CNO (cf. figure 5.2) deviennent actifs lorsque l'étoile est sur la SP. Ils contribuent peu à la production globale de l'énergie nucléaire mais leurs taux sont suffisamment élevés pour modifier les abondances de certains nucléides intervenant dans ces cycles. La réaction la plus lente du cycle est la réaction $^{14}\text{N}(p, \gamma)^{15}\text{O}$ favorisant la transformation des éléments C et O en ^{14}N . Aux températures centrales de l'étoile, la réaction $^{15}\text{N}(p, \alpha)^{12}\text{C}$ est 1000 fois plus rapide que $^{15}\text{N}(p, \gamma)^{16}\text{O}$ et le cycle CNO_I domine.

- ^{12}C est transformé en ^{13}C par les réactions $^{12}\text{C}(p, \gamma)^{13}\text{N}$ et $^{13}\text{N}(\beta^+)^{13}\text{C}$ et son abondance diminue dans les couches externes de l'étoile.
- ^{13}C est, dans les couches les plus externes, produit à partir de ^{12}C , puis, un peu plus en profondeur détruit, au profit de ^{14}N .
- ^{16}O est détruit au profit de ^{14}N lors du cycle CNO_{II} et son abondance commence à diminuer dans les régions proches du centre.
- ^{14}N est produit par le cycle CNO_I dans les couches externes et par le cycle CNO_{II} un peu plus en profondeur vers le coeur de l'étoile.

Lorsque que l'étoile est dans la phase RGB, les cycles CNO sont aussi actifs dans l'HBS. Les abondances des mêmes nucléides varient entre la base et les zones externes de l'HBS comme lorsque l'étoile était sur la SP.

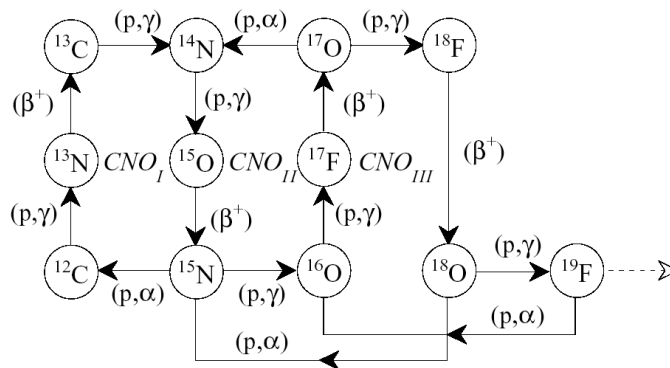


FIG. 5.2 – Réactions des cycles CNO. Figure extraite d'Arnould et al. (1999)

La chaîne NeNa

La chaîne NeNa (voir figure 5.3) présente un intérêt particulier, faisant intervenir l'isotope ^{23}Na , dont la surabondance a été observée dans les étoiles RGB d'amas globulaires, avec des abondances corrélées ou anticorrélées avec celles d'autres éléments produits par la fusion de l'hydrogène (C, N, O, Mg et Al). Les réactions de la chaîne NeNa nécessitent des températures relativement élevées ($T \gtrsim 10^7$ K) et lorsque l'étoile est sur la SP, ces réactions ont lieu dans des zones proches du coeur :

- ^{21}Ne est formé par la réaction $^{20}\text{Ne}(p, \gamma)^{21}\text{Na}(\beta^+)^{21}\text{Ne}$ et son abondance augmente dans les zones les plus internes de l'étoile. Il est cependant détruit au profit de ^{22}Ne lorsque la température dépasse $\sim 4 \cdot 10^7$ K et son abondance chute près du coeur de l'étoile.
- ^{23}Na est formé par la réaction $^{22}\text{Ne}(p, \gamma)^{23}\text{Na}$ et la réaction $^{23}\text{Na}(p, \gamma)^{24}\text{Mg}$ est responsable de sa destruction. Son abondance augmente donc dans les zones les plus internes de l'étoile à laquelle correspond une diminution de ^{22}Ne dans les mêmes zones.

Ces mêmes éléments voient aussi leurs profils d'abondance se modifier à l'intérieur de l'HBS lorsque l'étoile est dans la phase RGB. La réaction $^{20}\text{Ne}(p, \gamma)^{21}\text{Na}(\beta^+)^{21}\text{Ne}$ est plus visible et se traduit par une seconde augmentation de Na dans les zones les plus internes de l'HBS. Les profils évoluent au cours de l'ascension de la RGB et l'augmentation de la température de l'étoile se traduit par une augmentation du taux de la réaction $^{23}\text{Na}(p, \gamma)^{24}\text{Mg}$. L'abondance de ^{23}Na diminue vers les régions internes alors que celle de ^{24}Mg augmente.

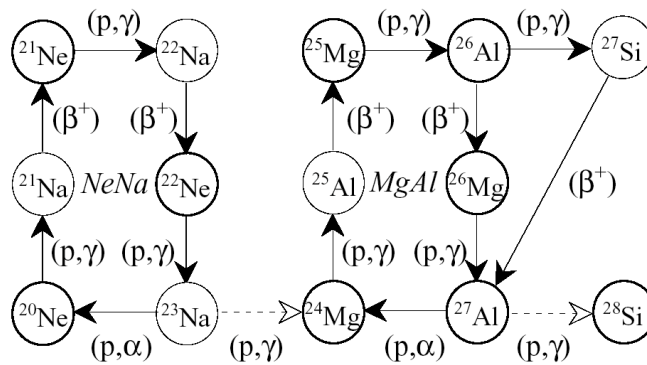


Fig. 5.3 – Réactions des boucles NeNa et MgAl. Figure extraite d'Arnould et al. (1999)

La chaîne MgAl

Les réactions ne se produisent pas de manière significative lorsque l'étoile est sur la SP. Ces réactions nécessitent des températures encore plus élevées que celles des cycles évoqués précédemment. Les modifications des profils d'abondances commencent à être visibles lorsque l'étoile est dans la phase RGB et évoluent entre le bas et sommet de la branche :

- ^{25}Mg est détruit par la réaction $^{25}\text{Mg}(p, \gamma)^{26}\text{Al}$ pour des températures $T > 3 \cdot 10^7$ K et disparaît des zones les plus internes de l'HBS.
- La concentration de ^{24}Mg reste non affectée au début de la phase RGB mais voit son abondance se modifier dans les régions proches de la base de l'HBS lorsque l'étoile atteint l'extrémité de la branche. Lorsque la température de l'étoile atteint $\sim 5 \cdot 10^7$ K, ^{24}Mg est produit via la réaction $^{23}\text{Na}(p, \gamma)^{24}\text{Mg}$, réaction de branchement entre les chaînes NeNa et MgAl.
- ^{26}Mg est produit par la réaction $^{26}\text{Al}(\beta^+)^{26}\text{Mg}$ et détruit par la réaction $^{26}\text{Mg}(p, \gamma)^{27}\text{Al}$. La seconde réaction est assez lente pour empêcher la destruction de ^{26}Mg et en même temps sa production est diminué par le fait que la réaction $^{26}\text{Al}(p, \gamma)^{27}\text{Al}$ est beaucoup plus rapide que la désintégration β dans le domaine de température considéré. Un changement de son profil d'abondance devient significatif lorsque l'étoile est en haut de la RGB, l'abondance de ^{26}Mg présentant un pic près dans les zones internes de l'HBS.
- ^{27}Al commence à être produit au début de la phase RGB. Lorsque la température augmente, l'accumulation de ^{24}Mg se traduit par une augmentation significative de ^{27}Al par la réaction de capture de protons.

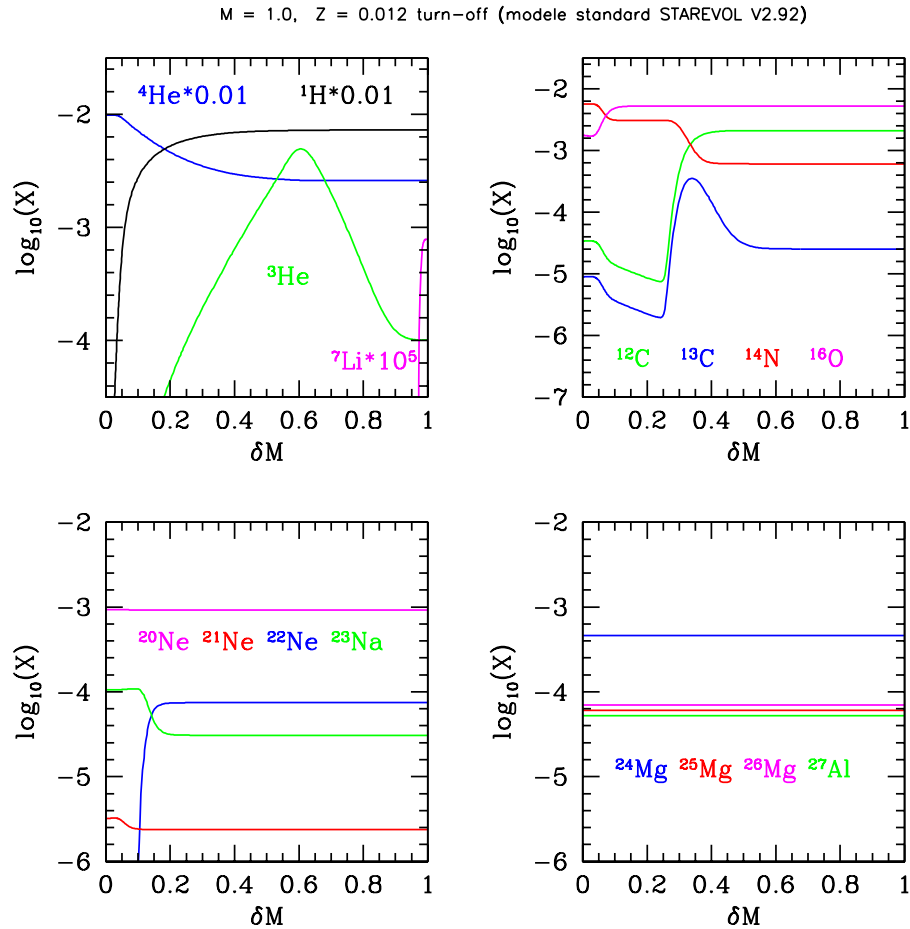


FIG. 5.4 – Profils d’abondances (en fraction de masse) en fonction de la masse réduite de l’étoile des principaux isotopes intervenant dans les chaînes protons-protons (*en haut à gauche*), dans les cycles CNO (*en haut à droite*), dans les chaînes NeNa (*en bas à gauche*) et MgAl (*en bas à droite*) lorsque l’étoile est au turn-off. Ces profils ont été calculés avec le code STAREVOL (Siess 2006) pour une étoile de $1M_{\odot}$ avec les abondances solaires de Asplund et al. (2005). Lors du premier *dredge-up*, l’enveloppe convective pénètre jusqu’à $M/M_{\star} \sim 0.20$.

5.1.2 Le mélange prédit par le modèle standart : le premier *dredge-up*

Lorsque qu’il n’y a plus de production d’énergie nucléaire en son centre, l’étoile quitte la SP. Son coeur se contracte ce qui se traduit par une augmentation de la température des couches périphériques et l’hydrogène se remet en fusion dans une coquille au-dessus du coeur d’hélium. En même temps, les couches externes de l’étoile se dilatent. Au fur et à mesure que l’étoile se refroidit, son enveloppe convective s’enfonce en direction du coeur de l’étoile et atteint des régions dont les abondances chimiques ont été modifiées par la fusion de l’hydrogène lorsque l’étoile était sur la SP (voir section précédente). Les mouvements convectifs homogénéisent la composition chimique de l’enveloppe et s’accompagnent pour quelques éléments chimiques d’une modification de leurs abondances de surface jusque-là non modifiées. Ce phénomène est le premier *dredge-up* (DU), identifié pour la première fois par Iben (1964). Le premier DU commence lorsque l’étoile est au stade de sous-géante et se poursuit (l’enveloppe conti-

nue de s'enfoncer) lorsque l'étoile se trouve sur la RGB. L'enveloppe convective n'atteint que les régions dont l'abondance chimique a été modifiée par les chaînes pp et cycles CNO. A l'issue du premier DU, les modèles théoriques prédisent une diminution de l'abondance de ^{12}C et une augmentation de celle de ^{13}C , ^{14}N et ^3He . La zone convective s'étend dans des zones où le ^7Li a été totalement détruit et l'abondance en surface de l'étoile de cet élément, initialement présent, diminue par effet de dilution. Les valeurs de ces diminutions/augmentations des abondances dépendent de la composition interne de l'étoile à l'issue de la SP ainsi que de la profondeur de pénétration de la couche convective (voir figure 5.4).

A l'issu du premier DU, l'enveloppe convective se retire et reste déconnectée de l'HBS jusqu'à ce que l'étoile atteigne le haut de la RGB. On ne s'attend donc pas à ce que la composition chimique de surface de l'étoile soit modifiée. L'HBS se déplace aussi vers l'extérieur et rencontre la zone précédemment atteinte par l'enveloppe convective de composition chimique homogène. A ce moment, l'évolution est ralentie, et la différence entre le poids moléculaire moyen de la région atteinte par le sommet de l'HBS et celui des zones les plus profondes de l'HBS provoque une diminution de la luminosité. Ce processus est appelé le "bump". Les modèles théoriques et les observations s'accordent pour localiser le *bump* aux environs de $\log L/L_{\odot}=2$, à métallicité solaire (Zoccali et al. 1999).

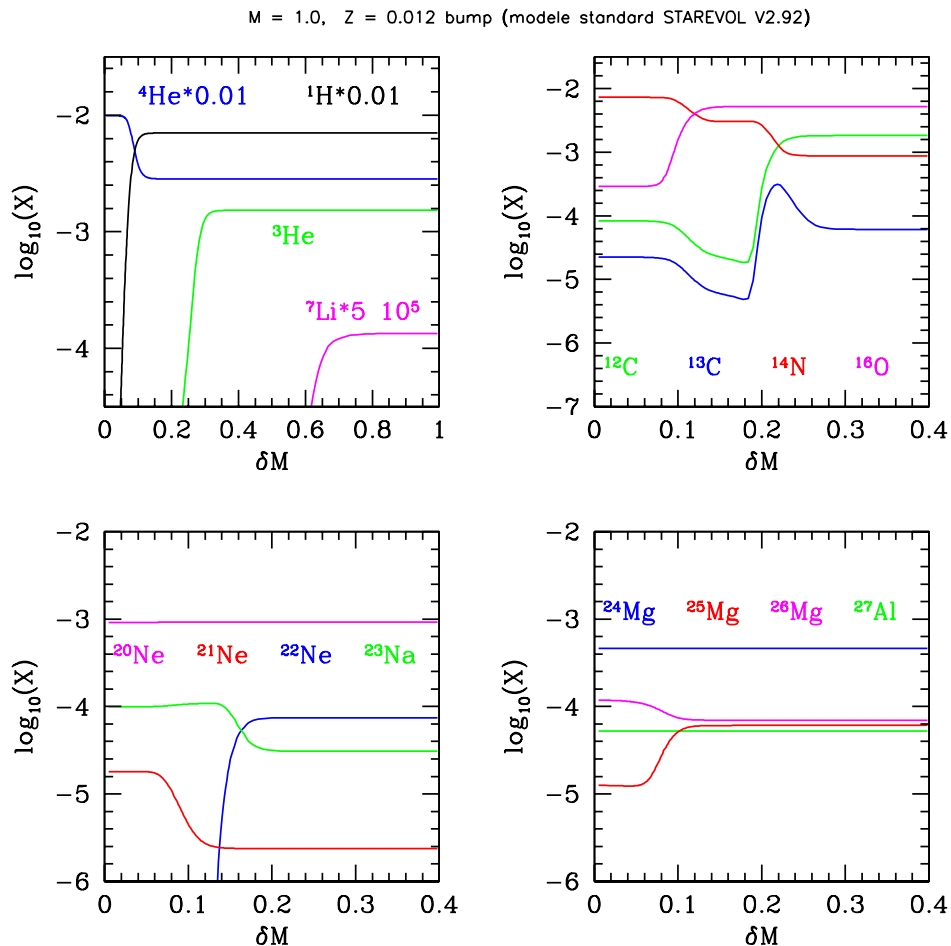


FIG. 5.5 – Profils d'abondances lorsque l'étoile est au *bump*. Les légendes sont les mêmes que celles de la figure 5.4.

5.1.3 Les évidences observationnelles de la présence d'un mélange plus profond

Les observations des abondances en C, N et O dans les étoiles de champ ont confirmé d'un point de vue qualitatif les prédictions du modèle standard. Cependant dans les étoiles les plus pauvres en métaux, les abondances en C et N mesurées se sont révélées différentes de celles prédites par le modèle standard (Snedden 1991). Récemment, à partir d'un échantillon d'une soixante d'étoiles de champ avec des valeurs de parallaxe issues du catalogue Hipparcos, Gratton et al. (2000) ont confirmé l'existence du premier DU et montré que l'évolution de l'étoile en haut de la RGB s'accompagnait d'une diminution de ${}^7\text{Li}$, de C et du rapport ${}^{12}\text{C}/{}^{13}\text{C}$ ainsi que d'une augmentation de N. Ces abondances en Li, C et N observées dans les étoiles ne peuvent être expliquées par le modèle standard et nécessitent la prise en compte dans les modèles d'évolution stellaire, d'un mélange additionnel (*extra-mixing*) se produisant dans les étoiles de faibles masses lorsqu'elles grimpent la RGB (Charbonnel 1995; Denissenkov & Vandenberg 2003). Comme l'avaient suggéré Sweigart & Mengel (1979), ce mélange additionnel se produit entre le bas de l'enveloppe convective et les zones les plus externes de l'HBS où le cycle CNO_I (voir figure 5.2) est actif. Les observations ont aussi confirmé que ce mélange additionnel avait un point de départ bien défini le long de la RGB : le *bump* (Charbonnel et al. 1998). L'existence de ce mélange additionnel est maintenant communément admis d'un point de vue théorique et observationnel.

En plus de ces anomalies d'abondances pour les éléments C et N, des corrélations et anti-corrélations entre Na et O ainsi qu'entre Mg et Al ont aussi été observées dans les étoiles géantes d'amas globulaires. Alors qu'on pensait que ces relations entre les abondances des éléments était dus à l'évolution de l'étoile, les mêmes observations dans des étoiles moins évoluées (SP ou branche des sous-géantes) ont en partie exclus cette hypothèse et favorisé une origine primordiale (ces relations entre les abondances seraient présentes avant que l'étoile se forme).

5.1.4 Indice du mélange dans les étoiles géantes du bulbe

Une inspection dans le détail des abondances en C, N, O, Na, Mg et Al a été réalisée de manière à voir si ces abondances avaient pu être modifiées par le mélange additionnel. Les résultats sont décrits à la section 6 de l'article publié dans A&A (Lecureur et al. 2007), reporté à la section 5.3. De part leurs stades évolutifs et leur luminosité, les étoiles de notre échantillon doivent toutes avoir passé l'épisode du premier DU. Ceci a été vérifié en mesurant les abondances de C et de N dans les étoiles. Malgré des incertitudes de l'ordre de 0.2 dex, aucune corrélation n'a été trouvée entre les rapports $[\text{C}/\text{Fe}]$ et $[\text{N}/\text{Fe}]$ dont la dispersion peut s'expliquer par les incertitudes. Sur l'ensemble des 55 étoiles, les valeurs moyennes de $[\text{C}/\text{Fe}]$ et $[\text{N}/\text{Fe}]$ sont respectivement de -0.04 dex et +0.43 dex, valeurs en accord avec celles d'étoiles de la RGB au dessus du *bump*.

A première vue, $[\text{O}/\text{Fe}]$ semble montrer une anticorrélation avec $[\text{Na}/\text{Fe}]$ qui évoque celle observée dans des étoiles géantes d'amas globulaires. Cependant, cette anticorrélation ne semble pas être le fruit d'un mélange additionnel qui se serait produit dans des zones où les cycles NaNe sont actifs mais plutôt le résultat de l'évolution chimique du bulbe au travers de l'évolution seule du rapport $[\text{O}/\text{Fe}]$ avec $[\text{Fe}/\text{H}]$. De plus, si l'enveloppe convective avait pu atteindre les zones de composition chimique modifiées par les cycles NaNe , elle aurait aussi remonté en surface les produits du cycle CNO_{II} (voir figure 5.2). Dans ce cas, une augmentation de Na se serait accompagnée d'une augmentation de l'abondance en C+N à la surface de l'étoile. Ce dernier point n'est pas observé dans nos étoiles qui montrent un rapport $[\text{C}+\text{N}/\text{Fe}]$ constant avec la métallicité, en accord avec celui observé dans des étoiles naines du disque. Ainsi, l'ensemble des données de notre échantillon semblent indiquer que les abondances en O, Na, Mg et Al mesurées dans l'atmosphère des étoiles n'ont pas été modifiées par le mélange additionnel et reflètent bien la composition chimique du gaz à partir duquel les étoiles se sont formées.

5.2 Nucléosynthèse des étoiles massives

Les étoiles dites massives sont des étoiles de masse $M \gtrsim 10M_{\odot}$ qui traversent toutes les phases de combustion nucléaire en milieu non dégénéré pendant lesquelles elles synthétisent des noyaux de plus en plus lourds. Elles terminent leur vie par des explosions de supernovae de type II (SNII) et enrichissent ainsi le milieu interstellaire d'une partie des éléments chimiques qu'elles ont produits, le reste de la matière restant piégée sous forme d'un objet compact (étoile à neutrons ou un trou noir).

Au chapitre 4, une interprétation des rapports d'abondances des éléments O et Mg relatifs au fer, ainsi que de la distribution en métallicité des étoiles du red clump a montré que l'enrichissement chimique du bulbe avait été dominé par les SNII. Afin de comprendre les prédictions des modèles des SNIIe et ensuite pouvoir les comparer aux abondances mesurées dans nos étoiles, il est important de bien comprendre la nucléosynthèse de ces éléments au cours de l'évolution de l'étoile jusqu'à son explosion. Certains éléments (dont la majeure partie de O, Na, Mg et Al) sont fabriqués lors des phases de fusion hydrostatiques se produisant au coeur et qui se poursuivent à l'intérieur de coquilles. D'autres éléments sont aussi (en partie ou totalement) produits lors de la nucléosynthèse induite par l'énergie dégagée par l'explosion de la SNII. Les processus de nucléosynthèse intervenant au cours de l'évolution des étoiles massives sont rappelés dans cette section, avec un accent particulier sur ceux à l'origine de O, Na, Mg et Al, afin de mettre en avant les incertitudes principales de ces modèles pouvant affecter les *yields* prédits.

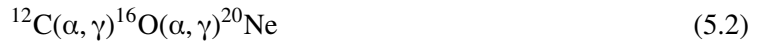
5.2.1 Fusion de l'hélium, du carbone et du néon

La fusion de l'hélium

La fusion de l'hélium au centre de l'étoile commence très rapidement ($\sim 10^4$ ans) après la disparition de l'hydrogène lorsque la température atteint $\sim 2.10^8$ K et la densité $\sim 10^3$ g.cm $^{-3}$. Plus courte que la phase de fusion de l'hydrogène, cette phase reste relativement longue par rapport aux phases de combustion suivantes et dure environ 7.10^5 ans pour une étoile de $25M_{\odot}$ (Chieffi et al. 1998). Au début de la fusion de l'hélium, la réaction dominante est la réaction 3α :



Puis, les particules α réagissent avec le ${}^{12}\text{C}$ nouvellement formé :



Le taux de la réaction ${}^{12}\text{C}(\alpha, \gamma){}^{16}\text{O}$ reste encore très incertain (Arnould & Takahashi 1999, et références dans cet article) alors que sa valeur influence considérablement l'évolution stellaire et la nucléosynthèse : un taux élevé favorise la formation de ${}^{16}\text{O}$ et rend la phase de combustion de carbone plus courte du fait de la faible quantité de ${}^{12}\text{C}$. La réaction ${}^{16}\text{O}(\alpha, \gamma){}^{20}\text{Ne}$ n'est efficace que dans les étoiles de masse initiale $M > 40M_{\odot}$. D'autres réactions, en lien avec la production (et destruction) de neutrons (qui pourront être capturés par des éléments proches du pic du fer pour synthétiser les élément-s) ont lieu pendant la phase de fusion de l'hélium. Au début de cette phase, ${}^{14}\text{N}$ et ${}^{18}\text{O}$ sont totalement détruits en faveur de ${}^{22}\text{Ne}$ selon :



${}^{22}\text{Ne}$ est le producteur de neutrons le plus efficace via la réaction ${}^{22}\text{Ne}(\alpha, n){}^{25}\text{Mg}$. L'autre source de neutrons (${}^{13}\text{C}(\alpha, n){}^{16}\text{O}$) est beaucoup moins efficace en raison de la faible quantité de ${}^{13}\text{C}$ produite à l'issue de la fusion de l'hydrogène. Ces neutrons sont consommés par les réactions ${}^{20}\text{Ne}(n, \gamma){}^{21}\text{Ne}$ et ${}^{25}\text{Mg}(n, \gamma){}^{26}\text{Mg}$.

La fusion du carbone

A la fin de la fusion de l'hélium, le coeur est constitué principalement de ^{12}C et ^{16}O ainsi que d'une petite quantité de ^{22}Ne . La fusion du carbone s'amorce très rapidement après la disparition de l'hélium au centre ($\sim 10^4$ ans) lorsque la température et la densité atteignent les valeurs respectives : $T \sim 8.10^8$ K et $\rho \sim 10^5$ g.cm $^{-3}$.

Les principales réactions nucléaires qui se produisent lors de la fusion du carbone sont représentées à la figure 5.6. Cette phase de combustion se caractérise principalement par la transformation de ^{12}C et d'une faible quantité de ^{16}O en ^{20}Ne . A l'issue de la fusion du carbone, les espèces prédominantes (i.e les espèces dont l'abondance en masse est supérieure à 1%) sont ^{16}O (provenant de la fusion de l'hélium), ^{20}Ne , ^{23}Na et ^{24}Mg .

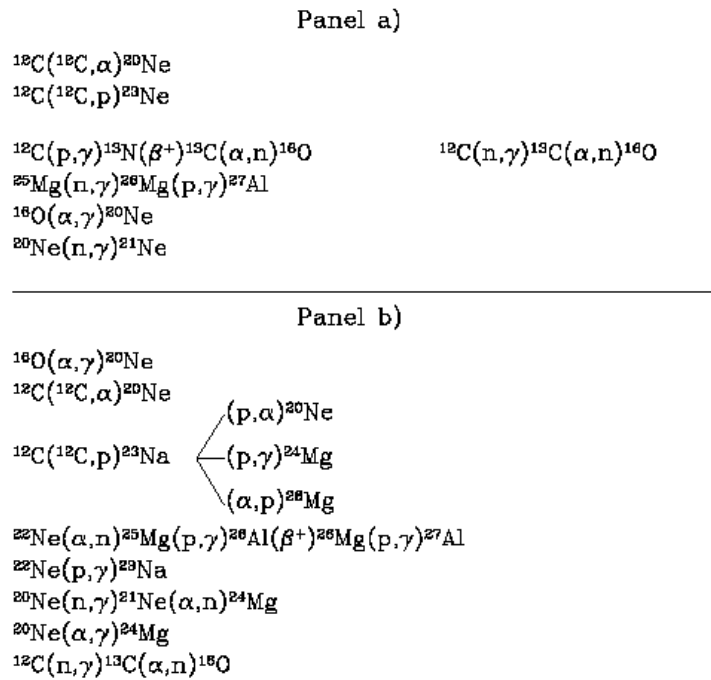


FIG. 5.6 – Réactions nucléaires prédominantes lors de la phase de fusion du carbone. (Panel a) Première partie de la fusion du carbone. (Panel b) Seconde partie de la fusion du carbone. Les espèces majoritaires à l'issue de cette phase de combustion sont ^{16}O , ^{20}Ne , ^{23}Na et ^{24}Mg . Cette figure est extraite de Chieffi et al. (1998).

La fusion du néon

Après la fusion du carbone, l'élément le plus abondant au coeur de l'étoile est ^{16}O . Cependant, avant que les températures centrales deviennent suffisamment élevées pour que la fusion de l'oxygène s'amorce, des réactions de photodésintégration se produisent. Parmi les éléments les plus abondants, ^{20}Ne est celui dont l'énergie de liaison est la plus faible et dès que la température et la densité centrales atteignent les valeurs $T \sim 1.3 \cdot 10^9$ K et $\rho \sim 2.10^6$ g.cm $^{-3}$, la réaction suivante se produit :



Bien que cette réaction soit endothermique, l'ensemble des réactions suivantes fait de la phase de fusion du néon un processus exothermique. L'abondance en ^{20}Ne atteint rapidement une valeur d'équilibre et les noyaux restants peuvent alors capter des particules α et former successivement ^{24}Mg , ^{28}Si et ^{32}S (voir figure 5.7). Les isotopes ^{29}Si , ^{30}Si sont aussi produits en quantité non négligeable par la destruction totale de ^{23}Na et par des captures de neutrons sur ^{28}Si . A la fin de la fusion du néon (300 jours), les espèces prédominantes sont ^{16}O , ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{29}Si , ^{30}Si et ^{32}S .

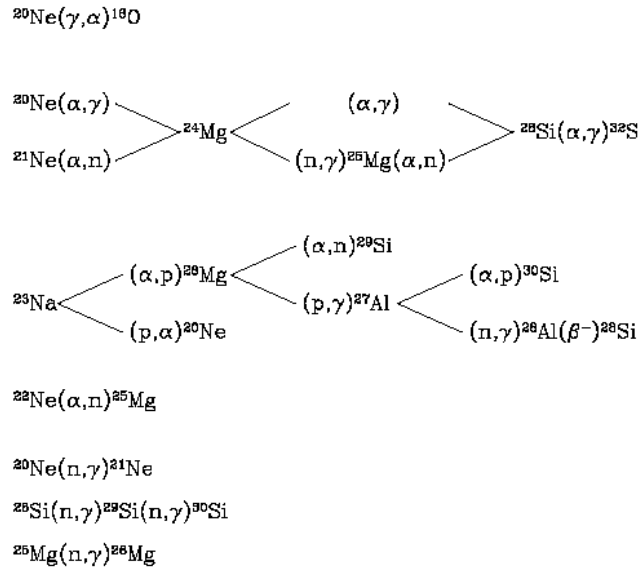


FIG. 5.7 – Réactions nucléaires prédominantes lors de la phase de fusion du néon. Les espèces majoritaires à l'issue de cette phase de combustion sont ^{16}O , ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{29}Si , ^{30}Si et ^{32}S . Cette figure est extraite de Chieffi et al. (1998).

5.2.2 De la fusion de l'oxygène à la phase pre-supernova

La fusion de l'oxygène au coeur de l'étoile débute lorsque $T \sim 1.7 \cdot 10^9 \text{ K}$ et $\rho \sim 4.10^6 \text{ g.cm}^{-3}$ et dure environ 130 jours. Les principaux produits de cette phase de combustion sont ^{28}Si , ^{32}S et ^{34}S . Lorsqu'une grande partie de l'oxygène est consommé, la température au centre atteint $2.3 \cdot 10^9 \text{ K}$, ^{32}S et ^{34}S commencent à brûler. Ceci a pour conséquence une augmentation de l'abondance en ^{28}Si ainsi que la production de plusieurs isotopes jusqu'au calcium : ^{35}Cl , $^{36,38}\text{Ar}$, ^{39}K et $^{40,42}\text{Ca}$.

Lorsque l'oxygène a disparu au coeur de l'étoile, la température, de l'ordre de $2.5 \cdot 10^9 \text{ K}$, n'est pas suffisante pour que la fusion du silicium s'amorce (qui nécessite $T \sim 4.5 \cdot 10^9 \text{ K}$). A cette température le nombre de photons libérés par les réactions est grand et les réactions de photodésintégration du silicium sont favorisées. Des séquences de réactions (γ, α) se mettent en place ainsi que dans de plus faibles proportions des réactions (γ, p) et (γ, n) . Les produits principaux issus de ces processus sont ^{56}Fe , ^{52}Cr , ^{53}Mn , ^{54}Fe et ^{55}Fe .

Ainsi au cours de son évolution, une étoile massive voit sa structure interne se modifier par la succession des phases de combustion précédemment cités, qui commencent au centre de l'étoile et se poursuivent en périphérie dans de fines couches. A l'issue de ces processus, l'étoile présente la fameuse structure en oignon,

5.2.3 Explosion de la SNII et *yields* associés

Lorsque le combustible nucléaire est épuisé dans le coeur de l'étoile, celui-ci commence à se contracter. L'augmentation de la température et de la densité qui résulte de cet effondrement rend possible des réactions de capture d'électrons libres par des protons ou des noyaux plus lourds, ainsi que des réactions de photodésintégration de noyaux lourds. Ces deux processus réduisent la densité centrale et tendent à accélérer la contraction.

Lorsque sa masse M approche la masse limite de Chandrasekhar ($1.2M_{\odot} < M < 1.5M_{\odot}$), le coeur de l'étoile subit un effondrement gravitationnel pour former une proto-étoile à neutrons. Après une augmentation significative de la densité, la pression (non relativiste) des nucléons domine sur la pression (relativiste) des électrons et l'équilibre est atteint dans les régions les plus profondes du coeur qui stoppe alors son effondrement pour donner naissance à une étoile à neutrons chaude. Une onde de choc se développe alors à l'interface des zones qui poursuivent leur effondrement vers le centre et celles qui l'ont stoppé. Cependant, cette onde de choc traverse difficilement l'étoile et les simulations numériques montrent qu'elle s'amortit avec d'atteindre la zone de surface du coeur de fer initialement présent.

Ce sont les neutrinos qui vont provoquer l'explosion de l'étoile. Produits dans les régions centrales de l'étoile à neutrons, ces neutrinos (et anti-neutrinos) ne peuvent s'échapper librement (comme lors des phases de combustions hydrostatiques) à cause de la densité élevée de la matière. Ils sont transportés progressivement vers la région périphérique de l'étoile à neutrons. Dans cette zone ($\sim 200 - 300$ km du centre de l'étoile), le flux de neutrinos interagit avec la matière présente, constituée principalement de protons et neutrons. Les réactions qui se produisent (absorptions des neutrinos par les neutrons et des anti-neutrinos par les protons) déposent une grande quantité d'énergie qui "réveille" l'onde de choc et provoque l'explosion de l'étoile.

À l'heure actuelle, le mécanisme de l'explosion est encore incertain. Dans les modèles, l'explosion est induite en injectant une quantité arbitraire d'énergie à un endroit de l'étoile (en masse) dont la localisation est aussi arbitraire. La quantité d'énergie est ajustée afin d'obtenir une quantité fixée d'énergie sortant de l'étoile. Différentes méthodes sont mises en oeuvre pour injecter une quantité d'énergie nécessaire à produire l'onde de choc. Dans le modèle appelé "bombe thermique" (voir par exemple Travaglio et al. 2004b), on augmente la température d'une zone de l'étoile (l'apport d'énergie est sous forme d'énergie interne). La pression augmente aussi et provoque une poussée vers l'extérieur de la matière entourant cette zone de l'étoile. Dans le modèle du piston (utilisé par Woosley & Weaver 1995), l'énergie est déposée sous forme d'énergie cinétique en supposant que la partie interne de la zone se déplace comme un piston soumis à la force gravitationnelle du coeur compact de l'étoile et suit une trajectoire balistique. La dernière méthode ("radiation-dominated shock approximation", utilisée par Limongi & Chieffi 2003) suppose lorsque l'onde de choc se propage vers l'extérieur, la pression au niveau du front d'onde est quasi constante et dominée par la pression de radiation. Quelque soit le modèle adopté, le résultat est qu'une certaine quantité de matière (située dans les zones les plus internes) retombe sur l'objet compact alors que l'enveloppe de l'étoile est éjectée dans le milieu interstellaire. La séparation en masse entre ce qui reste et ce qui est éjecté est désignée sous le terme de coupure en masse ("*mass cut*").

Lors de l'explosion de la supernova, la propagation de l'onde de choc au travers de l'enveloppe induit une augmentation de la température et de la densité des diverses coquilles de l'étoile qui sont alors le siège de diverses réactions nucléosynthétiques. On parle dans ce cas de nucléosynthèse explosive. Suivant la valeur de la température atteinte dans une zone, celle-ci est le siège de différents processus de nucléosynthèse explosive : combustion explosive complète du silicium ($T > 5.10^9$ K), combustion explosive incomplète du silicium ($4.10^9 < T < 5.10^9$ K), combustion explosive de l'oxygène ($3.3 \cdot 10^9 < T < 4.10^9$ K), combustion explosive du néon ($2.1 \cdot 10^9 < T < 3.3 \cdot 10^9$ K) et combustion explosive du carbone ($1.9 \cdot 10^9 < T < 2.1 \cdot 10^9$ K). Les zones chauffées à des températures plus petites que $1.9 \cdot 10^9$ K ne voient pas leur composition modifiée par l'explosion parce que celle-ci dure très peu de temps.

5.2.4 Sites de production de O, Na, Mg et Al

L'oxygène

Dans les étoiles massives, l'abondance en oxygène est dominée par celle de l'isotope ^{16}O , les deux autres isotopes ^{17}O et ^{18}O ne contribuant qu'à quelques pourcents au plus de l'abondance totale. Ces trois isotopes sont fabriqués dans différentes régions de l'étoile.

^{16}O est principalement produit au cours de la fusion de l'hélium. Il est ensuite détruit par la coquille de combustion d'oxygène. A ce stade, les incertitudes principales dans le calcul de son abondance sont reliées au taux adopté pour la réaction $^{12}\text{C}(\alpha, \gamma)^{16}\text{O}$ ainsi qu'au traitement de la convection. Son abondance est ensuite partiellement modifiée par la fusion explosive du néon. Le calcul de son *yield* final nécessite donc la prise en compte de la totalité de l'évolution de l'étoile jusqu'à son explosion.

^{17}O est principalement produit par le cycle CNO et apporté dans les parties extérieures de la zone de convection d'hydrogène lors du premier *dredge-up*, empêchant sa destruction par la suite.

^{18}O est produit, au cours de la fusion de l'hélium par la séquence de réactions $^{14}\text{N}(\alpha, \gamma)^{18}\text{F}(\beta, \nu)^{18}\text{O}$ et détruit par $^{18}\text{O}(\alpha, \gamma)^{22}\text{Ne}$. Il peut se trouver seulement dans la coquille d'hélium convective où le ^{22}Ne n'a pas eu le temps de se former.

Dans les modèles théoriques ne tenant pas compte de la perte de masse, l'oxygène est produit par des étoiles avec des masses $10M_{\odot} < M < 100M_{\odot}$ et son abondance augmente avec la masse de l'étoile. Par contre, lorsque la perte de masse est incorporée dans les modèles, celle-ci modifie considérablement l'évolution des étoiles avec $M \gtrsim 30M_{\odot}$ et la nucléosynthèse qui s'y produit. L'abondance en O est alors dépendante de la masse et de la métallicité de l'étoile (Maeder 1992). Pour des métallicités élevées, des quantités élevées d'He et de C sont éjectées dans le milieu interstellaire avant d'être transformées en éléments plus lourds. Les *yields* de ces étoiles sont donc appauvris en O et riches en He et en C.

Le sodium

^{23}Na , isotope du sodium le plus abondant, est produit au cours des phases de combustion du carbone et du néon, puis détruit pendant la fusion de l'oxygène. L'abondance en ^{23}Na provenant de la combustion du carbone dépend principalement de l'équilibre entre les réactions $^{12}\text{C}(^{12}\text{C}, p)^{23}\text{Na}$ et $^{23}\text{Na}(p, \alpha)^{20}\text{Ne}$. Celle provenant de la combustion du néon est déterminée par l'équilibre entre la réaction $^{23}\text{Na}(p, \alpha)^{20}\text{Ne}$ et la réaction inverse ainsi que par la réaction $^{23}\text{Na}(\alpha, p)^{26}\text{Mg}$. Etant donné que les produits de la fusion du néon sont par la suite consommés par celle de l'oxygène, ^{23}Na est finalement produit dans la coquille de combustion du carbone. La propagation de l'onde modifie aussi l'abondance de cet isotope, de manière relativement importante dans les étoiles de masse $M \leq 15M_{\odot}$. Dans les étoiles de masses plus grandes, l'effet est beaucoup moins significatif et seulement une petite partie du ^{23}Na est consommé à la base de la coquille de combustion du carbone,

Dans les modèles théoriques de Woosley & Weaver (1995) et Limongi & Chieffi (2003), le sodium se comporte comme un élément secondaire (son abondance dépend indirectement de la métallicité initiale de l'étoile via l'excès de neutrons).

Le magnésium

Le magnésium est produit sous la forme des isotopes ^{24}Mg (qui domine l'abondance totale), ^{25}Mg et ^{26}Mg .

^{24}Mg est produit par la réaction $^{20}\text{Ne}(\alpha, \gamma)^{24}\text{Mg}$ lors des phases de fusion du carbone et du néon. La majorité du ^{24}Mg issue de la fusion du néon étant consommé au cours de la fusion de l'oxygène, ^{24}Mg est principalement fabriqué dans la coquille de combustion du carbone. En plus de la production hydrostatique, ^{24}Mg est aussi produit de manière significative lors de la fusion explosive du néon dans

tout le domaine des masses stellaires. En particulier, dans le modèle de Limongi & Chieffi (2003), ^{24}Mg est entièrement produit par ce dernier processus.

^{25}Mg est produit au cours de la fusion de l'hélium et du carbone par la réaction $^{22}\text{Ne}(\alpha, n)^{25}\text{Mg}$, ainsi que par la séquence de réactions $^{24}\text{Mg}(p, \gamma)^{25}\text{Al}(\beta^+)^{25}\text{Mg}$ lors de la fusion du carbone. Il est principalement détruit par $^{25}\text{Mg}(n, \gamma)^{26}\text{Mg}$ lors de la fusion de l'hélium et $^{25}\text{Mg}(p, \gamma)^{26}\text{Al}$ lors de celle du carbone ainsi que par $^{25}\text{Mg}(\alpha, n)^{28}\text{Si}$ lors la phase de fusion du néon. La contribution à l'abondance finale de ^{25}Mg des différentes étapes de combustion dépend de la masse initiale de l'étoile. Dans une étoile de $25M_{\odot}$, le carbone est principalement synthétisé dans la coquille de combustion du carbone, alors que dans les étoiles de masses supérieures, c'est la combustion centrale de l'hélium qui contribue à son abondance. Dans les étoiles de masses supérieures à $25M_{\odot}$, l'explosion ne modifie pas de manière significative l'abondance de ^{25}Mg . Par contre dans les étoiles de plus petites masses ($M \leq 15M_{\odot}$), ^{25}Mg est principalement produit par la nucléosynthèse explosive du carbone et du néon.

^{26}Mg est principalement produit dans la coquille de combustion de carbone, ainsi qu'en très faible quantité au cours de la fusion centrale de l'hélium. Son abondance est imposée par l'équilibre entre les réactions responsables de sa production : $^{26}\text{Al}(\beta^+)^{26}\text{Mg}$ et $^{23}\text{Na}(\alpha, p)^{26}\text{Mg}$ et celle responsable de sa destruction : $^{26}\text{Mg}(p, \gamma)^{27}\text{Al}$. Comme dans le cas de ^{25}Mg , l'explosion n'influence pas de manière significative la valeur de son *yield* final dans les étoiles de masses élevées ($M \geq 25M_{\odot}$), alors qu'elle domine cette valeur dans les étoiles de petites masses ($M \leq 15M_{\odot}$).

L'abondance en Mg, ne montre pas de dépendance en métallicité. Par contre, contrairement à O, même dans les modèles sans vents, l'intégration des *yields* sur l'IMF montre que la production de Mg est dominée par les étoiles de masse $20M_{\odot} < M < 25M_{\odot}$.

L'aluminium

^{27}Al est l'isotope qui domine l'abondance finale en aluminium de l'étoile. Il est principalement produit dans la coquille de combustion du carbone. Son abondance finale dépend de l'équilibre entre la réaction $^{26}\text{Mg}(p, \gamma)^{27}\text{Al}$ qui le produit et les réactions $^{27}\text{Al}(n, \gamma)^{28}\text{Al}$ et $^{27}\text{Al}(p, \gamma)^{26}\text{Mg}$ qui le détruisent. Son abondance est modifiée par la nucléosynthèse explosive seulement dans les étoiles de faibles masses ($M \leq 15M_{\odot}$).

Les *yields* de Al sont comme ceux de Na, dépendant de la métallicité via l'excès de neutrons.

5.3 O, Na, Mg et Al dans le bulbe

Les résultats d'abondances des 55 étoiles UVES et leur interprétation sont exposés dans les sections 5, 6 et 7 du papier publié dans A&A (Lecureur et al. 2007), reporté à la page suivante. Les sections 2, 3 et 4 de ce papier décrivent respectivement, les observations (voir chapitre 1, pour plus de détails), les méthodes de détermination des paramètres (chapitre 2) et des abondances (voir chapitre 3).

Ces résultats indiquent que l'enrichissement du bulbe a été dominé par les SNII à toutes les métallicités. Pour $[\text{Fe}/\text{H}] > -0.5$, les étoiles du bulbe montrent des rapports $[\text{O}/\text{Fe}]$, $[\text{Mg}/\text{Fe}]$, $[\text{Na}/\text{Fe}]$ et $[\text{Al}/\text{Fe}]$ plus élevés que ceux des étoiles des disques galactique, ce qui renforce l'hypothèse, établie précédemment avec l'oxygène seul, d'une formation du bulbe plus rapide que celles des disques. Dans le but d'étudier la contribution uniquement due aux étoiles massives, Mg a été utilisée comme indicateur de la métallicité des étoiles plutôt que Fe produit principalement par les SNI. Cette dernière étude a permis de montrer que (i) le rapport $[\text{O}/\text{Mg}]$ dans les étoiles du bulbe suit et prolonge aux fortes métallicités celui trouvé dans les étoiles du disque mince et du disque épais. Cette tendance n'est pas prédite par les modèles théoriques d'évolution stellaire. (ii) Le rapport $[\text{Na}/\text{Mg}]$ augmente avec la métallicité suivant trois séquences bien distinctes dans le disque mince, le disque épais et le bulbe. Dans le bulbe, cette

évolution du rapport $[\text{Na}/\text{Mg}]$ est bien reproduite par des *yields* théoriques dépendants de la métallicité, alors que dans le disque ce même rapport semble trop élevé à faible métallicité. Ceci semble indiquer la présence d'une source additionnelle de Na par des étoiles de masses intermédiaires (AGB). (iii) Le rapport $[\text{Al}/\text{Mg}]$ ne montre pas de différence entre le bulbe et les disques galactiques et s'accorde avec les *yields* prédits.

Oxygen, sodium, magnesium, and aluminium as tracers of the galactic bulge formation^{★,★★,★★★}

A. Lecureur¹, V. Hill¹, M. Zoccali², B. Barbuy³, A. Gómez¹, D. Minniti², S. Ortolani⁵, and A. Renzini⁴

¹ Observatoire de Paris-Meudon, GEPI and CNRS UMR 8111, 5 place J. Janssen, 92125 Meudon Cedex, France

e-mail: [Aurelie.Lecureur;Vanessa.Hill;Ana.Gomez]@obspm.fr

² P. Universidad Católica de Chile, Departamento de Astronomía y Astrofísica, Casilla 306, Santiago 22, Chile

e-mail: [mzoccali;dante]@astro.puc.cl

³ Universidade de São Paulo, IAG, Rua do Matão 1226, São Paulo 05508-900, Brazil

e-mail: barbuy@astro.iag.usp.br

⁴ Osservatorio Astronomico di Padova, Vicolo dell'Osservatorio 2, 35122 Padova, Italy

e-mail: arenzini@pd.astro.it

⁵ Universidi Padova, Vicolo dell'Osservatorio 5, 35122 Padova, Italy

e-mail: ortolani@pd.astro.it

Received 13 July 2006 / Accepted 2 October 2006

ABSTRACT

Aims. This paper investigates the peculiar behaviour of the light even (α -elements) and odd atomic number elements in red giants in the galactic bulge, both in terms of the chemical evolution of the bulge, and in terms of possible deep-mixing mechanisms in these evolved stars.

Methods. Abundances of the four light elements O, Na, Mg, and Al are measured in 13 core He-burning giant stars (red clump stars) and 40 red giant branch stars in four 25' fields spanning the bulge from -3 to -12° galactic latitude. Special care was taken in the abundance analysis, performing a differential analysis with respect to the metal-rich solar-neighbourhood giant μ Leo, which best resembles our bulge sample stars. This approach minimises systematic effects that can arise in the analysis of cool metal-rich stars due to continuum definition issues and blending by molecular lines (CN) and, cancels out possible model atmosphere deficiencies.

Results. We show that the resulting abundance patterns point towards a chemical enrichment dominated by massive stars at all metallicities. Oxygen, magnesium, and aluminium ratios with respect to iron are overabundant with respect to both galactic disks (thin and thick) for $[\text{Fe}/\text{H}] > -0.5$. A formation timescale for the galactic bulge shorter than for both the thin and thick disks is therefore inferred.

To isolate the massive-star contribution to the abundances of O, Mg, Al, and Na, we use Mg as a proxy for metallicity (instead of Fe), and further show that: (i) the bulge stars $[\text{O}/\text{Mg}]$ ratio follows and extends the decreasing trend of $[\text{O}/\text{Mg}]$ found in the galactic disks to higher metallicities. This is a challenge for predictions of O and Mg yields in massive stars, which so far predicted no metallicity dependence in this ratio; (ii) the $[\text{Na}/\text{Mg}]$ ratio trend with increasing $[\text{Mg}/\text{H}]$ is found to increase in three distinct sequences in the thin disk, the thick disk, and the bulge. The bulge trend is well represented by the predicted metallicity-dependent yields of massive stars, whereas the galactic disks have Na/Mg ratios that are too high at low metallicities, pointing to an additional source of Na from AGB stars; (iii) contrary to the case of the $[\text{Na}/\text{Mg}]$ ratio, there appears to be no systematic difference in the $[\text{Al}/\text{Mg}]$ ratio between bulge and disk stars, and the theoretical yields by massive stars agree with the observed ratios, leaving no space for AGB contribution to Al.

Key words. Galaxy: bulge – Galaxy: formation – Galaxy: abundances – stars: abundances – stars: atmospheres

1. Introduction

The bulge of the Milky Way galaxy harbours $\sim 10^{10} M_\odot$ of star, or $\sim 20\%$ of the total stellar mass of our galaxy (Kent et al. 1991). From main sequence photometry the bulge stellar populations appear to be uniformly old, older than $\sim 10^{10}$ yr (Ortolani et al. 1995; Zoccali et al. 2003), whereas they span a wide metallicity distribution, from $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -1.5$ to $\sim +0.5$, and peaks around

$[\text{Fe}/\text{H}] = -0.2$ (McWilliam & Rich 1994; Zoccali et al. 2003; Fulbright et al. 2006). It remains debatable whether our bulge is a *classical bulge*, formed in a merger-driven collapse, or a *pseudo-bulge*, formed by the secular dynamical evolution of the disk (Kormendy & Kennicutt 2004).

A prompt formation, i.e., a short star formation phase resulting in a small age dispersion, may favour the classical-bulge option, but main-sequence photometry can hardly constrain the formation timescale to better than 2–3 Gyr. This leaves the pseudo-bulge option open provided the early disk ($\sim 10^{10}$ years ago) already contained $\sim 10^{10} M_\odot$ of stars and gas in its inner regions, and a bar instability promptly developed. Further constraints on the formation timescale can be inferred from the detailed chemical composition of bulge stars. As it is well known, α -elements abundances relative to iron are sensitive

* Based on ESO-VLT observations 71.B-0617, 73.B-0074, and Paris Observatory GTO 71.B-0196.

** Full Tables 2 to 6 are only available in electronic form at the CDS via anonymous ftp to cdsarc-ustrasbg.fr (130.79.128.5) or via <http://cdsweb.u-strasbg.fr/cgi-bin/qcat?J/A+A/465/799>

*** Tables 11 and 12 are only available in electronic form at <http://www.aanda.org>

to the star formation timescale: as products of massive star evolution (exploding as type II SNe) the α -elements are almost instantaneously recycled in the interstellar medium (ISM), while a major fraction of iron is produced by type Ia SNe, which are characterised by a broad distribution of delay times between star formation and explosion (from few 10^7 yr to over 10^{10} yr, e.g., Greggio 2005).

The α -elements abundances appear enhanced over iron in the bulge stars that have been analysed up to now in Baade's window (McWilliam & Rich (1994): 12 K giants; McWilliam & Rich (2004): 9 stars; Fulbright et al. (2005): 20 stars; Rich & Origlia (2005): 10 M giants), as well as in a few stars per cluster in several bulge globular clusters (Zoccali et al. 2004; Barbuy et al. 2006; Carretta et al. 2001; Origlia et al. 2005a,b). The high α -elements content of the bulge stellar population therefore hints at a short formation timescale. However, not all α -elements share exactly the same nucleosynthetic history: whereas oxygen and magnesium are produced during the helium- and carbon/neon-burning hydrostatic phases of massive stars respectively, the heavier α -elements (Si, Ca, Ti) are partly synthesised during the supernova explosion itself (Woosley & Weaver 1995), and their yields are thus more uncertain. Moreover, a non-negligible fraction of silicon may also be produced by SNIa's (e.g., Iwamoto et al. 1999). Hints of a different behaviour of various α -elements in the galactic bulge have been already reported (McWilliam & Rich 1994, 2004; Zoccali et al. 2004).

Sodium and aluminium are odd- Z nuclei that can also be produced in massive stars, chiefly during the C-burning phase. Their production is expected to be sensitive to the neutron excess (Woosley & Weaver 1995), and through this, their yields are metallicity dependent, increasing with increasing metallicity. Besides, sodium can also be synthesised by p -captures through the Ne-Na cycle at the base of the convective envelope of AGB stars in the mass range $3 \lesssim M \lesssim 8 M_{\odot}$, which are experiencing the envelope-burning process (e.g., Ventura & D'Antona 2005). Similarly, aluminium can be produced in the same stars through the Mg-Al cycle, provided sufficiently high temperatures are reached. Finally, the Ne-Na and Mg-Al cycles are also active in the deepest part of the hydrogen-burning shell of low-mass stars ascending the first in red giant branch (RGB), and their products may be brought to the surface if mixing processes are able to extend from the formal basis of the convective envelope all the way to almost the bottom of the burning shell (e.g., Weiss et al. 2000). In summary, there exists a multiplicity of potential sites where the O-Ne-Na and Mg-Al cycles can operate, i.e., in massive and intermediate-mass, as well as low-mass stars. Therefore, the identification of the dominant site must be preliminary to an effective use of the relative abundances to set constraints on the timescale of bulge formation.

A widespread phenomenon among galactic globular clusters is the so-called O-Na and Mg-Al abundance anomalies. Whereas stars within a given cluster have remarkably similar chemical abundances for most elements, high dispersions of these elements are observed that are underlined by anticorrelations of O with Na, and Mg with Al, and a correlation of Na and Al (see Gratton et al. 2004, for a review and references therein). To date, none of these anticorrelations has been observed in field stars of any metallicity and evolutionary stage, in particular among bulge stars. However, in the galactic bulge, aluminium appears to be slightly enhanced at all metallicities and especially so in the most metal-rich stars (McWilliam & Rich 1994).

For many years, these abundances anomalies were observed only in bright RGB stars in globular clusters and were thought to be due to deep mixing bringing the products of self-made Na and

Al through the O-Ne-Na and Mg-Al cycles to the surface (e.g., Weiss et al. 2000, and references therein). This idea was qualitatively consistent with the double-peaked distribution of carbon and nitrogen found in many clusters, also thought to be the result of internal mixing. The reason why this strong extra-mixing would occur only in globular clusters giants and not in their field counterparts was attributed to the difference in environment (that could lead to a different angular momentum history, hence in the extent of the mixed region due to either meridional circulation or shear mixing). This picture is now seriously challenged since similar anomalies, first in C and N (Briley et al. 1991, 2004), and then in O, Na, and Al (Gratton et al. 2001) have been found also in stars on (or just evolved off) the main-sequence, whose maximum internal temperatures are not high enough to trigger either the O-Ne-Na or Mg-Al cycles. Instead, current attempts at explaining the globular cluster abundance anomalies involve self-enrichment or pollution during the cluster formation or shortly thereafter, possibly in association with mixing along the RGB (Gratton et al. 2004; Charbonnel 2005).

Using the same database as in the present paper, in Zoccali et al. (2006) the [O/Fe] vs. [Fe/H] ratios for bulge stars were presented, and compared to those of local thin disk and thick disk stars. In this paper we now examine the interrelations between O, Mg, Na, and Al for 53 bulge giant stars, 40 on the RGB, and 13 in the red clump (core He burning stars) randomly drawn from the bulge metallicity distribution. This large sample allows us to see effects that so far were hidden due to poor statistics, such as an O-Na anticorrelation and an Al-Na correlation, which we investigate in depth, examining the possible sources. In Sect. 2, the observations are summarised. Section 3 describes the method to derive stellar parameters, whereas the abundances of Na, Mg, and Al are derived in Sect. 4. The results are presented in Sect. 5, mixing effects are examined in Sect. 6, and finally, nucleosynthesis yields and bulge abundance are compared in Sect. 7. A summary is given in Sect. 8.

2. Observations, data reduction

The observations were performed during several runs with the ESO-VLT-UT2 and the FLAMES (Fibre Large Array Multi-Element Spectrograph) instrument, and the final dataset combines data from the GTO program #071.B-0196 with others from the GO programs #071.B-0617 and #073.B-0074. Details of the observations will be presented elsewhere (Zoccali et al., in preparation). In this paper, we analyse the stars observed with the red arm of the UVES spectrograph at a resolution $R \sim 47\,000$ (Dekker et al. 2000) in the range 4800–6800 Å. The sample was drawn from four separate regions of the bulge and includes 13 red clump stars and 40 RGB stars ~ 0.5 to 1 mag above the clump itself. Among them, 11 stars are located in a low reddening window at $(l, b) = (0, -6)$, 26 stars in Baade's window at $(l, b) = (1, -4)$, 5 stars in the Blanco field at $(l, b) = (0, -12)$, and 13 stars in a field in the vicinity of the globular cluster NGC 6553 at $(l, b) = (5, -3)$. As an example, Fig. 1 shows the location of our targets (RGB and Red Clump stars) on the $I(V - I)$ colour-magnitude diagram of our Baade's window field (photometry from Paczynski et al. 1999).

The spectra were reduced with the UVES pipeline (Ballester et al. 2000). The sky subtraction was done with IRAF tasks using one fibre dedicated to the sky in the UVES mode. The individual spectra were co-added, taking into account the different observation epochs using the IRAF task "imcombine" to get rid of cosmic rays. The signal-to-noise of our very crowded spectra is

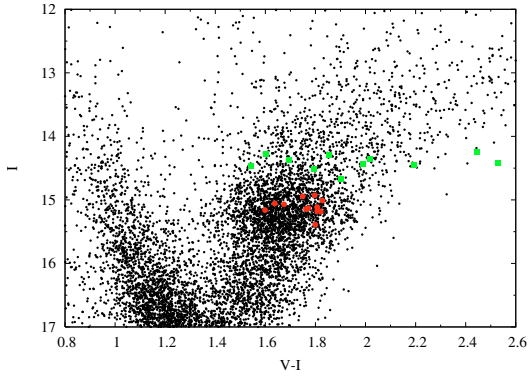


Fig. 1. Colour magnitude diagram of our field in Baade’s window, showing the stars selected as big symbols: RGB (green squares) and red clump stars (red circles).

typically between 20 and 50 per 0.017 Å pixel around $\lambda 6300$ Å: the S/N estimate for each star is reported in Table 1.

3. Determination of stellar parameters

The analysis of metal-rich stars is a challenge, and all the more that of metal-rich giants as their spectra are very crowded, both with atomic and molecular lines. In the red part of the spectrum where our data lies, the CN molecule is one of the worst plagues, making continuum placement and the selection of *clean* (i.e., unblended) lines a challenge (see Fulbright et al. 2006, for a description). The TiO molecule also has a noticeable blanketing influence for stars with effective temperatures lower than 4300 K.

To deal with these issues, we followed a track that involves both equivalent widths (hereafter EQWs) measurements and extensive spectrum synthesis fitting, and relies on a differential analysis of our bulge clump and RGB stars with a nearby metal-rich He-core burning star (μ Leo). The more metal-poor giant Arcturus ($[Fe/H] \sim -0.5$ dex) is also used as a comparison star. In the rest of this section, we describe the analysis methods, including the determination of the star’s effective parameters (effective temperature T_{eff} , surface gravity $\log g$, and microturbulence velocity ξ), and iron abundance, while in Sect. 4 we go into the details of the abundance determinations of oxygen, sodium, magnesium, and aluminium.

3.1. Model atmospheres and codes

The stellar atmosphere models that we used were interpolated in a grid of the most recent OSMARCS models available (Gustafsson et al. 2006), computed taking into account the sphericity of giants stars. We performed spectrum synthesis using the LTE spectral analysis code “turbospectrum” (described in Alvarez & Plez 1998), as well as the spectrum synthesis code of Barbuy et al. (2003), while we derived abundances from EQWs of lines using the Spite programs (Spite 1967, and subsequent improvements over the years). We checked that there is no difference between these two codes in the wavelength region studied here (5600–6800 Å). The molecular line lists included in our syntheses are the following: C2 ($^{12}\text{C}^{12}\text{C}$ and $^{12}\text{C}^{13}\text{C}$) Swan system (A-X) (Phillips & Davis 1968); CN ($^{12}\text{C}^{14}\text{N}$ and $^{13}\text{C}^{14}\text{N}$) red system (A-X) (Davis & Phillips 1963); TiO γ and γ' systems Plez (1998).

Table 1. Adopted stellar parameters (T_{eff} , $\log g$, and ξ) and heliocentric radial velocity (V_r) for the Bulge sample stars. Two quality indicators of the observed spectra are also given: the mean DAOSPEC residuals and S/N per 0.017 Å pixel around $\lambda 6330$ Å.

Star	T_{eff} (K)	$\log g$	ξ km s $^{-1}$	V_r km s $^{-1}$	Resid. %	S/N
BWc-1	4460	2.1	1.6	111.8	3.24	48
BWc-2	4602	2.3	1.5	62.6	3.70	28
BWc-3	4513	2.1	1.5	237.6	4.23	32
BWc-4	4836	2.3	1.5	1.1	2.64	47
BWc-5	4572	2.2	1.6	65.0	4.75	30
BWc-6	4787	2.2	1.5	104.9	3.56	38
BWc-7	4755	2.2	1.5	0.0	5.56	17
BWc-8	4559	2.2	1.6	-4.2	6.50	16
BWc-9	4556	2.2	1.7	47.8	5.42	25
BWc-10	4697	2.1	1.5	188.0	3.97	29
BWc-11	4675	2.1	1.4	98.0	5.28	23
BWc-12	4627	2.1	1.5	-47.6	5.48	22
BWc-13	4561	2.1	1.5	-201.1	6.28	21
B6-b1	4400	1.8	1.6	-88.3	3.24	42
B6-b2	4200	1.5	1.4	17.0	4.10	38
B6-b3	4700	2.0	1.6	-145.8	2.75	45
B6-b4	4400	1.9	1.7	-20.3	2.82	32
B6-b5	4600	1.9	1.3	-4.2	2.25	39
B6-b6	4600	1.9	1.8	44.1	3.68	32
B6-b8	4100	1.6	1.3	-110.3	3.54	40
B6-f1	4200	1.6	1.5	38.4	2.77	51
B6-f2	4700	1.7	1.5	-98.5	1.90	39
B6-f3	4800	1.9	1.3	90.2	1.71	70
B6-f5	4500	1.8	1.4	22.1	3.62	51
B6-f7	4300	1.7	1.6	-10.4	4.10	37
B6-f8	4900	1.8	1.6	58.5	2.64	57
BW-b2	4300	1.9	1.5	-19.2	5.80	19
BW-b4	4300	1.4	1.4	85.6	6.60	16
BW-b5	4000	1.6	1.2	68.8	4.21	33
BW-b6	4200	1.7	1.3	140.4	4.94	17
BW-b7	4200	1.4	1.2	-211.1	5.28	20
BW-f1	4400	1.8	1.6	202.6	4.52	21
BW-f4	4800	1.9	1.7	-144.1	3.70	22
BW-f5	4800	1.9	1.3	-6.1	2.87	33
BW-f6	4100	1.7	1.5	182.0	3.81	25
BW-f7	4400	1.9	1.7	-139.5	7.31	15
BW-f8	5000	2.2	1.8	-24.8	2.31	38
BL-1	4500	2.1	1.5	106.6	3.25	27
BL-2	5200	4.0	1.5	29.8	3.29	30
BL-3	4500	2.3	1.4	50.6	2.40	44
BL-4	4700	2.0	1.5	117.9	3.83	25
BL-5	4500	2.1	1.6	57.9	3.19	49
BL-7	4700	2.4	1.4	108.1	2.05	42
BL-8	5000	2.6	1.4	113.1	3.89	17
B3-b1	4300	1.7	1.5	-123.8	5.56	22
B3-b2	4500	2.0	1.5	7.8	7.49	14
B3-b3	4400	2.0	1.5	12.2	5.13	26
B3-b4	4500	2.1	1.7	78.6	6.73	19
B3-b5	4600	2.0	1.5	-51.3	3.39	42
B3-b7	4400	1.9	1.3	159.7	3.95	31
B3-b8	4400	1.8	1.4	-9.6	2.10	51
B3-f1	4500	1.9	1.6	29.4	4.35	31
B3-f2	4600	1.9	1.8	3.4	5.39	16
B3-f3	4400	1.9	1.7	-19.1	4.47	23
B3-f4	4400	2.1	1.5	-81.9	9.59	9
B3-f5	4200	2.0	1.8	-34.7	6.82	13
B3-f7	4800	2.1	1.7	-9.2	5.21	18
B3-f8	4800	1.9	1.5	11.0	3.31	58

Note: the stars *in italic* in the table are probable disk contaminants.

3.2. EQWs measurement

As a starting point to the analysis, EQWs for selected lines of Fe I, Fe II, Al I, Na I, Mg I, and Ni I were measured using DAOSPEC¹. This automatic code developed by Stetson (Stetson & Pancino 2006) fits a Gaussian profile of constant full width at half maximum to all detected lines and an effective continuum using an iterative process. DAOSPEC also outputs the residuals after all measured lines were divided out from the observed spectrum. In Table 1, we report the mean rms of these residuals for each star, as a global indicator of the quality of our spectra.

The Fe abundances values were used to fix the stellar parameters while other abundances were used as a first guess for later abundance determination using spectrum synthesis. DAOSPEC also provides a normalised spectrum as an output, which was used as a first guess for the normalisation of the wavelength regions compared to synthetic spectra. The measured equivalent width and associated errors for all our sample stars are given in Tables 2 to 6, available at the CDS. The first columns and lines of each of these tables are given in this paper as a guidance to the reader.

3.3. Fe linelist and comparison stars

Since our spectroscopic temperatures are determined by imposing excitation equilibrium for the Fe I lines, the choice of the Fe I linelist is very important. To ensure the homogeneity of the whole sample, we constructed a Fe I linelist in two steps. The list used to start the analysis was the one used in the study of bulge globular cluster NGC 6528 (Zoccali et al. 2004), with $\log gf$ -values from the NIST database for Fe I and from Raassen & Uylings (1998) for Fe II.

First, to detect eventual blends that could appear in such metallic stars, we computed a set of synthetic spectra with different stellar parameters covering the whole range of the stellar parameters of our sample. We rejected the Fe I lines blended with atomic or molecular lines if the contribution of this blend was up to 10% of the measured EQWs. However, for stars with $T_{\text{eff}} \sim 4500$ K and supersolar metallicity, the whole spectra is contaminated with molecules, mainly CN. This affects the temperature determination in two ways. The blanketing over the whole wavelength interval can affect the continuum placement and consequently the measured EQWs. Moreover, some Fe I lines can be directly contaminated by molecules (within the above mentioned 10%). In view of the high number of supersolar metallicity stars in our sample, we thus decided to build a Fe I linelist differentially to the metal-rich giant μ Leo, to minimise the systematic effects that could arise in these stars.

3.3.1. Comparison stars: a differential analysis to μ Leo

A complete optical spectrum (from 370 to 1000 nm) of μ Leo was taken at the Canada-France-Hawaii Telescope with the ESPaDOnS (Echelle Spectropolarimetric Device for the Observation of Stars) spectropolarimeter. In the spectroscopic mode, the spectral resolution is of 80000. The spectra were processed using the “Libre ESPrIT” data reduction package (Donati et al. 1997, 2006). The S/N per pixel of the derived spectrum is of the order of 500.

¹ DAOSPEC has been written by Stetson for the Dominion Astrophysical Observatory of the Herzberg Institute of Astrophysics, National Research Council, Canada.

Table 2. Equivalent widths of Fe I lines for stars in the Blanco field. The full table is available at the CDS.

Lambda	Xiex	BL-1	BL-2	BL-3	...
5853.15	1.48	72.3	3.0	37.1	3.8
5855.08	4.60	49.9	1.8	51.4	2.6
5856.09	4.29	66.7	2.0	63.5	3.4
...

Table 3. Equivalent widths of Fe I lines for stars in the $b = -6$ field. The full table is available at the CDS.

Lambda	Xiex	B6-b1	B6-b3	B6-b4	...
5853.15	1.48	83.3	3.0	79.2	3.0
5855.08	4.60	55.4	2.5	51.9	2.8
5856.09	4.29	86.8	4.2	79.7	3.4
...

Table 4. Equivalent widths of Fe I lines for stars in the $b = -3$ field. The full table is available at the CDS.

Lambda	Xiex	B3-b1	B3-b2	B3-b3	...
5853.15	1.48	64.0	9.3	88.6	9.0
5855.08	4.60	45.0	7.7	74.0	8.2
5856.09	4.29	44.8	6.4	83.1	6.3
...

Table 5. Equivalent widths of Fe I lines for RGB stars in Baade’s window. The full table is available at the CDS.

Lambda	Xiex	BW-b2	BW-b5	BW-b6	...
5853.15	1.48	101.5	5.7	101.1	4.0
5855.08	4.60	68.6	5.7	60.5	3.6
5856.09	4.29	77.0	6.9	75.8	2.0
...

Table 6. Equivalent widths of Fe I lines for Red Clump stars in Baade’s window. The full table is available at the CDS.

Lambda	Xiex	BWc-1	BWc-2	BWc-3	...
5853.15	1.48	89.9	3.1	68.2	3.6
5855.08	4.60	49.8	3.5	65.6	3.0
5856.09	4.29	94.1	3.4	65.4	3.3
...

With the Fe linelist described in the previous Sect., the excitation equilibrium gives $T_{\text{eff}} = 4550 \pm 100$ K for μ Leo. This value of temperature is consistent within uncertainties with other literature estimates both coming from spectroscopic and photometric measurements. Using the infrared flux method Gratton & Sneden (1990) derived $T_{\text{eff}} = 4540 \pm 100$ K, the same value found by Smith & Ruck (2000) using an EQWs analysis based on low- and high-excitation Fe I lines. More recently, a slightly lower value ($T_{\text{eff}} = 4500$ K) was derived from photometric calibration using the $V - K$ colour index by Gratton et al. (2006) for their study, in very good agreement with our measurement.

A $\log g$ of 2.3 dex was adopted for μ Leo, as the best estimate from various independent methods. Gratton & Sneden (1990) found $\log g = 2.53 \pm 0.12$ from Fe ionisation equilibrium, $\log g = 2.34 \pm 0.15$ from MgH dissociation equilibrium, and $\log g = 2.15 \pm 0.07$ from pressure broadened lines (Fe I at 8688 Å and Ca I at 6162 Å). They adopted a mean value of $\log g = 2.30 \pm 0.30$, whereas Smith & Ruck (2000) adopted $\log g = 2.20 \pm 0.10$ from ionisation equilibrium, discarding the

pressure broadened Ca I wings as a reliable gravity indicator, since it is strongly metallicity dependent. Assuming this $\log g = 2.3$ dex, the Fe abundance that we compute from our spectrum is $\log n(\text{Fe}) = 7.80 \pm 0.01$ (68 lines, rms = 0.12 dex) from neutral lines and $\log n(\text{Fe}) = 7.72 \pm 0.01$ (6 lines, rms = 0.11 dex) from singly ionised lines adopting the Fe II $\log gf$ -values of Raassen & Uylings (1998), hence showing a +0.08 dex difference between the two ionisation stages. Had we assumed a different source for the Fe II $\log gf$ -values (for example those of Barbuy & Melendez in preparation, reported in Zoccali et al. 2004), this difference could have shifted by as much as 0.10 dex. On the other hand, under-ionisation seems to be a ubiquitous characteristic in our analysis, as we observed it in many of our supersolar metallicity stars and its origin has been traced to errors in the continuum placement. In such stars, DAOSPEC does not correctly detect all small molecular lines, and tends to place the continuum lower than where it should be. The EQWs deduced are then underestimated, as are the individual abundances with an increasing effect on weaker lines. Because of the large number and variety of lines, the average Fe I abundance is not much affected, but the effect is stronger for the average Fe II abundance computed from only 6 weak lines. In μLeo , the 0.08 dex under-ionisation could therefore also arise simply from this continuum placement issues.

To summarise, the final adopted parameters for μLeo are: $T_{\text{eff}} = 4540$ K, $\log g = 2.3$ dex, and $\xi = 1.3$ km s⁻¹, in good agreement with recent literature estimates, which lead to a metallicity of $[\text{Fe I}/\text{H}] = 0.30 \pm 0.12$ dex. This metallicity is also in very good agreement with previous findings for this star, and was therefore adopted for our differential analysis of the Bulge stars. Using this model, we then constructed a set of pseudo $\log gf$ -values so that Fe I and Fe II lines give an abundance of 0.3 dex from the EQWs calculated from the observed spectrum of μLeo , using the same code to measure EQWs (and hence also the same method for continuum placement).

Applied to our sample, this differential Fe linelist improves the determination of the stellar parameters: the dispersions around the mean values of Fe I and Fe II decrease, which also allows for a more precise determination of temperatures and microturbulence velocities. In particular, for stars with $[\text{Fe}/\text{H}] > -0.1$ dex, the dispersions around the mean Fe I abundance were reduced by 0.03 dex on average, and by 0.15 dex around the mean Fe II abundance. This translates into an improvement of the precision on T_{eff} of the order of 50 K and on the microturbulence velocity of the order of 0.05 km s⁻¹. We also noticed that with this differential analysis, the spectroscopically determined T_{eff} are closer to the photometric temperatures in the mean (by ~ 50 K). We would, however, like to warn the reader that these pseudo- $\log gf$ values differential to μLeo are purely derived for differential analysis purposes, and *cannot be used as $\log gf$ values for any other purposes*, as they strongly depend on the models used and the EQWs measurement method.

3.3.2. Comparison stars: Arcturus

To check the consistency of the final adopted Fe linelist as well as to serve as a reference star for comparison with other abundance studies of disk and bulge, the well-known mildly metal poor giant Arcturus was also analysed. The *VLT + UVES* spectrum of Arcturus ($R = 120000$) was taken from the UVES Paranal Observatory Project database (Bagnulo et al. 2003). With the final adopted Fe linelist relative to μLeo , and treating Arcturus in the same way as our Bulge sample stars (see Sect. 3.5), the following stellar parameters were found for

Arcturus: $T_{\text{eff}} = 4300 \pm 100$ K, $\log g = 1.50 \pm 0.10$ dex, and $\xi = 1.5$ km s⁻¹, leading to $[\text{Fe I}/\text{H}] = -0.52 \pm 0.08$ dex and $[\text{Fe II}/\text{H}] = -0.46 \pm 0.07$ dex. There is no difference in the parameters (T_{eff} , ξ , and $[\text{Fe}/\text{H}]$) deduced for Arcturus from the initial Fe linelist and the Fe linelist differential to μLeo . Only the Fe I abundance is slightly different (and hence the ionisation balance) as expected from μLeo analysis. Once again, these parameters agree well with others studies (Fulbright et al. 2006, and references therein).

3.4. Photometric temperature and gravity

The stars have V and I magnitudes from the OGLE catalogues (Paczynski et al. 1999, for the Baade's window; and Udalski et al. 2002, for other fields). In the near infrared, J , H , and K magnitudes are available from the 2MASS Point Source Catalogue (Skrutskie et al. 2006). The photometric temperatures were determined from the indices $V - I$ and $V - K$ using Alonso et al.'s calibration for the clump giants (Alonso et al. 1999) and from $V - I$, $V - K$, $V - H$, and $V - J$ indices with the calibration of Ramírez & Meléndez (2005) for the RGB stars. These indices were transformed in the system used by Alonso et al. (1999) and by Ramírez & Meléndez (2005) et al. using different relations found in the literature (Carpenter 2001; Alonso et al. 1998; Bessell 1979). They were corrected for reddening, adopting a mean reddening for each field and the extinction law of Cardelli et al. (1989). The difference between both calibrations was found to be between 100 and 150 K. It reaches 200 K for a few stars with $T < 4000$ K. Inside each calibration, systematic differences of the order of 100 K were found from one index to the other. This can be explained by uncertainties in the extinction law or in the calibration relation (T_{eff} function of the colour index). But, the main source of uncertainty in the final value of the temperature is linked to the reddening. Indeed, despite the choice of infrared bands, which are less sensitive to reddening, the photometric temperature still remains uncertain due to differential reddening in each field (of the order of 0.15 in $E(V - I)$ according to the Red Clump mean colour variation within each of our fields, see Sumi 2004). An error of 0.15 in $E(V - I)$ (i.e., 0.12 mag in $E(B - V)$) leads to a change in T_{eff} of 200 K.

Knowing its temperature T_{eff} , mass M , and bolometric magnitude $M_{\text{Bol},*}$, the photometric gravity of a star can be calculated from the following equation:

$$\log\left(\frac{g}{g_{\odot}}\right) = \log\left(\frac{M}{M_{\odot}}\right) - 0.4(M_{\text{Bol},\odot} - M_{\text{Bol},*}) + 4 \log\left(\frac{T_{\text{eff}}}{T_{\text{eff},\odot}}\right). \quad (1)$$

We adopted: $M_{\text{Bol},\odot} = 4.72$, $T_{\text{eff},\odot} = 5770$ K, $\log g_{\odot} = 4.44$ for the Sun and $M = 0.8 M_{\odot}$ for the bulge stars. The inspection of the above equation showed that the main source of uncertainty is the bolometric magnitude. The uncertainty on the bolometric magnitude is a function of uncertainties on the temperature (through the bolometric correction), the reddening, and the star distance. Errors on the temperature are negligible and errors on reddening have little impact on the value of $\log g$ (a shift of 0.20 mag in A_v leads to a shift of 0.05 in $\log g$). Without any precise individual distances for our sample stars, we assumed they were all bulge members, at 8 kpc from the sun (Reid 1993). This assumption ignores the bulge line of sight depth, but gives reliable and homogeneous values for $\log g$: the error induced by the bulge depth is at most 0.25 dex for the stars furthest away or closest to the sun.

Table 7. S/N influence on spectroscopic stellar parameters determination.

S/N	μLeo			Arcturus		
	75	50	25	75	50	25
T_{eff}	0	0	0	0	0	0
ξ	+0.1	+0.15	+0.20	+0.0	+0.0	+0.0
[Fe/H]	-0.02	-0.02	+0.00	+0.00	+0.00	+0.03

3.5. Final stellar parameters

Due to its strong sensitivity to errors in the assumed reddening, the photometric temperature was not adopted as our final temperature value. It was only used as a first guess to determine the final spectroscopic temperature iteratively by imposing excitation equilibrium on Fe I lines. Both temperatures are in good agreement within the uncertainties. For the RGB stars: $T_{\text{spectro}} - T_{\text{photo}} = -100 \pm 100$ K with a few outliers.

As explained in Sect. 3.3.1, the surface gravity value deduced from the ionisation equilibrium strongly depends on the choice of Fe II $\log gf$ values and can be affected by errors on the continuum placement. Despite the use of the $\log gf$ differential to μLeo for Fe II, uncertainties in Fe II abundances still remain higher than desirable to set a proper surface gravity from ionisation equilibrium. We therefore choose to adopt the photometric gravity as a final value for the whole sample.

The microturbulent velocity was determined so that lines of different strengths give the same abundance (no trend in [Fe/H] as a function of $\log(W/\lambda)$). Finally, a last iteration has been done to ensure that the [Fe/H] value derived from average Fe I abundance and the one used to compute the atmosphere model were the same.

As an additional check of our stellar parameter determination procedure, and its sensitivity to the S/N of the observed spectrum, we degraded our μLeo and Arcturus spectra to the same resolution ($R = 48\,000$) and S/N (25 to 75) as our bulge sample observations, and repeated the stellar parameter determination procedure. All spectroscopic parameters, T_{eff} , ξ , and [Fe/H], are all very robust in this procedure. As can be seen in Table 7, all are retrieved within their formal uncertainties, although we do see a slight tendency of DAOSPEC to lower the continuum with decreasing S/N (as fewer and fewer small lines are detected), and correspondingly increase the full width half maximum of the fitting Gaussian profile. The two effects, in fact, largely cancel out recovering very robust EQWs in a large range of line strength. As a result, we could find no detectable offset in T_{eff} , ξ is affected by at most 0.2 km s^{-1} only for metal-rich stars, and [Fe/H] is retrieved (once ξ is corrected to the lower- S/N value) within 0.03 dex in all cases. The adopted stellar parameters are given in Table 1, together with the heliocentric radial velocity and the signal-to-noise estimates for each star in our sample. The typical intrisec errors on the radial velocity measurements are of 100 m s^{-1} , so we expect the uncertainty to be dominated by systematics (systematic shifts between the wavelength calibration and science exposures), not expected to exceed 1 km s^{-1} .

4. Abundances of O, Na, Mg, and Al

4.1. Linelist

To derive accurate and homogeneous abundances in metal-rich stars it is particularly important to check not only the $\log gf$ of the lines used, but also to understand thoroughly the spectral features around these lines. Astrophysical

gf -values were determined by matching a synthetic spectrum computed with the standard solar abundances (Grevesse & Sauval 1998) with a UVES observed spectrum (http://www.eso.org/observing/dfo/quality/UVES/-pipeline/solar_spectrum.html). But, the stars we analyse are much cooler and more luminous than the sun. To check the consistency of these gf -values and adjust the linelist (including molecules, mainly CN) in the regions of interest, we also fitted in detail the O, Na, Mg, and Al lines in two giants of parameters similar to ours: Arcturus and μLeo .

4.1.1. Oxygen

The oxygen abundances used in this paper are drawn from the companion paper Zoccali et al. (2006). In brief, only the [O I] line at 6300.3 \AA can be used for abundance analysis in our spectra. The line at 6363.8 \AA , even if visible in some spectra, was rejected because it is blended with a CN line and is in general too weak to be correctly measured. At the resolution of our spectra, the O I line at 6300.3 \AA is quite well separated from the the Sc II line at 6300.69 \AA ($\log gf = -2.0$ dex), but blended with the two components of the Ni I at 6300.335 \AA (Johansson et al. 2003). For these two lines we adopted atomic parameters from a previous work on disk stars (Bensby et al. 2004). At higher metallicity, weak CN lines appears in both wings of the O line. To reduce the error on the continuum placement their parameters were adjusted on the μLeo spectrum. This analysis of the region is complicated by the sky O II emission line and by the presence of telluric absorption lines that can affect the line itself. After a visual inspection of each spectrum, stars with a [O I] line entirely contaminated by telluric features were rejected.

4.1.2. Sodium

Na abundances were based on the doublet at $6154\text{--}60 \text{ \AA}$ (Fig. 2). The region around the doublet is very crowded with strong atomic lines and many CN lines. To reduce the uncertainty on the continuum placement, it was determined in two small regions around 6153 \AA and 6159.5 \AA found free of atomic and molecular features in Arcturus and μLeo spectra. Let us note that the Na lines become very strong in some of our stars (in the metal-rich regime) so that the feature becomes less sensitive to abundance, all the more since the CN blending in the wings forbids the use of wings as an abundance indicator. In these cases, the Na abundances cannot be measured to better than ~ 0.2 dex accuracy.

$\lambda 6154.23$ – The red wing of this line is blended with a small V I line at 6154.46 \AA whose gf value was adjusted in the sun ($\log gf = -0.20$ dex) and with CN lines mostly visible in μLeo spectrum. The blue wing of this line appears to be blended with CN lines whose parameters were determined to get the best fit both in Arcturus and μLeo . But, even in μLeo and in high metallicity stars, the presence of all the features in the wings of this Na line are too small to significantly affect the abundance determination.

$\lambda 6160.75$ – This line is clean in the sun and Arcturus, but both wings and centre are contaminated with weak CN lines in μLeo . The parameters of the CN lines were adjusted on the μLeo spectrum so that this Na line gives the same abundance as the other line of the doublet. For bulge stars, when this line was too contaminated by CN lines, the abundance determination was imposed by the line at 6154.23 \AA .

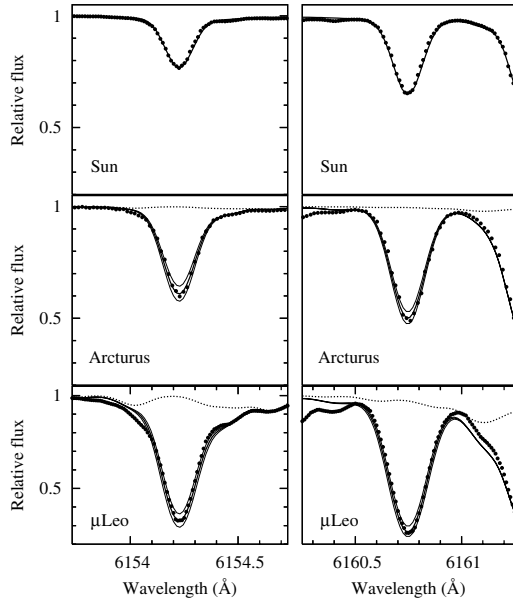


Fig. 2. Comparison between observed spectra (points) and synthetic spectra (solid lines) around the Na I line at 6154.23 Å (left) and around the Na I line at 6160.75 Å (right) for the Sun, Arcturus, and μ Leo. The solid lines indicate a synthesis done with $\log N(\text{Na}) = 6.33$ dex in the sun, $\log N(\text{Na}) = 5.88 \pm 0.1$ dex in Arcturus, and $\log N(\text{Na}) = 7.13 \pm 0.2$ dex in μ Leo. The dotted line represents the CN lines. Notice, the presence of CN lines in the wings of the Na line in the μ Leo spectrum.

4.1.3. Magnesium

In our wavelength region only the 6319 Å triplet can be used to determine Mg abundances. The line at 6765.4 Å mentioned in the McWilliam & Rich (1994) study was not taken into account. It was too faint in the sun to be detected and contaminated by CN lines in Arcturus, making a determination of its $\log gf$ -value impossible. Around and in the triplet, a Ca I line suffering from autoionisation at 6318.1 Å (producing a ~ 5 Å broad line) as well as CN lines can affect the determination of the continuum placement, so we checked their validity by a meticulous inspection of the region in Arcturus and in μ Leo spectra.

The Ca I autoionisation line was treated by increasing its radiative broadening to reflect the much reduced lifetime of the level suffering autoionisation compared to the radiative lifetime of this level. The radiative broadening had to be increased by 10 000 compared to its standard value (based on the radiative lifetimes alone) to reproduce the Ca I dip in the solar spectrum. This same broadening also reproduces the spectra of Arcturus and μ Leo well, as illustrated Fig. 3.

λ 6318.72 – At the UVES resolution this line is well separated from the other lines of the triplet, but blended with an unidentified line near 6318.5 Å, making the continuum placement more hazardous, but having no direct impact on Mg abundance measurement from this line. However, there is a CN line close to the centre of this line that is negligible in the Sun and Arcturus, but reaches $\sim 15\%$ of the line in μ Leo. In the μ Leo and Arcturus spectra, the measured abundance from this line is in agreement within 0.05 dex with the abundance found with the other two lines.

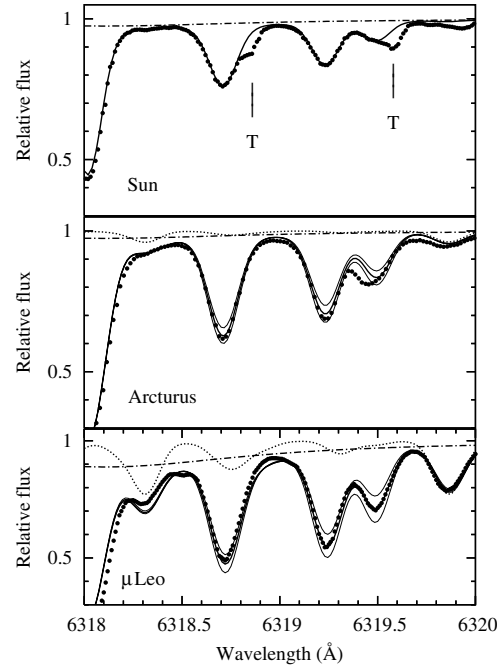


Fig. 3. Comparison between observed spectra (points) and synthetic spectra (solid lines) in the Mg I triplet region for the Sun, Arcturus, and μ Leo. The solid lines indicate a synthesis done with $\log N(\text{Mg}) = 7.58$ dex in the sun, $\log N(\text{Mg}) = 7.40 \pm 0.1$ dex in Arcturus, and $\log N(\text{Mg}) = 8.00 \pm 0.2$ dex in μ Leo. The dotted line represents the CN lines, whereas the dash-dotted line shows the contribution of the Ca I autoionisation line (see text). The position of two telluric absorption lines are marked by the letter “T” on the solar spectrum.

$\lambda\lambda$ 6319.24 and 6319.490 – These two lines are blended together at $R = 48\,000$. Both lines always give the same abundance in Arcturus and μ Leo. We identified a CN feature appearing in μ Leo right in between the two Mg lines. Thus, even if the stars studied do contain significant CN, we will be able to properly constrain the Mg abundance by fitting the blue side of the 6319.24 Å line and the red side of the line at 6319.49 Å even at our bulge program resolution.

4.1.4. Aluminium

Al abundances were derived from the 6696.03–6698.67 Å doublet (Fig. 4). The region is blanketed with many CN lines whose wavelength and $\log gf$ are very uncertain. These lines are weak in the Arcturus spectrum and slightly affect the placement of the continuum but become strong enough at the metallicity of μ Leo to make the abundance determination more uncertain. As far as possible, we adjusted the parameters of these CN lines to reproduce the observed spectrum of μ Leo and Arcturus and to get the same abundance from both lines of the doublet.

λ 6696.03 – This line is blended with an Fe I line at 6696.31 Å in all three stars, whose gf -value was adjusted in the sun ($\log gf = -1.62$ dex). This blend at 0.3 Å from the Al I line does not compromise the Al measurement even at $R = 48\,000$.

λ 6698.67 – This line is clean in the sun, but appears to be blended in its left wing in Arcturus and μ Leo with an unidentified line near 6698.5 Å. This unidentified feature should not

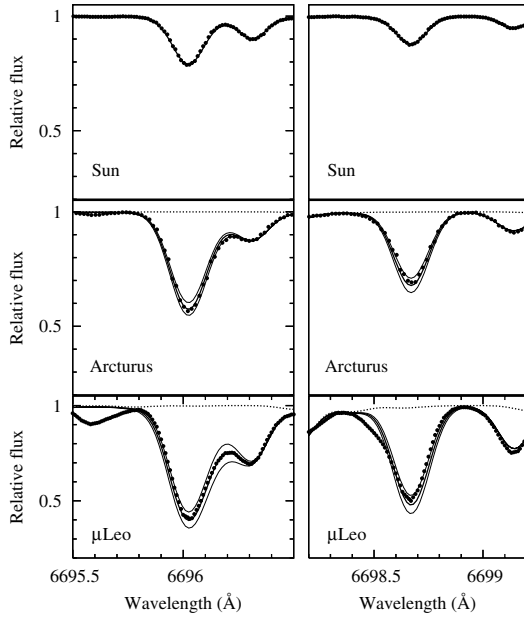


Fig. 4. Comparison between observed spectra (points) and synthetic spectra (solid lines) in the Al I 6696.03 Å region for the Sun, Arcturus, and μ Leo. The solid lines indicate a synthesis done with $\log N(\text{Al}) = 6.47$ dex in the sun, $\log N(\text{Al}) = 6.32 \pm 0.1$ dex in Arcturus, and $\log N(\text{Al}) = 7.17 \pm 0.2$ dex in μ Leo. The dotted line represents the CN lines.

Table 8. Astrophysical gf -values determined by this study compared with others values extracted from the VALD and NIST database.

Element	Lambda (Å)	χ_{ex}	$\log gf$	$\log gf$ (V)	$\log gf$ (N)
Al I	6696.02	3.14	-1.55	-1.35	-1.34
Al I	6698.67	3.14	-1.87	-1.65	-1.64
Mg I	6318.72	5.11	-1.98	-1.73	-
Mg I	6319.24	5.11	-2.23	-1.95	-
Mg I	6319.49	5.11	-2.75	-2.43	-
Na I	6154.23	2.10	-1.58	-1.56	-1.53
Na I	6160.75	2.10	-1.23	-1.26	-1.23

affect the core of the Al I line. The abundance derived from this line is 0.05–0.1 dex lower than the abundance derived from the other line. This could be due to the presence of Nd II line at 6698.64 Å with overestimated gf -value.

4.2. Abundance determination and associated uncertainties

4.2.1. CNO

Due to the formation of CO molecules in cool stars, the oxygen abundance cannot be measured independently from the C abundance. Moreover, C and to a lesser extent, N abundances are needed to correctly predict the CN molecule blanketing in many regions of the spectrum, and in particular the [OI] line region (see Sect. 4.1.1). In the cooler stars of our sample, an increase of 0.4 dex applied to the C abundance can lead to a change of -0.2 dex in the derived O abundance, whereas the same increase applied to the N abundance leads to an oxygen decrease of only -0.1 dex.

In μ Leo, C, N, and O abundances were determined following the same method used by Gratton & Sneden (1990), assuming different values of $[\text{N}/\text{H}]$. Once C and O abundances were fixed, the final N abundance was then determined by a synthetic spectrum fit to a strong CN line at 6498.5 Å. From this procedure we deduced the following values: $\log n(\text{C}) = 8.85$, $\log n(\text{N}) = 8.55$, and $\log n(\text{O}) = 9.12$. The abundances of O and C are the same as those found by Gratton & Sneden (1990) whereas the abundance of N is 0.15 dex lower, although these two values are consistent within the uncertainties of the CN line lists. For Arcturus, the C, N, and O abundances of Smith et al. (2002) deduced from infrared spectroscopy were checked and adopted as final values.

For the bulge stars in our sample, the O, C, and N abundances were determined by an iterative procedure, in a simplified version of the scheme employed for μ Leo: to start with, the oxygen abundance was determined from the [OI] line with $[\text{C}/\text{Fe}] = -0.5$ and $[\text{N}/\text{Fe}] = +0.5$ for each star (appropriate values for mixed giants); then the C abundance was deduced from synthetic spectrum comparison of the C2 bandhead at 5635 Å (assuming this O abundance); given C and O, nitrogen was then constrained from the strong CN line at 6498.5 Å; finally, the oxygen abundance was then re-computed with the new C and N abundances.

Since the nickel abundance also has an influence on the derived O abundance (through the Ni I blend close to [OI] line centre which can account for up to 20% of the line), Ni abundance was also measured for each star (EQWs measurement) and imputed to the spectrum synthesis of the oxygen region. The $[\text{Ni}/\text{Fe}]$ in our sample is found to be essentially solar at all metallicities, with a dispersion of 0.20 dex, which converts into an uncertainty on our O measurement of 0.05 dex. Finally, telluric lines and the residual sky-subtracted emission line were also flagged in our spectra, and the stars for which these strongly affected the [OI] lines were discarded from the analysis.

4.2.2. Al, Na, and Mg

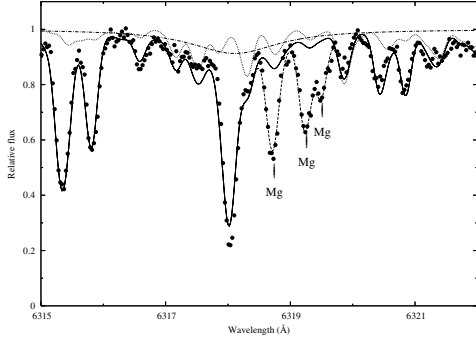
The observed spectrum was first normalised using the continuum determined by DAOSPEC. Then the continuum placement was adjusted on a wavelength interval 10 Å long around each atomic line studied after a check of the validity of the molecules lines on the whole interval. This visual inspection also permitted us to check that no telluric line was interfering with the stellar features.

For each star, we computed synthetic spectra around the Al, Mg, and Na lines, including atomic and molecular lines. The synthesis was broadened (convolved with a Gaussian of fixed FWHM in velocity) to match clean lines in each star: this broadening was found to be very close to the FWHM found by DAOSPEC. To measure the effect of molecular and atomic blanketing, we also overlaid one synthesis with molecular lines only and one with all molecular and atomic lines, but without the atomic line under study. For an example, see Fig. 5.

The abundances were obtained by minimising the χ^2 value between observed and synthetic spectra around Al and Na lines and simultaneously for the 3 lines of the Mg triplet. This χ^2 value was computed by giving less weight to the pixels contaminated by molecules or atomic lines. For stars with strong CN lines, this is equivalent to constraining the final Mg abundance by the two redder lines of the triplet. For the Al line at 6696.03 Å it means that the abundance is mostly deduced from the red part of the line. The uncertainty on the abundance coming out of this χ^2 procedure was computed using the $\delta\chi^2 = 1$ contour. The final Na and Al abundances and associated errors were obtained

Table 9. Abundances of Arcturus and μ Leo.

Star	$A(^{12}\text{C})$	$^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$	$A(^{14}\text{N})$	$A(^{16}\text{O})$	$A(\text{Na})$	$A(\text{Al})$	$A(\text{Mg})$
Arcturus	7.79 ± 0.08^a	8.0 ± 1.0^a	7.65 ± 0.07^a	8.39 ± 0.05^a	5.88 ± 0.05	6.32 ± 0.05	7.40 ± 0.05
μ Leo	8.85 ± 0.10	18 ± 3	8.55 ± 0.15	9.12 ± 0.10	7.13 ± 0.10	7.17 ± 0.10	8.00 ± 0.10

^a Abundances from Smith et al. (2002).**Fig. 5.** Observed spectrum (points) about the Mg triplet region in BWC-1. The dashed line indicates a synthesis with $[\text{Mg}/\text{Fe}] = 0.29$ dex, the solid line is the same synthesis but with no Mg, the dotted line a synthesis with molecular lines only, and the dash-dotted line shows the contribution of the Ca I autoionisation line acting like a pseudo-continuum in the region.

combining the abundance estimates by a weighted average of the two lines. The Mg, Na, and Al abundances for each program star are reported in Table 11, while the abundances for the individual Na and Al lines are given in Table 12.

The influence of the continuum placement on the abundances determination was also investigated. The visual determination of the continuum by comparison to the synthetic spectrum is an obvious improvement on the automatic continuum placement by DAOSPEC, but uncertainties of the order of 1 to 2 percent (depending on S/N and spectral crowding) still remain on the final adopted value. To quantify the impact of this uncertainty on Al, Na, and Mg abundances, we also computed from observed spectra shifted by $\pm 2\%$. Associated uncertainties on Mg, Na, and Al abundances were found to be 0.05 dex in the mean, rising to 0.10 dex for the weaker lines. Thus the uncertainties arising from continuum placement are small compared to those due to the line-fitting (S/N and synthetic spectrum mismatch), for the rather strong Al, Na, and Mg lines. In the following, the errors obtained by the χ^2 procedure are considered representative of the total error on the abundance, and reported in Tables 11 and 12 and in the plots.

4.3. Uncertainties and atmospheric parameters

The uncertainties reported in Table 11 are only those coming from the profile matching. Another important source of errors in the abundances arises from the uncertainties in the stellar parameters. On average, the latter are of the order of 200 K on T_{eff} , 0.2 dex on $\log g$, and 0.10 dex on ξ . To estimate the associated abundance uncertainties, we used EQWs measured by DAOSPEC on the observed spectra. For each star of the sample, abundances were computed with different models by changing one of the parameters and keeping the nominal values for the other two ($T_{\text{eff}} \pm 200$ K, $\log g \pm 0.3$ dex, and $\xi \pm 0.2$ km s $^{-1}$).

Table 10 shows the mean difference in $[\text{X}/\text{H}]$ and in $[\text{X}/\text{Fe}]$ between these altered models and the nominal model.

The largest source of error on iron comes from the uncertainties on both temperature and microturbulence. Since the Fe abundance was deduced from Fe I lines, the uncertainties in $\log g$ are negligible. Indeed, a shift of 0.30 dex on $\log g$ (maximum error on $\log g$ due to the distance uncertainty associated with the bulge depth) leads to a shift of only 0.05 dex on the Fe I abundance, whereas a shift of 200 K in T_{eff} (or of 0.2 km s $^{-1}$ in ξ) results on the average in a shift of 0.10 dex (with extreme values reaching 0.16 dex). In the mean, Ni behaves like Fe so $[\text{Ni}/\text{Fe}]$ is not sensitive to changes in stellar parameters.

For Na and Al lines, the largest error arises from the temperature. A change of 200 K can lead to a change of 0.16 dex for the ratios $[\text{Na}/\text{H}]$ and $[\text{Al}/\text{H}]$. In the mean, a change in the temperature of the model induces a similar effect for the abundance of Fe as for those of Al and Na. So the uncertainties on $[\text{Na}/\text{Fe}]$ and $[\text{Al}/\text{Fe}]$ abundance ratios are smaller, typically 0.10 dex, reaching 0.15 dex for the cooler stars.

Compared to Na and Al, the determination of Mg abundances is less sensitive to changes of stellar parameters. Only the temperature significantly affects the $[\text{Mg}/\text{H}]$ ratio. The $[\text{Mg}/\text{Fe}]$ ratio is more sensitive to stellar parameters by means of Fe, but remains a quite robust result against uncertainties, with a mean uncertainty of the order of 0.05 dex, reaching a maximum of 0.1 dex for the hotter stars.

The forbidden oxygen line is insensitive to change in temperature and essentially behaves like a ionised line (because of the high O ionisation potential) so that the uncertainty on $[\text{O}/\text{H}]$ ratio is dominated by the uncertainty on gravity, or 0.13 dex in the mean. The $[\text{O}/\text{Fe}]$ ratio is more sensitive to changes of each of the stellar parameters, typically 0.05 to 0.1 dex. In conclusion, uncertainties in the atmospheric parameters are of the order of 0.10 dex, not larger than 0.15 dex. In view of the strong covariance terms between the different stellar parameters, the associated uncertainties were tabulated individually rather than coadded.

4.4. Possible non-LTE effects

There are rather scarce (and sometime contradictory) results in the literature as to what possible non-LTE effects could be in giants on the lines that we have used for our analysis (Na, Mg). Not much is available on the Al lines that we have used. Relevant to the stars under analysis here, we examine two different works using two different NLTE model-atoms and code for Na and Mg: Gratton et al. (1999) and Mishenina et al. (2006) (using MULTI by Carlsson 1986). The latter, using the same lines as ours, in He-core burning giants in the solar neighbourhood (hence with the same T_{eff} range as our bulge stars, and metallicities ranging from -0.6 to $+0.3$ dex), found NLTE corrections for both Na and Mg ranging from -0.1 to -0.15 dex. On the other hand, for solar metallicity, Gratton et al. (1999) predict a correction of -0.1 dex (LTE-NLTE) for high excitation Mg lines in 4000 K giants, and up to -0.3 , increasing with equivalent width, for

Table 10. Abundance uncertainties associated with the stellar parameters.

Parameter Shift	T_{eff} +200 K	T_{eff} -200 K	$\log g$ +0.3 dex	$\log g$ -0.3 dex	ξ +0.2 km s ⁻¹	ξ -0.2 km s ⁻¹	[Fe/H] +0.2 dex	[Fe/H] -0.2 dex
[O/H]	0.03 ± 0.01	-0.04 ± 0.01	0.13 ± 0.01	-0.13 ± 0.01	-0.01 ± 0.01	0.01 ± 0.00	0.07 ± 0.01	-0.06 ± 0.01
[Mg/H]	0.06 ± 0.04	-0.02 ± 0.05	0.02 ± 0.02	-0.02 ± 0.02	-0.04 ± 0.02	0.04 ± 0.02	0.01 ± 0.01	-0.01 ± 0.01
[Al/H]	0.15 ± 0.02	-0.14 ± 0.02	0.00 ± 0.01	-0.01 ± 0.01	-0.05 ± 0.02	0.06 ± 0.02	-0.01 ± 0.01	0.01 ± 0.01
[Na/H]	0.17 ± 0.02	-0.17 ± 0.01	-0.01 ± 0.01	0.00 ± 0.01	-0.07 ± 0.02	0.07 ± 0.03	-0.01 ± 0.01	0.01 ± 0.01
[Ni/H]	0.04 ± 0.06	0.01 ± 0.05	0.07 ± 0.02	-0.07 ± 0.02	-0.06 ± 0.02	0.07 ± 0.03	0.03 ± 0.01	-0.03 ± 0.01
[Fe/H]	0.09 ± 0.07	-0.03 ± 0.07	0.05 ± 0.02	-0.05 ± 0.02	-0.08 ± 0.02	0.10 ± 0.02	0.03 ± 0.01	-0.02 ± 0.02
[O/Fe]	-0.08 ± 0.06	-0.01 ± 0.04	0.07 ± 0.02	-0.10 ± 0.03	0.07 ± 0.02	-0.10 ± 0.02	0.04 ± 0.02	-0.05 ± 0.02
[Mg/Fe]	-0.03 ± 0.03	0.01 ± 0.02	-0.03 ± 0.02	0.03 ± 0.01	0.04 ± 0.02	-0.06 ± 0.02	-0.02 ± 0.01	0.01 ± 0.01
[Al/Fe]	0.06 ± 0.07	-0.11 ± 0.06	-0.05 ± 0.02	0.04 ± 0.02	0.03 ± 0.02	-0.04 ± 0.02	-0.04 ± 0.02	0.03 ± 0.02
[Na/Fe]	0.07 ± 0.07	-0.14 ± 0.07	-0.06 ± 0.02	0.05 ± 0.02	0.01 ± 0.02	-0.03 ± 0.03	-0.04 ± 0.01	0.03 ± 0.02
[Ni/Fe]	-0.05 ± 0.02	0.03 ± 0.02	0.02 ± 0.01	-0.02 ± 0.02	0.02 ± 0.02	-0.03 ± 0.02	0.00 ± 0.01	-0.01 ± 0.01

5000 K giants. In this same paper, corrections to the Na 6154 Å and 6160 Å lines of -0.2 and -0.1 are found, decreasing with increasing equivalent width. For Na, these two studies agree, and amount to ~0.15 dex, which will be kept in mind in our interpretation of the Na abundances in the following sections. The situation for Mg is however less clear, and would deserve further study in the future (we are planning such a study); for the time being, we consider that the stars studied by Mishenina et al. (2006) are closer to our target stars, and take into account a possible -0.1 to -0.15 dex effect on our Mg abundances.

5. Results

In this section we consider the resulting O, Mg, Na, and Al abundances obtained for our bulge sample, and compare them with galactic thin and thick disk abundances taken from the studies of Reddy et al. (2006) and Bensby et al. (2004, 2005). We also briefly compare our results with earlier works on the bulge stars: (i) the seminal work of McWilliam & Rich (1994) for 12 cool RGB stars studied at lower resolution ($R \sim 20\,000$); (ii) the infrared spectral analysis of 14 bulge M giants by Rich & Origlia (2005), although this study has a small metallicity coverage, restricted to [Fe/H] between -0.3 and +0.0 dex; (iii) the preliminary results for ~20 giants from Keck HIRES high resolution spectra comparable to our UVES spectra (O and Mg by Fulbright et al. 2005; McWilliam & Rich 2004, for Al in a subset of 9 stars). All the above-mentioned stars were confined to Baade's window.

We have checked whether the stars in our four bulge fields could be separated in the various abundance ratios plots, but did not find any significant field-to-field difference. Therefore in the following we discuss the 53 stars as a single sample. We have also estimated the number of expected disk foreground contaminants in each of the 4 fields using the Besancon model of the Milky Way, double checked with the disk control field discussed in Zoccali et al. (2003). At the RGB level, the contamination percentage is 15% in all fields (it is even smaller at the level of the red clump), except for the one at $b = -12$ where it reaches 45%. According to this, and given the total number of observed stars in each field we should have 2 disk stars in each of the 4 fields. In fact, in the most contaminated field ($b = -12$), we have identified two objects for which the ionisation balance of iron was totally off, and furthermore showed pressure broadened wings in strong lines that clearly identified these two stars as disk foreground dwarf and subgiant, respectively. These two stars were rejected from the final sample. In the other fields, we could not identify any other such clear-cut foreground star, but it should

be kept in mind that, of the remaining 53 objects in our sample, 6 might be disk contaminants.

5.1. Observed trends in the bulge

The two elements with even atomic numbers, O and Mg, show a very similar trend (Fig. 6), with a decline of the overabundance with respect to iron as the metallicity increases (much shallower for magnesium than for oxygen). This behaviour is qualitatively similar to that found in previous studies of the galactic bulge. In particular, within the limited metallicity coverage of Rich & Origlia (2005), both O and Mg are in good agreement, but there are appreciable differences with respect to Fulbright et al. (2005): (i) Fulbright et al. (2005) have systematically lower [O/Fe] values by ~0.15 dex in the whole metallicity range. Part of this effect (0.05 dex) is due to differences in the adopted solar O abundance and [OI] line $\log gf$ (cf. Zoccali et al. 2006). The residual systematic difference amounts to ~0.1 dex, but the behaviour of [O/Fe] with metallicity is similar in the two studies (same slopes). Furthermore, Fulbright et al. (2006, private communication) now find the same small offset between galactic disks and bulge stars as we do (Zoccali et al. 2006); (ii) although the [Mg/Fe] in metal-poor stars agrees within 0.1 dex between the two studies (including the reference stars Arcturus), the metal-rich end differs in that our sample includes stars with a whole range of different [Mg/Fe] ratios, whereas the few stars with [Fe/H] > 0.0 included in previous studies all showed rather high [Mg/Fe]. As a result, the radical difference between the behaviour of [O/Fe] and [Mg/Fe] seen by Fulbright et al. (2005) and McWilliam & Rich (2004) is somewhat reduced, although we also do see a declining [O/Mg] abundance at high metallicities, which does not appear to be predicted by current metallicity-dependent yields of massive stars (see Sect. 7).

Compared to α -elements, the two elements with odd atomic numbers, Na and Al, show different behaviours (Fig. 7). Both [Na/Fe] and [Al/Fe] trends are rather flat up to [Fe/H] ~ 0.0, at which point the [Na/Fe] ratios start increasing sharply with increasing metallicity, while Al seems to follow the Mg trend, with an increased dispersion and shallower (if any) decline. Sodium is only available in bulge giants from the study of McWilliam & Rich (1994), who also found high Na abundances ([Na/Mg] ~ 0.5) for supersolar metallicity stars.

One of the other striking features of the [Na/Fe] ratio in our sample is the sudden blow-up of the dispersion at the highest metallicities ([Fe/H] ≥ +0.1): for example, while the dispersion of [Na/Fe] at metallicities below solar is of the order of 0.14 dex, compatible with the internal uncertainties on the abundance measurement alone (0.14 dex), the scatter increases to

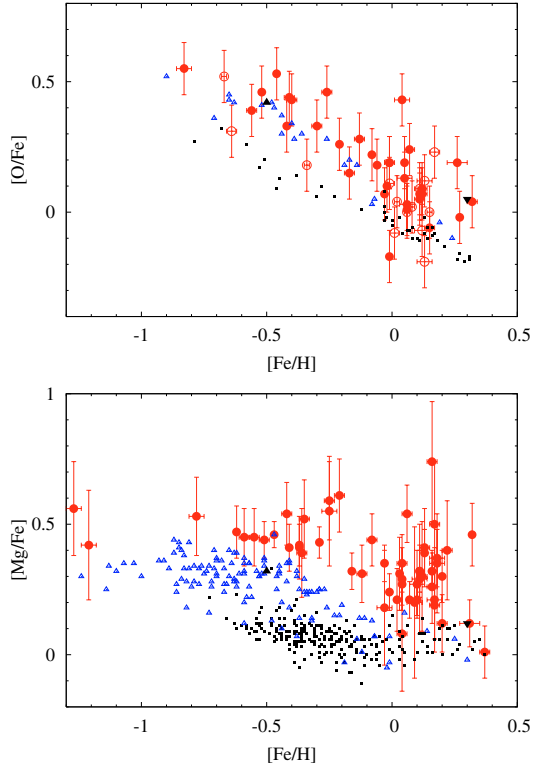


Fig. 6. $[O/Fe]$ (from Zoccali et al. 2006) and $[Mg/Fe]$ against $[Fe/H]$ for our sample of bulge giants (red circles) compared with the thin disk (black squares) and the thick disk samples (blue triangles) from Reddy et al. (2006) and Bensby et al. (2004, 2005). The black upwards and downwards pointing triangles are Arcturus and μ Leo, respectively. In the $[O/Fe]$ panel, only Bensby et al. (2004) $[OI]$ measurements are shown. Notice the clear separation between the thin disk, thick disk, and bulge stars.

0.29 dex for $[Fe/H] > 0$, with a range of $[Na/Fe]$ from -0.1 to almost $+1.0$. To make sure this effect is real, we investigated possible measurement errors, in particular since at the metal-rich end, internal uncertainties are larger due to the presence of weak CN lines in most of the wavelength domain. However, we could find no source of random uncertainty that could amount to such a large factor: observational errors are of 0.18 dex in the mean in the supersolar metallicity regime, and of stellar parameters uncertainties, temperature has the most impact on $[Na/Fe]$ with an effect of $+0.1$ dex for an increase of 200 K. We shall return to this point in Sect. 6. We find high $[Al/Fe]$ ratios for all stars of the sample, $\sim +0.5$ for stars with $[Fe/H] < 0$, and a larger dispersion around the same mean value for $[Fe/H] > 0$. Within uncertainties, this is compatible with the constant overabundance of $[Al/Fe] \sim 0.3$ found by McWilliam & Rich (2004), although once again our larger sample allows us to see the high dispersion at high metallicities.

5.2. Comparison to the galactic disks

Also displayed in Figs. 6 and 7 together with our results for bulge stars are abundances of the galactic thin and thick disks from the studies of Reddy et al. (2006) and Bensby et al. (2004, 2005). Thanks to the good agreement between these works,

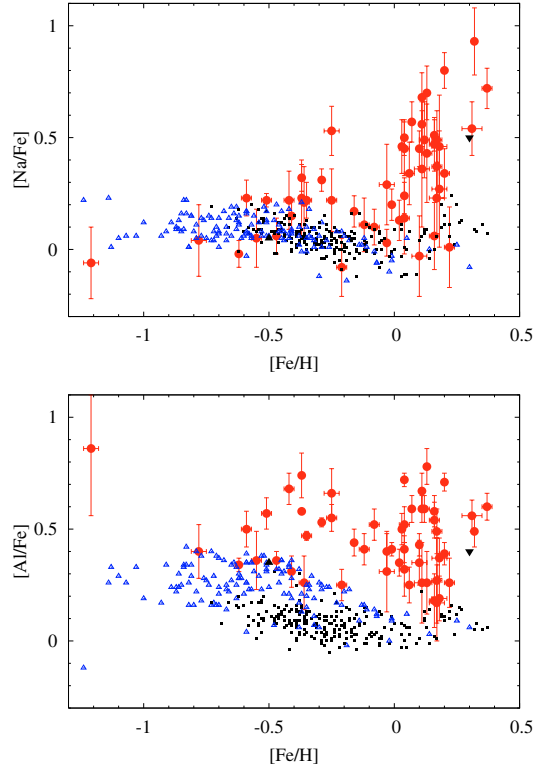


Fig. 7. $[Na/Fe]$ and $[Al/Fe]$ ratios against $[Fe/H]$ for our sample. Symbols as in Fig. 6.

no symbol distinction was made between the stars of these samples. Note that for oxygen, we chose to restrict our comparison to the Bensby et al. (2004) data points based on the $[OI]$ lines only, to make sure that no systematics hampers the comparison (see Zoccali et al. 2006, for a detailed description of the systematics corrections applied to ensure that our work is on the same scale as the galactic disks points). Note that the weak $[OI]$ line could not be measured in our two most metal-poor stars; similarly, Bensby et al. (2004) data points also stop around -0.9 dex, the $[OI]$ line being intrinsically weaker in the main-sequence stars of their sample.

As illustrated by Fig. 6, the bulge stars have O and Mg abundances distinct from those of galactic thin and thick disks (cf. Zoccali et al. 2006, for the case of oxygen). In particular, for $[Fe/H] > -0.5$, bulge $[Mg/Fe]$ values are higher than those of thick disk stars, which in turn are higher than those of thin disk stars. This effect is similar for Al (Fig. 7), where the separation between thin disk, thick disk, and bulge is even wider. These tightly correlated O, Na, Mg, and Al enhancements suggest that (relatively) massive stars played a dominant role in chemical enrichment of the bulge, thus strengthening the conclusion by Zoccali et al. (2006) – based on oxygen alone – that the bulge formed on a shorter timescale compared to the galactic disks.

On the other hand, as illustrated by Fig. 7, for $[Fe/H] < 0.0$, no clear separation is apparent between the $[Na/Fe]$ ratios of thin disk, thick disk, and bulge stars. For $[Fe/H] > 0$, the $[Na/Fe]$ trend increases strongly in the bulge stars; Bensby et al. (2004) also found an increase of $[Na/Fe]$ in the disk, but of a much smaller amplitude. Therefore, despite the dispersion, a clear

separation between bulge and galactic disks stars is apparent in that metallicity range.

It is worth noting that the local disk clump star μ Leo also has very high [Na/Fe] and [Al/Fe] ratios, at odds with the main-sequence stars of disk samples. Specifically, the high μ Leo Na and Al abundances were reported by Gratton & Sneden (1990) and Smith & Ruck (2000) ([Na/Fe] = +0.56 and +0.44, respectively, to be compared to our +0.50, and [Al/Fe] = +0.40 to be compared to our +0.40). In the next section, we examine whether the Na and/or Al abundances in our evolved red giants could be affected by internal mixing in the stars themselves.

6. Mixing and the abundance of O, Na and Al

If the large Na (and Al) abundances found in our sample were a result of internal mixing processes along the RGB of the stars themselves, then these abundances would not reflect the ISM abundances at the star's birth any more, and therefore could not be used as tracers for the bulge formation process. It is well established, both observationally and theoretically, that C and N abundances evolve along the RGB, due to internal mixing of CN-cycled material, visible in particular in the ^{13}C and ^{14}N increase at the expense of ^{12}C above the RGB bump luminosity (Lambert & Ries 1981; Gratton et al. 2000; Charbonnel 1994). Hence, some degree of mixing does indeed occur along the RGB. In search for probes of internal mixing for our bulge stars, we checked for a C-N anticorrelation, even though the C and N abundances are determined with a rather low accuracy (± 0.2 , but with nitrogen highly dependent on the derived carbon abundance since it is determined from the strength of the CN molecular bands). Within these uncertainties, we find no anticorrelation of [C/Fe] with [N/Fe], but merely a scatter entirely accounted for by measurement uncertainties². The [C/Fe] and [N/Fe] ratios of core He-burning red clump stars and RGB stars are indistinguishable, with dispersions around the mean of the order of 0.14 and 0.16 dex, respectively, well within the uncertainties. The mean [C/Fe] and [N/Fe] values (-0.04 and $+0.43$, respectively) are compatible with mildly mixed giants above the RGB bump. The mixing seems less efficient than in metal-poor field giants, as expected from the decreasing mass of the C-depleted region above the μ -barrier with increasing metallicity, as predicted in the mixing scenario proposed by Sweigart & Mengel (1979). However, for Na to be produced in major amounts by proton captures on ^{20}Ne and brought up to the stellar surface (see e.g., Weiss et al. 2000), mixing should reach far deeper layers than those where the CN-cycle operates. Such a deeper mixing would necessarily engulf the ON-cycled layers of the stars, where virtually all O is converted to N, and therefore the Na enhancement should be accompanied by a net increase of C+N at the stellar surface. A modest Na enhancement, without concomitant increase of C+N, could nevertheless take place as a result of proton captures on ^{22}Ne , which take place in an outer layer compared to the shell where O is converted to N (Weiss et al. 2000)³. Indeed, the sum of the carbon and nitrogen abundances should stay constant if the C depletion and N enhancement that we are witnessing are the result of the dredge-up of only CN

² With the possible exception of two slightly C-enriched stars (b6b4 and b6b5), which are not N-poor.

³ Mishenina et al. (2006) showed that the predicted amount of Na mixed up to the surface in this framework would only be of the order of < 0.05 dex for a $1.5 M_{\odot}$ star of solar metallicity, clearly a tiny Na production compared to the large Na overabundances observed in our bulge giants.

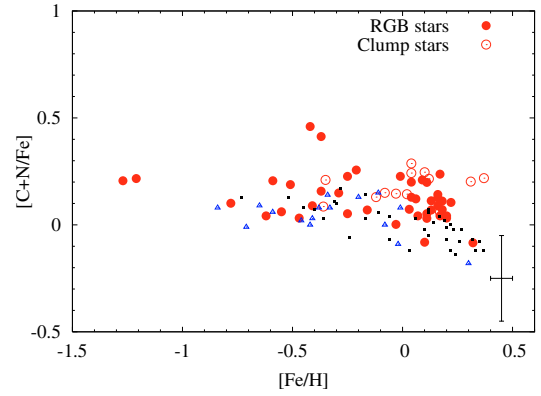


Fig. 8. The run of [C+N/Fe] with metallicity is displayed for the sample stars (bulge symbols as in Fig. 9), overlapping with the [C/Fe] in the galactic thin (black squares) and thick (blue triangles) disks, as of Bensby & Feltzing (2006).

cycled material, and instead should increase by a factor up to ~ 3 if ON-cycled material is also brought up to the surface. By good fortune the [C+N/Fe] ratio suffers much smaller observational uncertainties than the individual C and N measurements, and Fig. 8 shows its run with metallicity. Indeed, [C+N/Fe] is flat, with no evidence of scatter ($\langle [C+N/Fe] \rangle = 0.11 \pm 0.10$), nor any difference between the red clump and RGB stars. (The two stars lying above the trend are the two C-rich stars mentioned above.) Since much of the deep mixing should take place along the upper RGB, hence prior to the red clump phase, we can safely conclude that in the bulge stars deep mixing does not penetrate below the CN-cycled layer, hence no sodium or aluminium surface enhancement has taken place within these stars themselves. We also note that the [C+N/Fe] in the bulge giants is very similar to the carbon abundance in the galactic thin and thick disks Bensby & Feltzing (2006).

6.1. Correlations and anticorrelations

Still, when [O/Fe] is plotted against [Na/Fe] (Fig. 9), an anticorrelation appears, reminiscent of the O-Na and Mg-Al anticorrelations found in globular clusters, where it is thought to reveal material polluted by p -capture on Ne to produce Na, and on Mg to produce Al in hot H-burning regions (where O is depleted by ON cycling). Such anticorrelations have never been reported among field stars to date, and in clusters they are thought to be due to a superimposition of mixing of CNO processed matter in the atmosphere of evolved stars and chemical enrichment within the cluster, although the culprits for this latter process are not yet well defined (Gratton et al. 2004). In our bulge giants sample, although the [Mg/Fe] versus [Al/Fe] plot does not reveal much more than scatter (Fig. 10), [Na/Fe] and [Al/Fe] are found to be very well correlated (Fig. 11), similar again to what is found in globular clusters. Given the homogeneity in C and N of our sample, however, we think very unlikely that the O-Na anticorrelation arises from the same mechanisms as in globular clusters, where it is associated with large CN variations. On the other hand, the bulge stars of our sample, contrary to globular cluster stars, have metallicities in a wide range, and the O-Na anticorrelation could be created by an opposite global run of these two elements with metallicity. In fact, for $[\text{Fe}/\text{H}] > -0.2$ the [O/Fe] ratio decreases from halo-like values towards a solar

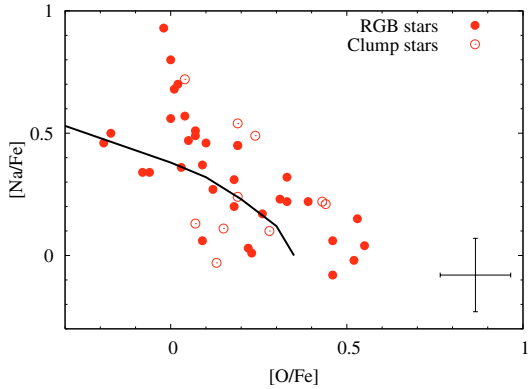


Fig. 9. $[\text{Na}/\text{Fe}]$ against $[\text{O}/\text{Fe}]$ for our sample of bulge giants. No distinction can be made between red clump stars (open circles) and RGB stars (filled circles). The solid line indicates the locus of the general shape of the Na-O anticorrelation found in globular clusters (Carretta et al. 2006).

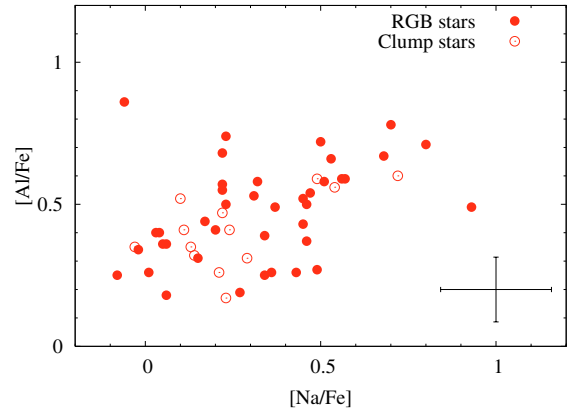


Fig. 11. Correlation of $[\text{Al}/\text{Fe}]$ against $[\text{Na}/\text{Fe}]$ for our sample of bulge stars. Symbols as in Fig. 9.

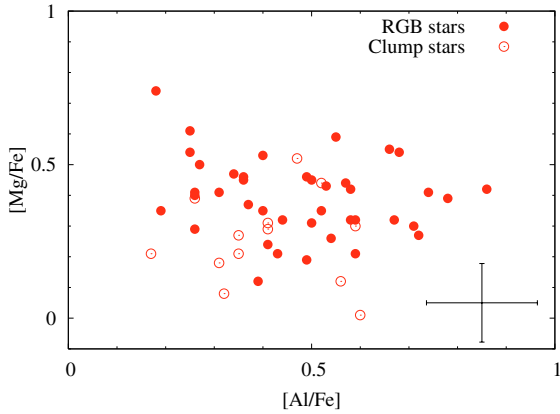


Fig. 10. $[\text{Mg}/\text{Fe}]$ against $[\text{Al}/\text{Fe}]$ for our sample of bulge stars. Symbols as in Fig. 9. No anticorrelation is seen in this plane.

composition. To test whether the O-Na correlation could be the result of this simple $[\text{O}/\text{Fe}]$ evolution alone, we also tested whether δO , defined as the distance of each star to the mean $[\text{O}/\text{Fe}]$ versus $[\text{Fe}/\text{H}]$ trend ($\delta\text{O} = ([\text{O}/\text{Fe}] - \text{mean trend})$), also anticorrelates with $[\text{Na}/\text{Fe}]$. This is not the case any more, since all the remaining scatter around δO is compatible with the sole random uncertainties on the measurement. We therefore conclude that the O-Na anticorrelation and Na-Al correlation are the results of the chemical evolution of the galactic bulge (see next section) and are not necessarily related to the O, Na, Mg, and Al anomalies seen in globular clusters.

Finally, let us note that Mishenina et al. (2006) reached the same conclusion about their solar neighbourhood giants, namely, that their rather high Na abundances (reaching to $[\text{Na}/\text{Fe}] = +0.3$ dex) could not be the result of internal mixing, but rather reflected the composition of the ISM at formation. This is somewhat at odds with the lower Na abundances measured in solar neighbourhood dwarfs (Bensby et al. 2005), so that we may have to consider possible systematics between Na measurements in dwarfs and giants. Nevertheless, in the metal-rich regime ($[\text{Fe}/\text{H}] > 0.0$), in our bulge giants the Na abundances

are clearly above those of the galactic disk, whether measured in dwarfs or giants.

7. Massive stars' nucleosynthesis and the bulge formation

While using iron as a reference element has the advantage of minimising random uncertainties (because of the large number of available lines), it is not the best choice to investigate the metal production by massive stars, since iron is produced both by SNI I 's and SNIa's. We have therefore investigated the interrelations of O, Na, Mg, and Al, without reference to iron, to best probe the massive stars responsible for the enrichment of the bulge in these elements. Let us note once more that all four elements are produced in the hydrostatic phase of massive stars, hence largely independent of the explosion mechanism and mass cut that introduce large uncertainties on the yields of some other elements by SNI I 's. While the production of O and Mg are expected to be going in lockstep, with no metallicity dependence of their relative yields, the synthesis of Al and Na on the contrary is expected to be more efficient with increasing neutron excesses, i.e. when the metallicity of the SNI I progenitor increases. Thus, in Figs. 13 and 14, we plot the Na/Mg and Al/Mg ratios as a function of $[\text{Fe}/\text{H}]$ when comparing the observed abundances and theoretical yields, as the neutron donor elements may follow Fe more closely than Mg.

As mentioned in the introduction, sizable amounts of Na and Al can also be produced by intermediate-mass stars experiencing the envelope burning process while on the AGB. The timescale for the release of these elements by such stars will range from ~ 30 Myr (the lifetime of a $8 M_{\odot}$ star) to ~ 200 Myr (the lifetime of a $4 M_{\odot}$ star). Therefore, the release of Na and Al by massive and intermediate-mass stars will take place within the first ~ 200 Myr past an episode of star formation, with the release from SNI I 's taking place on a timescale much shorter than that of bulge formation, and that from AGB stars on a timescale that may be comparable to it. In the following we compare the data only to the theoretical yields from massive stars, as the efficiency of the envelope burning process in AGB stars is extremely model dependent, as is the production of Na and Al.

Figures 12–14 show the abundance ratios of O, Al, and Na relative to Mg for our bulge sample (red clump and RGB stars). In the bottom panel of each figure, the Bulge is compared to the

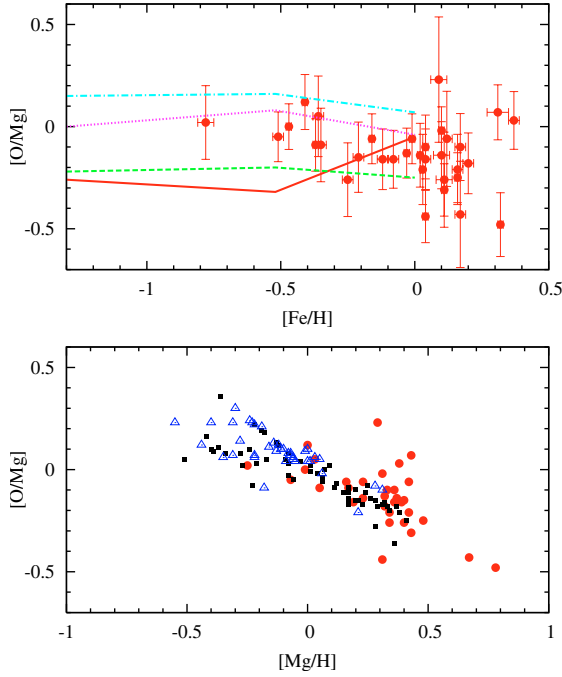


Fig. 12. Run of the $[O/Mg]$ ratio with metallicity for the bulge stars of our sample (circles). In the *top panel*, the predicted yields for SNII of $15 M_{\odot}$ (full line), $20 M_{\odot}$ (dashed line), $25 M_{\odot}$ (dotted line), and $35 M_{\odot}$ (dash-dotted line) from Chieffi & Limongi (2004) are overlaid on the $[O/Mg]$ versus $[Fe/H]$ abundances. In the *bottom panel*, the bulge is compared to the galactic thin (black squares) and thick (blue triangles) disks, as in Bensby et al. (2004), using $[Mg/H]$ as a proxy for metallicity.

galactic disks (thin and thick), as in Bensby et al. (2005) and Reddy et al. (2006), using Mg as a metallicity proxy (i.e., as a function of $[Mg/H]$). In this way, Bulge and disks can be compared without reference to the SNIa, which have heavily contributed to the disk Fe enrichment. Also shown in these figures (top panel of each figure) are the predicted yields of SNII from Chieffi & Limongi (2004, hereafter CL04), as a function of $[Fe/H]$. We have also considered the yields from the Woosley & Weaver (1995, hereafter WW95) study, but Mg appears to be under-produced by these models (Timmes et al. 1995). Since we use Mg as a reference element, we display only the CL04 yields.

Some clear trends are apparent among these abundance ratios:

- a) the $[O/Mg]$ ratio decreases with increasing metallicity (whether probed by Fe or Mg), from close to solar down to ~ -0.3 for the most metal-rich stars (Fig. 12). Indeed, a slope of -0.45 ± 0.18 is found in the $[O/Mg]$ versus $[Mg/H]$ plane, with the dispersion being compatible with the measurement uncertainties. For $[Mg/H] < 0.4$, the thin disk, the thick disk, and the bulge lie on the same sequence (within the uncertainties). At higher $[Mg/H]$ values, the bulge extends this trend to even lower $[O/Mg]$ values. On the upper panel of Fig. 12, the $[O/Mg]$ decrease is stronger than that predicted by either the CL04 or the WW95 yields, both of which are almost independent of metallicity. An even stronger decline of $[O/Mg]$ with metallicity has been reported by Fulbright et al. (2005) and McWilliam & Rich (2004), who tentatively attributed such

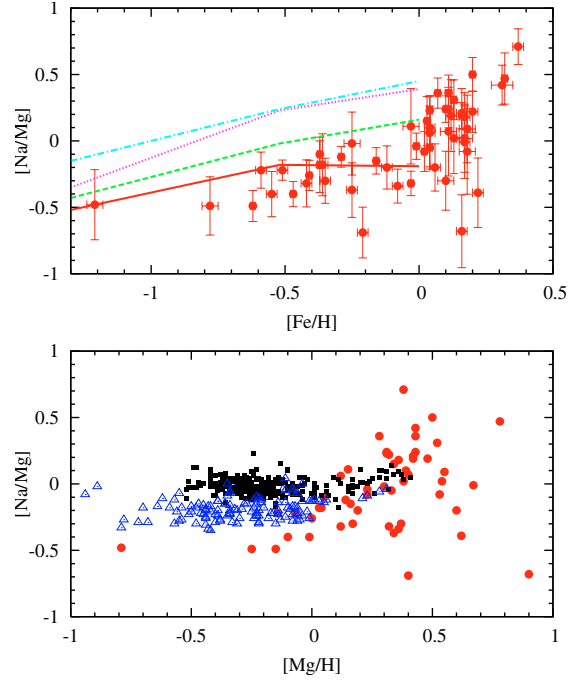


Fig. 13. *Top panel:* run of the $[Na/Mg]$ ratio with $[Fe/H]$ for the bulge stars of our sample. Symbols as in Fig. 12. In the *bottom panel*, the bulge is compared to the galactic thin and thick disks as in Bensby et al. (2005) and Reddy et al. (2006), using $[Mg/H]$ as a proxy for metallicity.

low oxygen to the decrease of the effective progenitor mass due to more efficient winds at higher metallicity. Indeed, if a major amount of carbon is lost in a Wolf-Rayet (WC) wind, then it escapes being turned into oxygen and the oxygen yield is reduced. However, by the same token one may expect that the Mg yield is also reduced, and therefore it remains unclear whether stronger winds and the associated formation of Wolf-Rayet stars would favour Mg over O, or vice versa, and whether Na and Al production could also be affected. We can just note that part of the $[O/Fe]$ decrease with $[Fe/H]$ may be due to a decrease of the O yield with increasing SNII metallicity (as suggested by these observations, but not predicted by theory), rather than be due exclusively to the late SNIa Fe production;

- b) the $[Na/Mg]$ ratio increases dramatically both with increasing $[Mg/H]$ or $[Fe/H]$, from -0.4 at low metallicity to $+0.4$ at high metallicity (Fig. 13). The abundances found in the bulge stars are lower than the predicted yields of CL04, in particular at low $[Fe/H]$. This has already been shown to be the case in more metal poor stars (Cayrel et al. 2004). Let us note that WW95 predict lower Na yields and would not have suffered this problem. However, the metallicity dependence of the massive star CL04 yields correctly matches the slope of the observed points. Moreover, note that $[Na/Mg]$ values differ systematically in the bulge, in the thick and thin disks, with their average increasing from the bulge, to the thick disk, to the thin disk, ordered in accordance with their respective formation timescale. This systematic increase of $[Na/Mg]$ from bulge to thick disk to thin disk suggests that a contribution other than that of short-lived massive stars may

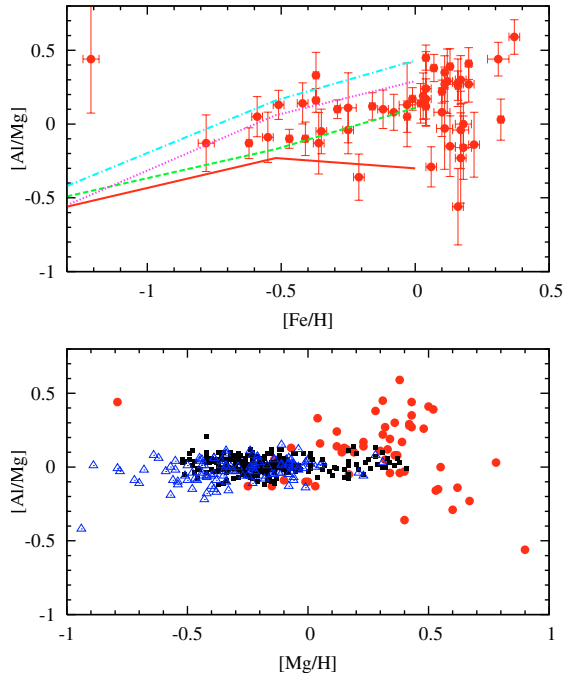


Fig. 14. *Top panel:* run of the $[Al/Mg]$ ratio with $[Fe/H]$ for the bulge stars of our sample. Symbols as in Fig. 12. On the bottom panel, the bulge is compared to the galactic thin and thick disks as of Bensby et al. (2005) and Reddy et al. (2006), using $[Mg/H]$ as a proxy for metallicity.

actually be at work, with AGB stars being the obvious candidate. *s*-process neutron-capture (Ba, Y, ...) elements could be used in conjunction with Na to establish this;

- c) for $[Fe/H] < 0.1$, the $[Al/Mg]$ ratio is well predicted by the metallicity dependence of the yields of stars $20\text{--}35 M_{\odot}$ (Fig. 14): the $[Al/Mg]$ ratio increases with $[Fe/H]$ with a slope of 0.36 ± 0.07 . Except for three outliers ($>2.5\sigma$ away from the trend), the dispersion around this slope is compatible with the measurement uncertainties. For $[Fe/H] > 0.1$ (or $[Mg/H] > 0.4$), the $[Al/Mg]$ ratio is more dispersed so the overall behaviour is more difficult to establish: a continuing rise of $[Al/Mg]$ cannot be excluded within uncertainties, but neither can a change of trend, such as a flattening or even a decrease. Let us note that no theoretical yields are available at these high metallicities. At low metallicity ($[Mg/H] < 0$), the bulge, the thin and thick disk distributions appear to be merged. At higher metallicity, the bulge data are remarkably more dispersed, which may entirely be due to observational error. We conclude that, contrary to the case for the $[Na/Mg]$ ratio, no clear bulge-disk difference exists, and that no additional Al production is required over that of massive stars. This suggests that the contribution by AGB stars may be important for Na but not for Al, possibly because of the higher temperature required to sustain the Mg-Al cycle compared to the Ne-Na cycle.

8. Conclusions

We have reported the abundances of the elements O, Na, Al, and Mg in a sample of 53 bulge giants (13 in the clump and 40 on

the RGB), in four fields spanning the galactic latitude between -3 and -12° . Special care was taken in the analysis of the sample stars, in particular in performing a differential analysis with respect to the metal-rich giant μ Leo, which best resembles our bulge stars. Our main conclusions can be summarised as follows.

- (i) The bulge oxygen, magnesium and aluminum ratios relative to iron are higher than those in both galactic disks (thin and thick) for $[Fe/H] > -0.5$. These abundance patterns point towards a short formation timescale for the galactic bulge leading to a chemical enrichment dominated by massive stars at all metallicities. A flatter IMF would be an alternative possible explanation for the Bulge high O, Mg, and Al abundances. However, current theory does not predict the amount of iron produced by core-collapse SNe with enough confidence, owing to the difficulty in locating the mass cut between remnant and ejecta, which primarily affects the predicted iron yield. Hence, it remains conjectural that flatter IMF implies an alpha enhancement.
- (ii) The bulge stars have O/Mg and Al/Mg ratios similar to those of the galactic disk stars of the same metallicity, thus confirming that the enrichment of these elements is dominated by massive stars in all three populations.
- (iii) In the bulge stars the $[O/Mg]$ ratio follows and extends to the decreasing trend of $[O/Mg]$ found in the galactic disks to higher metallicities. This is at variance with current theoretical O and Mg yields by massive stars, which predict no metallicity dependence of this ratio.
- (iv) The trend of the $[Na/Mg]$ ratio with increasing $[Mg/H]$ is found to split in three distinct sequences, with $[Na/Mg]$ in the thin disk being above the value in the thick disk, which in turn is above the bulge values. This hints at an additional source of Na from longer-lived progenitors (more active in the disk than in the bulge), with AGB stars more massive than $\sim 4 M_{\odot}$ being the most plausible candidates. Indeed, the envelope burning process in these stars is expected to activate the Ne-Na cycle, hence producing sizable amounts of sodium.
- (v) Contrary to the case of the $[Na/Mg]$ ratio, there appears to be no systematic difference in the $[Al/Mg]$ ratio between bulge and disk stars, and the theoretical yields by massive stars agree with the observed ratios. This suggests that the maximum temperatures reached in AGB stars experiencing the envelope burning process may not be sufficiently high to ignite the Mg-Al cycle also.

In the future we expect to extend our study of detailed abundances in our bulge sample by probing heavier elements also, such as heavier α -elements (Si, Ca, Ti), iron peak and neutron capture elements (Ba, Eu), thereby revealing further characteristics of the bulge chemical enrichment and formation process.

Acknowledgements. We thank Frédéric Arenou for his enlightening advices on statistics, and Bertrand Plez for kindly providing molecular line lists and synthetic spectrum code. We also would like to thank our referee for his very useful comments, in particular pointing out the Ca I autoionisation features. D.M. is supported by FONDAF Center for Astrophysics 15010003 and by a Fellowship from the John Simon Guggenheim Foundation.

References

- Alonso, A., Arribas, S., & Martínez-Roger, C. 1998, *A&AS*, 131, 209
 Alonso, A., Arribas, S., & Martínez-Roger, C. 1999, *A&AS*, 140, 261
 Alvarez, R., & Plez, B. 1998, *A&A*, 330, 1109
 Bagnulo, S., Jehin, E., Ledoux, C., et al. 2003, *The Messenger*, 114, 10
 Ballester, P., Modigliani, A., Boitquin, O., et al. 2000, *The Messenger*, 101, 31

- Barbuy, B., Perrin, M.-N., Katz, D., et al. 2003, *A&A*, 404, 661
 Barbuy, B., Zoccali, M., Ortolani, S., et al. 2006, *A&A*, 449, 349
 Bensby, T., & Feltzing, S. 2006, *MNRAS*, 367, 1181
 Bensby, T., Feltzing, S., & Lundström, I. 2004, *A&A*, 415, 155
 Bensby, T., Feltzing, S., Lundström, I., & Ilyin, I. 2005, *A&A*, 433, 185
 Bessell, M. S. 1979, *PASP*, 91, 589
 Briley, M. M., Hesser, J. E., & Bell, R. A. 1991, *ApJ*, 373, 482
 Briley, M. M., Harbeck, D., Smith, G. H., & Grebel, E. K. 2004, *AJ*, 127, 1588
 Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, *ApJ*, 345, 245
 Carlsson, M. 1986, *Uppsala Obs. Rep.*, 33
 Carpenter, J. M. 2001, *AJ*, 121, 2851
 Carretta, E., Bragaglia, A., Gratton, R. G., et al. 2006, *A&A*, 450, 523
 Carretta, E., Cohen, J. G., Gratton, R. G., & Behr, B. B. 2001, *AJ*, 122, 1469
 Cayrel, R., Depagne, E., Spite, M., et al. 2004, *A&A*, 416, 1117
 Charbonnel, C. 1994, *A&A*, 282, 811
 Charbonnel, C. 2005, in *IAU Symp.*, ed. V. Hill, P. François, & F. Primas, 347
 Chieffi, A., & Limongi, M. 2004, *ApJ*, 608, 405
 Davis, S. P., & Phillips, J. G. 1963, *The red system, A2Pi-X2Sigma of the CN molecule* (University of California Press)
 Dekker, H., D'Odorico, S., Kaufer, A., Delabre, B., & Kotzlowski, H. 2000, in *Optical and IR Telescope Instrumentation and Detectors*, Masanori Iye, ed. A. F. Moorwood, M. Iye, & A. F. Moorwood, *Proc. SPIE*, 4008, 534
 Donati, J. F., & Catala, C. D. L. J. 2006, in preparation
 Donati, J.-F., Semel, M., Carter, B. D., Rees, D. E., & Collier Cameron, A. 1997, *MNRAS*, 291, 658
 Fulbright, J. P., Rich, R. M., & McWilliam, A. 2005, *Nucl. Phys. A*, 758, 197
 Fulbright, J. P., McWilliam, A., & Rich, R. M. 2006, *ApJ*, 636, 821
 Gratton, R. G., & Sneden, C. 1990, *A&A*, 234, 366
 Gratton, R. G., Carretta, E., Eriksson, K., & Gustafsson, B. 1999, *A&A*, 350, 955
 Gratton, R. G., Sneden, C., Carretta, E., & Bragaglia, A. 2000, *A&A*, 354, 169
 Gratton, R. G., Bonifacio, P., Bragaglia, A., et al. 2001, *A&A*, 369, 87
 Gratton, R., Sneden, C., & Carretta, E. 2004, *ARA&A*, 42, 385
 Gratton, R., Bragaglia, A., Carretta, E., & Tosi, M. 2006, *ApJ*, 642, 462
 Greggio, L. 2005, *A&A*, 441, 1055
 Grevesse, N., & Sauval, A. J. 1998, *Space Sci. Rev.*, 85, 161
 Gustafsson, B., Edvardsson, B., Eriksson, K., et al. 2006, in preparation
 Iwamoto, K., Brachwitz, F., Nomoto, K., et al. 1999, *ApJS*, 125, 439
 Johansson, S., Litzén, U., Lundberg, H., & Zhang, Z. 2003, *ApJ*, 584, L107
 Kent, S. M., Dame, T. M., & Fazio, G. 1991, *ApJ*, 378, 131
 Kormendy, J., & Kennicutt, Jr., R. C. 2004, *ARA&A*, 42, 603
 Lambert, D. L., & Ries, L. M. 1981, *ApJ*, 248, 228
 McWilliam, A., & Rich, R. M. 1994, *ApJS*, 91, 749
 McWilliam, A., & Rich, R. M. 2004, in *Origin and Evolution of the Elements*, ed. A. McWilliam, & M. Rauch
 Mishenina, L., Bienaymé, O., Gorbaneva, T., et al. 2006
 [arXiv:astro-ph/0605615]
 Origlia, L., Valenti, E., & Rich, R. M. 2005a, *MNRAS*, 356, 1276
 Origlia, L., Valenti, E., Rich, R. M., & Ferraro, F. R. 2005b, *MNRAS*, 363, 897
 Ortolani, S., Renzini, A., Gilmozzi, R., et al. 1995, *Nature*, 377, 701
 Paczynski, B., Udalski, A., Szymanski, M., et al. 1999, *Acta Astron.*, 49, 319
 Phillips, J. G., & Davis, S. P. 1968, *The Swan system of the C2 molecule* (University of California Press)
 Plez, B. 1998, *A&A*, 337, 495
 Raassen, A. J. J., & Uylings, P. H. M. 1998, *A&A*, 340, 300
 Ramírez, I., & Meléndez, J. 2005, *ApJ*, 626, 465
 Reddy, B. E., Lambert, D. L., & Allende Prieto, C. 2006, *MNRAS*, 367, 1329
 Reid, M. J. 1993, *ARA&A*, 31, 345
 Rich, R. M., & Origlia, L. 2005, *ApJ*, 634, 1293
 Skrutskie, M. F., Cutri, R. M., Stiening, R., et al. 2006, *AJ*, 131, 1163
 Smith, G., & Ruck, M. J. 2000, *A&A*, 356, 570
 Smith, V. V., Hinkle, K. H., Cunha, K., et al. 2002, *AJ*, 124, 3241
 Stetson, P. B., & Pancino, E. 2006, in preparation
 Sumi, T. 2004, *MNRAS*, 349, 193
 Sweigart, A. V., & Mengel, J. G. 1979, *ApJ*, 229, 624
 Timmes, F. X., Woosley, S. E., & Weaver, T. A. 1995, *ApJS*, 98, 617
 Udalski, A., Szymanski, M., Kubiak, M., et al. 2002, *Acta Astron.*, 52, 217
 Ventura, P., & D'Antona, F. 2005, *ApJ*, 635, L149
 Weiss, A., Denissenkov, P. A., & Charbonnel, C. 2000, *A&A*, 356, 181
 Woosley, S. E., & Weaver, T. A. 1995, *ApJS*, 101, 181
 Zoccali, M., Renzini, A., Ortolani, S., et al. 2003, *A&A*, 399, 931
 Zoccali, M., Barbuy, B., Hill, V., et al. 2004, *A&A*, 423, 507
 Zoccali, M., Lecureur, A., Barbuy, B., et al. 2006, *A&AL*, submitted

A. Lecureur et al.: Oxygen, sodium, magnesium, and aluminium as tracers of the galactic bulge formation , *Online Material p 1*

Online Material

A. Lecqueur et al.: Oxygen, sodium, magnesium, and aluminium as tracers of the galactic bulge formation , *Online Material p 2*

Table 11. Abundances of Fe, O, Mg, Al, Na, C, and N for the program stars. The flag column describes the quality of the O measurement: 0 = good measurement; 1 = uncertain measurement due to telluric lines in the vicinity or bad quality fit; 2 = no measurement.

Star	[Fe/H] dex	σ dex	[O/Fe] dex	Flag	[Mg/Fe] dex	σ dex	[Al/Fe] dex	σ dex	[Na/Fe] dex	σ dex	[C/Fe] dex	[N/Fe] dex
BWc-1	0.04	0.01	0.19	0	0.29	0.12	0.41	0.06	0.24	0.08	0.12	0.50
BWc-2	0.02	0.01	0.07	0	0.21	0.12	0.35	0.06	0.13	0.09	-0.09	0.52
BWc-3	0.31	0.04	0.19	0	0.12	0.09	0.56	0.07	0.54	0.12	0.04	0.51
BWc-4	-0.08	0.02	0.28	0	0.44	0.10	0.52	0.07	0.10	0.08	0.06	0.36
BWc-5	0.37	0.02	0.04	0	0.01	0.10	0.60	0.06	0.72	0.09	-0.01	0.59
BWc-6	-0.35	0.02	0.43	0	0.52	0.15	0.47	0.02	0.22	0.08	-0.20	0.69
BWc-7	-0.36	0.02	0.44	0	0.39	0.17	0.26	0.12	0.21	0.16	-0.20	0.50
BWc-8	0.17	0.03	-0.07	1	0.21	0.20	0.17	0.17	0.23	0.16	-0.22	0.47
BWc-9	0.04	0.02	0.11	1	0.08	0.22	0.32	0.12	0.14	0.16	-0.13	0.77
BWc-10	-0.12	0.02	0.15	0	0.31	0.11	0.41	0.07	0.11	0.12	-0.15	0.54
BWc-11	-0.03	0.03	9.99	2	0.18	0.22	0.31	0.18	0.29	0.18	-0.14	0.56
BWc-12	0.12	0.02	0.24	0	0.30	0.21	0.59	0.06	0.49	0.17	0.19	0.29
BWc-13	0.10	0.03	0.13	0	0.27	0.13	0.35	0.10	-0.03	0.18	0.12	0.51
B6-b1	0.07	0.01	0.04	1	0.21	0.07	0.59	0.06	0.57	0.09	-0.16	0.39
B6-b3	0.10	0.01	0.19	0	0.21	0.06	0.43	0.05	0.45	0.08	-0.16	0.11
B6-b4	-0.41	0.01	0.53	0	0.41	0.09	0.31	0.07	0.15	0.07	-0.24	0.53
B6-b5	-0.37	0.01	0.33	0	0.42	0.08	0.58	0.01	0.32	0.06	-0.11	0.56
B6-b6	0.11	0.01	0.01	0	0.32	0.08	0.67	0.08	0.68	0.11	-0.03	0.57
B6-b8	0.03	0.01	0.10	0	0.31	0.14	0.50	0.07	0.46	0.12	0.08	0.05
B6-f1	-0.01	0.01	0.18	0	0.24	0.07	0.41	0.03	0.20	0.07	0.05	0.55
B6-f2	-0.51	0.02	0.39	0	0.44	0.07	0.57	0.07	0.22	0.03	-0.04	0.56
B6-f3	-0.29	0.01	0.18	1	0.43	0.06	0.53	0.02	0.31	0.05	-0.09	0.53
B6-f5	-0.37	0.01	9.99	2	0.41	0.12	0.74	0.10	0.23	0.17	0.37	0.53
B6-f7	-0.42	0.02	9.99	2	0.54	0.12	0.68	0.07	0.22	0.13	0.42	0.57
B6-f8	0.04	0.01	-0.17	0	0.27	0.08	0.72	0.03	0.50	0.08	-0.11	0.51
BW-b2	0.22	0.02	0.23	1	0.40	0.19	0.26	0.11	0.01	0.18	0.05	0.25
BW-b5	0.17	0.02	0.09	0	0.19	0.13	0.49	0.10	0.37	0.13	0.06	0.56
BW-b6	-0.25	0.02	0.33	0	0.59	0.15	0.55	0.06	0.22	0.14	0.05	0.55
BW-f1	0.32	0.01	-0.02	0	0.46	0.12	0.49	0.07	0.93	0.15	-0.26	0.24
BW-f4	-1.21	0.03	9.99	2	0.42	0.21	0.86	0.30	-0.06	0.16	0.04	0.54
BW-f5	-0.59	0.02	0.31	1	0.45	0.11	0.50	0.08	0.23	0.08	0.03	0.53
BW-f6	-0.21	0.02	0.46	0	0.61	0.14	0.25	0.07	-0.08	0.13	0.08	0.58
BW-f7	0.11	0.03	0.03	0	0.29	0.21	0.26	0.18	0.36	0.26	-0.10	0.30
BW-f8	-1.27	0.03	9.99	2	0.56	0.18	9.99	9.99	9.99	9.99	0.03	0.53
BL-1	-0.16	0.01	0.26	0	0.32	0.07	0.44	0.06	0.17	0.07	0.03	0.18
BL-3	-0.03	0.01	0.22	0	0.35	0.07	0.40	0.08	0.03	0.06	-0.07	0.18
BL-4	0.13	0.01	0.02	1	0.39	0.09	0.78	0.08	0.70	0.12	-0.04	0.41
BL-5	0.16	0.01	0.07	0	0.32	0.07	0.58	0.07	0.51	0.07	0.04	0.33
BL-7	-0.47	0.01	0.46	0	0.46	0.05	0.36	0.04	0.06	0.08	-0.17	0.38
B3-b1	-0.78	0.03	0.55	0	0.53	0.15	0.40	0.12	0.04	0.16	-0.10	0.45
B3-b2	0.18	0.03	0.12	1	0.35	0.19	0.19	0.10	0.27	0.26	-0.13	0.42
B3-b3	0.18	0.03	-0.19	1	0.37	0.11	0.37	0.09	0.46	0.23	-0.09	0.46
B3-b4	0.17	0.02	0.07	0	0.50	0.24	0.27	0.19	0.49	0.13	-0.16	0.39
B3-b5	0.11	0.01	0.00	1	0.32	0.10	0.59	0.06	0.56	0.10	-0.15	0.40
B3-b7	0.20	0.02	-0.06	0	0.12	0.11	0.39	0.05	0.34	0.11	-0.16	0.39
B3-b8	-0.62	0.01	0.52	1	0.47	0.10	0.34	0.03	-0.02	0.06	-0.16	0.39
B3-f1	0.04	0.02	0.19	0	0.35	0.11	0.52	0.08	0.45	0.12	0.09	0.44
B3-f2	-0.25	0.03	9.99	2	0.55	0.21	0.66	0.11	0.53	0.11	-0.15	0.40
B3-f3	0.06	0.02	-0.08	1	0.54	0.11	0.25	0.08	0.34	0.14	-0.08	0.47
B3-f4	0.09	0.03	0.43	0	0.20	0.29	9.99	9.99	9.99	9.99	0.10	0.45
B3-f5	0.16	0.02	0.09	1	0.74	0.23	0.18	0.12	0.06	0.15	-0.06	0.49
B3-f7	0.16	0.02	0.05	0	0.26	0.14	0.54	0.08	0.47	0.12	-0.02	0.33
B3-f8	0.20	0.01	0.00	1	0.30	0.10	0.71	0.04	0.80	0.08	-0.17	0.38

A. Lecureur et al.: Oxygen, sodium, magnesium, and aluminium as tracers of the galactic bulge formation , *Online Material p 3***Table 12.** Abundances from individual Na and Al lines.

Star	[Al/Fe]		[Al/Fe]		[Na/Fe]		[Na/Fe]	
	6696 Å	σ	6698 Å	σ	6154 Å	σ	6160 Å	σ
BWc-1	0.42	0.06	0.37	0.15	0.24	0.10	0.24	0.13
BWc-2	0.47	0.10	0.27	0.08	0.13	0.14	0.13	0.13
BWc-3	0.62	0.08	0.42	0.12	0.71	0.22	0.46	0.15
BWc-4	0.56	0.10	0.46	0.11	0.09	0.08	0.14	0.22
BWc-5	0.60	0.06	0.60	0.20	0.74	0.10	0.59	0.27
BWc-6	0.57	0.15	0.47	0.03	0.22	0.10	0.22	0.17
BWc-7	0.14	0.25	0.29	0.14	9.99	9.99	0.21	0.16
BWc-8	0.07	0.21	0.32	0.27	0.41	0.27	0.11	0.21
BWc-9	0.39	0.22	0.29	0.15	0.14	0.20	0.14	0.28
BWc-10	0.60	0.11	0.30	0.09	0.11	0.14	0.11	0.24
BWc-11	0.31	0.18	9.99	9.99	0.27	0.22	0.32	0.28
BWc-12	0.61	0.06	0.41	0.21	0.47	0.23	0.52	0.27
BWc-13	0.28	0.16	0.38	0.12	0.06	0.30	-0.09	0.24
B6-b1	0.62	0.07	0.52	0.10	0.63	0.12	0.48	0.15
B6-b3	0.43	0.07	0.43	0.08	0.51	0.12	0.41	0.10
B6-b4	0.35	0.14	0.30	0.08	0.15	0.11	0.15	0.09
B6-b5	0.63	0.06	0.58	0.01	0.29	0.09	0.34	0.07
B6-b6	0.67	0.12	0.67	0.11	0.68	0.14	0.68	0.20
B6-b8	0.54	0.08	0.39	0.13	0.39	0.17	0.54	0.18
B6-f1	0.49	0.07	0.39	0.04	0.20	0.08	0.20	0.14
B6-f2	0.57	0.11	0.57	0.09	0.25	0.06	0.20	0.04
B6-f3	0.62	0.08	0.52	0.03	0.30	0.06	0.35	0.08
B6-f5	0.96	0.16	0.61	0.12	0.12	0.23	0.37	0.26
B6-f7	0.80	0.11	0.60	0.09	0.21	0.15	0.26	0.27
B6-f8	0.81	0.10	0.71	0.04	0.50	0.10	0.50	0.14
BW-b2	0.26	0.13	0.26	0.21	-0.04	0.24	0.06	0.27
BW-b5	0.51	0.12	0.46	0.17	0.31	0.16	0.51	0.24
BW-b6	0.71	0.15	0.51	0.07	0.08	0.19	0.38	0.20
BW-f1	0.46	0.08	0.66	0.17	0.90	0.19	1.00	0.26
BW-f4	0.86	0.30	9.99	9.99	0.24	0.29	-0.21	0.20
BW-f5	0.46	0.15	0.51	0.09	0.20	0.12	0.25	0.10
BW-f6	0.33	0.15	0.23	0.08	-0.22	0.24	-0.02	0.16
BW-f7	0.26	0.18	9.99	9.99	0.36	0.26	9.99	9.99
BW-f8	9.99	9.99	9.99	9.99	9.99	9.99	9.99	9.99
BL-1	0.41	0.11	0.46	0.08	0.16	0.09	0.21	0.15
BL-3	0.46	0.12	0.36	0.11	0.01	0.09	0.06	0.10
BL-4	0.83	0.12	0.73	0.12	0.73	0.17	0.68	0.16
BL-5	0.61	0.08	0.51	0.12	0.56	0.11	0.46	0.11
BL-7	0.39	0.07	0.34	0.06	0.08	0.11	0.03	0.11
B3-b1	0.40	0.27	0.40	0.14	0.17	0.22	-0.13	0.24
B3-b2	0.25	0.11	-0.05	0.22	9.99	9.99	0.27	0.26
B3-b3	0.40	0.14	0.35	0.12	0.46	0.23	9.99	9.99
B3-b4	0.22	0.27	0.32	0.27	0.31	0.19	0.66	0.18
B3-b5	0.61	0.08	0.56	0.10	0.58	0.11	0.48	0.22
B3-b7	0.35	0.10	0.40	0.07	0.31	0.18	0.36	0.15
B3-b8	0.34	0.07	0.34	0.03	-0.02	0.09	-0.02	0.07
B3-f1	0.44	0.11	0.59	0.11	0.49	0.15	0.39	0.20
B3-f2	0.59	0.16	0.74	0.17	0.46	0.23	0.56	0.13
B3-f3	0.28	0.14	0.23	0.11	0.34	0.18	0.34	0.24
B3-f4	9.99	9.99	9.99	9.99	9.99	9.99	9.99	9.99
B3-f5	0.13	0.14	0.28	0.21	9.99	9.99	0.06	0.15
B3-f7	0.56	0.11	0.51	0.13	0.44	0.14	0.54	0.21
B3-f8	0.70	0.04	0.75	0.07	0.81	0.09	0.76	0.15

Conclusion et perspectives

Conclusions

Ce travail de thèse a démontré qu'avec une sélection d'étoiles bien spécifique et l'utilisation de méthodes d'analyse spécialement développées pour répondre aux problèmes inhérents aux étoiles riches en métaux et affectées par un fort rougissement, la mesure de la composition chimique dans les étoiles du bulbe galactique peut apporter des informations essentielles sur les processus de formation et d'évolution du bulbe galactique.

Le développement d'une méthode automatique de détermination des paramètres stellaires relative à μ Leo a permis de déterminer les métallicités individuelles d'un échantillon de 220 étoiles du red clump de la fenêtre de Baade, très peu affecté par la contamination d'étoiles du disque galactique (d'après le modèle de Besançon). Pour la première fois sur un grand échantillon, nous avons pu établir une distribution en métallicité (DM) d'étoiles du bulbe beaucoup plus précise que celles obtenues jusqu'à présent (établies à partir de données photométriques ou de données spectroscopiques à basse résolution éventuellement recalibrées par des spectres haute résolution de quelques étoiles). Cette DM est asymétrique et présente les caractéristiques suivantes : (i) un très petit nombre d'étoiles pauvres en métaux (environ 2% des étoiles avec $[\text{Fe}/\text{H}] < -0.7$) visibles jusqu'à $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.1$, (ii) une très forte proportion d'étoiles avec des métallicités sursolaires (50% des étoiles avec $[\text{Fe}/\text{H}] > 0.16$, 25% des étoiles avec $[\text{Fe}/\text{H}] > 0.38$) et (iii) une diminution brutale du nombre d'étoiles avec $[\text{Fe}/\text{H}] > 0.5$.

Les abondances en O, Na, Mg, Al et Fe ont été mesurées à partir des spectres haute résolution UVES dans les 55 étoiles (RGB et red clump) réparties dans quatre champs en direction du bulbe. Les rapports $[\text{O}/\text{Fe}]$ et $[\text{Mg}/\text{Fe}]$ évoluent avec la métallicité de manière différente dans les étoiles du bulbe et dans les étoiles du disque mince et du disque épais indiquant une évolution chimique distincte au sein de ces différentes populations stellaires. Ces rapports d'abondances sont plus élevés dans le bulbe que dans les disques galactiques, ce qui suggère que le bulbe se serait formé avant et plus rapidement que les disques galactiques.

Ces données chimiques (DM et des abondances en éléments- α) ne sont pas simultanément reproduites par les modèles d'évolution chimique du bulbe disponibles à l'heure actuelle dans la littérature. Cependant, la comparaison globale de ces données avec les modèles existants indique une formation stellaire extrêmement efficace et rapide qui se serait interrompue brutalement à la suite d'une perte du gaz (vents). Certains modèles modifient également la pente de l'IMF par rapport à sa valeur universelle pour favoriser les étoiles massives.

La nucléosynthèse des étoiles massives contribuant majoritairement à l'enrichissement chimique du bulbe a été inspectée dans le détail en utilisant $[\text{Mg}/\text{H}]$ comme indicateur de métallicité. Les principaux résultats sont les suivants : (i) le rapport $[\text{O}/\text{Mg}]$ des étoiles du bulbe suit et prolonge celui des étoiles des disques galactiques et sa décroissance aux fortes métallicités n'est pas prédite par les modèles des supernovae, (ii) le rapport $[\text{Al}/\text{Mg}]$ est similaire dans les étoiles du bulbe et des disques galactiques et son évolution avec la métallicité est en accord avec celle prédite par les modèles théoriques et (iii) le rapport $[\text{Na}/\text{Mg}]$ augmente avec $[\text{Mg}/\text{H}]$ suivant trois séquences distinctes dans les disques mince, épais

et dans le bulbe. Ceci semble indiquer la présence d'une autre source de production de Na (AGB) dans le disque qui s'ajouterait à celles des étoiles massives.

Perspectives

Sur l'échantillon actuel

L'analyse des spectres GIRAFFE de l'échantillon d'étoiles du red clump étudié au cours de cette thèse se poursuit avec, dans un premier temps, la mesure des éléments- α . A la résolution des spectres GIRAFFE, si la raie d'[OI] n'est pas mesurable (étant trop contaminée par la raie de Sc II), l'abondance en Mg peut être déduite du triplet à 6318 Å en appliquant la même méthode que pour les spectres UVES. Ceci pourra être réalisé pour environ une centaine d'étoiles et fournira la première distribution significative de l'abondance en Mg dans les étoiles du bulbe. Une distribution en métallicité basée sur [Mg/H] sera ainsi construite et constituera un indicateur unique de la contribution des étoiles massives à l'enrichissement global du bulbe. Cette future distribution en magnésium pourra aussi permettre de confirmer la faible contamination de l'échantillon par les étoiles du disque évoquée lors de l'analyse de la distribution en métallicité (DM basée sur [Fe/H]).

Un sous-produit de nos observations est la détermination très précise des vitesses radiales des étoiles de notre échantillon ($<1 \text{ km.s}^{-1}$). Ces données, couplées aux données chimiques permettront d'apporter des contraintes sur la structure et la dynamique du bulbe ainsi que sur la formation de la Galaxie.

La mesure des éléments chimiques O, Na, Mg et Al a permis d'illustrer la contribution relative des étoiles massives et des étoiles de petites masses (progénitrices des SNI). Les éléments lourds (Ba, Y et Eu) peuvent aussi apporter des contraintes sur l'échelle de temps caractéristique de formation du bulbe. Les éléments Ba et Y sont formés par le processus s qui se produit dans les étoiles de masses intermédiaires (AGB) alors que l'élément Eu est formé par le processus r qui se produirait dans les SNII. L'analyse des rapports d'abondances [Ba/Eu] ou [Y/Eu] permettra d'étudier une éventuelle contribution des étoiles de masses intermédiaires à l'enrichissement du bulbe galactique.

La spectroscopie infrarouge

En ce qui concerne les méthodes générales de détermination des abondances, la spectroscopie IR est une voie très prometteuse. En effet, lors de l'analyse des spectres visibles des étoiles riches en métaux, la contamination de l'ensemble du spectre par des molécules de CN est rapidement apparue comme une limite pour la détermination du niveau du continu ainsi que pour la mesure des abondances individuelles. Dans l'IR, même sur des domaines de longueur d'onde limités, l'ensemble de l'information spectrale nécessaire pour la mesure de C, N et O est visible. De plus, l'absorption des raies métalliques est beaucoup moins forte et rend la détermination du niveau du continu beaucoup plus sûre que dans le domaine visible. Enfin, dans l'IR, l'absorption interstellaire est fortement atténuée, ce qui permet d'obtenir des spectres avec des rapports S/N plus élevés dans les régions à faible extinction (comme les quatre champs étudiés dans cette thèse) ou bien de pénétrer un peu plus en profondeur dans le bulbe en atteignant des régions d'extinction plus élevées. Profitant du nouveau spectrographe CRIRES installé au VLT, un projet international (PI : B. Gustafsson) s'est construit et la demande de temps a été acceptée par l'ESO. Trente étoiles RGB du bulbe ont été sélectionnées parmi les étoiles de l'échantillon UVES étudié au cours de cette thèse (avec les paramètres stellaires contraints par l'analyse dans le domaine visible) de manière à bien recouvrir l'ensemble du domaine de métallicité du bulbe. Les observations débuteront en été 2007. Ces observations permettront en particulier d'aller plus loin dans notre analyse du mélange dans les étoiles, de confirmer et affiner la tendance du rapport [O/Fe] dans le bulbe.

Nucléosynthèse

Notre échantillon actuel d'étoiles UVES ainsi que le futur échantillon d'étoiles CRIRES ouvrent aussi des perspectives intéressantes sur des aspects de nucléosynthèse stellaire. Alors que tous les deux sont principalement produits lors des phases de combustion hydrostatique des étoiles massives, l'oxygène et le magnésium ont révélé des comportements différents à forte métallicité. Qu'en est-il des autres éléments- α (Ca, Ti, Si), produits lors de la nucléosynthèse explosive ? D'après McWilliam & Rich (1994), Ca et Si montraient un même comportement alors que Ti semblait évoluer de manière analogue à Mg. Les récents résultats de Fulbright et al. (2007) ont indiqué une évolution similaire de Ca, Ti et Si avec la métallicité, celle-ci bien distincte de celle de Mg et O. La mesure des abondances de Ca, Ti et Si dans les étoiles UVES va permettre de confirmer (ou non) ces derniers résultats et apporter des contraintes sur la nucléosynthèse des étoiles massives, en particulier dans le domaine des métallicités sursolaires, particulièrement bien représenté dans notre échantillon.

La mesure des abondances en éléments lourds Ba, Eu et Y présente aussi un intérêt particulier en termes de nucléosynthèse stellaire. Les processus s et r restent encore à l'heure actuelle mal compris et par exemple la connaissance du rapport [Ba/Y] dans les étoiles du bulbe pourrait apporter quelques contraintes sur l'évolution des AGB avec la métallicité.

Enfin, l'abondance en fluor (F), élément chimique dont l'origine cosmique n'est toujours pas établie avec certitude, pourra être mesurée dans les étoiles du bulbe avec les futures données CRIRES. Cette mesure pourra servir de test à l'hypothèse selon laquelle la décroissance du rapport [O/Fe] serait la conséquence de la perte de masse des étoiles massives, augmentant avec la métallicité. Si, comme l'indiquent Meynet & Arnould (2000), les principales sources de ^{19}F sont les étoiles Wolf-Rayet, la diminution de l'abondance en oxygène avec la métallicité devrait s'accompagner d'une augmentation de celle de ^{19}F .

Etablir un lien entre le disque interne et le bulbe galactique

La comparaison des abondances en O, Na, Mg et Al mesurées dans les étoiles du bulbe avec celles des étoiles des disques galactiques a été faite sur des échantillons dans le voisinage solaire. Pour établir des conclusions plus robustes sur l'échelle de temps de formation du bulbe, les caractéristiques chimiques du disque interne sont nécessaires. En effet, si le bulbe ("pseudo-bulbe") s'est formé par une migration séculaire de la matière du disque, on s'attend à trouver une continuité entre les propriétés du disque interne et celle du bulbe. C'est dans ce contexte que nous avons entrepris un projet d'étude du disque interne (PI : A. Lecureur). Plus de 200 étoiles du red clump réparties dans deux champs du disque interne (à des distances entre 2.5 et 5 kpc du Soleil) seront observés avec FLAMES/GIRAFFE et simultanément un sous-échantillon d'une quinzaine d'étoiles sera observé avec FLAMES/UVES dans les deux mêmes champs. L'objectif est de mesurer les abondances détaillées en fer de cet échantillon ainsi que celles des éléments- α . Les mêmes méthodes de réduction des données et d'analyses des spectres, développées au cours de ma thèse seront appliquées à cet échantillon. En plus des contraintes supplémentaires sur la formation du bulbe, cette étude pourra aussi apporter des informations sur la formation du disque galactique (gradients dans une population d'étoiles constituée à la fois d'étoiles vieilles et d'âges intermédiaires).

Annexe A

Températures photométriques des étoiles

Les relations de calibration de T_{eff} sont des fonctions polynomiales de la forme :

$$\theta_{\text{eff}} = a_0 + a_1 X + a_2 X^2 + a_3 X[\text{Fe}/\text{H}] + a_4 [\text{Fe}/\text{H}] + a_5 [\text{Fe}/\text{H}]^2 \quad (\text{A.1})$$

avec $\theta_{\text{eff}} = 5040/T_{\text{eff}}$, $[\text{Fe}/\text{H}]$ la métallicité, X un indice photométrique et a_i ($i = 1, \dots, 5$) les coefficients obtenus avec un ajustement par moindre carré. Les coefficients a_3 , a_4 et a_5 peuvent être nuls, suivant l'indice photométrique, si T_{eff} ne montre aucune sensibilité à la valeur de $[\text{Fe}/\text{H}]$ ou bien suivant les études (prise en compte ou non des effets de la métallicité sur la calibration de T_{eff}).

Cette Annexe présente pour l'échantillon des étoiles de la fenêtre de Baade, l'application de deux relations de calibration de T_{eff} à partir des données photométriques connues de ces étoiles.

A.1 Les relations de calibration d'Alonso et al. (1999b)

En utilisant la méthode IRFM (Alonso et al. 1999a), ces auteurs ont déterminé T_{eff} pour un échantillon d' ~ 500 étoiles géantes, avec des paramètres stellaires couvrant les intervalles suivant : $3500 < T_{\text{eff}} < 8000$ K, $0.5 < \log g < 3.5$ et $-3.0 < \log g < +0.5$. Ils fournissent des relations du type A.1 dans 12 bandes photométriques. Les coefficients de leurs ajustements se trouvent en Table 2 de leur article. A noter que ces auteurs ont pris en compte l'influence de $[\text{Fe}/\text{H}]$ sur l'échelle de T_{eff} , à la fois dans l'application de la méthode IRFM (calcul des modèles d'atmosphère, calcul de la correction bolométrique) et dans l'établissement des relations de calibration.

A.1.1 Transformation des données photométriques d'un système à un autre

Les relations de calibration sont établies dans un système photométrique particulier. Dans leur étude, Alonso et al. ont adopté le système photométrique TCS pour la calibration de T_{eff} en fonction des couleurs infrarouges (IR) et le système Johnson pour la calibration de T_{eff} en fonction des couleurs dans le visible. Pour les étoiles de l'échantillon, les magnitudes en bandes B, V et I proviennent du survey OGLE et les magnitudes J, H et K proviennent du survey 2MASS. L'application des relations de calibration aux étoiles de l'échantillon nécessite la transformation des données photométriques dans les systèmes d'Alonso et al. (1999b).

Pour les couleurs (J-K), (I-K), (V-K) le passage du système 2MASS au système TCS s'est fait en deux étapes. Tout d'abord, les couleurs ont été exprimées dans le système CIT en utilisant les relations de Carpenter (2001). Puis, le passage du système CIT au système TCS a été réalisé avec les relations de Alonso et al. (1999a). La couleur (V-I) a été transformée dans le système Johnson avec les relations de Bessell (1979) en considérant que le filtre I du système OGLE est identique à celui du système Cousins.

Les filtres I des systèmes Johnson et Cousins sont très différents, ce qui entraîne une forte incertitude sur toutes les couleurs impliquant la bande I ($(V-I)_{\text{Johnson}}=1.285(V-I)_{\text{Cousins}}$). Les incertitudes finales sur les couleurs ont été estimées en propageant les erreurs (i) dues aux incertitudes sur les magnitudes et (ii) induites par les transformations entre les différents systèmes photométriques (dispersion autour des relations de transformation). Ces incertitudes sont petites (de l'ordre de 0.06 mag sur V-K et sur I-K, 0.03 sur V-I; se traduisant par une erreur de l'ordre de 50 K sur $T_{\text{eff}}(V-I)$, 60 K sur $T_{\text{eff}}(V-K)$ et 100 K sur $T_{\text{eff}}(I-K)$) et négligeables devant les autres sources photométriques d'incertitude, en particulier les incertitudes liées au rougissement (voir paragraphe suivant).

A.1.2 Températures et incertitudes associées

Dans les bandes (I-K), (V-I) et (J-K), θ_{eff} n'est fonction que de la couleur. Par contre, l'échelle de T_{eff} en bande (V-K) montre une dépendance avec la métallicité. La métallicité des étoiles n'étant pas connue au départ, une valeur moyenne de -0.1 dex a été adoptée pour l'ensemble des étoiles.

Comme illustré par la fig. A.1 les valeurs des T_{eff} issues des différentes bandes photométriques montrent dans l'ensemble un accord mitigé. Si la valeur moyenne de la différence entre deux bandes n'excède pas 50 K (même ordre de grandeur que les incertitudes sur les relations de calibration), la dispersion est de l'ordre de 150 K entre les bandes (V-I) et (V-K) et (I-K) et (V-K) et atteint 300 K entre les bandes (I-K) et (V-I). Une partie de cette dispersion peut sans doute s'expliquer par la grande différence entre les filtres I Johnson et Cousins. A cause de cette différence, la relation de transformation entre ces deux systèmes est nécessairement sensible aux caractéristiques des étoiles (température, gravité, métallicité, ...) et, actuellement, il n'existe pas de transformation adaptée à notre échantillon. C'est pourquoi les températures photométriques de notre échantillon n'ont finalement pas été calculées avec les relations de calibration d'Alonso et al. (1999b).

A.2 Les relations de calibration de Ramírez & Meléndez (2005b)

A.2.1 Description de l'étude

En utilisant la méthode IRFM, Ramírez & Meléndez (2005a) ont redéterminé T_{eff} pour l'ensemble des géantes de l'échantillon de Alonso et al. (1999a), ainsi que pour une trentaine d'étoiles supplémentaires additionnées à l'échantillon des précédents auteurs. Ils ont ensuite établi les relations de calibration de T_{eff} dépendantes de la métallicité dans 17 bandes photométriques et dans les systèmes photométriques les plus couramment utilisés (Johnson, Cousins, 2MASS, ...).

L'établissement de leurs relations de calibration s'est fait en deux étapes. Tout d'abord, ils ont ajusté

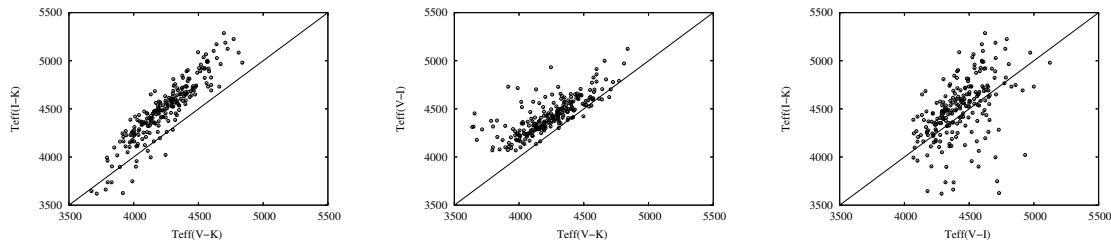


FIG. A.1 – Comparaison des T_{eff} calculées dans les bandes (I-K), (V-K) et (V-I) avec les relations de Alonso et al. (1999b).

à leurs données les fonctions polynômes θ_{eff} de forme identique à celle de l'équation A.1. Afin de supprimer d'éventuels effets systématiques et d'affiner la dépendance de T_{eff} à $[\text{Fe}/\text{H}]$, ils ont aussi ajusté aux résidus de l'ajustement précédent des polynômes fonction de l'indice de couleur et de $[\text{Fe}/\text{H}]$. La forme finale de leur relation de calibration est la suivante :

$$T_{\text{eff}} = \frac{5040}{\theta_{\text{eff}}} + P(X, [\text{Fe}/\text{H}]) \quad (\text{A.2})$$

Pour les étoiles géantes, les coefficients de la relation A.1 se trouvent en Table 3 et ceux du polynôme $P(X, [\text{Fe}/\text{H}])$ en Table 5 de l'article.

A.2.2 Températures et incertitudes associées

Pour toutes les étoiles, le calcul de T_{eff} a été effectué avec chacune des bandes suivantes : (V-I), (V-J), (V-H) et (V-K). Afin d'ajouter à l'homogénéité de l'étude, les lois de rougissement utilisées par les auteurs pour leur détermination de T_{eff} ont été appliquées aux quatre bandes avec $E(\text{B-V})=0.55$ mag. La valeur de $[\text{Fe}/\text{H}]$ a aussi été fixée à -0.1 dex pour toutes les étoiles.

Les valeurs de T_{eff} calculées à partir des couleurs (V-J), (V-H) et (V-K) sont cohérentes entre elles (voir figure A.2). Sur l'ensemble des 228 étoiles, les effets systématiques entre deux bandes n'excèdent pas 20 K et la dispersion est inférieure à 90 K. Par contre, la valeur de T_{eff} calculée à partir de (V-I) est systématiquement plus faible que celle trouvée avec chacune des trois autres bandes. Dans tous les cas, l'effet systématique est de l'ordre de 100 K, avec une dispersion pouvant atteindre 200 K. Cependant, cet effet systématique est du à une trentaine d'étoiles dont les valeurs de $T_{\text{eff}}(\text{V-I})$ s'écartent de plus de 200 K des valeurs de T_{eff} déduites des bandes (V-J), (V-H) et (V-K). Si l'on retire ces étoiles de l'échantillon, on retrouve les mêmes ordres de grandeurs sur les valeurs moyennes et dispersion que précédemment. En dehors des incertitudes dues au rougissement, une partie des écarts entre les valeurs de $T_{\text{eff}}(\text{V-I})$ avec celles des autres bandes peut s'expliquer par le fait que les filtres I des systèmes OGLE et Cousins ne sont pas totalement identiques. A la vue des ces sources d'erreurs possibles, l'indice (V-I) ne peut être considéré comme indicateur fiable de la température des étoiles du bulbe.

Les incertitudes sur la valeur de T_{eff} déterminée à partir des relations de calibration peuvent provenir (i) de la relation de calibration elle-même (ii) des erreurs photométriques (iii) des incertitudes sur le rougissement. Avec des données photométriques précises, (i) et (ii) introduisent des incertitudes sur T_{eff} d'au plus 50 K. Dans le cas particulier des étoiles du bulbe, l'incertitude sur T_{eff} est dominée par (iii) et plus particulièrement due à l'hypothèse d'une même valeur de rougissement pour l'ensemble des étoiles du champ (les incertitudes induites par les lois de rougissement sont négligeables). Dans la bande V-I, un shift de 0.15 mag sur la valeur de $E(\text{V-I})$ (correspondant à un changement sur $E(\text{B-V})$ de 0.2 mag) se traduit par un shift d'environ 200 K. La même erreur sur le rougissement conduit à une incertitude plus grande sur V-K (~ 0.30 mag), mais qui se traduit par le même ordre de grandeur d'erreur sur T_{eff} (~ 200 K). L'indice (V-K) demeure cependant le meilleur indicateur de température. Un décalage de 0.20 mag sur $E(\text{B-V})$ se traduit en moyenne par un changement de l'ordre de 200 K sur $T_{\text{eff}}(\text{V-K})$ alors qu'il est de 280 K sur $T_{\text{eff}}(\text{V-J})$ et $T_{\text{eff}}(\text{V-H})$.

A.3 Comparaison des deux calibrations

La figure A.3 illustre la comparaison entre les deux calibrations pour les bandes V-I et V-K. Sauf pour quelques étoiles, la différence entre les valeurs de $T_{\text{eff}}(\text{V-K})$ n'excède pas 40 K. Pour l'indice V-K, un léger effet systématique entre les deux relations de calibration est visible : pour les étoiles avec des $T_{\text{eff}} < 4300$ K, $T_{\text{eff}}(\text{V-K})$ issue des relations d'Alonso et al. est systématiquement plus faible que celle issue des calibrations de Ramirez et al. L'effet est dans le sens opposé pour les étoiles avec des $T_{\text{eff}} > 4800$

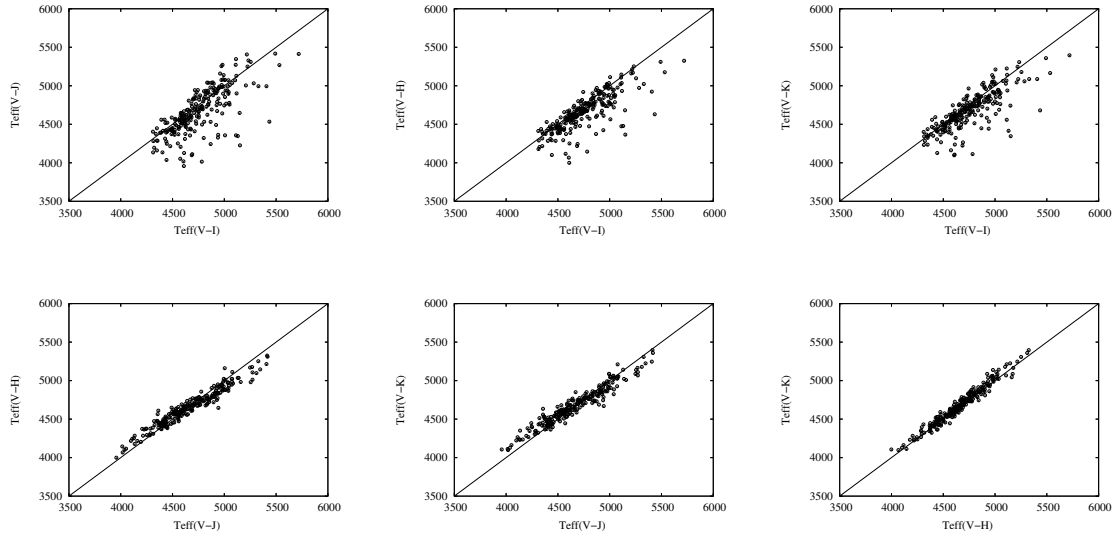


FIG. A.2 – Comparaison entre elles des T_{eff} calculées dans les bandes (V-I), (V-K), (V-H) et (V-J) avec les relations de Ramírez & Meléndez (2005b).

K. Les différences sont au plus de 100 K, une valeur qui reste négligeable devant les incertitudes induites par les erreurs sur le rougissement.

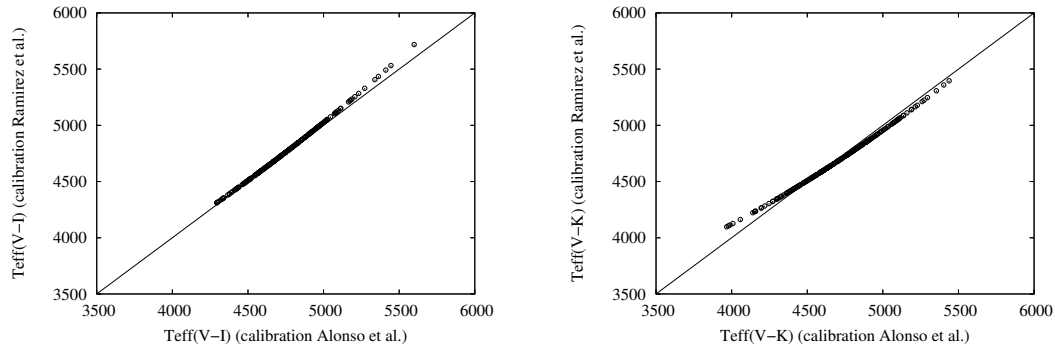


FIG. A.3 – Comparaison des relations de calibrations de Ramírez & Meléndez (2005b) et Alonso et al. (1999b) pour $T_{\text{eff}}(\text{V-I})$ (gauche) et pour $T_{\text{eff}}(\text{V-K})$ (droite). Les deux calibrations sont cohérentes.

A.4 Le rougissement

L'application des relations de calibration pour le calcul de T_{eff} nécessite la connaissance du rougissement dans les différentes bandes utilisées. Pour toutes les étoiles, la valeur moyenne du rougissement $E(B - V) = 0.55$ mag. Les valeurs moyennes de rougissement dans les bandes (J-K), (I-K), (V-K) et (V-I) ont été calculées à partir des lois de rougissement de Ramírez & Meléndez (2005b) rappelées dans le tableau A.1.

Couleur	V-J	V-H	V-K	V-I
$\frac{E(X-Y)}{E(B-V)}$	2.16	2.51	2.70	1.30

TAB. A.1 – Lois de rougissement de Ramírez & Meléndez (2005b) utilisées pour la détermination des températures photométriques.

Annexe B

Liste des raies de Fe I et Fe II

La liste des raies de Fe I et de Fe II utilisées pour l'analyse des spectres UVES et GIRAFFE (liste restreinte au domaine 6120-6620 Å) se trouve dans le tableau ci-dessous. Pour toutes les raies, les valeurs des $\log gf$ ($\log gf(\mu\text{Leo})$) ont été ajustées sur le spectre de μLeo de manière à ce que chaque raie fournisse une abondance égale à 0.30 dex, avec le modèle d'atmosphère suivant pour μLeo : $T_{\text{eff}} = 4550$ K, $\log g = 2.30$ dex et $\xi = 1.3$ km.s⁻¹. Pour une raie, χ_{ex} , C_6 , $\log gf(\text{VALD})$ et $\log gf(\mu\text{Leo})$ désigne respectivement le potentiel d'excitation, le coefficient d'élargissement, la valeur du $\log gf$ issue de la base de donnée de VALD et celle déduite de l'analyse différentielle à μLeo . Les coefficients d'élargissement ont été calculés par Coelho et al. (2005) à partir du formalisme de Anstee & O'Mara (1995); Barklem & O'Mara (1997); Barklem et al. (1998, 2000). Pour les quelques raies non étudiées par les auteurs précédents, l'approximation traditionnelle d'Unsold a été utilisée.

λ (Å)	χ_{ex} (ev)	$\log gf(\text{VALD})$	$\log gf(\mu\text{Leo})$	C_6
Fe I				
5853.15	1.48	-5.27	-5.29	0.890E-32
5855.08	4.60	-1.75	-1.77	0.188E-30
5856.09	4.29	-1.64	-1.68	0.656E-31
5859.60	4.55	-0.60	-0.74	0.674E-30
5861.11	4.28	-2.45	-2.55	0.426E-30
5862.37	4.55	-0.39	-0.60	0.673E-30
5902.47	4.59	-1.81	-2.01	0.177E-30
5905.67	4.65	-0.72	-0.94	0.623E-30
5916.25	2.45	-2.99	-2.95	0.429E-31
5929.68	4.55	-1.39	-1.38	0.439E-30
5930.18	4.65	-0.23	-0.31	0.606E-30
5934.65	3.93	-1.18	-1.31	0.569E-30
5952.72	3.98	-1.43	-1.46	0.630E-30
5956.69	0.86	-4.60	-4.55	0.155E-31
5969.56	4.28	-2.73	-2.68	0.268E-30
5983.69	4.55	-0.78	-0.73	0.622E-30
5987.07	4.79	-0.45	-0.36	0.102E-29
6003.01	3.88	-1.11	-1.23	0.483E-30
6024.06	4.55	-0.11	-0.18	0.151E-30

Annexe B. Liste des raies de Fe I et Fe II

λ (Å)	χ_{ex} (ev)	$\log gf(\text{VALD})$	$\log gf(\mu\text{Leo})$	C_6
6027.05	4.07	-1.22	-1.30	0.749E-31
6054.07	4.37	-2.30	-2.30	0.283E-30
6056.01	4.73	-0.46	-0.60	0.679E-30
6065.48	2.61	-1.53	-1.73	0.471E-31
6078.50	4.79	-0.40	-0.42	0.951E-30
6079.01	4.65	-1.13	-1.19	0.513E-30
6082.71	2.22	-3.57	-3.60	0.327E-31
6093.64	4.60	-1.51	-1.52	0.441E-30
6094.37	4.65	-1.94	-1.69	0.505E-30
6096.66	3.98	-1.93	-1.94	0.575E-30
6098.28	4.56	-1.88	-1.82	0.590E-30
6105.13	4.54	-2.06	-1.92	0.348E-30
6120.25	0.91	-5.95	-5.97	0.601E-32
6151.62	2.18	-3.30	-3.40	0.255E-31
6157.73	4.08	-1.25	-1.86	0.705E-31
6165.36	4.14	-1.55	-1.58	0.765E-31
6173.34	2.22	-2.88	-2.86	0.265E-31
6180.20	2.73	-2.78	-2.63	0.411E-31
6187.99	3.94	-1.72	-1.72	0.490E-30
6200.31	2.61	-2.44	-2.48	0.458E-31
6212.07	4.37	-2.69	-2.53	0.397E-30
6213.43	2.22	-2.65	-2.62	0.262E-31
6219.28	2.20	-2.43	-2.50	0.258E-31
6220.78	3.88	-2.46	-2.37	0.415E-30
6226.74	3.88	-2.20	-2.36	0.415E-30
6240.65	2.22	-3.39	-3.44	0.314E-31
6246.32	3.60	-0.96	-1.17	0.385E-30
6252.56	2.40	-1.69	-1.98	0.384E-31
6265.13	2.18	-2.55	-2.40	0.248E-31
6270.23	2.86	-2.71	-2.69	0.458E-31
6271.28	3.32	-2.96	-2.91	0.278E-30
6290.55	2.59	-4.34	-4.38	0.516E-31
6297.79	2.22	-2.74	-2.72	0.258E-31
6301.50	3.65	-0.72	-2.15	0.733E-31
6307.85	3.64	-3.27	-3.36	0.136E-30
6311.50	2.83	-3.22	-3.26	0.439E-31
6315.81	4.08	-1.71	-1.66	0.656E-31
6322.69	2.59	-2.43	-2.42	0.442E-31
6335.33	2.20	-2.23	-2.37	0.251E-31
6336.82	3.69	-1.05	-1.08	0.415E-30
6344.15	2.43	-2.92	-3.25	0.386E-31
6353.85	0.91	-6.36	-6.47	0.894E-32
6380.74	4.19	-1.40	-1.17	0.734E-31
6392.54	2.28	-4.03	-4.11	0.338E-31
6393.60	2.43	-1.61	-1.77	0.384E-31
6408.03	3.69	-1.00	-1.20	0.699E-31

λ (Å)	χ_{ex} (ev)	$\log gf(\text{VALD})$	$\log gf(\mu\text{Leo})$	C_6
6411.11	4.73	-2.21	-2.26	0.679E-30
6419.95	4.73	-0.25	-0.29	0.466E-30
6430.85	2.18	-2.00	-2.82	0.242E-31
6481.87	2.28	-2.98	-2.78	0.333E-31
6498.94	0.96	-4.70	-4.49	0.153E-31
6518.37	2.83	-2.75	-2.68	0.414E-31
6546.97	2.75	-1.54	-4.84	0.472E-31
6569.22	4.73	-0.42	-0.43	0.403E-30
6574.23	0.99	-5.04	-4.93	0.557E-32
6581.21	1.48	-4.85	-4.47	0.206E-31
6593.87	2.43	-2.42	-2.40	0.369E-31
6597.56	4.80	-1.06	-1.10	0.476E-30
6608.03	2.28	-4.04	-4.07	0.327E-31
6609.11	2.56	-2.69	-2.52	0.411E-31
6627.55	4.55	-1.68	-1.43	0.312E-30
6699.14	4.59	-2.18	-2.09	0.304E-31
6703.57	2.76	-3.15	-3.12	0.366E-31
6704.48	4.20	-2.66	-2.77	0.666E-31
6705.11	4.61	-1.06	-1.01	0.467E-30
6710.32	1.48	-4.87	-4.67	0.201E-31
6713.74	4.80	-1.60	-1.48	0.157E-30
6715.38	4.59	-1.64	-1.56	0.336E-30
6725.36	4.10	-2.30	-2.36	0.482E-30
6726.67	4.59	-1.09	-1.22	0.447E-30
6733.15	4.64	-1.58	-1.51	0.341E-30
6750.15	2.42	-2.62	-2.66	0.411E-31
6752.71	4.64	-1.37	-1.10	0.337E-30

Fe II

5991.38	3.15	-3.56	-3.57	0.890E-32
6084.11	3.20	-3.81	-3.94	0.891E-32
6149.26	3.89	-2.72	-2.92	0.121E-31
6247.56	3.89	-2.33	-2.90	0.118E-31
6416.92	3.89	-2.74	-2.68	0.114E-31
6432.68	2.89	-3.71	-3.91	0.718E-32
6456.38	3.90	-2.08	-2.48	0.114E-31

Annexe C

Paramètres des étoiles observées avec UVES

Etoile	Anciens paramètres				Nouveaux paramètres			
	T_{eff} (K)	$\log g$	ξ (km.s ⁻¹)	[Fe/H]	T_{eff} (K)	$\log g$	ξ (km.s ⁻¹)	[Fe/H]
BWc-1	4460.00	2.07	1.6	0.04	4476.00	2.06	1.5	0.09
BWc-2	4602.00	2.27	1.5	0.02	4558.00	2.25	1.2	0.18
BWc-3	4513.00	2.13	1.5	0.31	4513.00	2.11	1.3	0.28
BWc-4	4836.00	2.26	1.5	-0.08	4866.00	2.25	1.3	0.05
BWc-5	4572.00	2.20	1.6	0.37	4535.00	2.15	1.5	0.42
BWc-6	4787.00	2.23	1.5	-0.35	4769.00	2.19	1.3	-0.25
BWc-7	4755.00	2.17	1.5	-0.36	4590.00	2.20	1.1	-0.25
BWc-8	4559.00	2.16	1.6	0.17	4610.00	2.20	1.3	0.37
BWc-9	4556.00	2.19	1.7	0.04	4539.00	2.12	1.5	0.15
BWc-10	4697.00	2.13	1.5	-0.12	4793.00	2.19	1.3	0.07
BWc-11	4675.00	2.09	1.4	-0.03	4576.00	2.06	1.0	0.17
BWc-12	4627.00	2.15	1.5	0.12	4547.00	2.14	1.3	0.23
BWc-13	4561.00	2.09	1.5	0.10	4584.00	2.08	1.1	0.36

TAB. C.1 – Paramètres atmosphériques des 13 étoiles du red clump déduits des spectres UVES avec la méthode décrite au chapitre 2, section 2.5.1 (Anciens paramètres) et celle appliquée aux spectres GIRAFFE (Nouveaux paramètres) décrite au chapitre 2, section 2.5.3. L'analyse des différences entre ces deux déterminations et les illustrations graphiques correspondantes se trouvent au chapitre 2, section 2.5.4.

Annexe D

Paramètres des étoiles du red clump observées avec GIRAFFE

Le tableau ci-dessous comporte les paramètres atmosphériques (T_{eff} , $\log g$ et ξ) et les métallicités ($[\text{Fe}/\text{H}]$) déterminés par notre étude pour les 220 étoiles du red clump de la fenêtre de Baade observées avec GIRAFFE ainsi les différentes incertitudes sur ces paramètres calculées et décrits au chapitre 2, section 2.5.5. $\sigma_1(\text{Fe})$ est la somme quadratique de $\sigma_{\text{W}}(\text{Fe})$, $\sigma_{\xi}(\text{Fe})$ et $\sigma_{\text{T}}(\text{Fe})$ et $\sigma_2(\text{Fe})$ est calculé par l'expression 2.13 de la section 2.5.5. Les exposants + et - désignent respectivement les valeurs supérieures et inférieures des incertitudes.

Etoile	T_{eff} (K)	$\log g$ (dex)	ξ (km.s^{-1})	$[\text{Fe}/\text{H}]$ (dex)	$\sigma_{\text{W}}(\text{Fe})$ (dex)	$\sigma^+(\xi)$ $\sigma^-(\xi)$	$\sigma_{\xi}^+(\text{Fe})$ $\sigma_{\xi}^-(\text{Fe})$	$\sigma_{\text{T},(\xi)}^+$ $\sigma_{\text{T},(\xi)}^-$	$\sigma_{\text{T},(\xi)}^+(\text{Fe})$ $\sigma_{\text{T},(\xi)}^-(\text{Fe})$	$\sigma^+(\text{T})$ $\sigma^-(\text{T})$	$\sigma_{\text{T}}^+(\text{Fe})$ $\sigma_{\text{T}}^-(\text{Fe})$	$\sigma_{\xi,\text{T}}^+(\text{Fe})$ $\sigma_{\xi,\text{T}}^-(\text{Fe})$	$\sigma_{\xi,\text{T}}^+(\text{Fe})$ $\sigma_{\xi,\text{T}}^-(\text{Fe})$	$\sigma_1^+(\text{Fe})$ $\sigma_1^-(\text{Fe})$	$\sigma_2^+(\text{Fe})$ $\sigma_2^-(\text{Fe})$
BWc-1	4528	2.09	1.4	0.29	0.03	-0.1 0.2	0.07 -0.16	0 150	0.01 0.10	150 -200	0.10 -0.10	0.0 0.0	0.00 0.00	0.13 0.19	0.13 0.14
BWc-2	4556	2.25	1.4	0.04	0.02	-0.2 0.1	0.19 -0.07	0 100	0.00 0.08	100 -150	0.08 -0.07	0.0 -0.1	0.00 0.08	0.21 0.10	0.21 0.10
BWc-3	4713	2.23	1.5	0.33	0.05	-0.2 0.3	0.16 -0.22	0 150	0.00 0.10	300 -50	0.23 -0.03	0.0 0.0	0.00 0.00	0.28 0.23	0.28 0.17
BWc-4	4912	2.28	1.4	0.01	0.02	-0.2 0.1	0.19 -0.06	0 50	-0.05 0.04	100 -100	0.10 -0.09	0.0 0.0	0.00 0.00	0.19 0.11	0.19 0.10
BWc-5	4636	2.21	1.5	0.58	0.05	-0.3 0.1	0.30 -0.12	0 0	0.00 0.03	300 -400	0.17 -0.16	0.1 -0.1	-0.07 0.16	0.33 0.21	0.33 0.12
BWc-6	4769	2.19	1.2	-0.17	0.04	-0.2 0.2	0.15 -0.13	0 0	0.00 0.01	300 -200	0.26 -0.15	0.0 -0.1	0.00 0.08	0.30 0.20	0.30 0.17
BWc-7	4769	2.19	1.2	-0.17	0.04	-0.2 0.2	0.15 -0.13	0 0	0.00 0.01	300 -200	0.26 -0.15	0.0 -0.1	0.00 0.08	0.30 0.20	0.30 0.17
BWc-8	4810	2.31	1.4	0.49	0.04	-0.1 0.1	0.10 -0.07	0 50	0.00 0.03	150 -200	0.13 -0.14	0.0 0.0	0.00 0.01	0.17 0.16	0.17 0.15
BWc-9	4685	2.21	1.5	0.17	0.03	-0.2 0.2	0.20 -0.14	0 150	0.00 0.12	150 -200	0.13 -0.15	0.0 -0.1	0.00 0.08	0.24 0.21	0.24 0.12
BWc-10	4690	2.13	1.5	-0.13	0.05	-0.2 0.3	0.15 -0.21	0 200	0.00 0.21	200 -200	0.18 -0.14	0.0 0.0	0.00 0.01	0.24 0.26	0.24 0.14
BWc-11	4579	2.07	1.0	0.11	0.04	-0.3 0.3	0.25 -0.22	-100 0	-0.05 0.00	200 -200	0.16 -0.11	0.0 -0.2	0.00 0.16	0.28 0.25	0.28 0.21
BWc-12	4546	2.14	1.4	0.17	0.03	-0.2 0.2	0.18 -0.14	0 50	0.00 0.02	200 -200	0.13 -0.08	0.0 -0.1	0.00 0.08	0.22 0.16	0.22 0.13
BWc-13	4582	2.08	1.4	0.09	0.03	-0.2 0.2	0.17 -0.15	0 100	0.00 0.07	50 -200	0.04 -0.12	0.0 -0.1	0.00 0.08	0.18 0.19	0.18 0.13
BWc-14	4966	2.39	1.2	-0.10	0.03	-0.2 0.2	0.14 -0.12	0 0	0.02 0.00	100 -150	0.11 -0.15	0.0 0.0	0.00 0.00	0.19 0.19	0.19 0.19
BWc-15	4807	2.25	1.3	0.07	0.04	-0.4 0.1	0.34 -0.08	-250 0	-0.20 0.00	200 -150	0.20 -0.13	0.0 0.0	0.00 0.00	0.30 0.16	0.30 0.16
BWc-16	4567	2.20	1.4	0.62	0.06	-0.4 0.1	0.44 -0.10	0 250	0.00 0.12	350 -400	0.22 -0.04	0.0 -0.2	0.00 0.21	0.50 0.12	0.50 0.12
BWc-17	4838	2.34	1.5	-0.11	0.04	-0.2 0.3	0.15 -0.20	0 0	0.01 0.00	200 -200	0.20 -0.17	0.0 -0.1	0.00 0.07	0.26 0.27	0.26 0.24
BWc-18	4760	2.15	1.3	-0.60	0.03	-0.3 0.2	0.17 -0.10	-50 0	-0.05 0.00	250 -200	0.24 -0.19	0.0 -0.1	0.00 0.06	0.28 0.22	0.28 0.19
BWc-19	4584	2.16	1.5	0.17	0.04	-0.2 0.2	0.18 -0.17	0 0	0.01 0.01	350 -450	0.30 -0.22	0.0 0.0	0.00 0.00	0.35 0.28	0.35 0.28
BWc-20	4754	2.35	1.5	0.38	0.04	-0.1 0.3	0.09 -0.22	0 150	0.00 0.13	50 -250	0.05 -0.17	0.0 0.0	0.00 0.00	0.11 0.28	0.11 0.22
BWc-21	4647	2.08	1.5	0.58	0.04	-0.2 0.2	0.20 -0.16	-200 0	-0.09 -0.01	500 -250	0.41 -0.12	0.0 -0.1	0.00 0.09	0.44 0.20	0.44 0.18
BWc-22	4556	2.14	1.4	-0.37	0.05	-0.5 0.39	0.39 0	0 0	0.00 0.00	150 0.10	0.10 0.0	0.0 0.0	0.00 0.00	0.41 0.41	0.41 0.41

Annexe D. Paramètres des étoiles du red clump observées avec GIRAFFE

BWc-23	5025	2.33	1.6	-0.07	0.05	0.1	-0.08	50	0.04	-250	-0.15	-0.3	0.25	0.18	0.18
						-0.3	0.20	0	0.00	250	0.24	0.1	-0.04	0.30	0.30
						0.1	-0.07	50	0.06	-300	-0.31	0.0	0.00	0.32	0.32
BWc-24	4801	2.21	1.5	0.44	0.06	-0.2	0.20	0	0.00	200	0.17	0.0	0.00	0.27	0.27
						0.5	-0.35	300	0.28	-250	-0.17	0.0	0.00	0.39	0.24
BWc-25	5274	2.46	1.2	0.71	0.03	-0.2	0.16	0	0.00	250	0.22	0.0	0.00	0.27	0.27
						0.2	-0.15	100	0.09	-50	-0.05	0.0	0.00	0.16	0.11
BWc-26	4465	2.05	1.2	0.29	0.03	-0.3	0.28	0	0.00	100	0.06	0.0	-0.01	0.29	0.29
						0.2	-0.18	150	0.09	-150	-0.06	0.0	0.00	0.19	0.14
BWc-27	4644	2.23	1.5	0.43	0.04	-0.2	0.19	0	0.00	200	0.14	0.0	0.00	0.24	0.24
						0.2	-0.16	0	0.00	-250	-0.12	0.0	0.00	0.20	0.20
BWc-28	4763	2.23	1.5	0.36	0.04	-0.2	0.18	0	0.00	250	0.21	0.0	0.00	0.28	0.28
						0.3	-0.21	50	0.04	-250	-0.15	-0.1	0.08	0.26	0.22
BWc-29	4857	2.23	1.6	0.21	0.03	-0.2	0.15	0	0.00	150	0.16	0.0	0.00	0.22	0.22
						0.2	-0.13	50	0.05	-150	-0.14	0.0	0.00	0.19	0.18
BWc-30	4449	1.99	1.5	0.25	0.04	-0.1	0.12	0	0.01	200	0.13	0.0	0.00	0.18	0.18
						0.2	-0.15	150	0.09	-400	-0.03	0.0	0.00	0.16	0.11
BWc-31	4931	2.20	1.5	0.16	0.04	-0.2	0.16	0	0.00	200	0.21	0.0	0.01	0.27	0.27
						0.3	-0.20	0	0.00	-200	-0.21	0.0	0.00	0.29	0.29
BWc-32	4458	2.06	1.5	0.35	0.04	-0.1	0.12	0	0.00	400	0.30	0.0	0.00	0.33	0.33
						0.2	-0.15	50	0.01	-250	-0.07	-0.1	0.09	0.17	0.14
BWc-33	4288	1.97	0.8	0.23	0.02	-0.5	0.32	0	0.00	200	0.11	0.0	0.00	0.34	0.34
						0.2	-0.15	150	0.07	-150	-0.02	-0.5	0.31	0.15	0.08
BWc-34	4521	2.12	1.2	-0.50	0.04	-0.2	0.13	0	0.00	250	0.20	0.0	0.00	0.24	0.24
						0.2	-0.14	150	0.13	-200	-0.14	0.0	-0.01	0.20	0.15
BWc-35	4773	2.28	1.4	-0.39	0.03	-0.2	0.13	0	0.00	100	0.10	0.0	0.00	0.17	0.17
						0.2	-0.11	150	0.15	-150	-0.13	-0.1	0.06	0.17	0.07
BWc-36	4556	2.19	1.2	0.20	0.04	-0.3	0.27	0	0.00	250	0.18	0.0	-0.01	0.32	0.32
						0.3	-0.26	300	0.24	-50	-0.02	0.0	0.00	0.26	0.08
BWc-37	4538	2.14	0.8	-0.20	0.03	-0.1	0.07	0	0.00	100	0.06	0.0	0.00	0.10	0.10
						0.1	-0.07	50	0.03	-200	-0.11	0.0	0.00	0.13	0.13
BWc-38	4714	2.26	0.8	0.18	0.05	-0.5	0.38	0	0.00	200	0.16	0.0	0.00	0.41	0.41
						0.3	-0.25	200	0.18	-200	-0.14	0.0	-0.01	0.29	0.20
BWc-39	5042	2.28	1.3	-0.12	0.03	-0.2	0.12	0	0.00	200	0.20	0.0	0.00	0.24	0.24
						0.2	-0.11	50	0.05	-150	-0.15	0.0	0.00	0.19	0.17
BWc-40	5050	2.39	1.5	-0.70	0.04	-0.2	0.09	0	0.00	100	0.10	0.0	0.00	0.14	0.14
						0.3	-0.11	150	0.16	-200	-0.22	0.0	0.01	0.25	0.20
BWc-41	4830	2.30	1.3	-0.68	0.04	-0.2	0.11	0	0.00	200	0.22	0.0	0.00	0.25	0.25
						0.3	-0.14	0	0.00	-200	-0.19	-0.2	0.12	0.24	0.18
BWc-42	4893	2.35	0.8	-0.68	0.04	-0.2	0.10	0	0.00	150	0.17	0.0	0.00	0.20	0.20
						0.2	-0.10	100	0.12	-200	-0.21	0.0	0.01	0.24	0.20
BWc-43	4798	2.31	1.4	0.00	0.03	-0.2	0.14	0	0.00	150	0.13	0.0	0.00	0.19	0.19
						0.1	-0.08	150	0.14	-150	-0.13	0.0	0.00	0.16	0.11
BWc-44	4410	2.03	1.4	-0.17	0.02	-0.2	0.16	0	-0.01	150	0.08	0.0	0.00	0.18	0.18
						0.2	-0.15	150	0.09	-250	-0.09	-0.1	0.08	0.18	0.10
BWc-45	4650	2.24	1.5	-0.19	0.03	-0.2	0.17	0	0.00	200	0.17	0.0	-0.01	0.24	0.24
						0.2	-0.13	0	0.01	-250	-0.12	-0.1	0.08	0.18	0.15
BWc-46	4757	2.15	1.5	0.30	0.04	-0.2	0.17	0	0.00	200	0.17	0.0	0.00	0.24	0.24
						0.2	-0.14	100	0.08	-200	-0.14	-0.1	0.09	0.20	0.13
BWc-47	4736	2.17	1.3	-0.28	0.04	-0.2	0.15	0	0.00	200	0.16	0.0	0.00	0.22	0.22
						0.2	-0.15	200	0.19	-200	-0.15	-0.1	0.08	0.22	0.08
BWc-48	4627	2.17	1.5	0.51	0.04	-0.3	0.32	-200	-0.07	250	0.17	0.0	0.00	0.33	0.33
						0.1	-0.08	0	0.00	-400	-0.17	-0.2	0.25	0.19	0.19
BWc-49	4916	2.22	1.3	-0.14	0.03	-0.2	0.13	0	0.00	250	0.23	0.0	0.00	0.27	0.27
						0.2	-0.11	0	0.00	-50	-0.04	0.0	0.00	0.12	0.12
BWc-50	4724	2.29	1.4	0.12	0.02	-0.2	0.15	-50	-0.03	100	0.07	0.0	0.00	0.15	0.15
						0.2	-0.14	100	0.08	-150	-0.12	0.0	0.00	0.19	0.15
BWc-51	4641	2.27	1.3	0.35	0.04	-0.2	0.19	0	0.00	50	0.03	0.0	0.01	0.20	0.20
						0.2	-0.14	100	0.07	-100	-0.05	0.0	0.00	0.15	0.12
BWc-52	4491	2.03	1.5	0.30	0.05	-0.3	0.34	0	0.00	250	0.16	0.0	-0.01	0.38	0.38
						0.1	-0.09	0	0.00	-250	-0.07	0.0	0.00	0.12	0.12
BWc-53	4900	2.26	1.5	0.52	0.04	-0.2	0.17	0	-0.01	150	0.14	0.0	0.00	0.22	0.22
						0.3	-0.21	200	0.21	-250	-0.23	0.0	0.00	0.31	0.23
BWc-54	4735	2.23	1.5	-0.03	0.03	-0.2	0.16	0	0.00	100	0.09	0.0	0.00	0.19	0.19
						0.2	-0.14	250	0.25	-150	-0.13	0.0	0.00	0.19	0.05
BWc-55	4910	2.23	1.2	-0.53	0.04	-0.2	0.12	0	0.00	200	0.20	0.0	0.00	0.24	0.24
						0.2	-0.10	0	0.00	-200	-0.20	-0.1	0.06	0.23	0.20
BWc-56	4775	2.19	1.5	0.14	0.03	-0.2	0.17	0	0.00	150	0.14	0.0	0.00	0.22	0.22
						0.2	-0.14	150	0.15	-150	-0.13	0.0	0.00	0.19	0.13
BWc-57	4610	2.11	1.5	0.57	0.04	-0.2	0.19	0	0.01	200	0.12	0.2	-0.16	0.19	0.19
						0.1	-0.08	50	0.02	-300	-0.11	0.0	0.00	0.14	0.14
BWc-58	4605	2.11	1.5	0.45	0.05	-0.3	0.34	0	0.00	200	0.16	0.0	0.00	0.38	0.38
						0.1	-0.08	50	0.04	-400	-0.16	0.0	0.00	0.19	0.18
BWc-59	4650	2.21	1.6	0.41	0.06	-0.1	0.11	0	0.00	250	0.17	0.0	0.00	0.21	0.21
						0.2	-0.18	150	0.13	-550	-0.16	0.0	0.00	0.25	0.19
BWc-60	4650	2.29	1.5	0.54	0.05	-0.2	0.18	0	0.00	300	0.23	0.0	0.00	0.30	0.30
						0.2	-0.16	150	0.11	-500	-0.22	-0.1	0.11	0.28	0.19
BWc-61	4843	2.19	1.5	0.56	0.04	-0.2	0.18	0	0.00	250	0.22	0.0	0.00	0.29	0.29
						0.1	-0.08	0	0.00	-250	-0.18	0.0	0.00	0.20	0.20
BWc-62	4737	2.26	1.5	0.36	0.04	-0.1	0.10	0	0.00	50	0.04	0.0	0.00	0.11	0.11
						0.2	-0.15	50	0.04	-250	-0.16	0.0	0.00	0.22	0.21
BWc-63	4598	2.19	1.5	0.44	0.03	-0.3	0.30	-150	-0.04	250	0.16	0.0	0.00	0.32	0.32
						0.3	-0.23	0	0.00	-250	-0.09	0.0	-0.01	0.25	0.25
BWc-64	4605	2.20	1.2	0.04	0.03	-0.3	0.27	0	0.00	150	0.13	0.0	0.00	0.30	0.30
						0.3	-0.22	150	0.12	-200	-0.12	-0.1	0.08	0.25	0.17
BWc-65	4686	2.23	1.1	-0.17	0.03	-0.2	0.14	-50	-0.03	350	0.30	0.0	0.00	0.33	0.33
						0.1	-0.06	0	0.00	-200	-0.12	-0.1	0.07	0.14	0.10
BWc-66	4716	2.16	1.4	0.43	0.04	-0.2	0.24	-50	-0.03	250	0.22	0.0	0.00	0.32	0.32
						0.3	-0.23	0	0.00	-250	-0.14	0.0	0.00	0.27	0.27
BWc-67	4781	2.28	1.5	0.38	0.03	-0.2	0.17	0	0.00	150	0.12	0.0	0.00	0.21	0.21
						0.2	-0.15	100	0.09	-250	-0.17	0.0	0.00	0.23	0.20
BWc-68	4990	2.23	1.4	-0.14	0.03	-0.2	0.13	0	0.00	150	0.16	0.0	0.00	0.21	0.21

BWc-69	4568	2.20	1.5	0.19	0.04	0.2	-0.10	150	0.16	-150	-0.16	0.0	0.00	0.19	0.14
						-0.1	0.09	0	0.00	200	0.14	0.1	-0.08	0.13	0.13
						0.2	-0.14	0	0.00	-250	-0.11	0.0	0.00	0.18	0.18
BWc-70	4696	2.24	1.7	0.40	0.05	-0.1	0.13	0	0.00	150	0.15	0.1	-0.08	0.17	0.17
						0.3	-0.21	100	0.07	-300	-0.15	0.0	0.00	0.26	0.23
						-0.2	0.17	-50	-0.06	250	0.25	0.1	-0.07	0.26	0.26
BWc-71	4968	2.26	1.5	0.22	0.05	0.3	-0.20	0	0.00	-200	-0.19	0.0	0.00	0.28	0.28
						-0.2	0.16	0	0.00	100	0.11	0.0	0.00	0.20	0.20
BWc-72	4880	2.34	1.3	0.09	0.03	0.2	-0.12	100	0.10	-150	-0.13	0.0	0.00	0.18	0.14
						-0.2	0.16	-50	-0.04	350	0.34	0.0	0.00	0.37	0.37
BWc-73	4837	2.31	1.7	0.30	0.04	0.1	-0.04	0	0.00	-150	-0.10	0.0	0.00	0.11	0.11
						-0.2	0.15	0	-0.01	150	0.12	0.0	0.00	0.19	0.19
BWc-74	4686	2.24	1.2	-0.36	0.03	0.1	-0.08	150	0.14	-150	-0.10	0.0	0.00	0.13	0.08
						-0.1	0.07	50	0.05	100	0.11	0.0	0.00	0.15	0.15
BWc-75	4907	2.34	1.2	-0.22	0.03	0.1	-0.06	50	0.05	-150	-0.15	0.0	0.00	0.16	0.16
						-0.3	0.16	0	0.00	50	0.05	0.0	0.00	0.17	0.17
BWc-76	5012	2.32	1.5	-0.68	0.05	0.4	-0.15	0	0.00	-150	-0.16	-0.1	0.06	0.22	0.20
						-0.2	0.30	0	0.00	250	0.21	0.0	0.00	0.37	0.37
BWc-77	4540	2.24	1.5	0.48	0.05	0.3	-0.25	100	0.06	-500	-0.06	-0.2	0.30	0.26	0.19
						-0.2	0.10	0	0.00	150	0.17	0.0	-0.01	0.20	0.20
BWc-78	4786	2.26	1.2	-1.13	0.04	0.3	-0.11	150	0.17	-200	-0.22	-0.2	0.09	0.25	0.15
						-0.3	0.20	0	0.00	100	0.10	0.0	0.00	0.23	0.23
BWc-79	4804	2.30	1.2	-0.50	0.04	0.3	-0.16	100	0.09	-200	-0.17	-0.1	0.00	0.24	0.23
						-0.2	0.20	0	0.00	50	0.02	0.0	0.00	0.20	0.20
BWc-80	4457	2.13	1.4	0.36	0.03	0.3	-0.23	200	0.10	-250	-0.04	-0.1	0.10	0.24	0.17
						-0.1	0.09	0	0.00	150	0.10	0.0	0.00	0.14	0.14
BWc-81	4574	2.18	1.5	0.35	0.03	0.2	-0.15	150	0.10	-250	-0.10	0.0	0.00	0.18	0.14
						-0.2	0.13	0	0.00	200	0.20	0.0	0.01	0.25	0.25
BWc-82	4914	2.32	1.0	-0.50	0.04	0.3	-0.15	150	0.15	-200	-0.19	0.0	0.00	0.25	0.20
						-0.2	0.18	0	-0.01	200	0.18	0.1	-0.07	0.23	0.23
BWc-83	4903	2.30	1.6	0.47	0.04	0.1	-0.08	50	0.06	-250	-0.19	0.0	0.00	0.21	0.20
						-0.2	0.19	0	0.00	200	0.16	0.0	0.00	0.25	0.25
BWc-84	4575	2.21	1.5	0.22	0.03	0.3	-0.22	250	0.20	-200	-0.09	-0.1	0.09	0.24	0.07
						-0.3	0.27	0	0.00	150	0.09	0.0	0.00	0.29	0.29
BWc-85	4641	2.15	1.5	0.47	0.05	0.2	-0.15	100	0.06	-300	-0.11	0.0	0.00	0.19	0.17
						-0.1	0.08	0	0.00	350	0.24	0.0	0.00	0.26	0.26
BWc-86	4546	2.21	1.5	0.23	0.03	0.3	-0.22	250	0.17	-50	-0.02	-0.1	0.08	0.22	0.10
						-0.1	0.09	0	0.01	100	0.10	0.0	0.00	0.14	0.14
BWc-87	4931	2.26	0.9	-0.07	0.03	0.1	-0.07	50	0.05	-150	-0.13	0.0	0.00	0.15	0.14
						-0.2	0.22	0	0.00	300	0.20	0.0	0.00	0.30	0.30
BWc-88	4540	2.08	1.5	0.50	0.05	0.2	-0.19	150	0.09	-550	-0.09	-0.1	0.15	0.22	0.13
						-0.2	0.20	0	0.00	350	0.25	0.0	-0.01	0.32	0.32
BWc-89	4515	2.11	1.4	0.50	0.04	0.3	-0.23	250	0.16	-250	-0.06	-0.1	0.08	0.24	0.13
						-0.2	0.08	0	0.00	100	0.11	0.0	0.00	0.14	0.14
BWc-90	5073	2.34	1.4	-0.64	0.04	0.3	-0.10	100	0.09	-200	-0.21	-0.1	0.03	0.24	0.20
						-0.1	0.07	0	0.00	200	0.19	0.0	0.00	0.20	0.20
BWc-91	4757	2.23	1.3	-0.20	0.02	0.1	-0.05	150	0.15	-150	-0.12	0.0	0.00	0.13	0.10
						-0.3	0.33	0	0.00	200	0.09	0.0	0.00	0.35	0.35
BWc-92	4359	2.05	1.5	0.39	0.05	0.2	-0.16	150	0.05	-300	0.01	-0.2	0.20	0.17	0.15
						-0.2	0.10	0	-0.01	100	0.10	0.0	0.00	0.14	0.14
BWc-93	4868	2.32	1.3	-0.59	0.04	0.2	-0.10	100	0.11	-150	-0.15	0.0	-0.01	0.18	0.16
						-0.2	0.19	0	0.00	450	0.30	0.1	-0.08	0.32	0.32
BWc-94	4473	2.19	1.4	0.26	0.04	0.1	-0.10	300	0.20	-250	-0.09	0.0	0.00	0.14	0.14
						-0.3	0.27	0	0.00	200	0.19	0.0	0.00	0.33	0.33
BWc-95	4972	2.41	1.0	-0.09	0.03	0.2	-0.13	50	0.05	-200	-0.20	-0.1	0.06	0.24	0.20
						-0.2	0.17	0	0.00	150	0.13	0.0	0.01	0.22	0.22
BWc-96	4655	2.20	1.2	-0.20	0.04	0.2	-0.16	100	0.09	-200	-0.11	-0.1	0.08	0.20	0.13
						-0.2	0.15	0	0.01	100	0.08	0.0	0.00	0.18	0.18
BWc-97	4822	2.36	1.3	0.19	0.03	0.3	-0.21	150	0.14	-150	-0.13	0.0	0.00	0.25	0.18
						-0.2	0.20	0	0.00	50	0.03	0.0	0.00	0.20	0.20
BWc-98	4579	2.12	1.5	0.29	0.03	0.2	-0.18	100	0.07	-250	-0.13	0.0	0.00	0.22	0.19
						-0.2	0.15	0	0.00	150	0.15	0.0	0.00	0.21	0.21
BWc-99	4808	2.24	1.3	-0.19	0.03	0.2	-0.14	0	0.00	-150	-0.13	-0.1	0.07	0.19	0.17
						-0.2	0.18	0	0.00	100	0.09	0.0	0.00	0.20	0.20
BWc-100	4618	2.25	1.2	0.00	0.03	0.2	-0.14	250	0.19	-200	-0.11	-0.1	0.07	0.18	0.18
						-0.3	0.29	0	0.00	50	0.04	0.0	0.00	0.29	0.29
BWc-101	4429	2.11	1.3	0.29	0.03	0.3	-0.25	200	0.12	-250	-0.06	-0.2	0.18	0.26	0.16
						-0.2	0.20	0	0.00	200	0.10	0.1	-0.07	0.21	0.21
BWc-102	4474	2.18	1.5	0.26	0.03	0.1	-0.07	100	0.04	-450	-0.05	0.0	0.00	0.09	0.08
						-0.2	0.07	0	0.00	100	0.09	0.0	0.00	0.12	0.12
BWc-103	5260	2.43	1.2	-0.51	0.03	0.2	-0.08	100	0.10	-200	-0.21	0.0	0.00	0.23	0.21
						-0.3	0.33	-150	0.02	300	0.13	0.0	0.00	0.36	0.36
BWc-104	4270	1.97	1.2	0.16	0.02	0.3	-0.26	150	0.05	-200	0.00	-0.1	0.09	0.26	0.23
						-0.2	0.20	0	0.00	250	0.15	0.1	-0.08	0.23	0.23
BWc-105	4545	2.19	1.5	0.51	0.05	0.2	-0.18	0	0.00	-350	-0.09	-0.1	0.09	0.21	0.19
						-0.2	0.09	0	0.00	150	0.15	0.0	0.00	0.18	0.18
BWc-106	4983	2.35	1.2	-0.53	0.03	0.2	-0.10	100	0.10	-150	-0.16	-0.1	0.05	0.19	0.14
						-0.2	0.10	0	0.00	200	0.20	0.0	0.00	0.23	0.23
BWc-107	4871	2.28	1.3	-0.57	0.04	0.3	-0.15	150	0.16	-200	-0.20	0.0	-0.01	0.25	0.20
						-0.2	0.10	0	0.00	150	0.15	0.0	0.00	0.18	0.18
BWc-108	4818	2.19	1.2	-0.95	0.04	0.2	-0.07	100	0.10	-50	-0.05	-0.1	0.05	0.09	0.09
						-0.2	0.10	0	0.00	50	0.04	0.0	0.00	0.12	0.12
BWc-109	4936	2.20	1.3	-0.65	0.04	0.3	-0.14	100	0.11	-250	-0.29	-0.1	0.06	0.32	0.27
						-0.2	0.07	0	0.00	100	0.10	0.0	0.00	0.13	0.13
BWc-110	5034	2.32	1.0	-0.87	0.03	0.2	-0.07	100	0.11	-150	-0.16	0.0	0.00	0.18	0.15
						-0.2	0.25	50	0.01	400	0.23	0.1	-0.08	0.32	0.32
BWc-111	4420	2.15	1.5	0.39	0.04	0.3	-0.24	250	0.12	-250	-0.03	0.0	0.00	0.24	0.18
						-0.2	0.07	0	0.00	200	0.20	0.0	0.00	0.22	0.22
BWc-112	4984	2.37	1.1	-1.01	0.04	0.3	-0.09	0	0.00	-200	-0.22	-0.1	0.02	0.24	0.23
						-0.2	0.08	0	0.00	100	0.10	0.0	0.00	0.13	0.13
BWc-113	5158	2.40	1.3	-0.52	0.03	0.2	-0.08	100	0.11	-150	-0.13	-0.1	0.02	0.16	0.11
						-0.1	0.05	0	0.00	150	0.16	0.0	0.00	0.17	0.17
BWc-114	4913	2.28	1.3	-0.56	0.04										

Annexe D. Paramètres des étoiles du red clump observées avec GIRAFFE

BWc-115	4937	2.32	1.5	0.55	0.03	0.1	-0.04	200	0.19	-50	-0.04	0.0	0.00	0.07	0.07
						-0.2	0.17	0	0.00	200	0.21	0.0	0.00	0.27	0.27
						0.2	-0.13	150	0.15	-200	-0.16	0.0	0.00	0.21	0.15
BWc-116	4775	2.18	1.5	0.49	0.04	-0.2	0.18	0	0.00	350	0.28	0.1	-0.07	0.31	0.31
						0.2	-0.14	100	0.08	-100	-0.04	0.0	0.00	0.15	0.11
						-0.2	0.07	-100	-0.11	200	0.19	0.0	0.00	0.19	0.19
BWc-117	5191	2.40	1.4	-0.69	0.03	0.3	-0.09	0	0.00	-50	-0.06	0.0	0.00	0.11	0.11
						-0.3	0.25	0	0.00	250	0.21	0.1	-0.07	0.31	0.31
						0.1	-0.10	0	0.00	-450	-0.25	0.0	0.00	0.27	0.27
BWc-118	4717	2.23	1.6	0.42	0.05	-0.2	0.10	0	0.00	200	0.21	0.0	0.00	0.24	0.24
						0.2	-0.07	50	0.05	-150	-0.15	-0.1	0.04	0.17	0.14
BWc-119	5118	2.31	1.5	-0.45	0.03	-0.1	0.06	0	-0.01	150	0.14	0.0	0.00	0.15	0.15
						0.2	-0.11	0	0.00	-150	-0.15	0.0	0.01	0.19	0.18
BWc-120	4871	2.22	1.8	0.07	0.02	-0.3	0.32	0	0.00	300	0.20	0.1	-0.08	0.36	0.36
						0.1	-0.10	0	0.01	-550	-0.14	-0.1	0.13	0.18	0.12
BWc-121	4617	2.13	1.5	0.47	0.05	-0.3	0.15	0	0.00	150	0.16	0.0	0.00	0.22	0.22
						0.2	-0.08	50	0.05	-200	-0.20	-0.1	0.05	0.22	0.18
BWc-122	4920	2.23	1.5	-0.54	0.04	-0.2	0.11	0	0.00	200	0.20	0.0	0.00	0.23	0.23
						0.3	-0.14	50	0.05	-200	-0.18	-0.1	0.05	0.23	0.19
BWc-123	4756	2.24	1.5	-0.58	0.03	-0.2	0.17	0	0.01	100	0.12	0.0	-0.02	0.21	0.21
						0.2	-0.15	100	0.11	-150	-0.15	0.0	0.01	0.21	0.17
BWc-124	4869	2.29	1.2	-0.15	0.03	-0.2	0.11	0	0.00	250	0.22	0.0	0.00	0.25	0.25
						0.2	-0.14	0	0.00	-150	-0.16	-0.1	0.07	0.22	0.19
BWc-125	4974	2.24	1.5	0.09	0.04	-0.3	0.22	0	0.00	100	0.10	0.0	0.01	0.25	0.25
						0.3	-0.19	50	0.06	-50	-0.04	0.0	0.00	0.20	0.17
BWc-126	4811	2.29	1.1	-0.37	0.04	-0.3	0.29	0	0.00	100	0.06	0.0	0.00	0.30	0.30
						0.3	-0.23	200	0.15	-300	-0.13	0.0	0.00	0.27	0.19
BWc-127	4674	2.11	1.5	0.44	0.05	-0.3	0.28	0	0.00	200	0.15	0.0	0.00	0.32	0.32
						0.2	-0.16	150	0.10	-250	-0.13	0.0	0.00	0.21	0.17
BWc-128	4702	2.28	1.5	0.41	0.05	-0.2	0.21	0	0.01	150	0.04	0.0	0.00	0.22	0.22
						0.3	-0.27	300	0.12	-300	0.01	-0.2	0.19	0.27	0.21
BWc-129	4351	2.05	1.3	0.42	0.04	-0.2	0.17	0	0.00	200	0.17	0.0	0.00	0.24	0.24
						0.1	-0.08	0	0.00	-200	-0.14	0.0	0.00	0.16	0.16
BWc-130	4818	2.22	1.5	0.33	0.03	-0.2	0.10	0	0.00	150	0.15	0.0	0.00	0.18	0.18
						0.3	-0.11	50	0.05	-150	-0.13	0.0	0.01	0.17	0.15
BWc-131	4945	2.36	1.4	-0.55	0.03	-0.3	0.21	0	0.00	150	0.14	0.0	-0.01	0.25	0.25
						0.1	-0.07	0	0.00	-50	-0.05	-0.1	0.07	0.09	0.07
BWc-132	4753	2.31	1.5	-0.15	0.02	-0.2	0.15	0	0.00	50	0.05	0.0	-0.01	0.16	0.16
						0.2	-0.14	150	0.14	-150	-0.12	-0.1	0.11	0.19	0.04
BWc-133	4743	2.24	1.0	-0.13	0.02	-0.2	0.15	-100	-0.08	150	0.13	0.0	0.00	0.17	0.17
						0.2	-0.13	0	0.00	-150	-0.13	-0.1	0.08	0.19	0.15
BWc-134	4779	2.30	1.5	0.10	0.02	-0.2	0.07	0	0.00	200	0.19	0.0	0.00	0.21	0.21
						0.3	-0.11	0	0.00	-250	-0.25	-0.1	0.03	0.28	0.26
BWc-135	5448	2.42	1.3	-0.39	0.03	-0.2	0.16	0	0.00	150	0.09	0.0	0.00	0.19	0.19
						0.2	-0.14	50	0.03	-150	-0.08	0.0	0.00	0.16	0.15
BWc-136	4472	2.03	1.2	-0.11	0.02	-0.3	0.32	0	0.00	50	0.04	0.0	0.00	0.33	0.33
						0.1	-0.09	0	0.00	-250	-0.18	0.0	0.00	0.21	0.21
BWc-137	4808	2.18	1.2	0.40	0.04	-0.2	0.24	0	0.00	150	0.14	0.1	-0.05	0.27	0.27
						0.1	-0.07	100	0.11	-150	-0.15	0.0	0.01	0.17	0.14
BWc-138	4922	2.28	1.0	-0.11	0.03	-0.3	0.31	0	0.00	250	0.18	0.0	0.00	0.36	0.36
						0.2	-0.16	50	0.03	-400	-0.16	-0.1	0.09	0.23	0.18
BWc-139	4676	2.11	1.5	0.54	0.05	-0.2	0.18	0	0.00	250	0.16	0.0	0.00	0.24	0.24
						0.2	-0.17	100	0.07	-50	-0.03	0.0	0.00	0.18	0.14
BWc-140	4491	2.18	1.4	0.20	0.03	-0.3	0.13	0	0.00	150	0.17	0.0	-0.01	0.21	0.21
						0.3	-0.10	200	0.22	-200	-0.21	-0.1	0.04	0.24	0.16
BWc-141	4975	2.40	1.4	-0.91	0.04	-0.2	0.16	-50	-0.05	200	0.20	0.0	0.00	0.24	0.24
						0.1	-0.07	0	0.00	-200	-0.18	0.0	0.00	0.20	0.20
BWc-142	4911	2.28	1.5	0.14	0.04	-0.3	0.32	0	0.00	50	0.04	0.0	0.00	0.33	0.33
						0.2	-0.16	50	0.02	-300	-0.08	0.0	0.00	0.19	0.18
BWc-143	4598	2.18	1.5	0.45	0.05	-0.4	0.18	0	0.00	200	0.21	0.0	0.00	0.28	0.28
						0.3	-0.10	150	0.14	-200	-0.21	-0.1	0.04	0.24	0.18
BWc-144	5164	2.39	1.1	-0.59	0.04	-0.2	0.22	0	0.00	50	0.02	0.0	0.00	0.23	0.23
						0.1	-0.13	0	0.00	-300	-0.03	0.0	0.00	0.14	0.14
BWc-145	4422	2.07	1.3	0.55	0.05	-0.2	0.18	0	0.00	150	0.12	0.0	0.00	0.22	0.22
						0.2	-0.11	100	0.07	-150	-0.10	0.0	0.00	0.15	0.12
BWc-146	4671	2.29	1.5	0.02	0.02	-0.5	0.37	0	0.01	50	0.03	0.0	0.00	0.38	0.38
						0.2	-0.16	100	0.07	-150	-0.07	-0.1	0.07	0.18	0.12
BWc-147	4483	2.16	1.0	0.17	0.02	-0.2	0.18	0	0.00	100	0.07	0.1	-0.08	0.18	0.18
						0.1	-0.09	100	0.07	-100	-0.05	0.0	0.00	0.10	0.07
BWc-148	4578	2.16	1.1	0.20	0.02	-0.2	0.14	0	-0.01	100	0.10	0.0	0.00	0.17	0.17
						0.2	-0.12	100	0.11	-150	-0.15	0.0	0.00	0.19	0.16
BWc-149	5012	2.39	1.2	-0.22	0.03	-0.3	0.35	0	0.00	150	0.07	0.0	0.01	0.36	0.36
						0.4	-0.34	150	0.08	-50	0.00	0.0	0.00	0.34	0.30
BWc-150	4407	2.07	1.5	0.48	0.05	-0.2	0.12	0	0.00	200	0.20	0.0	0.01	0.24	0.24
						0.3	-0.15	50	0.04	-200	-0.18	-0.1	0.06	0.24	0.20
BWc-151	4806	2.26	1.5	-0.50	0.04	-0.2	0.11	0	0.00	200	0.19	0.0	0.00	0.22	0.22
						0.2	-0.10	50	0.05	-200	-0.19	-0.1	0.06	0.22	0.18
BWc-152	4917	2.41	1.5	-0.31	0.03	-0.2	0.11	0	0.00	150	0.14	0.0	0.00	0.18	0.18
						0.2	-0.09	100	0.10	-200	-0.18	-0.1	0.06	0.20	0.15
BWc-153	4752	2.28	1.2	-0.83	0.04	-0.1	0.08	0	0.00	50	0.05	0.0	0.00	0.10	0.10
						0.1	-0.07	50	0.03	-150	-0.10	0.0	0.00	0.12	0.11
BWc-154	4701	2.32	1.2	0.13	0.02	-0.1	0.01	0	0.00	150	0.15	0.0	0.00	0.15	0.15
						0.2	-0.07	100	0.09	-200	-0.21	-0.1	0.04	0.22	0.19
BWc-155	5056	2.30	1.4	-0.52	0.03	-0.2	0.17	0	0.00	50	0.03	0.0	0.00	0.17	0.17
						0.1	-0.09	50	0.04	-50	-0.04	0.0	0.00	0.10	0.08
BWc-156	4625	2.29	1.4	0.13	0.02	-0.2	0.13	0	0.00	200	0.20	0.0	0.00	0.24	0.24
						0.2	-0.12	50	0.06	-150	-0.15	-0.1	0.08	0.20	0.14
BWc-157	4941	2.40	1.4	-0.04	0.03	-0.3	0.27	0	0.00	150	0.14	0.0	0.00	0.31	0.31
						0.3	-0.18	150	0.13	-250	-0.17	0.0	0.00	0.25	0.20
BWc-158	4824	2.37	1.5	0.24	0.03	-0.2	0.13	0	0.00	150	0.09	0.0	-0.01	0.16	0.16
						0.2	-0.17	150	0.10	-250	-0.08	0.0	0.00	0.19	0.14
BWc-159	4622	2.17	1.3	0.48	0.05	-0.1	0.11	0	0.00	250	0.16	0.0	0.00	0.20	0.20
BWc-160	4581	2.19	1.5	0.46	0.05										

BWc-161	4877	2.24	1.3	-0.32	0.03	0.3	-0.25	100	0.05	-250	-0.09	0.0	0.00	0.27	0.25
						-0.2	0.11	0	0.00	100	0.10	0.0	0.00	0.15	0.15
						0.1	-0.05	100	0.10	-50	-0.05	-0.1	0.06	0.08	0.08
BWc-162	4949	2.38	1.5	-0.03	0.02	-0.1	0.06	0	0.00	200	0.20	0.0	0.01	0.21	0.21
						0.1	-0.06	0	0.00	-250	-0.24	0.0	0.00	0.25	0.25
						-0.2	0.13	0	0.00	150	0.14	0.0	0.01	0.20	0.20
BWc-163	4638	2.11	1.2	-0.67	0.03	0.2	-0.11	50	0.05	-150	-0.13	0.0	0.01	0.17	0.15
						-0.2	0.08	-100	-0.09	250	0.24	0.0	0.00	0.24	0.24
BWc-164	5356	2.41	1.3	-0.36	0.04	0.3	-0.11	0	0.00	-250	-0.26	-0.1	0.04	0.28	0.27
						-0.2	0.22	0	0.00	150	0.10	0.0	0.00	0.25	0.25
BWc-165	4619	2.14	1.5	0.40	0.04	0.3	-0.22	150	0.11	-400	-0.20	-0.1	0.13	0.30	0.20
						-0.2	0.08	-50	-0.06	250	0.27	0.0	-0.01	0.27	0.27
BWc-166	5269	2.37	1.5	-0.61	0.04	0.3	-0.08	0	0.00	-250	-0.26	0.0	0.00	0.28	0.28
						-0.1	0.13	0	0.00	300	0.25	0.1	-0.06	0.26	0.26
BWc-167	4801	2.29	1.5	0.38	0.04	0.2	-0.15	0	0.00	-400	-0.23	-0.1	0.09	0.28	0.24
						-0.2	0.13	0	0.00	200	0.21	0.0	0.00	0.25	0.25
BWc-168	4729	2.19	1.4	-0.58	0.04	0.2	-0.11	0	0.00	-200	-0.18	-0.1	0.07	0.21	0.18
						-0.2	0.16	0	0.00	200	0.19	0.0	0.00	0.25	0.25
BWc-169	5067	2.39	1.6	0.63	0.03	0.2	-0.15	0	0.00	-250	-0.22	0.0	0.00	0.27	0.27
						-0.2	0.13	-100	-0.10	150	0.16	0.0	0.00	0.17	0.17
BWc-170	5049	2.32	1.5	0.14	0.02	0.2	-0.09	0	0.00	-150	-0.16	0.0	0.00	0.19	0.19
						-0.2	0.18	0	0.00	150	0.11	0.0	0.00	0.21	0.21
BWc-171	4639	2.10	1.5	0.18	0.03	0.2	-0.14	150	0.12	-200	-0.11	-0.1	0.07	0.18	0.09
						-0.3	0.20	0	0.00	200	0.17	0.0	0.00	0.27	0.27
BWc-172	4685	2.19	1.2	-0.08	0.04	0.2	-0.16	200	0.19	-200	-0.11	0.0	0.00	0.20	0.10
						-0.3	0.32	0	0.00	50	0.04	0.0	0.00	0.33	0.33
BWc-173	4583	2.19	1.3	0.58	0.04	0.2	-0.18	50	0.03	-250	-0.09	0.0	0.01	0.21	0.19
						-0.2	0.13	0	0.00	200	0.15	0.0	0.00	0.20	0.20
BWc-174	4634	2.28	1.1	-0.09	0.04	0.2	-0.16	100	0.08	-150	-0.11	0.0	0.01	0.20	0.16
						-0.4	0.19	0	0.01	250	0.23	0.0	0.00	0.31	0.31
BWc-175	5121	2.43	1.1	-0.45	0.05	0.5	-0.20	250	0.25	-250	-0.26	0.0	0.00	0.33	0.25
						-0.2	0.12	0	0.00	200	0.21	0.0	0.00	0.24	0.24
BWc-176	4865	2.34	1.5	-0.31	0.04	0.2	-0.11	0	0.00	-200	-0.20	0.0	0.00	0.23	0.23
						-0.3	0.22	0	0.00	300	0.26	0.0	0.00	0.34	0.34
BWc-177	4575	2.17	1.4	-0.36	0.04	0.2	-0.12	0	0.00	-200	-0.12	-0.1	0.06	0.17	0.15
						-0.2	0.43	-250	-0.19	100	0.26	0.0	0.00	0.42	0.42
BWc-178	4878	2.33	1.4	-0.05	0.05	0.3	-0.19	0	0.00	-300	-0.25	-0.1	0.19	0.32	0.17
						-0.3	0.33	0	0.00	250	0.14	0.0	0.00	0.36	0.36
BWc-179	4507	2.16	1.5	0.42	0.06	0.2	-0.17	150	0.08	-300	-0.06	0.0	0.01	0.19	0.15
						-0.3	0.34	0	0.00	550	0.43	0.0	0.00	0.55	0.55
BWc-180	4664	2.27	1.5	0.54	0.06	0.1	-0.08	0	-0.01	-300	-0.12	0.0	0.00	0.16	0.16
						-0.3	0.31	0	0.00	250	0.23	0.0	0.00	0.39	0.39
BWc-181	4994	2.45	1.5	0.55	0.05	0.1	-0.08	50	0.04	-250	-0.22	0.0	0.00	0.24	0.23
						-0.2	0.09	0	0.00	150	0.15	0.0	0.00	0.18	0.18
BWc-182	5170	2.42	1.4	-0.43	0.04	0.3	-0.11	100	0.09	-200	-0.20	0.0	0.00	0.23	0.21
						-0.2	0.13	0	0.00	100	0.11	0.0	0.00	0.18	0.18
BWc-183	4943	2.34	1.3	-0.26	0.04	0.2	-0.10	100	0.10	-200	-0.19	-0.1	0.06	0.22	0.16
						-0.2	0.17	0	0.00	200	0.18	0.0	0.00	0.25	0.25
BWc-184	4763	2.30	1.2	0.21	0.03	0.2	-0.16	0	0.00	-200	-0.16	0.0	0.00	0.23	0.23
						-0.2	0.12	0	0.00	50	0.05	0.0	0.00	0.13	0.13
BWc-185	4807	2.34	1.1	-0.05	0.03	0.2	-0.13	50	0.04	-200	-0.16	-0.2	0.10	0.21	0.15
						-0.2	0.21	0	0.00	400	0.25	0.2	-0.15	0.27	0.27
BWc-186	4460	2.17	1.5	0.54	0.04	0.1	-0.07	0	0.00	-300	-0.03	0.0	0.00	0.09	0.09
						-0.3	0.20	0	0.00	150	0.14	0.0	0.00	0.25	0.25
BWc-187	5271	2.37	1.0	0.20	0.05	0.3	-0.18	150	0.14	-250	-0.25	-0.1	0.07	0.31	0.23
						-0.3	0.31	0	0.00	300	0.27	0.1	-0.07	0.39	0.39
BWc-188	4738	2.22	1.6	0.55	0.07	0.1	-0.05	100	0.06	-350	-0.18	0.0	0.00	0.20	0.19
						-0.2	0.16	0	0.00	100	0.10	0.0	0.01	0.19	0.19
BWc-189	4899	2.31	1.1	0.20	0.04	0.2	-0.14	150	0.14	-200	-0.17	-0.1	0.08	0.22	0.13
						-0.2	0.29	0	0.00	250	0.18	0.1	-0.09	0.32	0.32
BWc-190	4512	2.21	1.5	0.35	0.06	0.3	-0.25	150	0.09	-300	-0.10	0.0	0.00	0.28	0.23
						-0.2	0.08	-50	-0.05	200	0.19	0.0	0.00	0.20	0.20
BWc-191	5136	2.30	1.5	-0.48	0.04	0.2	-0.07	0	0.00	-200	-0.20	0.0	0.00	0.21	0.21
						-0.3	0.15	-100	-0.10	250	0.26	0.0	0.00	0.28	0.28
BWc-192	4978	2.37	0.8	-0.67	0.05	0.4	-0.17	0	0.00	-200	-0.20	-0.1	0.05	0.27	0.25
						-0.2	0.18	0	0.00	200	0.19	0.1	-0.08	0.23	0.23
BWc-193	4867	2.35	1.5	0.30	0.03	0.1	-0.07	0	0.00	-200	-0.14	0.0	0.00	0.16	0.16
						-0.3	0.31	0	0.00	200	0.12	0.0	0.00	0.34	0.34
BWc-194	4595	2.18	1.5	0.61	0.05	0.3	-0.24	150	0.09	-300	-0.08	-0.1	0.10	0.26	0.19
						-0.2	0.22	0	0.00	100	0.08	0.0	0.00	0.24	0.24
BWc-195	4738	2.29	1.0	0.03	0.02	0.2	-0.15	100	0.08	-150	-0.12	0.0	0.00	0.19	0.16
						-0.2	0.20	0	0.00	100	0.06	0.1	-0.09	0.20	0.20
BWc-196	4620	2.09	1.5	0.37	0.06	0.1	-0.08	0	0.01	-400	-0.15	0.0	0.00	0.18	0.18
						-0.2	0.16	0	0.00	100	0.08	0.0	0.00	0.18	0.18
BWc-197	4775	2.31	1.3	0.03	0.03	0.2	-0.15	100	0.09	-150	-0.14	-0.1	0.08	0.21	0.14
						-0.2	0.15	0	0.00	50	0.06	0.0	0.00	0.16	0.16
BWc-198	4943	2.26	1.2	-0.18	0.03	0.2	-0.12	50	0.06	-150	-0.15	-0.1	0.07	0.19	0.14
						-0.2	0.12	-150	-0.11	250	0.22	0.0	0.00	0.23	0.23
BWc-199	4851	2.24	1.5	0.14	0.04	0.3	-0.20	0	0.00	-200	-0.17	-0.1	0.04	0.27	0.25
						-0.3	0.32	-50	-0.03	50	0.04	0.0	0.00	0.31	0.31
BWc-200	4632	2.22	1.5	0.46	0.05	0.3	-0.24	0	0.00	-250	-0.10	0.0	-0.01	0.26	0.27
						-0.3	0.31	0	0.00	250	0.16	0.0	0.00	0.35	0.35
BWc-201	4541	2.19	1.3	0.32	0.05	0.1	-0.09	150	0.09	-250	-0.08	0.0	0.00	0.13	0.09
						-0.2	0.15	0	0.00	300	0.31	0.0	-0.01	0.34	0.34
BWc-202	4947	2.22	1.7	0.54	0.05	0.1	-0.06	100	0.10	-250	-0.22	0.0	0.00	0.23	0.22
						-0.2	0.20	0	0.00	250	0.18	0.0	0.00	0.27	0.27
BWc-203	4539	2.16	1.3	0.32	0.03	0.1	-0.07	50	0.02	-200	-0.07	-0.2	0.19	0.10	0.10
						-0.2	0.17	0	0.00	150	0.14	0.0	0.00	0.22	0.22
BWc-204	4819	2.25	1.4	0.35	0.04	0.2	-0.16	150	0.15	-200	-0.16	0.0	0.00	0.23	0.17
						-0.2	0.12	0	0.00	50	0.06	0.0	0.00	0.14	0.14
BWc-205	5151	2.42	1.5	-0.23	0.04	0.2	-0.11	0	0.00	-150	-0.16	0.0	0.00	0.20	0.20
						-0.2	0.15	0	0.00	100	0.11	0.0	0.00	0.19	0.19
BWc-206	4898	2.29	1.2	-0.15	0.04										

Annexe D. Paramètres des étoiles du red clump observées avec GIRAFFE

						0.2	-0.13	100	0.11	-200	-0.19	0.0	0.00	0.23	0.20
BWc-207	4734	2.26	1.5	0.59	0.05	-0.1	0.08	-50	-0.02	250	0.13	0.0	0.00	0.16	0.16
						0.3	-0.28	0	0.00	-350	-0.17	0.0	0.00	0.33	0.33
BWc-208	4641	2.21	1.5	0.19	0.04	-0.2	0.17	0	0.00	50	0.03	0.0	0.01	0.18	0.18
						0.1	-0.07	50	0.04	-250	-0.15	-0.1	0.08	0.17	0.12
BWc-209	4674	2.22	1.6	0.28	0.04	-0.2	0.26	0	0.00	250	0.19	0.1	-0.07	0.30	0.30
						0.2	-0.15	0	0.00	-500	-0.22	0.0	0.01	0.27	0.27
BWc-210	4516	2.11	1.5	0.66	0.06	-0.1	0.16	0	0.00	50	0.04	0.0	0.00	0.17	0.17
						0.2	-0.13	0	0.00	-350	0.00	0.0	0.00	0.14	0.14
BWc-211	4964	2.44	1.4	0.39	0.03	-0.1	0.06	0	0.00	50	0.04	0.0	0.00	0.08	0.08
						0.2	-0.14	100	0.09	-150	-0.12	0.0	0.00	0.19	0.15
BWc-212	4743	2.33	1.5	0.50	0.03	-0.2	0.18	0	0.00	150	0.10	0.0	0.00	0.21	0.21
						0.2	-0.16	0	0.00	-250	-0.15	0.0	-0.01	0.22	0.23
BWc-213	4714	2.20	1.2	0.20	0.05	-0.2	0.19	0	0.00	100	0.08	0.0	0.00	0.21	0.21
						0.3	-0.24	150	0.13	-200	-0.14	-0.1	0.09	0.28	0.19
BWc-214	4784	2.22	1.3	-0.12	0.03	-0.1	0.08	0	0.00	100	0.12	0.0	-0.01	0.14	0.14
						0.2	-0.11	50	0.05	-250	-0.18	-0.1	0.08	0.21	0.16
BWc-215	4483	2.15	1.4	0.47	0.04	-0.2	0.23	0	0.00	150	0.10	0.0	0.00	0.25	0.25
						0.3	-0.27	250	0.16	-400	-0.07	-0.3	0.32	0.28	0.12
BWc-216	4635	2.13	1.5	0.22	0.04	-0.2	0.18	0	0.00	150	0.12	0.0	0.00	0.22	0.22
						0.3	-0.22	150	0.13	-250	-0.16	0.0	0.00	0.28	0.22
BWc-217	4705	2.31	1.1	-0.19	0.03	-0.2	0.14	0	0.00	50	0.05	0.0	0.00	0.15	0.15
						0.2	-0.13	150	0.13	-200	-0.14	0.0	0.00	0.19	0.14
BWc-218	4481	2.12	1.5	0.45	0.06	-0.1	0.17	0	0.00	200	0.11	0.0	0.00	0.21	0.21
						0.2	-0.16	150	0.08	-250	0.03	0.0	-0.06	0.17	0.13
BWc-219	5270	2.38	1.1	0.17	0.04	-0.3	0.21	0	0.00	200	0.19	0.0	0.00	0.29	0.29
						0.3	-0.18	100	0.10	-250	-0.24	-0.2	0.14	0.30	0.20
BWc-220	4502	2.17	1.5	0.36	0.04	-0.3	0.51	0	0.01	250	0.15	0.0	0.00	0.54	0.54
						0.3	-0.25	250	0.17	-300	-0.06	0.0	0.00	0.26	0.16

Table des figures

1	Cette vue, en infrarouge, de l'ensemble de la Galaxie a été réalisée à partir du comptage d'étoiles provenant de la base de données de 2MASS (<i>Two Micron All Sky Survey</i> , Skrutskie et al. 2006). Les couleurs illustrent la densité locale d'étoiles. Le bulbe est visible au centre de la Galaxie, en forme de cacahuète, sa classification reste ambiguë (Kormendy & Kennicutt 2004). Crédit : Image mosaïque obtenue par 2MASS, un programme conjoint de l'Université du Massachusetts et du <i>Infrared Processing and Analysis Center</i> (Institut de Technologie de Californie), financé par la NASA et la NSF.	4
1.1	Identification dans les diagrammes couleur-magnitude (V,V-I) (1) et (I,V-I) (2) des étoiles du red clump observées dans la fenêtre de Baade avec le spectrographe FLAMES/GIRAFFE (points rouges). Les points noirs représentent l'ensemble des étoiles (~ 8000) observées par le survey OGLE-II (Paczynski et al. 1999a) et les points bleus les étoiles identifiées comme appartenant au red clump.	9
1.2	Identification dans les diagrammes couleur-magnitude (K,V-K) (1) et (K,J-K) (2) des étoiles du red clump observées dans la fenêtre de Baade avec les spectrographes GIRAFFE (points rouges) et UVES (points verts). Les points noirs représentent les étoiles du red clump du survey OGLE-II (points bleus de la figure 1.1) aussi identifiées par les surveys 2MASS et DENIS.	9
1.3	Image du CCD non traitée (<i>setup</i> H14). Les spectres correspondent aux traits horizontaux.	10

1.4	<p>Résultats du modèle de Besançon dans un champ de 25×35 arcmin² en direction de la fenêtre de Baade. Les points de la simulation représentent le disque mince (noir), le disque épais (bleu), le halo (rouge) et le bulbe (vert) respectivement. a) et b) : Diagrammes couleur-magnitude (V,V-I) simulé (a) et observé (b). La morphologie globale de ces deux diagrammes est suffisamment proche pour que le modèle puisse servir à quantifier la contamination de notre échantillon du red clump dans le bulbe par les autres populations galactiques. La boîte de sélection de notre échantillon du red clump est indiquée en vert dans (b). c) et d) : Sélection en couleur de notre échantillon (critère en V et V-I), appliquée au modèle dans les diagrammes couleur-magnitude (V,V-I) et (K,V-K). e) : Distribution en distance des étoiles des différentes populations galactiques qui entrent dans la sélection. Les couleurs des différentes populations sont les mêmes que celles de la figure (a). Les contributions des disques mince et épais ainsi que du halo ont été multipliées par 10 pour la lisibilité des histogrammes. La contamination principale provient d'étoiles géantes du disque épais situées derrière le bulbe galactique, ainsi que d'étoiles géantes du disque mince situées entre le Soleil et le bulbe, majoritairement à des distances entre 4 et 6 kpc du Soleil (donc dans les régions internes de la Galaxie). f) : Distribution en température et gravité des étoiles qui entrent dans notre sélection (mêmes couleurs que (a)). On voit clairement que les étoiles du disque épais sont principalement des géantes avec des températures et gravités similaires à celles des étoiles du bulbe dans le red clump, alors que les étoiles du disque mince ont, en moyenne, des gravités nettement plus élevées que celles du clump.</p>	13
2.1	<p>Représentation des valeurs de [Fe I/H] déduites d'un modèle d'atmosphère avec $T_{\text{eff}} = 4867$ K (graphique de gauche) et $T_{\text{eff}} = 4617$ K (graphique de droite) en fonction du potentiel d'excitation χ_{ex} pour l'étoile BWc-3 (étoile du red clump de la fenêtre de Baade). La droite en trait continu est la droite ajustée par moindres carrés à l'ensemble des points. La droite horizontale en pointillés représente la valeur moyenne des raies de Fe I. Sur le graphique de droite, la pente de la droite est positive, la valeur de T_{eff} est donc sous-estimée. Sur le graphique de gauche, l'absence de pente montre que la valeur de T_{eff} fixée pour cette étoile est correcte.</p>	21
2.2	<p>Représentation des valeurs de [FeI/H] déduites d'un modèle d'atmosphère avec $\xi = 1.3$ km.s⁻¹ (graphique de gauche) et $\xi = 1.1$ km.s⁻¹ (graphique de droite) en fonction des EQWs observées du spectre UVES de l'étoile l'étoile BWc-3 (étoile du red clump de la fenêtre de Baade). La droite en trait continu est la droite ajustée par moindres carrés à l'ensemble des points. La droite horizontale en pointillés représente la valeur moyenne des raies de Fe I. Sur le graphique de droite, la pente de la droite est positive, la valeur de ξ est donc sous-estimée. Sur le graphique de gauche, l'absence de pente montre que la valeur de ξ fixée pour cette étoile est correcte.</p>	23
2.3	<p>Organigramme représentant la méthode de détermination des paramètres stellaires. La valeur de ξ est fixée lorsque la pente (pente_a) de la droite [FeI/H] = f(EQW) est au plus à 1σ de son erreur (err_a). La valeur de T_{eff} est fixée lorsque la pente (pente_b) de la droite [FeI/H] = f(χ_{ex}) est au plus à 1σ de son erreur (err_b).</p>	30

2.4	a) Tracé de c_i en fonction des largeurs équivalentes observées pour l'étoile BWc-2, caractéristique de l'échantillon d'étoiles du RC (voir le texte pour la définition de c_i). La droite en pointillés représente la valeur moyenne de $c_i = 0.0186 \text{ (mÅ)}^{-1}$ calculée pour les raies avec des EQWs < 130 mÅ. b) Histogramme des pentes des droites fixant la valeur de ξ avec les EQWs observées simulées (noir) et avec les EQWs théoriques (rouge). c) Histogramme des valeurs de ξ . d) Histogramme des valeurs de [Fe/H]. Les histogrammes ont été établis à partir de la simulation de 1000 étoiles. La présence d'un effet systématique sur la valeur de ξ introduit par l'utilisation des EQWs observées est illustrée par les figures a) et b) : les pentes des droites fixant la valeur de ξ sont en moyenne positives ce qui conduit à augmenter ξ de $0.10 \pm 0.11 \text{ km.s}^{-1}$. Cet effet systématique sur ξ se traduit par une diminution moyenne de l'abondance de [Fe/H] (c).	33
2.5	[Fe I/H] en fonction des largeurs équivalentes pour l'étoile BWc-2, étoile caractéristique de l'échantillon d'étoiles du RC. a) Les EQWs théoriques sont utilisées pour calculer les abondances. [Fe I/H] déduites des EQWs aléatoires en fonction b) des EQWs aléatoires c) des EQWs théoriques. L'effet systématique est illustré par la fig. b) : la pente de la droite ajustée par moindres carrés est positive ($p=0.00178\pm0.00076$) et un changement de $+0.2 \text{ km.s}^{-1}$ doit être appliqué à ξ pour avoir une pente inférieure à son erreur. Cet effet est supprimé avec l'utilisation des EQWs théoriques comme abscisse ($p=0.00051\pm0.00087$).	35
2.6	Comparaison de T_{eff} (Gauche), ξ (Milieu) et [Fe/H] (Droite) pour les 13 étoiles du red clump (spectres UVES) obtenus avec la méthode fixant la valeur ξ à partir des EQWs observées (ancien) et ceux obtenus avec l'utilisation des EQWs théoriques pour fixer ξ (nouveau). Les nouvelles valeurs de ξ sont systématiquement plus petites que les anciennes ce qui conduit à une diminution en moyenne des nouvelles valeurs de [Fe/H]. Les différences sur les valeurs de T_{eff} sont du même ordre de grandeur que les incertitudes ($\sim 150 \text{ K}$, pour les spectres UVES).	36
2.7	Comparaison de T_{eff} (Gauche), ξ (Milieu) et [Fe/H] (Droite) obtenus à partir des spectres UVES et GIRAFFE pour les 12 étoiles du red clump observées avec les deux instruments. Les différences sur T_{eff} et [Fe/H] sont en moyenne nulles avec une dispersion autour de la moyenne n'excédant pas la précision sur ces deux valeurs pour les spectres GIRAFFE ($\sim 200 \text{ K}$ sur T_{eff} , $\sim 0.2 \text{ dex}$ sur [Fe/H]).	37
2.8	<i>Graphiques de gauche</i> : comparaison des largeurs équivalentes mesurées sur le spectre observé UVES sur les domaines de longueurs d'onde des setups H13 (en noir) et H14 (en rouge) avec (a) les EQWs mesurées sur le spectre observé GIRAFFE et (A) les EQWs mesurées sur le spectre observé UVES convolué à la résolution de GIRAFFE pour l'étoile BWc-9. <i>Graphiques de droite</i> : différence relative entre les EQWs (b) UVES et GIRAFFE et (B) UVES et UVES convolué à la résolution GIRAFFE en fonction de la longueur d'onde. Les valeurs moyennes et dispersions sont différentes entre les setups H13 (triangles) et H14 (points noirs).	38
2.9	Comparaison de T_{eff} (Gauche), ξ (Milieu) et [Fe/H] (Droite) obtenus à partir des spectres UVES avec la liste de raies Fe I totale et la liste de raies de Fe I réduite au domaine de longueur d'onde 6120-6620 Å pour les 12 étoiles du red clump observées avec les deux instruments. Les valeurs de ξ trouvées avec la liste totale sont en moyenne plus grandes que celles déduites de la liste réduite.	39
2.10	Variation de la métallicité des étoiles due à un changement de 100 K sur la valeur de T_{eff} en fonction de a) [Fe/H] b) T_{eff} . Les étoiles les plus chaudes et les moins métalliques sont les plus sensibles à une variation de T_{eff}	41

2.11	Variation de la métallicité des étoiles due à un changement de 0.1 km.s^{-1} sur la valeur de ξ en fonction de a) $[\text{Fe}/\text{H}]$ b) T_{eff} . Les étoiles les plus chaudes et les moins métalliques sont les plus sensibles à une variation de ξ	42
3.1	Détermination des $\log gf$ solaires : spectres solaires synthétiques (traits rouges) et observés (points noirs) autour des raies d'Al et de Na (a) AlI 6696.03 Å, (b) AlI 6698.67 Å, (c) NaI 6154.23 Å et (d) NaI 6160.75 Å.	46
3.2	(a) Spectres synthétique (traits rouges) et observé (points noirs) du Soleil dans la région du triple de Mg. Le trait pointillé bleu représente la synthèse spectrale de la raie d'autoionisation de CaI. (b) Zoom sur le triplet de Mg (cadre de la figure (a)). Les traits pointillés verticaux indiquent la présence de raies d'absorption telluriques de O_2 à $\lambda = 6318.85 \text{ Å}$ et $\lambda = 6319.49 \text{ Å}$	46
3.3	Spectres synthétiques (traits rouges) et observés (points noirs) d'Arcturus et de μLeo dans la région du doublet d'Aluminium. Le trait pointillé vert représente uniquement l'absorption des molécules pour les deux étoiles. Les deux domaines représentés par des traits épais représentent des zones sans absorption atomique ou moléculaire visible utilisés pour contraindre la position du continu dans Arcturus. Le spectre observé de μLeo révèle la présence de fortes raies de CN sur l'ensemble du domaine de longueur d'onde (jusqu'à 30 % du niveau du continu).	48
3.4	Raies à 6696.03 Å (gauche) et 6698.67 Å (droite) du doublet d'aluminium dans Arcturus et μLeo . Les légendes sont les mêmes que celles de la figure 3.3. Les traits rouges représentent les synthèses spectrales effectuées avec $\log N(\text{Al}) = 6.32 \pm 0.10 \text{ dex}$ pour Arcturus et $\log N(\text{Al}) = 7.17 \pm 0.20 \text{ dex}$ pour μLeo . La raie de FeI à 6696.32 Å est correctement synthétisée pour les deux étoiles.	49
3.5	Spectres synthétiques et observés d'Arcturus et de μLeo dans la région du doublet du sodium. Les légendes sont les mêmes que celles de la figure 3.3.	49
3.6	Synthèses spectrales des raies à 6154.4 Å (gauche) et 6160.75 Å (droite) du doublet du sodium dans Arcturus et μLeo . Les légendes sont les mêmes que celles de la figure 3.3. Les traits rouges représentent les synthèses spectrales effectuées avec $\log N(\text{Na}) = 5.88 \pm 0.10 \text{ dex}$ pour Arcturus et $\log N(\text{Na}) = 7.13 \pm 0.20 \text{ dex}$ pour μLeo . Dans μLeo , les deux raies du doublet sont contaminées dans leurs ailes par des raies de CN. Dans Arcturus, cette contamination est très faible et n'affecte pas la détermination de l'abondance.	50
3.7	Spectres synthétiques et observés d'Arcturus et de μLeo dans la région du triplet du magnésium. Les légendes sont les mêmes que celles de la figure 3.3. Les traits pointillés bleus représentent l'absorption de la raie d'autoionisation de CaI. (gauche) La raie de CN à 6319.85 Å est un bon indicateur de l'abondance en CN. Ses paramètres ont été ajustés et pour cette raie l'accord entre spectre synthétique et spectre observé a lieu dans Arcturus et μLeo . (droite) Les traits rouges représentent les synthèses spectrales effectuées avec $\log N(\text{Mg}) = 7.40 \pm 0.10 \text{ dex}$ pour Arcturus et $\log N(\text{Mg}) = 8.00 \pm 0.20 \text{ dex}$ pour μLeo . Dans μLeo , les deux raies du doublet sont contaminées dans leurs ailes par des raies de CN. Dans Arcturus, cette contamination est très faible et n'affecte pas la détermination de l'abondance.	52

3.8	Effet d'une modification de l'abondance en Ca de +0.30 dex sur la mesure de l'abondance en Mg dans Arcturus et μ Leo. Les légendes sont les mêmes que celles de la figure 3.3. Les traits rouges représentent les synthèses spectrales effectuées avec les abondances en Mg de la figure 3.3 pour Arcturus et μ Leo; $\log N(\text{Ca}) = 6.16$ dex pour Arcturus et $\log N(\text{Ca}) = 6.96$ dex pour μ Leo. L'abondance en Mg d'Arcturus déduite du doublet reste la même à 0.02 dex. Dans μ Leo l'abondance déduite de la raie à 6313.8 Å à diminué de 0.1 dex et celle déduites deux autres raies du doublet est 0.05 dex plus petite. . . .	53
3.9	Spectres synthétiques (traits rouges) et spectre observé (points noirs) du Soleil autour de la raie d'[OI] à 6300.30 Å. A droite, les traits rouges représentent les synthèses spectrales effectuées avec $\log N(\text{O}) = 8.82 \pm 0.03$. Le trait en pointillés représente l'absorption uniquement due aux deux raies de Ni.	54
3.10	Spectres synthétiques (traits rouges) et observés (points noirs) d'Arcturus et de μ Leo autour de la raie d'[OI] à 6300.30 Å. A droite, les synthèses spectrales ont été effectuées avec $\log N(\text{O}) = 9.12 \pm 0.10$ et $\log N(\text{O}) = 8.70 \pm 0.05$. Le trait vert en pointillés représente l'absorption des raies de CN. La raie de nickel (pointillés gris) est faible dans Arcturus; dans μ Leo elle contribue à la hauteur de 20% à l'absorption totale. Dans μ Leo, des raies de CN apparaissent dans les ailes de [OI].	55
3.11	Lieu des abondances en C et O provenant des deux indicateurs de μ Leo : la tête de bande de C ₂ (traits continus) et la raie d'OI (traits pointillés). Les synthèses spectrales ont été effectuées avec $\log N(\text{N}) = 8.70$ (traits épais) et $\log N(\text{N}) = 8.30$ (traits fins)	57
3.12	Ajustement du niveau du continu du spectre observé de l'étoile BWc-1 (points noirs) dans la région spectrale autour de la raie de Na à 6154 Å par comparaison avec son spectre synthétique (traits rouges). Le trait en pointillé vert représente l'absorption uniquement due aux molécules (principalement CN).	59
3.13	Comparaison entre spectre synthétique (traits rouges) et spectre observé (points noirs) de l'étoile BWc-1 dans la région du triplet de Mg. La figure de gauche illustre le bon accord global entre spectre synthétique et observé. Sur la figure de droite, les points bleus représentent les pixels du spectre observé pris en compte pour le calcul du K ²	59
4.1	Illustration schématique de l'évolution du rapport $[\alpha/\text{Fe}]$ avec la métallicité pour différentes IMF et SFR (figure extraite de McWilliam (1997)).	64
4.2	Première détermination des abondances des éléments- α dans le bulbe. Les deux figures sont extraites de McWilliam & Rich (1994). Sur la figure de gauche, les triangles représentent la moyenne de $[(\text{Mg}+\text{Ti})/\text{Fe}]$ et les carrés celle de $[(\text{Ca}+\text{Si})/\text{Fe}]$. Le trait continu représente l'évolution du rapport $[\alpha/\text{Fe}]$ trouvée dans le disque et le halo au voisinage solaire par Lambert (1987).	65
4.3	$[\text{O}/\text{Fe}]$ (gauche) et $[\text{Mg}/\text{Fe}]$ (droite) versus $[\text{Fe}/\text{H}]$ pour les 50 étoiles UVES (points rouges) et les 27 étoiles de Fulbright et al. (2007).	67
4.4	DM des 220 étoiles du red clump de la fenêtre de Baade. Les flèches indiquent les principales caractéristiques de cette DM : (1) légère surabondance du nombre d'étoiles autour de $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.55$ dex, (2) surabondance du nombre d'étoiles autour de $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.15$ dex (3) chute brutale du nombre d'étoiles au-delà de $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.5$ dex. La valeur moyenne (trait rouge) est de 0.05 dex et la valeur médiane (trait vert) de 0.16 dex. Les premier (trait bleu) et troisième (trait cyan) quartiles sont respectivement de -0.20 et 0.38 dex. . .	75

4.5	DM des 220 étoiles tracée avec différents échantillonnages : (a) bin de largeur 0.15 dex (b) bin de largeur 0.20 dex et changement des positions des centres des bins avec (c) un bin de largeur 0.10 dex et (d) un bin de largeur 0.15 dex. La petite surabondance autour de -0.55 dex ainsi que la diminution brutale du nombre d'étoiles à forte métallicité sont deux caractéristiques stables par rapport à une modification de l'échantillonnage. Par contre, la seconde surabondance autour de -0.2 dex est plus ou moins marquée suivant les cas : elle est significative dans les cas (a) et (c) en étant particulièrement piquée dans le cas (c) alors qu'elle est beaucoup moins significative dans le cas (b) pour quasiment disparaître dans le cas (d).	77
4.6	Comparaison des DM (trait rouge) obtenues après un tri de l'échantillon suivant les valeurs des erreurs sur [Fe/H] (<i>gauche</i> : valeurs inférieures, <i>droite</i> : valeurs supérieures) avec la DM de l'échantillon total (220 étoiles, trait noir). Les points noirs sont les étoiles retirées de l'échantillon (34 étoiles à gauche et 26 étoiles à droite). Le tri a été effectué en tenant compte de l'évolution des erreurs avec la métallicité. Les trois principales caractéristiques de la DM sont peu sensibles à ce tri et leur présence ne peut être expliquée par d'éventuelles incertitudes trop élevées sur la valeur de [Fe/H].	78
4.7	DM (graphique du bas) et DM cumulées de l'échantillon total (220 étoiles, trait noir), d'un sous échantillon constitué des étoiles avec une différence entre températures spectroscopiques et photométriques n'excédant pas 50 K (trait vert) et d'un sous-échantillon constitué des étoiles dont la même différence est plus grande que 150 K (trait bleu). Le test de Kolmogorov-Smirnov indique que les deux sous-échantillons sont bien représentatifs de l'échantillon total.	79
4.8	Représentation des isochrones de Girardi et al. (2000) d'étoiles de 10^{10} ans de diverses métallicités (bleu : [Fe/H]=-2.0, cyan : [Fe/H]=-1.5, vert : [Fe/H]=-1.0, jaune : [Fe/H]=-0.5, rouge : [Fe/H]=0.0, magenta : [Fe/H]=+0.30). Dans ces modèles, le red clump est identifié par la concentration de points aux alentours de $M_V=1$ et $M_K=-1.5$. Les étoiles avec [Fe/H]<-1.7 ne passent plus par le red clump mais brûlent leur hélium au centre sur la branche horizontale bleue. La superposition de l'échantillon étudié (couleurs dérougées) à ces isochrones indique que la sélection devrait être complète jusqu'à des métallicités de -1.5. Les critères de sélection appliqués à notre échantillon sont indiqués en traits noirs dans les diagrammes ($M_V, (V-I)_0$) et ($M_K, (J-K)_0$).	80
4.9	Comparaison de la DM des 220 étoiles GIRAFFE de cette étude (en noir) avec la DM de Zoccali et al. (2003) (en vert). Pour la comparaison, ces deux DM ont été normalisées au nombre d'étoiles de l'échantillon GIRAFFE.	83
4.10	Comparaison de la DM des 220 étoiles GIRAFFE de cette étude (en noir) avec les DM recalibrées (en vert) de a) Rich (1988) et b) Sadler et al. (1996) et ces mêmes DM décalées de +0.2 dex (A et B). Pour la comparaison, ces deux DM ont été normalisées au nombre d'étoiles de l'échantillon GIRAFFE. Les DM décalées montrent dans l'ensemble un bon accord avec celle de notre étude. A noter cependant que la diminution du nombre d'étoiles à métallicité élevée est plus brutale dans notre DM que dans celle de Sadler et al. (1996) dont la queue de distribution se prolonge à des valeurs de métallicités bien plus grandes.	84

4.11	Comparaison entre la DM des 220 étoiles du red clump de la fenêtre de Baade (histogramme) et les prédictions du modèle simple ("boîte fermée") pour une valeur de <i>yield</i> égale à la valeur moyenne de Z ($p= 1.59$. trait vert) et à la valeur médiane ($p= 1.44$. trait bleu). Le modèle surestime le nombre d'étoiles autour de $[Fe/H]=-0.3$ et $[Fe/H]=0$. La différence principale entre les résultats du modèle et la DM observée se situe aux fortes métallicités : le nombre d'étoiles observées avec $0.2 < [Fe/H] < 0.6$ (soit $1.6 < Z/Z_{\odot} < 3$) est plus élevé par rapport au modèle et la forte diminution du nombre d'étoile au-delà de 0.5 dex n'est pas non plus représentée par le modèle.	91
4.12	Comparaison des prédictions du modèle de Ballero et al. (2007) (traits rouges) avec les résultats de notre étude : (1) DM des 220 étoiles du red clump de la fenêtre de Baade (2) $[O/Fe]$ en fonction de $[Fe/H]$ et (3) $[Mg/Fe]$ en fonction de $[Fe/H]$ mesuré dans les 55 étoiles UVES.	95
5.1	Réactions des chaînes pp. Les pourcentages indiqués donnent les fractions de la réaction : $4p \rightarrow \alpha + 2e^+ + 2\mu$ provenant des différentes branches dans une étoile de type solaire. Figure extraite d'Arnould & Mowlavi (1993)	100
5.2	Réactions des cycles CNO. Figure extraite d'Arnould et al. (1999)	101
5.3	Réactions des boucles NeNa et MgAl. Figure extraite d'Arnould et al. (1999)	102
5.4	Profils d'abondances (en fraction de masse) en fonction de la masse réduite de l'étoile des principaux isotopes intervenant dans les chaînes protons-protons (<i>en haut à gauche</i>), dans les cycles CNO (<i>en haut à droite</i>), dans les chaînes NeNa (<i>en bas à gauche</i>) et MgAl (<i>en bas à droite</i>) lorsque l'étoile est au turn-off. Ces profils ont été calculés avec le code STAREVOL (Siess 2006) pour une étoile de $1M_{\odot}$ avec les abondances solaires de Asplund et al. (2005). Lors du premier <i>dredge-up</i> , l'enveloppe convective pénètre jusqu'à $M/M_{\star} \sim 0.20$	103
5.5	Profils d'abondances lorsque l'étoile est au <i>bump</i> . Les légendes sont les mêmes que celles de la figure 5.4.	104
5.6	Réactions nucléaires prédominantes lors de la phase de fusion du carbone. (<i>Panel a</i>) Première partie de la fusion du carbone. (<i>Panel b</i>) Seconde partie de la fusion du carbone. Les espèces majoritaires à l'issue de cette phase de combustion sont ^{16}O , ^{20}Ne , ^{23}Na et ^{24}Mg . Cette figure est extraite de Chieffi et al. (1998).	107
5.7	Réactions nucléaires prédominantes lors de la phase de fusion du néon. Les espèces majoritaires à l'issue de cette phase de combustion sont ^{16}O , ^{24}Mg , ^{28}Si , ^{29}Si , ^{30}Si et ^{32}S . Cette figure est extraite de Chieffi et al. (1998).	108
A.1	Comparaison des T_{eff} calculées dans les bandes (I-K), (V-K) et (V-I) avec les relations de Alonso et al. (1999b).	138
A.2	Comparaison entre elles des T_{eff} calculées dans les bandes (V-I), (V-K), (V-H) et (V-J) avec les relations de Ramírez & Meléndez (2005b).	140
A.3	Comparaison des relations de calibrations de Ramírez & Meléndez (2005b) et Alonso et al. (1999b) pour $T_{eff}(V-I)$ (gauche) et pour $T_{eff}(V-K)$ (droite). Les deux calibrations sont cohérentes.	140

Liste des tableaux

1.1	Champs observés dans le cadre du projet général d'étude du bulbe galactique.	7
1.2	Couverture spectrale et résolution des <i>setups</i> H13, H14 et H15 du spectrographe FLAMES/GIRAFFE utilisé en mode MEDUSA.	10
1.3	Temps de pose pour les échantillons (a) et (b) d'étoiles du red clump observées avec les <i>setups</i> H13 et H14 du spectrographe FLAMES en mode MEDUSA. Les poses ont été divisées en tranches d'une heure afin de minimiser la contamination par des rayons cosmiques.	10
2.1	Comparaison des abondances en fer d'Arcturus et du Soleil déduites d'une analyse effectuée avec la liste initiale (liste a) et la liste relative à μ Leo (liste b).	29
3.1	Abondances dans le Soleil, Arcturus et μ Leo. Pour le Soleil, les abondances sont celles de Grevesse & Sauval (1998), à l'exception de O dont l'abondance est celle de Asplund et al. (2004) corrigée des effets dus à l'adoption d'un modèle 1D (-0.08 dex). Les abondances d'Arcturus et de μ Leo sont celles déterminées par notre étude au cours de l'établissement de la liste de raies.	54
A.1	Lois de rougissement de Ramírez & Meléndez (2005b) utilisées pour la détermination des températures photométriques.	141
C.1	Paramètres atmosphériques des 13 étoiles du red clump déduits des spectres UVES avec la méthode décrite au chapitre 2, section 2.5.1 (Anciens paramètres) et celle appliquée aux spectres GIRAFFE (Nouveaux paramètres) décrite au chapitre 2, section 2.5.3. L'analyse des différences entre ces deux déterminations et les illustrations graphiques correspondantes se trouvent au chapitre 2, section 2.5.4.	147

Bibliographie

- Adams, F. C. & Fatuzzo, M. 1996, *ApJ*, 464, 256
- Aguerri, J. A. L., Balcells, M., & Peletier, R. F. 2001, *A&A*, 367, 428
- Allende Prieto, C., Lambert, D. L., & Asplund, M. 2001, *ApJ*, 556, L63
- Alonso, A., Arribas, S., & Martínez-Roger, C. 1999a, *A&AS*, 139, 335
- Alonso, A., Arribas, S., & Martínez-Roger, C. 1999b, *A&AS*, 140, 261
- Alvarez, R. & Plez, B. 1998, *A&A*, 330, 1109
- Anstee, S. D. & O'Mara, B. J. 1995, *MNRAS*, 276, 859
- Arnett, W. D. 1978, *ApJ*, 219, 1008
- Arnould, M., Goriely, S., & Jorissen, A. 1999, *A&A*, 347, 572
- Arnould, M. & Mowlavi, N. 1993, in *IAU Colloq. 137 : Inside the Stars*
- Arnould, M. & Takahashi, K. 1999, *Reports of Progress in Physics*, 62, 395
- Arp, H. 1965, *ApJ*, 141, 43
- Asplund, M., Grevesse, N., & Sauval, A. J. 2005, in *ASP Conf. Ser. 336 : Cosmic Abundances as Records of Stellar Evolution and Nucleosynthesis*, ed. T. G. Barnes, III & F. N. Bash, 25–+
- Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, A. J., Allende Prieto, C., & Kiselman, D. 2004, *A&A*, 417, 751
- Baade, W. 1946, *PASP*, 58, 249
- Bagnulo, S., Jehin, E., Ledoux, C., et al. 2003, *The Messenger*, 114, 10
- Ballerio, S. K., Matteucci, F., Origlia, L., & Rich, R. M. 2007, *A&A*, 467, 123
- Barbuy, B., Ortolani, S., Bica, E., & Desidera, S. 1999, *A&A*, 348, 783
- Barbuy, B., Zoccali, M., Ortolani, S., et al. 2006, *A&A*, 449, 349
- Barklem, P. S. & O'Mara, B. J. 1997, *MNRAS*, 290, 102
- Barklem, P. S., O'Mara, B. J., & Ross, J. E. 1998, *MNRAS*, 296, 1057
- Barklem, P. S., Piskunov, N., & O'Mara, B. J. 2000, *A&AS*, 142, 467
- Bensby, T., Feltzing, S., & Lundström, I. 2004, *A&A*, 415, 155

- Bessell, M. S. 1979, *PASP*, 91, 589
- Biemont, E., Hibbert, A., Godefroid, M., & Vaeck, N. 1993, *ApJ*, 412, 431
- Blecha, A., Cayatte, V., North, P., Royer, F., & Simond, G. 2000, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 4008, Proc. SPIE Vol. 4008, p. 467-474, Optical and IR Telescope Instrumentation and Detectors, Masanori Iye ; Alan F. Moorwood ; Eds., ed. M. Iye & A. F. Moorwood, 467–474
- Bonnell, I. A., Clarke, C. J., & Bate, M. R. 2006, *MNRAS*, 368, 1296
- Butler, D., Carbon, D., & Kraft, R. P. 1976, *ApJ*, 210, 120
- Carpenter, J. M. 2001, *AJ*, 121, 2851
- Carretta, E., Bragaglia, A., Gratton, R. G., et al. 2006, *A&A*, 450, 523
- Carretta, E., Cohen, J. G., Gratton, R. G., & Behr, B. B. 2001, *AJ*, 122, 1469
- Charbonnel, C. 1995, *ApJ*, 453, L41+
- Charbonnel, C., Brown, J. A., & Wallerstein, G. 1998, *A&A*, 332, 204
- Chiappini, C., Matteucci, F., & Gratton, R. 1997, *ApJ*, 477, 765
- Chieffi, A., Limongi, M., & Straniero, O. 1998, *ApJ*, 502, 737
- Coelho, P., Barbuy, B., Meléndez, J., Schiavon, R. P., & Castilho, B. V. 2005, *A&A*, 443, 735
- Cohen, J. G., Gratton, R. G., Behr, B. B., & Carretta, E. 1999, *ApJ*, 523, 739
- Combes, F. & Sanders, R. H. 1981, *A&A*, 96, 164
- Cunha, K. & Smith, V. V. 2006, *ApJ*, 651, 491
- Davis, S. P. & Phillips, J. G. 1963, *The red system (A2Pi-X2Sigma) of the CN molecule*, University of California Press
- Dekker, H., D’Odorico, S., Kaufer, A., Delabre, B., & Kotzlowski, H. 2000, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 4008, Proc. SPIE Vol. 4008, p. 534-545, Optical and IR Telescope Instrumentation and Detectors, Masanori Iye ; Alan F. Moorwood ; Eds., ed. M. Iye & A. F. Moorwood, 534–545
- Denissenkov, P. A. & VandenBerg, D. A. 2003, *ApJ*, 593, 509
- Donati, J.-F., Semel, M., Carter, B. D., Rees, D. E., & Collier Cameron, A. 1997, *MNRAS*, 291, 658
- Dwek, E., Arendt, R. G., Hauser, M. G., et al. 1995, *ApJ*, 445, 716
- Edmunds, M. G. 1990, *MNRAS*, 246, 678
- Eggen, O. J., Lynden-Bell, D., & Sandage, A. R. 1962, *ApJ*, 136, 748
- Elmegreen, B. G. 1999a, *ApJ*, 517, 103
- Elmegreen, B. G. 1999b, *ApJ*, 515, 323

-
- Faber, S. M., Friel, E. D., Burstein, D., & Gaskell, C. M. 1985, *ApJS*, 57, 711
- Ferreras, I., Wyse, R. F. G., & Silk, J. 2003, *MNRAS*, 345, 1381
- François, P., Matteucci, F., Cayrel, R., et al. 2004, *A&A*, 421, 613
- Frogel, J. A., Stephens, A., Ramírez, S., & DePoy, D. L. 2001, *AJ*, 122, 1896
- Fulbright, J. P., McWilliam, A., & Rich, R. M. 2006, *ApJ*, 636, 821
- Fulbright, J. P., McWilliam, A., & Rich, R. M. 2007, *ArXiv Astrophysics e-prints*
- Fulbright, J. P., Rich, R. M., & McWilliam, A. 2005, *Nuclear Physics A*, 758, 197
- Gerhard, O. 2006, in *EAS Publications Series*, Vol. 20, *EAS Publications Series*, ed. G. A. Mamon, F. Combes, C. Deffayet, & B. Fort, 89–96
- Girardi, L., Bressan, A., Bertelli, G., & Chiosi, C. 2000, *A&AS*, 141, 371
- Glass, I. S. 1999, *Highlights of Astronomy*
- Gratton, R. G. & Sneden, C. 1990, *A&A*, 234, 366
- Gratton, R. G., Sneden, C., Carretta, E., & Bragaglia, A. 2000, *A&A*, 354, 169
- Greggio, L. & Renzini, A. 1983, *A&A*, 118, 217
- Grevesse, N. & Sauval, A. J. 1998, *Space Science Reviews*, 85, 161
- Gustafsson, B., Edvardsson, B., Eriksson, K., et al. 2007, in preparation
- Gustafsson, B., Edvardsson, B., Eriksson, K., et al. 2003, in *ASP Conf. Ser. 288 : Stellar Atmosphere Modeling*, ed. I. Hubeny, D. Mihalas, & K. Werner, 331–+
- Hachisu, I., Kato, M., & Nomoto, K. 1996, *ApJ*, 470, L97+
- Hachisu, I., Kato, M., & Nomoto, K. 1999, *ApJ*, 522, 487
- Hartman, H., Derkatch, A., Donnelly, M. P., et al. 2003, *A&A*, 397, 1143
- Iben, I. J. 1964, *ApJ*, 140, 1631
- Immeli, A., Samland, M., Gerhard, O., & Westera, P. 2004, *A&A*, 413, 547
- Johansson, S., Litzén, U., Lundberg, H., & Zhang, Z. 2003, *ApJ*, 584, L107
- Kennicutt, Jr., R. C. 1998, *ApJ*, 498, 541
- Kobayashi, C., Tsujimoto, T., & Nomoto, K. 2000, *ApJ*, 539, 26
- Kobayashi, C., Tsujimoto, T., Nomoto, K., Hachisu, I., & Kato, M. 1998, *ApJ*, 503, L155+
- Kormendy, J. & Kennicutt, Jr., R. C. 2004, *ARA&A*, 42, 603
- Kroupa, P. 2001, *MNRAS*, 322, 231
- Kroupa, P. 2007, *ArXiv Astrophysics e-prints*

- Kroupa, P., Tout, C. A., & Gilmore, G. 1993, MNRAS, 262, 545
- Lambert, D. L. 1987, Journal of Astrophysics and Astronomy, 8, 103
- Larson, R. B. 1998, MNRAS, 301, 569
- Lecureur, A., Hill, V., Zoccali, M., et al. 2007, A&A, 465, 799
- Lejeune, T., Cuisinier, F., & Buser, R. 1997, A&AS, 125, 229
- Limongi, M. & Chieffi, A. 2003, ApJ, 592, 404
- Lodders, K. 2003, ApJ, 591, 1220
- Maeder, A. 1992, A&A, 264, 105
- Magain, P. 1984, A&A, 134, 189
- Matteucci, F. 2007, ArXiv e-prints, 704
- Matteucci, F. & Brocato, E. 1990, ApJ, 365, 539
- Matteucci, F. & Recchi, S. 2001, ApJ, 558, 351
- Matteucci, F., Romano, D., & Molaro, P. 1999, A&A, 341, 458
- McWilliam, A. 1997, ARA&A, 35, 503
- McWilliam, A. & Rich, R. M. 1994, ApJS, 91, 749
- McWilliam, A. & Rich, R. M. 2004, in Origin and Evolution of the Elements, ed. A. McWilliam & M. Rauch
- Meléndez, J., Barbuy, B., Bica, E., et al. 2003, A&A, 411, 417
- Meynet, G. & Arnould, M. 2000, A&A, 355, 176
- Miller, G. E. & Scalo, J. M. 1979, ApJS, 41, 513
- Mitchell, Jr., W. E. & Mohler, O. C. 1965, ApJ, 141, 1126
- Momany, Y., Vandame, B., Zaggia, S., et al. 2001, A&A, 379, 436
- Moore, C. E., Minnaert, M. G. J., & Houtgast, J. 1966, The solar spectrum 2935 Å to 8770 Å (National Bureau of Standards Monograph, Washington : US Government Printing Office (USGPO), 1966)
- Mulas, G., Modigliani, A., Porceddu, I., & Damiani, F. 2002, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 4844, Observatory Operations to Optimize Scientific Return III. Edited by Quinn, Peter J. Proceedings of the SPIE, Volume 4844, pp. 310-320 (2002)., ed. P. J. Quinn, 310–320
- Nassau, J. J. & Blanco, V. M. 1958, ApJ, 128, 46
- Origlia, L. & Rich, R. M. 2004, AJ, 127, 3422
- Origlia, L., Rich, R. M., & Castro, S. 2002, AJ, 123, 1559

-
- Origlia, L., Valenti, E., & Rich, R. M. 2005, *MNRAS*, 356, 1276
- Orotolani, S., Renzini, A., Gilmozzi, R., et al. 1995, *Nature*, 377, 701
- Paczynski, B., Udalski, A., Szymanski, M., et al. 1999a, *Acta Astronomica*, 49, 319
- Paczynski, B., Udalski, A., Szymanski, M., et al. 1999b, *Acta Astronomica*, 49, 319
- Pagal, B. E. J. 1997, *Nucleosynthesis and Chemical Evolution of Galaxies (Nucleosynthesis and Chemical Evolution of Galaxies, by Bernard E. J. Pagal, pp. 392. ISBN 0521550610. Cambridge, UK : Cambridge University Press, October 1997.)*
- Palacios, A. 2002, in preparation
- Pasquini, L., Avila, G., Blecha, A., et al. 2002, *The Messenger*, 110, 1
- Peterson, R. C., Dalle Ore, C. M., & Kurucz, R. L. 1993, *ApJ*, 404, 333
- Phillips, J. G. & Davis, S. P. 1968, *The Swan system of the C₂ molecule*, University of California Press
- Picaud, S. & Robin, A. C. 2004, *A&A*, 428, 891
- Pickering, J. C., Donnelly, M. P., Nilsson, H., Hibbert, A., & Johansson, S. 2002, *A&A*, 396, 715
- Plez, B. 1998, *A&A*, 337, 495
- Raassen, A. J. J. & Uylings, P. H. M. 1998, *A&A*, 340, 300
- Ramírez, I. & Meléndez, J. 2005a, *ApJ*, 626, 446
- Ramírez, I. & Meléndez, J. 2005b, *ApJ*, 626, 465
- Ramírez, S. V., Stephens, A. W., Frogel, J. A., & DePoy, D. L. 2000, *AJ*, 120, 833
- Reid, M. J. 1993, *ARA&A*, 31, 345
- Renzini, A. 1997, *ApJ*, 488, 35
- Rich, R. M. 1988, *AJ*, 95, 828
- Rich, R. M. 1990, *ApJ*, 362, 604
- Rich, R. M. & McWilliam, A. 2000, in Presented at the Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference, Vol. 4005, Proc. SPIE Vol. 4005, p. 150-161, Discoveries and Research Prospects from 8- to 10-Meter-Class Telescopes, Jacqueline Bergeron ; Ed., ed. J. Bergeron, 150–161
- Rich, R. M. & Origlia, L. 2005, *ApJ*, 634, 1293
- Robin, A. C., Reylé, C., Derrière, S., & Picaud, S. 2003, *A&A*, 409, 523
- Sadler, E. M., Rich, R. M., & Terndrup, D. M. 1996, *AJ*, 112, 171
- Salpeter, E. E. 1955, *ApJ*, 121, 161
- Scalo, J. 1998, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 142, The Stellar Initial Mass Function (38th Herstmonceux Conference)*, ed. G. Gilmore & D. Howell, 201–+

- Scalo, J. M. 1986, *Fundamentals of Cosmic Physics*, 11, 1
- Schaller, G., Schaerer, D., Meynet, G., & Maeder, A. 1992, *A&AS*, 96, 269
- Schmidt, M. 1959, *ApJ*, 129, 243
- Schmidt, M. 1963, *ApJ*, 137, 758
- Schnabel, R., Schultz-Johanning, M., & Kock, M. 2004, *A&A*, 414, 1169
- Searle, L. & Sargent, W. L. W. 1972, *ApJ*, 173, 25
- Siess, L. 2006, *A&A*, 448, 717
- Skrutskie, M. F., Cutri, R. M., Stiening, R., et al. 2006, *AJ*, 131, 1163
- Smith, G. & Ruck, M. J. 2000, *A&A*, 356, 570
- Snedden, C. 1991, in *IAU Symposium, Vol. 145, Evolution of Stars : the Photospheric Abundance Connection*, ed. G. Michaud & A. V. Tutukov, 235–+
- Steidel, C. C., Giavalisco, M., Pettini, M., Dickinson, M., & Adelberger, K. L. 1996, *ApJ*, 462, L17+
- Stetson, P. B. & Pancino, E. 2007, in preparation
- Sumi, T. 2004, *MNRAS*, 349, 193
- Sweigart, A. V. & Mengel, J. G. 1979, *ApJ*, 229, 624
- Taylor, B. J. 1999, *A&A*, 344, 655
- Thielemann, F.-K., Nomoto, K., & Yokoi, K. 1986, *A&A*, 158, 17
- Tinsley, B. M. 1979, *ApJ*, 229, 1046
- Travaglio, C., Hillebrandt, W., Reinecke, M., & Thielemann, F.-K. 2004a, *A&A*, 425, 1029
- Travaglio, C., Kifonidis, K., & Müller, E. 2004b, *New Astronomy Review*, 48, 25
- Udalski, A., Kubiak, M., & Szymanski, M. 1997, *Acta Astronomica*, 47, 319
- Udalski, A., Szymanski, M., Kubiak, M., et al. 2002, *Acta Astronomica*, 52, 217
- van den Bergh, S. 1971, *AJ*, 76, 1082
- Whelan, J. & Iben, I. J. 1973, *ApJ*, 186, 1007
- Whitford, A. E. & Rich, R. M. 1983, *ApJ*, 274, 723
- Wiese, W. L., Smith, M. W., & Glennon, B. M. 1966, *Atomic transition probabilities. Vol. : Hydrogen through Neon. A critical data compilation (NSRDS-NBS 4, Washington, D.C. : US Department of Commerce, National Bureau of Standards, 1966)*
- Woosley, S. E., Taam, R. E., & Weaver, T. A. 1986, *ApJ*, 301, 601
- Woosley, S. E. & Weaver, T. A. 1995, *ApJS*, 101, 181

Zoccali, M., Barbuy, B., Hill, V., et al. 2004, A&A, 423, 507

Zoccali, M., Cassisi, S., Piotto, G., Bono, G., & Salaris, M. 1999, ApJ, 518, L49

Zoccali, M., Lecureur, A., Barbuy, B., et al. 2006, A&A, 457, L1

Zoccali, M., Renzini, A., Ortolani, S., et al. 2003, A&A, 399, 931