



HAL
open science

Archéologie galactique : contraintes observationnelles aux modèles de formation du disque épais

Georges Kordopatis

► **To cite this version:**

Georges Kordopatis. Archéologie galactique : contraintes observationnelles aux modèles de formation du disque épais. Astrophysique galactique [astro-ph.GA]. Observatoire de Paris, 2011. Français. NNT : . tel-00736775

HAL Id: tel-00736775

<https://theses.hal.science/tel-00736775>

Submitted on 1 Oct 2012

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

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

OBSERVATOIRE DE PARIS

École Doctorale Astronomie et Astrophysique d'Île-de-France

THÈSE

pour obtenir le titre de

Docteur en Sciences de l'Observatoire de Paris
Spécialité : Astronomie & Astrophysique

Présentée et soutenue par

Georges KORDOPATIS

Archéologie galactique : contraintes observationnelles aux modèles de formation du disque épais

Thèse dirigée par Patrick DE LAVERNY & Albert BIJAOU

préparée à l'Observatoire de la Côte d'Azur

soutenue publiquement le 13 octobre 2011

Jury :

<i>Présidente :</i>	Françoise COMBES	-	Observatoire de Paris-Meudon
<i>Rapporteurs :</i>	Annie ROBIN	-	Observatoire de Besançon
	Mike IRWIN	-	Institute of Astronomy, Cambridge
<i>Examinatrice :</i>	Caroline SOUBIRAN	-	Laboratoire d'Astrophysique de Bordeaux
<i>Directeurs :</i>	Patrick DE LAVERNY	-	Observatoire de la Côte d'Azur
	Albert BIJAOU	-	Observatoire de la Côte d'Azur

Laboratoire Cassiopée, UMR 6202
Boulevard de l'Observatoire
BP 4229 06304 Nice cedex 4

*“ Ceci n’est pas une thèse, Georges. Je suis désolé...
Tu dis que tu fais une thèse, très bien, pourquoi pas... Mais ceci n’est pas une thèse.”*
(il la jette sur la table ; 2 secondes de silence qui me paraissent 30 minutes)
“C’est un mémoire de thèse !”
A. B.

Remerciements

Mon cycle universitaire en France se fini et je tiens à remercier tous ceux et celles qui m'ont soutenu, aidé et accompagné durant toutes ces années. Une thèse ne peut pas se faire si l'on n'est pas bien entouré et si j'ai réussi à en arriver là c'est beaucoup grâce à vous.

– Pour commencer, ma famille. **Maman, papa, doudoune, yaya**, vous avez été plus qu'irréprochables sur tous les plans. J'ai essayé de m'imprégner au mieux vos qualités individuelles de patience, d'amour pour la culture et de persévérance afin de les mettre en application le long de ces études.

– Ex-aequo, mes directeurs de thèse : **Albert Bijaoui** et **Patrick de Laverny**, qui m'ont montré une très grande confiance, et parfois une grande patience, et avec lesquels cette thèse a pu se dérouler dans les meilleures conditions. J'espère que vous avez passé d'aussi bons moments que j'ai pu en passer sous votre direction.

– **Alejandra Recio-Blanco, Vanessa Hill, C. Clare Worley** et **Christophe Ordenovic**, les autres membres de la super équipe d'archéologie galactique de l'OCA. Votre aide, votre soutien et les discussions que nous avons pu avoir, toujours dans la bonne humeur ont été fortement appréciés. Cette thèse n'aurait pas pu être ce qu'elle est sans votre présence et vos encouragements !

– Les rapporteurs et les examinateurs de ma thèse : **Annie Robin, Mike Irwin, Françoise Combes** et **Caroline Soubiran** que je remercie pour le précieux temps qu'ils m'ont consacré, l'honneur qu'ils m'ont fait de corriger mon manuscrit de thèse, et le déplacement effectué pour assister à ma soutenance.

– Le **CNES** et **CNRS** pour le financement de cette thèse, et en particulier **Olivier La Marle** pour avoir été mon responsable scientifique auprès du CNES.

– La directrice de l'école doctorale de l'Observatoire de Paris, **Ana Gomez** pour son professionnalisme, sa gentillesse et sa disponibilité.

– **François Mignard, Thierry Passot, Farrokh Vakili** et **Fabrice Mortessagne** qui en tant que responsable de l'équipe Gaia, directeur du laboratoire Cassiopée, directeur de l'OCA et directeur du Master OMEGA m'ont apporté un très grand soutien et ont montré une grande confiance en mes capacités.

– **Chiara Ferrari** pour avoir accepté de parrainer ma thèse.

– L'équipe informatique de l'OCA qui sans leurs compétences rien de tout cela n'aurait été possible : **Jean-Michel Mercier, Jean-Philippe Ghibaudeau, Daniel Kamm**, mais aussi **Marie-Laure & Alain Miniussi**.

– **Rose Pinto** et **Sylvie Goletto** pour leur aide concernant la logistique le long de ces années.

– **Mauro Barbieri** et **Jérémy Bec** pour m'avoir aidé à l'impression du manuscrit de thèse le vendredi soir 19 août (!) afin de pouvoir l'envoyer aux rapporteurs de thèse. Au même titre, **Clémence Durst** pour m'avoir aidé aux impressions multiples de la thèse pour les envois administratifs.

– **Mary Kontizas** pour m'avoir aidé à garder contact avec le milieu de l'astrophysique en Grèce ainsi que d'avoir contribué à la rédaction du résumé en grec.

– **Dominique Schraen** qui présidait les repas de midi, souvent accompagné par **Nicolas Brundu, Pierre Assus, Thierry Corbard, Nicolas Nardetto** et tout le reste du monde que je cite par ailleurs dans les remerciements. Cette pause de midi été le petit réconfort des dures journées de travail. Vous avez bonifié ma thèse les gars !

– **Eric Lagadec** qui en tant que prof. de TP en troisième année de fac m’a conseillé Patrick pour faire des stages. Quelques années plus tard, voilà le résultat.

– **Daniel Benest** pour la bonne humeur apportée les longues nuits de travail que j’ai passées dans mon bureau.

– L’équipe de restauration de l’Observatoire de Nice : **Khaled, Karima, Nadia et Jocelyn** pour la très haute gastronomie et service qui étaient délivrés chaque jour, sans exception, ainsi que pour les cafés matinaux et les grandes discussions sur la vie et la société. Une thèse ne peut pas être menée le ventre vide, donc je vous remercie de votre très forte contribution à la réussite cette thèse.

– L’équipe de rugby de l’OCA qui m’a permis de découvrir ce sport, de m’amuser et de me défouler lorsque je rencontrais des embûches dans la recherche : **Patrick de Laverny, Khaled Ben Saada, Aurélien Crida, Jean-Marie Delanoy, J.-C. Mauduit, Kevin Walsh, Mathieu Havel, Matthieu Conjat, Fabrice Durier, Benjamin Pergolizzi, Alexis Matter, Nicolas Brundu, Nicolas Crouzet, Florent Rostagni**, ainsi que le club RRC. À bientôt les gars, et à fond pour la médaille !

– L’équipe féminine de tag-rugby de l’OCA (médaille d’argent aux JdS je tiens à préciser), dont j’ai eu l’honneur d’être le coach-adjoint, aux côtés d’**Aurélien. Anika, Anne, Clare, Clémence, Coline, Laure, Marion, Maud, Rehab, Roxanne, Severine** et la **capitaine Naomi** : les filles vous êtes les meilleures ! Votre calendrier figurera fièrement sur mon nouveau bureau, et le t-shirt de co-coach sera ressorti pour la moindre occasion !

– Les compagnons de bières, de discussions, de rires et de galères de Nice : **Florian Canneva, Clément Durochat, Gregory Vallé, Karim Mazouni, Stéphane Schwender, Vladimir Bodnartchouk et Nicolas Genna**.

– **Julien Féraud, Mélanie Borsalino, Laurent Devos, Joseph Covello, Amanda Beauguil et Avril Vanlerberghe** pour les moments de détente et de soutiens.

– **Cécile Castejon** pour avoir souvent trouvé les mots justes à des moments auxquels j’avais des doutes.

– Les grecs : **Achille Gabrielides, Constance Gionis, Catherine & Stavros Haggioannou, Alexandre Petrogiannis, Kostas Moschopoulos, Serge Manoli, Stelios & Lambros Tselikas**. Je ne saurais pas du tout comment vous montrer à quel point vous avez compté à la réalisation de cette thèse.

– Les niçois universitaires, qui malgré le fait qu’on se voit moins ces dernières années car nous ne trouvons plus dans les mêmes villes, j’ai passé des années merveilleuses à la fac, et m’ont donné envie de continuer à faire 8 années d’études : **Ludovic Izoid, Delphine Macocco-Olivari, Manue Peltier, Marie Monier, Nancy Leca, Edouard Perona** et bien évidemment **Jordi Mascio**.

– Les ex-thésards et actuels thésards de l’observatoire : **Aurélien Crida, Charline Filloux, Fabrice Durier, Naomi Murdoch, Roxanne Ligi, Thibault Merle, Mathieu Havel, Matthieu Conjat, Julie Gayon, Sébastien Peirani, Florent Rostagni, Mathieu Van der Swaelmen** pour le soutien et l’entre-aide qu’il y a pu avoir.

– **Clémence Durst et Marion Limousin** pour leur bonne humeur, mais surtout pour s’être occupées de moi les derniers jours de rédaction du manuscrit. Merci les filles !

– Enfin, je tiens à remercier tous ceux qui ont assisté à ma soutenance de thèse ainsi qu’aux soirées qui ont suivi !

Archéologie galactique : contraintes observationnelles aux modèles de formation du disque épais

Résumé :

L'archéologie galactique consiste à retrouver les signatures fossiles des accrétions passées de la Voie Lactée, grâce à l'identification et la caractérisation des populations stellaires qui composent notre Galaxie. Le but de cette thèse est de mieux comprendre la formation du disque épais de notre Galaxie, en se basant sur ~ 700 spectres stellaires de basse résolution, obtenus dans le proche infra-rouge. Les outils et méthodes développés au cours de ce travail serviront au traitement et à l'interprétation future des données de la mission Gaia, qui collectera des spectres dans une configuration semblable à celle de l'échantillon observé.

Se basant sur les algorithmes de paramétrisation spectrale automatique MATISSE et DEGAS, une procédure de traitement des spectres combinant de façon optimale ces deux approches a été proposée, afin d'estimer les paramètres atmosphériques des étoiles (température effective, gravité de surface, métallicité globale). Nous avons également déterminé les distances et positions galactocentriques des cibles, grâce à des modèles d'évolution stellaires, et nous avons effectué une caractérisation cinématique complète de l'échantillon.

Les cibles appartenant au disque mince, disque épais et halo ont été sélectionnées, afin de caractériser chacune de ces sous-structures. Il a été trouvé que celles-ci sont bien des populations distinctes, caractérisées par des distributions chimiques et cinématiques différentes. De plus, les résultats ont montré que les propriétés du disque épais loin du voisinage solaire ne différaient que très peu de celles mesurées localement. Sans pour autant exclure de façon définitive des gradients verticaux intrinsèques dans le disque épais, les tendances en vitesse de rotation orbitale et en métallicité qui ont été mesurées ont pu être expliquées comme une transition continue du rapport entre les différentes composantes galactiques.

De plus, une corrélation entre la vitesse orbitale de rotation et la métallicité a été détectée. Ce gradient suggère qu'une migration radiale des étoiles à partir des rayons internes de la Galaxie ne peut pas être le processus dominant ayant formé le disque épais. Enfin, les estimations des échelles de hauteur et de longueur du disque épais en fonction de la métallicité, ainsi que la distribution en excentricité de ces étoiles, ne montrent pas de signatures de reliques d'un satellite massif accrété. Au vu de ces résultats, un scénario de formation du disque épais, basé sur plusieurs fusions mineures de galaxies satellites semble être privilégié.

Enfin, les outils développés pour cette étude ont également été utilisés sur près de 2300 spectres observés vers le pôle sud galactique, ainsi que sur plus de 1200 cibles du satellite CoRoT. Les résultats qui en découlent ont permis d'imposer de nouvelles contraintes radiales et verticales sur les structures galactiques.

Mots clés : Méthodes : spectroscopie, paramétrisation automatique - Galaxie : disque épais, évolution, cinématique - Étoiles : paramètres atmosphériques, Gaia, abondances

Galactic archaeology : Observational constraints on the formation scenarios of the thick disc

Abstract :

In the era of large spectroscopic surveys, galactic archaeology aims to disentangle the merging history of the Milky Way by finding relics of past accretion events. The goal of this thesis is to shed light to the understanding of the formation of the galactic thick disc by analysing 700 low resolution spectra obtained in the near infrared. The tools and the methods that are developed in this work will have a direct applicability to the spectral parameterisation of the Gaia data, which will collect spectra in roughly the same configuration.

Two algorithms have been investigated, MATISSE and DEGAS, and a hybrid approach combining these two methods has been proposed in order to derive the stellar atmospheric parameters (effective temperature, surface gravity, overall metallicity). In addition, we have implemented tools in order to obtain the galactocentric distances of the targets, based on stellar isochrones.

Once applied on our data sample, full spatial and kinematic coordinates have been obtained. This allowed us to assign the targets to one of the main galactic components, *i.e.* the thin disc, the thick disc or the halo. We found that the properties of the thick disc outside the solar neighbourhood differ only slightly from the thick disc properties as derived in the solar vicinity. Without ruling out in a definitive way the existence of intrinsic vertical gradients in the thick disc, it has been shown that the vertical trends that we measured can be explained as a smooth transition between the different galactic components.

In addition, a correlation between the orbital rotational velocity and the metallicity has been detected. This gradient challenges formation scenarios of the thick disc based on a radial migration of the stars from the inner regions of the Galaxy. Finally, estimations of the scale height and the scale length for different metallicity bins of the thick disc result in consistent values, showing no evidence of relics of destroyed massive satellites.

The combination of the kinematical and chemical information that has been obtained in this work, favours formation scenarios based either on a gas rich satellite merger, or the dynamical heating of a pre-existent thin disc by minor mergers.

Keywords : Methods : spectroscopy, automatic parameterisation - Galaxy : thick disc, evolution, kinematics - Stars : atmospheric parameters, Gaia, chemical abundances.

Γαλαξιακή αρχαιολογία: Περιορισμοί από παρατηρήσεις στα σενάρια της δημιουργίας του παχύ δίσκου του Γαλαξία μας

Περίληψη:

Τα τελευταία χρόνια παρατηρήσεις από εκτεταμένα προγράμματα φασματοσκοπίας έδωσαν την δυνατότητα να συγκεντρωθεί μεγάλο πλήθος δεδομένων με στόχο να διερευνηθεί το ιστορικό των γεγονότων συγχώνευσης και δημιουργίας αστέρων στον Γαλαξία μας. Η εργασία αυτή στοχεύει στην κατανόηση του σχηματισμού του παχύ δίσκου του Γαλαξία μας, με την επεξεργασία 700 φασμάτων χαμηλής ανάλυσης που ελήφθησαν στο εγγύς υπέρυθρο. Οι μέθοδοι και ο τρόπος εφαρμογής τους που αναπτύσσονται στην εργασία αυτή, θα έχουν άμεση εφαρμογή στον υπολογισμό των φασματικών παραμέτρων των δεδομένων της αποστολής Gaia, η οποία θα συλλέξει φάσματα με τα ίδια περίπου χαρακτηριστικά.

Διερευνήθηκαν δύο αλγόριθμοι, οι MATISSE και DEGAS, και προτείνουμε μια μικτή προσέγγιση, που συνδυάζει αυτές τις δύο μεθόδους, προκειμένου να προσδιοριστούν οι αστρικές ατμοσφαιρικές παράμετροι (ενεργός θερμοκρασία, επιφανειακή βαρύτητα, συνολική μεταλλικότητα). Επιπλέον, αναπτύξαμε τρόπους για να εκτιμηθούν οι γαλακτοκεντρικές αποστάσεις των στόχων, με βάση τις αστρικές ισόχρονες.

Εφαρμόσαμε τις παραπάνω μεθόδους σε αστέρες του δείγματός μας και εκτιμήσαμε τις πλήρεις χωρικές και κινηματικές συντεταγμένες. Αυτό μας επέτρεψε να διαχωρίσουμε τους στόχους με βάση την γαλαξιακή δομή στην οποία ανήκουν, (λεπτός δίσκος, παχύς δίσκος, άλως). Διαπιστώσαμε ότι οι ιδιότητες του παχύ δίσκου έξω από την γειτονιά του ήλιου, διαφέρουν ελάχιστα από αυτές που παρατηρούνται στην ηλιακή περιοχή. Χωρίς να αποκλείονται οριστικά ενδογενείς, κατά ύψος διακυμάνσεις στην χημική σύσταση, και στην δυναμική του παχύ δίσκου, προέκυψε ότι οι κάθετες τάσεις που μετρήσαμε μπορούν να εξηγηθούν ως μια ομαλή μετάβαση μεταξύ των διαφορετικών συνιστωσών του γαλαξία.

Επιπλέον, εντοπίσαμε συσχέτιση μεταξύ της ταχύτητας περιστροφής των αστέρων και της μεταλλικότητάς τους. Αυτή η συσχέτιση προκαλεί δυσκολίες στην αποδοχή των σεναρίων σχηματισμού του παχύ δίσκου, που βασίζονται σε μια ακτινική μετανάστευση αστέρων από τις εσωτερικές περιοχές του Γαλαξία προς την ηλιακή περιοχή. Τέλος, οι εκτιμήσεις της κλίμακας ύψους και μήκους, για διαφορετικό διαχωρισμό κλάσεων μεταλλικότητας, αστέρων του παχύ δίσκου καταλήγουν σε όμοιες σχετικά τιμές. Το γεγονός αυτό δεν επιβεβαιώνει πιθανά σενάρια ύπαρξης καταλοίπων κατεστραμμένων δορυφόρων μεγάλης μάζας.

Ο συνδυασμός των πληροφοριών για την κινηματική και την χημική σύσταση των αστέρων, που προέκυψαν από την εργασία αυτή, ευνοεί τα σενάρια περί σχηματισμού του παχύ δίσκου, είτε από την συγχώνευση με έναν δορυφόρο πλούσιο σε αέριο, είτε από τη δυναμική θέρμανση ενός προϋπάρχοντος λεπτού δίσκου σχηματισμένου από την συγχώνευση υπολοίπων δορυφόρων γαλαξιών μεγάλων μαζών.

Λέξεις κλειδιά: Μέθοδοι: φασματοσκοπία, αυτόματη παραμετροποίηση - Γαλαξίας: παχύς δίσκος, εξέλιξη, κινηματική - Αστέρες: ατμοσφαιρικές παράμετροι, Gaia, μεταλλικότητα.

Table des matières

1	Introduction	1
1.1	Du mythe d’Hercule au Λ CDM	1
1.2	L’archéologie galactique	3
1.2.1	Marquage chimique des étoiles	3
1.2.2	Cinématique des étoiles dans la Galaxie	5
1.3	Connaissances actuelles des structures de la Galaxie	7
1.4	Le disque épais : une structure clé pour la compréhension de l’histoire de la Voie Lactée	10
1.5	Modèles de formation du disque épais	12
1.6	Les grands relevés spectroscopiques	16
1.7	Objectifs de ce mémoire de thèse	18
2	La mission Gaia	21
2.1	Gaia : la première mission spatiale astrométrique et spectroscopique	21
2.2	Le domaine spectral du triplet du calcium	25
2.3	Les retombées scientifiques de Gaia	28
2.4	Le consortium de traitement et d’analyse des données	30
3	Relevé du disque épais loin du voisinage solaire	33
3.1	Description des observations	33
3.1.1	Motivations scientifiques	33
3.1.2	Sondage du disque épais en dehors du voisinage solaire	34
3.1.3	Le spectrographe GIRAFFE	35
3.1.4	Choix des étoiles cibles	35
3.2	Traitement des données	36
3.2.1	Réduction et extraction des images CCD	37
3.2.2	Soustraction du spectre du fond de ciel	38
3.2.3	Addition des poses individuelles	40
3.3	Mesure de la vitesse radiale et rééchantillonnage spectral	42
3.4	Conclusions	44
4	Paramétrisations automatiques et grands relevés stellaires	47
4.1	Exploration automatique des données en astrophysique	47
4.2	Algorithmes de paramétrisation	48
4.2.1	Méthodes d’optimisation	49
4.2.2	Méthodes de projection	50
4.2.3	Méthodes de classification	50
4.3	Paramétrisation automatique en spectroscopie stellaire	51
4.3.1	Définition des paramètres atmosphériques stellaires recherchés	52
4.3.2	Méthodes utilisées pour les grands relevés	54
4.4	Présentation des algorithmes utilisés	56
4.4.1	MATISSE : une méthode de projection	56
4.4.2	DEGAS : un arbre de décision oblique de type k-d	61
4.5	Conclusions	63

5	Grille d'apprentissage pour les étoiles FGK	65
5.1	Calibration des données atomiques autour du triplet du calcium	68
5.1.1	Calibration avec le spectre solaire	69
5.1.2	Vérification de la calibration avec le spectre d'une géante froide : Arcturus	71
5.1.3	Vérification de la calibration avec le spectre d'une naine chaude : Procyon	72
5.2	Conclusions	73
6	Paramétrisation automatique dans le domaine du triplet du CaII	75
6.1	Création d'une grille synthétique de paramètres aléatoires	76
6.2	Performances de MATISSE	79
6.2.1	Sensibilité de MATISSE au rapport signal sur bruit	80
6.2.2	Robustesse de MATISSE en fonction de la vitesse radiale	84
6.3	Performances de DEGAS	87
6.3.1	Sensibilité de DEGAS au rapport signal sur bruit	87
6.3.2	Robustesse de DEGAS en fonction de la vitesse radiale	89
6.4	Mise en place de la procédure de paramétrisation automatique finale	90
6.4.1	Estimation automatique du rapport signal sur bruit	93
6.4.2	Normalisation automatique des spectres	96
6.5	Estimation des erreurs externes	97
6.6	Conclusions	102
7	Distance et cinématique des étoiles dans la Galaxie	105
7.1	Détermination des distances spectroscopiques	105
7.1.1	Validation de la méthode sur un catalogue d'étoiles simulées	109
7.1.2	Discussion sur les âges obtenus	112
7.2	Positions galactocentriques	113
7.3	Vitesses cartésiennes et cylindriques	114
7.4	Détermination des paramètres orbitaux des étoiles	115
7.5	Conclusions	119
8	Contraintes sur la formation du disque épais	121
8.1	Vitesses radiales des étoiles de l'échantillon	121
8.2	Estimation des paramètres atmosphériques et des distances des étoiles	123
8.3	Sélection de l'échantillon final	126
8.4	Simulation d'un échantillon de comparaison	127
8.5	Gradients verticaux et transition entre les disques mince et épais	129
8.5.1	Structure verticale	131
8.5.2	Interface entre le disque mince et le disque épais	139
8.6	Caractérisation des différentes composantes galactiques	141
8.6.1	Propriétés du disque mince	143
8.6.2	Propriétés du disque épais	146
8.6.3	Propriétés du halo	149
8.7	Échelles de hauteur et de longueur du disque mince et du disque épais	151
8.7.1	Échelles de longueur	152
8.7.2	Échelles de hauteur	153
8.7.3	Recherche de signatures d'accrétions passées	154
8.8	Conclusions	154

9 Sondages complémentaires pour l'archéologie galactique	159
9.1 Plan galactique et cibles CoRoT	159
9.2 Les galaxies naines - Sondage vers le sud galactique	163
9.2.1 Étoiles d'avant-plan de la galaxie du Sculpteur	165
9.2.2 Comparaison avec les étoiles observées à haute résolution	166
9.3 Conclusions	170
10 Conclusions et perspectives	173
10.1 Paramétrisation stellaire autour du triplet du calcium et apports pour le RVS de Gaia	173
10.2 Contraintes sur la formation du disque épais	174
10.3 Perspectives : l'ère de l'archéologie galactique	177
A Liste des abréviations	179
B Caractérisation du vecteur des différences de DEGAS	181
C Données atomiques adoptées	183
D Publications	185
E Paramètres des cibles en direction de $l \sim 277^\circ, b \sim 47^\circ$	265
Bibliographie	283

Table des figures

1.1	Enrichissement en éléments α pour différentes régions de formation stellaire	5
1.2	Rapport $[\alpha/\text{Fe}]$ pour quatre galaxies naines et pour la Voie Lactée	6
1.3	Les sous-structures du halo observées par le SDSS	7
1.4	Vue schématique de la Voie Lactée	8
1.5	Disque épais de la galaxie NGC 4762	11
1.6	Réchauffement dynamique du disque mince suite à la fusion mineure de satellites	15
2.1	Loi de balayage du ciel du satellite Gaia	22
2.2	Plan focal et instruments présents à bord du satellite Gaia	23
2.3	Performances et précisions attendues en fin de mission pour Gaia (source : <i>ESA</i>).	24
2.4	Spectre solaire synthétique à la résolution $R = 11\,500$	26
2.5	Effets de la résolution et des changements des paramètres atmosphériques pour un spectre synthétique solaire dans le domaine du RVS de Gaia	27
2.6	Chaîne de traitement des données au sein de la CU8	32
3.1	Distribution des magnitudes et coordonnées galactiques des cibles observées.	36
3.2	Image brute du capteur CCD pour une des poses FLAMES	39
3.3	Principe de la corrélation croisée avec un masque binaire.	41
3.4	Différentes étapes de la réduction des spectres	43
3.5	Erreurs des vitesses radiales mesurées en fonction de la couleur (B-V).	44
4.1	Exemple à une dimension de la variation de la fonction distance entre les modèles de référence et la mesure	49
4.2	Représentation schématique d'un réseau de neurones artificiel.	51
4.3	Variation du profil de la raie spectrale et de la largeur équivalente pour différentes abondances de l'élément E	54
4.4	Schéma illustrant la structure de l'algorithme MATISSE	58
4.5	Exemple de fonctions $B_{T_{\text{eff}}}(\lambda)$ pour la température effective et pour différentes approximations de l'inverse de la matrice de corrélation des spectres	60
4.6	Partitionnement d'un ensemble de points par DEGAS	62
5.1	Paramètres atmosphériques des spectres synthétiques de la grille nominale	67
5.2	Forces d'oscillateurs modifiées en fonction des valeurs de la base de données VALD.	69
6.1	Paramètres des 2×10^4 spectres interpolés utilisés pour les tests de MATISSE et DEGAS.	77
6.2	Effet du bruit et d'une mauvaise normalisation sur un spectre d'étoile de type solaire	78
6.3	Estimation des paramètres atmosphériques stellaires avec MATISSE	81
6.4	Q_{70} de MATISSE pour des étoiles représentatives du disque mince, disque épais et halo.	81
6.5	Exemple de la dégénérescence spectrale entre les naines à haute température effective et la branche des géantes	83
6.6	Angles entre les fonctions $B_{\theta}(\lambda)$ pour deux types d'étoiles différentes	84
6.7	Erreurs obtenues par MATISSE pour différentes vitesses radiales, différents types d'étoiles et $\text{SNR}=50 \text{ pixel}^{-1}$	85
6.8	Q_{70} obtenus par MATISSE pour les naines du disque mince pour différentes vitesses radiales et différents SNR.	85
6.9	Estimation des paramètres avec DEGAS, pour un exposant $p = 64$	88
6.10	Q_{70} de DEGAS pour des étoiles représentatives du disque mince, disque épais et halo.	88
6.11	Q_{70} obtenus par DEGAS pour différentes vitesses radiales, à $\text{SNR}=50 \text{ pixel}^{-1}$	89
6.12	Illustration des <i>a priori</i> astrophysiques imposés sur la grille nominale	92
6.13	Procédure finale de paramétrisation stellaire automatique adoptée dans ce mémoire.	93

6.14	Estimation des paramètres à différents SNR, obtenue grâce à la procédure finale qui a été mise en place	94
6.15	Q_{70} de la procédure finale pour des étoiles représentatives du disque mince, disque épais et halo.	94
6.16	Méthode de sélection des pixels pour mesurer le SNR des spectres.	96
6.17	Corrections apportées au continu pour une étoile riche en métaux, à $\text{SNR}=50 \text{ pixel}^{-1}$	98
6.18	Résultats obtenus pour les étoiles des bibliothèques S^4N et CFLIB	99
7.1	Détermination des distances en fonction du SNR, pour un catalogue d'étoiles simulées de Besançon	111
7.2	Distances des étoiles du catalogue S^4N , obtenues à partir des estimations spectroscopiques des paramètres atmosphériques stellaires	112
7.3	Systèmes de coordonnées cartésien et cylindrique adoptés pour ce travail.	113
7.4	Comparaison des vitesses U calculées à partir des distances spectroscopiques	116
7.5	Figure similaire à la Fig. 7.4, mais pour V	117
7.6	Figure similaire à la Fig. 7.4, mais pour W	118
8.1	Comparaison des vitesses radiales obtenues pour un sous-échantillon d'étoiles ayant $m_V \geq 18$ avec les prédictions de modèles galactiques	123
8.2	Rapports signal sur bruit (SNR) mesurés pour les spectres de l'échantillon.	124
8.3	Paramètres atmosphériques et distances des cibles observées.	125
8.4	Erreurs photométriques de l'échantillon observé.	129
8.5	Histogramme des distribution en magnitude et en couleur de l'échantillon observé	130
8.6	Propriétés chimiques et cinématiques de notre échantillon	132
8.7	Cinématique des étoiles de notre échantillon	133
8.8	Distributions de métallicité et de vitesses cylindriques galactocentriques de l'échantillon.	134
8.9	Comparaison des vitesses cartésiennes de l'échantillon.	135
8.10	Gradients verticaux mesurés pour la métallicité, la vitesse de rotation orbitale et la dispersion de vitesses σ_V	137
8.11	Corrélation entre la métallicité et la vitesse de rotation orbitale des étoiles, à différentes tranches de Z où la transition entre le disque mince et le disque épais est attendue.	140
8.12	Sélection des étoiles composant le disque mince, disque épais et halo, basée sur la distance Z des cibles par rapport au plan galactique.	145
8.13	Variations des dispersions de vitesses et des excentricités en fonction de la métallicité.	148
8.14	Comparaison des distributions d'excentricités pour les différents modèles de formation du disque épais	150
9.1	Positions galactocentriques et gradients radiaux obtenus pour les cibles des champs CoRoT	162
9.2	Diagramme couleur-magnitude des étoiles en direction de la galaxie naine du Sculpteur	164
9.3	Résultats préliminaires pour les étoiles observées en direction de la galaxie naine du Sculpteur	167
9.4	Distribution en métallicité des étoiles d'avant-plan en direction de la galaxie naine du Sculpteur	168
9.5	Fonctions $B_\theta(\lambda)$ de MATISSE pour des géantes très pauvres en métaux	168
9.6	Comparaison des résultats obtenus à haute résolution pour les étoiles de la galaxie naine du Sculpteur	169
9.7	Effet de la microturbulence des étoiles de la galaxie du Sculpteur sur la détermination des métallicités.	171

Liste des tableaux

1.1	Liste non exhaustive des paramètres mesurés pour le disque épais	13
1.2	Principaux sondages spectroscopiques stellaires	17
2.1	Précisions obtenues en fin de mission pour Hipparcos et Gaia	25
3.1	Description des huit champs observés pendant les périodes P75 et P77.	37
5.1	Paramètres considérés pour la grille nominale de spectres synthétiques	66
5.2	χ^2 obtenus entre le spectre observé du Soleil et différents spectres synthétiques.	71
5.3	Abondances individuelles adoptées pour Arcturus	72
5.4	χ^2 obtenus entre le spectre observé d'Arcturus et différents spectres synthétiques.	73
5.5	χ^2 obtenus entre le spectre observé de Procyon et différents spectres synthétiques.	74
6.1	Valeurs R_{Land} adoptées pour les fonctions $B_{\theta}(\lambda)$ calculées avec l'algorithme de Landweber	80
6.2	Q_{70} de MATISSE pour T_{eff} , $\log g$ et $[\text{M}/\text{H}]$, à différents SNR et différents types d'étoiles.	86
6.3	Q_{70} de DEGAS, pour T_{eff} , $\log g$ et $[\text{M}/\text{H}]$, à différents SNR et différents types d'étoiles.	90
6.4	Q_{70} de la procédure finale, pour T_{eff} , $\log g$ et $[\text{M}/\text{H}]$, à différents SNR et différents types d'étoiles.	95
6.5	Biais et dispersions obtenues sur les paramètres atmosphériques des étoiles des bibliothèques S^4N et CFLIB.	100
6.6	Évolution du Q_{70} avec le SNR, pour les catalogues S^4N et CFLIB.	101
6.7	Paramètres obtenus pour α Tau et α Cet pour différentes méthodes de paramétrisation	102
7.1	Q_{70} obtenues pour les distances de l'échantillon simulé par le modèle de Besançon.	110
8.1	Paramètres adoptés par le modèle de Besançon	128
8.2	Ellipsoïdes de vitesses adoptés pour chacune des composantes galactiques	142
8.3	Identification des populations galactiques, obtenue à partir des spectres synthétiques du modèle de Besançon	142
8.4	Vitesses et métallicités moyennes mesurées des différentes composantes galactiques	144
8.5	Ellipsoïde des vitesses et dispersions des métallicités mesurées pour les différentes composantes galactiques.	144
8.6	Évolution des échelles de hauteur et de longueur du disque épais en fonction de la métallicité	155
8.7	Tests qualitatifs de nos observations pour différents modèles de formation du disque épais	156
9.1	Nombres de cibles CoRoT considérées pour chaque direction galactique	160
9.2	Caractéristiques chimiques et cinématiques des composantes galactiques des champs CoRoT observés	161
C.1	Liste des 50 raies ayant subi les corrections les plus importantes sur leur $\log gf$	183
E.1	Paramètres atmosphériques tels que estimés par la procédure automatique	265
E.2	Positions et distances des cibles observées	271
E.3	Paramètres cinématiques et orbitaux des cibles observées	277

Introduction

Sommaire

1.1	Du mythe d’Hercule au ΛCDM	1
1.2	L’archéologie galactique	3
1.2.1	Marquage chimique des étoiles	3
1.2.2	Cinématique des étoiles dans la Galaxie	5
1.3	Connaissances actuelles des structures de la Galaxie	7
1.4	Le disque épais : une structure clé pour la compréhension de l’histoire de la Voie Lactée	10
1.5	Modèles de formation du disque épais	12
1.6	Les grands relevés spectroscopiques	16
1.7	Objectifs de ce mémoire de thèse	18

1.1 Du mythe d’Hercule au Λ CDM

La nature de la Voie Lactée a depuis toujours donné lieu à de nombreuses interrogations dans toutes les civilisations, qui l’ont souvent incluse dans leur cosmogonie. Ainsi le terme de Voie Lactée provient du latin *Via Lactea*, dont l’origine est issue de la mythologie grecque. Celle-ci raconte que Zeus, pour assurer l’immortalité de son fils Hercule, l’a mis au sein de son épouse Héra, afin de s’abreuver de son lait. Héra, en se réveillant, aperçut Hercule et le repoussa. Le lait qui jaillit de son sein se répandit alors dans le ciel en une traînée blanchâtre qui forma la Voie Lactée. Le terme de galaxie trouve d’ailleurs lui aussi racine dans cette légende, puisque *gala* signifie lait en Grec.

Outre le côté mythologique qui servit à donner des réponses immédiates à leurs questions, les civilisations ont très vite essayé d’expliquer scientifiquement la nature de la Voie Lactée. Ainsi, dès le V^e siècle av. J.-C., Démocrite présentait déjà la Galaxie¹ comme une dense accumulation d’étoiles. Aristote, cependant, pensait que ce qui était observé était la combustion d’une partie de l’air, enflammée par le mouvement des astres, impliquant donc que la Voie Lactée se trouvait dans la sphère sublunaire. Ce n’est qu’au X^e siècle ap. J.-C., que l’astronome perse Al-Biruni reprit l’idée de Démocrite d’un dense rassemblement d’étoiles. En partant du fait que la parallaxe mesurée de la Voie Lactée était nulle, il en déduisit que celle-ci se trouvait en dehors de l’atmosphère terrestre.

Les premières preuves concrètes de cette affirmation ont été apportées par Galilée en 1610. Celui-ci découvre avec sa lunette astronomique que la Voie Lactée est constituée d’un nombre incalculable d’étoiles de faible éclat. En 1755, Emmanuel Kant propose que la Galaxie soit un corps en rotation, composé d’étoiles liées gravitationnellement, au même titre que le système

1. Dans ce mémoire de thèse le terme Galaxie avec une majuscule désigne la Voie Lactée, tandis que le terme avec une minuscule désigne une galaxie quelconque.

solaire. Il propose également que quelques-unes des nébuleuses visibles dans le ciel soient aussi des galaxies, au même titre que la Voie Lactée, et parle alors d’Univers-îles.

La première représentation schématique de la Galaxie a été faite trente années plus tard, en 1785, par William Herschel. La carte du ciel qu’il dessine a été obtenue grâce à un comptage d’étoiles, en supposant que le système solaire est au centre de la Galaxie et que toutes les étoiles brillent de la même façon. La différence de magnitude apparente serait alors uniquement due à des distances différentes.

En 1918, Harlow Shapley, en se basant sur la position des amas globulaires², propose à juste titre que la Galaxie est composée d’un disque d’étoiles, avec le Soleil placé en sa périphérie. Comme l’extinction interstellaire n’était pas encore connue, des estimations erronées sur les distances ont été obtenues. Ainsi, il propose que ce disque ait un diamètre de 70 kpc³.

En 1924, Edwin Hubble montre à l’aide de la relation période-luminosité des Céphéides que celle qui était encore appelée la nébuleuse d’Andromède, est placée en dehors de la Voie Lactée, rejoignant ainsi le point de vue de Kant d’existence d’autres galaxies.

Depuis, la cosmologie a montré que la Voie Lactée n’est qu’une galaxie parmi des milliards d’autres que contient l’Univers. Celles-ci ont des tailles, des formes et des âges différents. Elles interagissent entre elles, et forment, à grande échelle des structures filamenteuses.

La théorie actuellement admise pour expliquer la formation de ces structures est le Λ CDM (Λ *Cold Dark Matter*, Springel et al. 2006). Dans ce modèle, les fluctuations de la densité de la matière noire formées après le Big Bang, se découpleraient de l’expansion de l’Univers en halos de matière noire froide (CDM)⁴. La matière baryonique s’accumulerait alors au sein de ces halos pour former les structures visibles de l’Univers. Dans ce dernier, l’énergie noire, notée Λ agit comme une constante cosmologique qui expliquerait son expansion accélérée (Perlmutter et al. 1999). Un Univers “plat” est également prédit, avec une densité d’énergie attribuée à l’énergie noire de $\Omega_\Lambda \sim 0.7$. L’énergie restante serait composée de matière noire ($\Omega_{DM} \sim 0.27$) et de matière baryonique ($\Omega_B \sim 0.03$).

Dans ce cadre, une galaxie telle que la nôtre se serait formée de façon hiérarchique, à partir d’accrétions d’un nombre significatif de sous-structures de matière noire (Peebles 1978; White & Rees 1978). Les galaxies naines et les amas globulaires constitueraient alors les briques primordiales de la Voie Lactée.

Bien que le Λ CDM soit en très bon accord avec le fond cosmologique du WMAP (*Wilkinson Microwave Anisotropy Probe*, Spergel et al. 2007), ou le spectre d’énergie du *Sloan Digital Sky Survey* (McDonald et al. 2005; Percival et al. 2010), il se heurte à des difficultés pour décrire les observations à des échelles plus petites, typiquement de la taille de la Voie Lactée. Par exemple, ce modèle prédit que pour une galaxie à disque comme la nôtre, des centaines de sous-structures de matière noire devraient persister (Klypin et al. 1999; Moore et al. 1999; Strigari et al. 2007). Or, observationnellement, ces prédictions ne sont pas confirmées (Bullock et al. 2010). Un autre exemple est que les accrétions tardives résultant de la formation hiérarchique, ne permettent pas l’existence de disques galactiques âgés et étendus comme celui de la Voie Lactée.

Ainsi, mieux comprendre comment une galaxie typique telle que la nôtre s’est formée, peut nous indiquer quelle est la physique manquante pour que le Λ CDM soit en meilleur accord avec les observations.

2. Un amas globulaire est un ensemble compact d’étoiles de forme sphérique, contenant environ $10^4 - 10^6$ étoiles âgées dans un volume de quelques parsecs.

3. kpc : kiloparsec, 1 parsec représente 3.26 années-lumière.

4. Des modèles supposant de la matière noire tiède ou chaude existent également (Brustein & Hadad 1999) mais sont moins privilégiés actuellement à cause de la distribution en masse des petites structures observées.

1.2 L'archéologie galactique

L'archéologie galactique consiste à rechercher dans des étoiles (constituants visibles principaux des galaxies) les indices permettant de reconstruire les étapes de la formation et de l'évolution de la Voie Lactée. En effet, grâce à leurs longues durées de vie, les étoiles de faible masse peuvent garder une trace de leur passé jusqu'à un *redshift* $z=2$ (~ 10 Gyr). L'information peut se trouver dans leurs orbites, par conservation du moment angulaire, et/ou dans la composition chimique de leurs atmosphères, en reflétant l'abondance des différents éléments chimiques du milieu interstellaire à partir duquel les étoiles se sont formées (Freeman & Bland-Hawthorn 2002). Nous allons développer brièvement dans ce qui suit ces deux points.

1.2.1 Marquage chimique des étoiles

Le marquage chimique (ou *chemical tagging*) des étoiles consiste à mesurer l'abondance des divers éléments chimiques présents dans les atmosphères stellaires. Cette approche repose sur le fait que chaque génération d'étoiles contribue à l'enrichissement en métaux⁵ du milieu interstellaire, en libérant pendant des événements de perte de masse stellaire (vents stellaires, nébuleuse planétaire, éjecta d'explosions de supernovae) les nouveaux éléments formés. La génération suivante d'étoiles va alors se former à partir de ce gaz enrichi, jusqu'à ce qu'il soit entièrement consommé par la galaxie. Afin de décrire dans les détails ce processus d'enrichissement, il est nécessaire de connaître la quantité de gaz qui est transformée en étoiles par unité de temps (taux de formation stellaire, SFR), la distribution en masse des étoiles formées (fonction de masse initiale, IMF), la quantité et la nature des métaux libérés en un temps donné dans le milieu interstellaire (*yields*), ainsi que l'évolution du réservoir de gaz dans la galaxie (gaz entrant : *infall*, gaz sortant : vents galactiques).

Le rapport de l'abondance des métaux par rapport à celle de l'hydrogène est appelé la métallicité⁶ d'une étoile. Elle indique le taux de formation stellaire intégré dans le temps, pour une population stellaire donnée. En pratique, cela signifie que des étoiles d'une population donnée ayant des métallicités faibles, sont formées plus tôt que des étoiles d'une métallicité plus élevée. Afin d'avoir de façon plus détaillée l'histoire de la formation stellaire, il faut faire appel à la théorie de la nucléosynthèse stellaire, établie pour la première fois par Burbidge et al. (1957), et solidement confirmée depuis par de nombreuses études (voir notamment Wallerstein et al. 1997).

Nucléosynthèse stellaire La vie d'une étoile consiste en une lutte perpétuelle contre son propre effondrement gravitationnel. Les étoiles naissent à la suite de l'effondrement d'un nuage de gaz et de poussière moléculaire constitué essentiellement d'hydrogène et d'hélium. La compression du gaz augmentant sa température et sa pression, des réactions thermonucléaires vont s'amorcer et contrebalancer l'effet de sa masse. La phase de sa vie pendant laquelle l'étoile transmute son hydrogène en hélium est la séquence principale. Il s'agit de la période stable de son évolution, qui représente également plus de 90% de sa durée de vie. Le temps passé sur la séquence principale va dépendre de sa masse initiale, les étoiles les plus massives ayant des durées de vie plus courtes.

Lorsqu'il n'y a plus d'hydrogène en son centre, l'étoile quitte la séquence principale et passe à la phase des sous-géantes. Son cœur se contracte, ce qui se traduit par une augmentation de la température des couches périphériques. Ainsi, l'hydrogène se remet en fusion dans une coquille englobant le cœur d'hélium, et en même temps, les couches externes de l'étoile se

5. Les éléments chimiques plus lourds que l'hélium sont appelés les métaux.

6. Souvent, seule l'abondance du fer est mesurée, car les raies spectrales du fer sont les plus nombreuses dans le visible. La notation $[\text{Fe}/\text{H}]$ indique alors que cette abondance est exprimée par rapport à celle du Soleil dans une échelle logarithmique (voir Chap. 4).

dilatat. La contraction du coeur inerte d'hélium fait croître la température à environ 2×10^8 K, et démarre la fusion des noyaux d'hélium. Le coeur des étoiles évoluées s'enrichit alors en un mélange de carbone (C) et d'oxygène (O). En fonction de la masse de l'étoile, deux chemins évolutifs peuvent être suivis. Pour les étoiles de faible masse, le coeur de C-O est supporté contre l'effondrement gravitationnel par la pression des électrons dégénérés. Or, ceci n'est pas le cas pour les étoiles les plus massives, pour lesquelles le coeur s'effondre jusqu'à ce que le carbone commence à se transmuter. La masse limite entre les deux évolutions est estimée être aux alentours de $8 - 10 M_{\odot}$ ⁷.

Les étoiles massives vont passer le restant de leurs vies à amorcer par effondrement successif de leurs coeurs la fusion du combustible disponible dans leurs centres. Ainsi, les éléments tels que le carbone, le néon, l'oxygène, le silicium et le fer seront formés par nucléosynthèse hydrostatique. Le noyau de fer, très stable, est le point d'arrivée de ces chaînes de nucléosyntheses. Le transmuter en un élément plus massif consomme de l'énergie, et de ce fait les réactions thermonucléaires stellaires s'arrêtent. Comme il n'y a plus de production d'énergie pour contrebalancer le poids de l'étoile, les couches externes s'effondrent. Le coeur devient alors dégénéré et l'étoile explose en supernova de type II (SN II), libérant les éléments formés au cours de son évolution.

Par ailleurs, les étoiles de faible masse ($M_{\star} \lesssim 8 M_{\odot}$) possédant un coeur C-O dégénéré, évoluent sur la branche asymptotique des géantes (AGB). À ce stade, l'étoile va traverser une phase ponctuée d'instabilités appelées pulses thermiques. Peu à peu, les couches externes sont expulsées dans le milieu interstellaire par les vents stellaires, ne laissant que le coeur, principalement constitué de carbone et d'oxygène (les produits de la fusion hydrostatique de l'hélium). L'étoile restante est appelée la naine blanche.

Une naine blanche dont la masse est inférieure à la masse limite de Chandrasekhar ($\sim 1.4 M_{\odot}$) ne produira quasiment plus d'éléments par nucléosynthèse, sauf si elle acquiert de la masse. Ceci est le cas d'une naine blanche se trouvant dans un système binaire. En effet, sous certaines conditions (notamment de séparation faible entre les deux étoiles) la naine blanche peut accréter le gaz des couches externes de son compagnon. Lorsque la masse dépasse $\sim 1.4 M_{\odot}$, la pression exercée par les électrons dégénérés ne peut plus lutter contre la gravité, et l'effondrement du coeur va provoquer l'explosion d'une supernova de type Ia (SN Ia). L'onde de choc traversant les couches de gaz va alors amorcer la nucléosynthèse explosive et libérer dans le milieu interstellaire les éléments ainsi formés. En particulier, la quantité libérée des éléments du pic du fer (ex : chrome, nickel, cobalt, fer) est estimée être trois fois supérieure à celle rejetée par les SN II (Timmes et al. 1995; Iwamoto et al. 1999).

Enrichissement chimique galactique Les échelles de temps mises en jeu par les processus de nucléosynthèse sont du même ordre de grandeur que les échelles de temps impliquées pour l'assemblage des galaxies. De ce fait, nous avons en notre disposition une horloge cosmique suffisamment précise afin de comprendre la formation des galaxies. La Fig. 1.1 que nous allons étudier ci-dessous, résume les mécanismes connus à l'origine de l'enrichissement en éléments α (oxygène, magnésium, silicium, soufre, calcium, titane) du milieu interstellaire d'un système isolé.

Le rapport $[\alpha/\text{Fe}]$ est souvent utilisé pour tracer les échelles de temps de formation stellaire d'un système car il est sensible au rapport entre les taux de SN II et les SN Ia qui ont eu lieu dans le passé. En effet, comme les masses stellaires concernées sont différentes (étoiles massives pour les SN II contre masses intermédiaires pour les SN Ia), les échelles de temps ne seront pas identiques non plus. Les modèles d'évolution chimique des galaxies semblent indiquer que les SN II enrichissent très rapidement le milieu interstellaires (en moins de $\sim 10^7$ ans), tandis que

7. M_{\odot} : Masse solaire, soit environ 2×10^{30} kg.

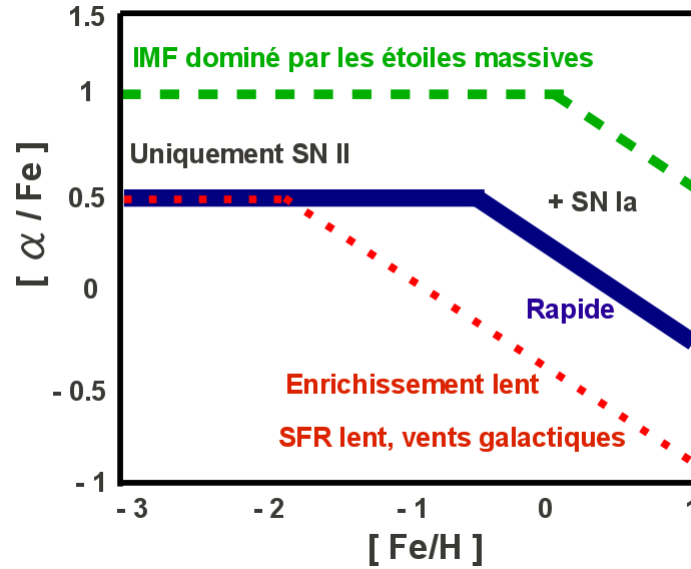


FIGURE 1.1 – Enrichissement en éléments α pour différentes régions de formation stellaire. La courbe en tirets verts représente une région possédant une fonction de masse initiale (IMF) dominée par des étoiles massives, produisant principalement des éléments α . La courbe bleue en trait plein représente une région possédant une formation stellaire (SFR) plus importante que la courbe en pointillés rouges, qui comporte également des vents galactiques expulsant le gaz du milieu interstellaire (adaptée de Wyse & Gilmore 1993).

les SN Ia n'interviendraient qu'à partir de $\sim 10^8 - 10^9$ ans (Matteucci & Recchi 2001). Dès que les SN Ia commencent à contribuer dans le milieu interstellaire, le rapport $[\alpha/\text{Fe}]$ diminue inévitablement. La position du coude dans la Fig. 1.1 va dépendre du taux de formation stellaire (voir par exemple, Schmidt 1959; Matteucci & Francois 1989; Wyse & Silk 1989) ainsi que de la capacité du système à maintenir les gaz enrichis. En effet, si le système forme activement des étoiles et si les gaz ne sont pas expulsés par les vents galactiques, alors le milieu interstellaire s'enrichit rapidement, avant que les premières SN Ia n'exploient. Le coude apparaîtra alors à des valeurs élevées de métallicité.

Enfin, la valeur à laquelle se situe le plateau dépend de la fonction de masse stellaire initiale (IMF, Salpeter 1955; Scalo 1986; Kroupa et al. 1993). En effet, le taux de formation d'éléments α dépend de la masse de l'étoile (Kobayashi et al. 2006). Ainsi, pour une IMF favorisant la formation d'étoiles massives, alors le taux d'éléments α libérés va être plus important et le plateau va se déplacer vers les valeurs plus grandes (tracé en traits discontinus verts sur la Fig. 1.1).

Ainsi, le rapport $[\alpha/\text{Fe}]$ peut être utilisé afin de distinguer un groupe d'étoiles ayant une origine commune. La Fig. 1.2 provenant de Tolstoy et al. (2009), montre que les galaxies naines orbitant autour de la Voie Lactée ont leurs propres signatures chimiques, permettant de les identifier. En particulier, nous remarquerons que les valeurs de $[\alpha/\text{Fe}]$ à une métallicité donnée sont plus faibles que celles des étoiles de notre Galaxie (pour $[\text{Fe}/\text{H}] \gtrsim -2$ dex).

1.2.2 Cinématique des étoiles dans la Galaxie

Dans le modèle hiérarchique du Λ CDM, les galaxies se forment par une succession d'accrétions de systèmes de tailles plus petites. Lorsqu'un satellite est capturé par le potentiel gravitationnel galactique, les fortes forces de marées qu'il va subir vont le disloquer le long de son orbite. En particulier, à chaque passage péricentrique, le satellite va déposer des débris sur des orbites plus

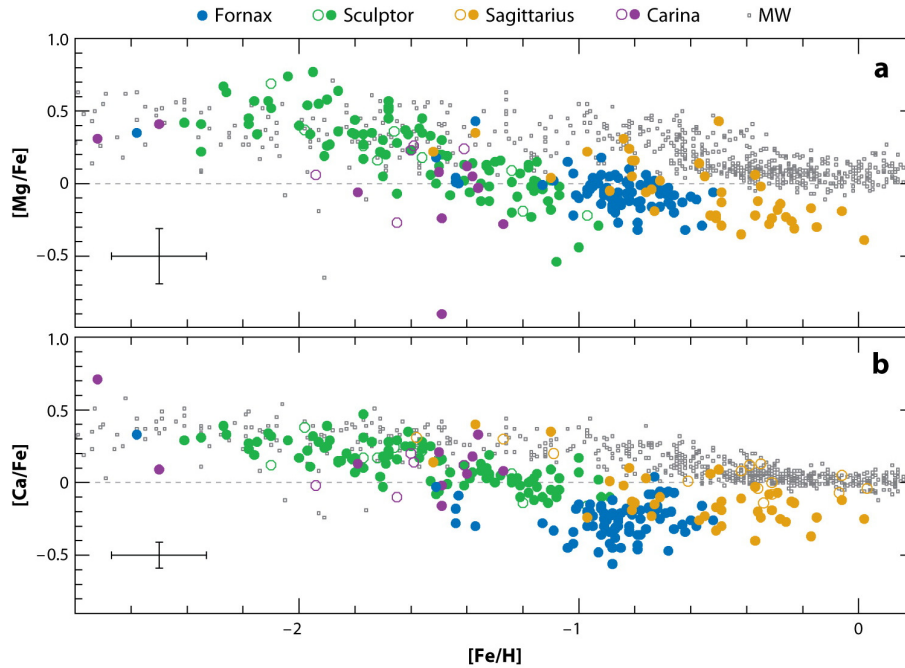


FIGURE 1.2 – Rapport de deux éléments α (haut : magnésium, bas : calcium) pour quatre galaxies naines (points colorés) et pour la Voie Lactée (carrés gris) (Source : Tolstoy et al. 2009).

basses, formant ainsi des courants d'étoiles. L'extension spatiale de ces courants va dépendre du rapport des masses des deux galaxies, et dans certains cas, ils peuvent être enroulés plusieurs fois autour de la galaxie hôte. Ils peuvent même se circulariser lorsque l'accrétion se fait avec un angle d'inclinaison inférieur à $\sim 30^\circ$ (Peñarrubia et al. 2002). Depuis la première détection d'une galaxie naine satellite en train d'être accrétée par la Voie Lactée (la galaxie naine du Sagittaire, Ibata, Gilmore, & Irwin 1994) une multitude de sous-structures ont été découvertes dans les parties les plus externes de la Galaxie que nous appelons le halo (voir la Fig. 1.3 ainsi que la revue de Klement 2010). Celles-ci ont donc montré qu'au moins une partie de la Voie Lactée a été formée hiérarchiquement.

Par ailleurs, Helmi & White (1999) ont montré que les étoiles provenant d'un satellite totalement disloqué par la Voie Lactée, pouvaient néanmoins être identifiées dans l'espace des vitesses, et en particulier en étudiant leurs moments angulaires. En effet, d'après leurs simulations numériques, 10 Gyr après l'accrétion les étoiles d'origine commune se retrouvent dispersées de façon quasi-homogène dans le halo galactique, mais continuent à avoir des propriétés cinématiques identiques. Ainsi, en étudiant uniquement la cinématique de quelques centaines d'étoiles de faible métallicité, Helmi et al. (1999) ont détecté deux courants d'étoiles issus d'un même progéniteur accrété il y a 6 à 9 Gyr (Kepley et al. 2007). Plus récemment, Sales et al. (2009) puis Di Matteo et al. (2011) ont montré que l'excentricité des orbites des étoiles accrétées pouvaient également contenir des informations contraignant l'histoire de la Galaxie.

Notons cependant, que la détermination des orbites des étoiles reste une tâche difficile. En effet, des mesures précises des vitesses radiales, des mouvements propres et des distances sont nécessaires. De plus, il est important de remarquer que l'accrétion de galaxies satellites n'est pas le seul processus à l'origine de groupes d'étoiles possédant des caractéristiques cinématiques communes. En effet, les perturbations dynamiques provoquées par les bras spiraux et la barre de la Voie Lactée (voir Sect. 1.3) peuvent aussi créer dans le voisinage solaire de tels groupes (Eggen

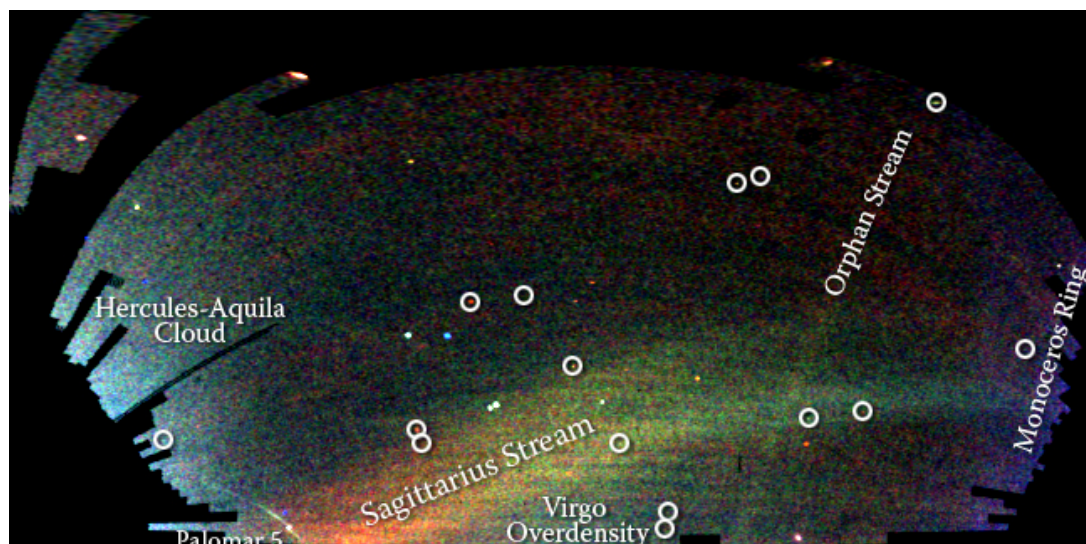


FIGURE 1.3 – Cette image obtenue par le relevé photométrique *Sloan Digital Sky Survey* est appelée le “Champ des courants” (“*Field of streams*”). La densité des étoiles du halo y est représentée, avec un code de couleur associé à la distance des cibles (plus proche en bleu et plus lointain en rouge). Les courants d’étoiles qui traversent l’image sont issus de galaxies satellites disloquées par la Voie Lactée. Les cercles indiquent la position des amas globulaires et des galaxies naines découverts par le SDSS (Source : V. Belokurov et *Sloan Digital Sky Survey*).

1996, 1998; Antoja et al. 2009), comme par exemple le courant d’Hercule (Dehnen 2000; Famaey et al. 2005; Bensby et al. 2007a). Ainsi, pour pouvoir distinguer entre une population accrétée et des étoiles formées *in situ*, une détermination précise de leurs orbites, combinée d’une mesure de leurs compositions chimiques sont nécessaires (Helmi et al. 2006b). Comme nous allons le voir dans le chapitre suivant, la mission Gaia de l’Agence Spatiale Européenne (Perryman et al. 2001), nous fournira de telles informations avec une précision inégalée.

1.3 Connaissances actuelles des structures de la Galaxie

Dans les sections précédentes nous avons vu comment les galaxies se formaient dans le cadre du Λ CDM, et quels étaient les outils utilisés par l’archéologie galactique afin de comprendre l’origine de la formation de la Voie Lactée. Dans cette section, nous allons définir les structures galactiques telles qu’elles sont connues actuellement.

Les bases de la conception actuelle des structures de la Voie Lactée ont été apportées en 1944. Au cours de la seconde guerre mondiale, Walter Baade (1944) réussit à résoudre, pour la première fois, les étoiles les plus brillantes de la galaxie d’Andromède. Baade trouve alors que ces étoiles sont des géantes rouges similaires à celles des amas globulaires de la Voie Lactée, contrairement aux étoiles bleues les plus brillantes qui sont les plus proches du Soleil. Il en conclut que les galaxies seraient principalement composées de deux populations stellaires : la “Population I” analogue aux étoiles du voisinage solaire, et la “Population II” assimilable aux étoiles des amas globulaires.

Près de quinze années plus tard, pendant la conférence du Vatican en 1957, la définition de ces deux populations stellaires a été précisée, basée sur les nombreuses mesures supplémentaires qui avaient eu lieu depuis les observations de Baade en 1944. Les études des positions, des

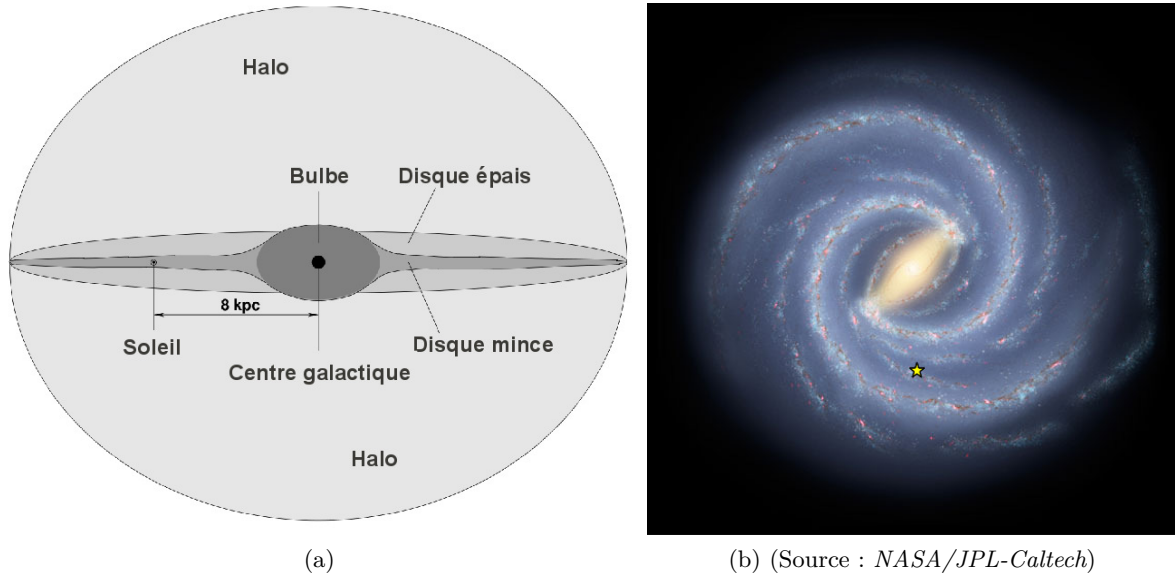


FIGURE 1.4 – Vue schématique de la Voie Lactée : (a) de profil et (b) par le pôle. Les principales structures et la position du Soleil y sont indiquées.

vitesses et des compositions chimiques des étoiles ont montré que la couleur n'était pas le seul facteur discriminant des deux populations stellaires. Ainsi, les paramètres suivants étaient également à prendre en compte :

- L'orbite, obtenue à partir des vitesses des étoiles. La Population I serait composée d'étoiles avec des orbites quasi-circulaires, contrairement à la Population II dont les mouvements des étoiles seraient fortement excentriques et/ou inclinés. De plus, la notion de dispersion de vitesse des populations a été abordée, la Population I ayant une dispersion de vitesse radiale plus faible comparée à celle de la Population II. Notons que depuis la notion de dispersion des vitesses a été généralisée à trois dimensions, et nous parlons dans ce cas d'ellipsoïde des vitesses des populations.
- La structure : à partir des observations des galaxies extérieures, il a été montré que la Population I était confinée dans un disque, tandis que la Population II formait un sphéroïde.
- La composition chimique : les mesures spectroscopiques ont montré que les étoiles de la Population I étaient riches en métaux, contrairement aux étoiles de la Population II qui en étaient déficientes.
- L'âge : la Population I était composée d'étoiles plus jeunes que 6 Gyr, contrairement à la Population II qui ne comportait que des étoiles âgées.

La découverte de sous-structures ne correspondant pas aux Populations I et II a fait évoluer nos connaissances sur la structure de la Galaxie. La vision actuelle que nous avons de la Voie Lactée est schématisée sur la Fig. 1.4. Il s'agit d'une galaxie spirale avec barre centrale (de type *SBbc* dans la classification de Hubble). Elle comporterait près de 2×10^{10} étoiles, réparties en trois sous-structures principales : le bulbe, le disque (disque mince et disque épais), et le halo.

Le halo galactique : Appelé encore sphéroïde à cause de sa morphologie, il possède un rayon $r \sim 100$ kpc (Sirko et al. 2004) et une masse stellaire de l'ordre de $10^9 M_\odot$ (Carney et al. 1990). Il est plongé dans un halo de matière noire d'environ $10^{12} M_\odot$. Les étoiles qui composent le halo galactique sont principalement âgées (13 milliards d'années), d'orbites très excentriques et possèdent une vitesse de rotation quasi-nulle autour du centre de la Galaxie (*i.e.* moment angulaire nul).

Les travaux de Bell et al. (2008) ont montré qu'un halo possédant une densité de luminosité homogène ne pouvait pas être à l'origine de la luminosité totale observée. Ainsi, près 40% de la luminosité du halo serait due à des sous-structures. Les courants d'étoiles détectés par exemple par Ibata et al. (1994); Odenkirchen et al. (2001); Belokurov et al. (2006); Chou et al. (2007) semblent indiquer qu'une partie de ces sous-structures seraient des débris de galaxies satellites accrétées, en accord avec les prédictions du Λ CDM (voir également les revues de Helmi 2008; Klement 2010).

La distribution en métallicité des étoiles du halo est très étendue, avec un pic à des valeurs bien au-dessous de la valeur solaire : la partie interne du halo aurait une métallicité moyenne de -1.6 dex, alors que les régions externes auraient plutôt $[\text{Fe}/\text{H}] \sim -2.2$ dex (Carollo et al. 2007, 2010). Notons que dans le voisinage solaire, des étoiles du halo sont observées jusqu'à des métallicités de $[\text{Fe}/\text{H}] = -5.4$ dex⁸ (Christlieb et al. 2002; Frebel et al. 2005; Beers & Christlieb 2005).

Selon les travaux récents de Carollo et al. (2007, 2010) basés sur des données du *Sloan Digital Sky Survey* (SDSS, York et al. 2000), le halo galactique se décomposerait lui-même en halo interne et externe. Le premier aurait une métallicité plus élevée que le second, et serait formé, en partie, *in situ*, comme suggéré initialement par Eggen, Lynden-Bell, & Sandage (1962) (voir Sect. 1.5). Cependant, ces découvertes sont actuellement controversées par Schönrich et al. (2011) suite à des suspicions de biais observationnels et d'erreurs de calcul (mais voir aussi la réponse de Beers et al. 2011, au point de vue de Schönrich et al.).

Le bulbe : Il s'agit de la partie centrale de la Galaxie, dominant jusqu'à 3 kpc de son centre (Bissantz & Gerhard 2002). Son observation est difficile, d'une part parce que les étoiles sont distantes, mais surtout parce que les lignes de visées en direction du bulbe sont très affectées par l'extinction interstellaire. Sa masse totale est estimée à $1.6 \times 10^{10} M_\odot$ (Gerhard 2006). Le bulbe comporte des étoiles relativement âgées, d'un âge moyen estimé à $\sim (10 \pm 2.5) \times 10^9$ années (Zoccali et al. 2003). Ces étoiles balayent des métallicités comprises entre $-0.8 \lesssim [\text{Fe}/\text{H}] \lesssim 0.3$ dex, avec une moyenne située à $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.2$ dex (Zoccali et al. 2008). De plus, leurs abondances en éléments α est élevée ($[\alpha/\text{Fe}] \approx 0.4$, Lecureur et al. 2007; Gonzalez et al. 2011), suggérant une formation rapide du bulbe, en ~ 1 Gyr (Minniti & Zoccali 2008). Enfin, la dispersion de vitesses des étoiles du bulbe est également élevée ($\sim 120 \text{ km s}^{-1}$), et est similaire à celle des étoiles du halo (Ibata & Gilmore 1995; Howard et al. 2008, 2009).

L'existence d'une barre centrale semble être confirmée photométriquement (Babusiaux & Gilmore 2005; Nishiyama et al. 2005), cinématiquement (Howard et al. 2009) et spectroscopiquement (Babusiaux et al. 2010; Hill et al. 2011). Celle-ci serait orientée de $\sim 25^\circ$ par rapport à la ligne de visée (Rattenbury et al. 2007). En particulier, Hill et al. (2011) ont montré que les étoiles de la barre centrale étaient plus riches en métaux que le reste des étoiles du bulbe, suggérant deux modes de formation différents pour ces deux composantes.

Le disque : Avec une masse de $6 \times 10^{10} M_\odot$ (Sofue, Honma, & Omodaka 2009), le disque est la composante stellaire la plus importante de la Galaxie. Il est généralement décomposé en disque

8. Une métallicité $[\text{Fe}/\text{H}] = -5.4$ dex correspond à une abondance du fer 250 000 fois plus faible que dans le Soleil.

mince et disque épais, comme suggéré pour la première fois par Gilmore & Reid (1983).

Le disque mince définit le plan galactique et comporte le Soleil à 8 kpc de son centre (voir Fig. 1.4 et Reid 1993), ainsi que la majeure partie du gaz de la Voie Lactée. Les étoiles qui le composent sont de Population I, c'est-à-dire jeunes (de quelques millions à 10 milliards d'années), de métallicité variant entre $-1 \lesssim [M/H] \lesssim 0.4$ dex, et dont le pic a une valeur solaire ($[M/H] \sim 0$ dex, Haywood 2002; Nordström et al. 2004; Ivezić et al. 2008; Casagrande et al. 2011). La formation des étoiles a lieu principalement au sein des bras spiraux (voir Fig. 1.4b).

La vitesse du *Local Standard of Rest* (LSR) est définie comme la vitesse circulaire des étoiles du disque mince à la distance⁹ du Soleil (à 8 kpc du centre). Elle vaut $V_{\text{LSR}} \approx 220 \text{ km s}^{-1}$ (Kerr & Lynden-Bell 1986). En réalité, suite aux interactions avec les bras spiraux et les nuages moléculaires géants, les étoiles sont sur des orbites perturbées, et augmentent leur dispersion de vitesse verticale (Wielen 1977; Sellwood & Binney 2002; Nordström et al. 2004; Aumer & Binney 2009). De ce fait, leurs orbites sont quasi-circulaires (eccentricité $\varepsilon \lesssim 0.1$) et possèdent également un retard par rapport au LSR (appelé *lag*) de l'ordre de $\sim 10\text{--}15 \text{ km s}^{-1}$ (Robin et al. 2003). Ce *lag* sera d'autant plus important que l'âge de l'étoile du disque mince sera élevé. Enfin, le disque mince possède une échelle de hauteur¹⁰ d'environ 300 pc, principalement due à l'augmentation de la dispersion verticale des vitesses des étoiles avec le temps. Son échelle de longueur est d'environ 3 kpc (voir par exemple : Ojha 2001; Jurić et al. 2008).

Dans la section suivante, nous allons développer les propriétés du disque épais, dont l'étude est un des buts de ce mémoire de thèse.

1.4 Le disque épais : une structure clé pour la compréhension de l'histoire de la Voie Lactée

Bien que suspectée depuis la fin des années 1970 par les travaux menés par Burstein (1979); Tsikoudi (1979) et van der Kruit & Searle (1981) sur des galaxies extérieures (voir par exemple la Fig. 1.5), l'existence du disque épais de la Voie Lactée n'a été établie qu'en 1983 par Gilmore & Reid. En effectuant un comptage d'étoiles en direction du pôle sud galactique, Gilmore & Reid ont montré qu'il existait une surabondance d'étoiles loin du plan de la Galaxie. Cet excès ne pouvait être correctement ajusté qu'en rajoutant une deuxième population : le disque épais.

La nature du disque épais demeure encore incertaine et la compréhension de son origine reste un des défis majeurs de l'astrophysique actuelle. En effet, la présence de cette structure semble être intrinsèque aux galaxies spirales (de Grijs & van der Kruit 1996; Dalcanton & Bernstein 2002; Mould 2005; Seth et al. 2005; Yoachim & Dalcanton 2006, 2008; Collins et al. 2011). De plus, comme nous allons le voir dans la section suivante, les scénarios proposés pour expliquer la formation du disque épais de la Voie Lactée sont directement liés aux processus fondamentaux ayant formé notre Galaxie.

L'archéologie galactique du disque épais nécessite d'obtenir les paramètres orbitaux des étoiles ainsi que la composition chimique de leurs atmosphères. Néanmoins, une mesure directe de leur distribution spatiale requiert des estimations précises des distances, ce qui est une étape délicate. En effet, dans le cas où les parallaxes ne sont pas disponibles, la détermination des distances implique une mesure rigoureuse des paramètres atmosphériques stellaires (température effective,

9. Voir McMillan & Binney (2010) pour une discussion quant à l'exactitude de la distance du Soleil au centre de la Galaxie et de la vitesse V_{LSR} .

10. L'échelle de hauteur (de longueur) est définie comme la distance verticale Z (radiale R) pour laquelle la densité d'une population a diminué d'un facteur $1/e \approx 0.37$ par rapport à la densité à $Z=0$ ($R=0$), voir Chap. 8.7.

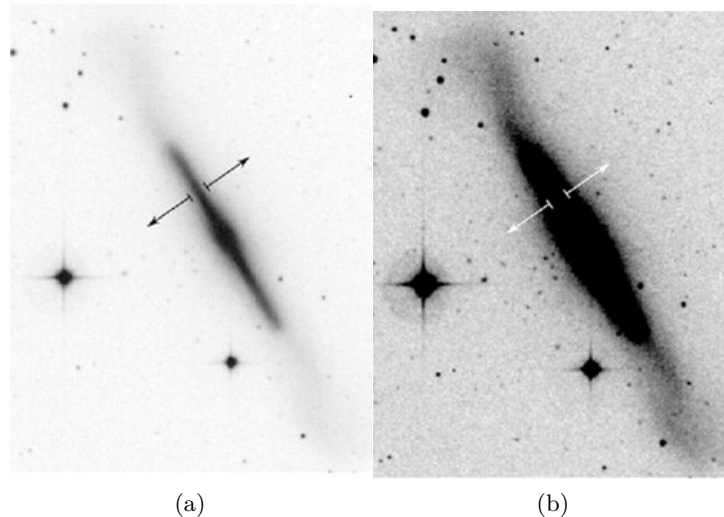


FIGURE 1.5 – La galaxie NGC 4762 (Source : Freeman & Bland-Hawthorn 2002). **(a)** : Le disque mince et le bulbe (au centre) sont identifiables. **(b)** : En sondant des magnitudes plus profondes, l'image de la même galaxie met en évidence l'existence d'un disque épais. Les flèches représentent la hauteur à partir de laquelle le disque épais devient plus brillant que le disque mince (Tsikoudi 1979).

gravité de surface, métallicité). Ainsi, la plupart des relevés spectroscopiques du disque épais se sont limités soit à une étude dans le voisinage solaire (dans un rayon de 500 pc) soit à une étude comportant peu de cibles. Par ailleurs, les sondages photométriques tels que le SDSS (York et al. 2000), explorent des volumes plus importants et contiennent des milliers d'étoiles (Jurić et al. 2008), mais souffrent d'un manque de précision sur les paramètres obtenus.

Ces difficultés impliquent que les résultats trouvés dans la littérature concernant le disque épais présentent une large dispersion (voir Table 1.1). Les différences vont varier en fonction du mode d'observations et de la façon avec laquelle les cibles ont été sélectionnées. Néanmoins, les relevés déjà menés jusqu'à présent semblent indiquer que :

- Le disque épais comporte des étoiles âgées entre 9 et 12 Gyr (Edvardsson et al. 1993; Freeman & Bland-Hawthorn 2002; Nordström et al. 2004; Bensby et al. 2005; Reddy et al. 2006; Bensby et al. 2007b; Fuhrmann 2008)
- La métallicité moyenne du disque épais est intermédiaire à celle du halo et du disque mince, avec $[M/H] \sim -0.5$ dex (voir Table 1.1). Néanmoins, les études spectroscopiques dans le voisinage solaire ont montré le disque épais pouvait comporter des étoiles avec $-2 \lesssim [M/H] \lesssim 0$ dex (Bensby et al. 2007b; Reddy & Lambert 2008)
- Pour une métallicité donnée, les étoiles du disque épais ont un rapport $[\alpha/Fe]$ plus élevé que celles du disque mince (Edvardsson et al. 1993; Bensby et al. 2005; Reddy et al. 2006; Fuhrmann 2008; Navarro et al. 2011; Ruchti et al. 2011), suggérant ainsi une formation plus rapide des étoiles du disque épais.
- Cinématiquement, les étoiles du disque épais ont des vitesses de rotation orbitale autour du centre galactique qui sont plus faibles que celles du disque mince, et avec des dispersions de vitesses qui sont approximativement deux fois plus importantes. Le retard par rapport au LSR (lag) qui est mesuré vaut entre 30 et 90 km s^{-1} (Freeman 1987; Edvardsson et al. 1993; Chiba & Beers 2000; Nordström et al. 2004; Alcobé & Cubarsi 2005; Vallenari et al. 2006; Girard et al. 2006; Veltz et al. 2008).

- L'échelle de hauteur h_Z du disque épais est d'environ 1000 pc (voir Table 1.1), soit trois fois plus grande que celle du disque mince. Néanmoins, la dispersion des valeurs trouvées dans la littérature est importante, variant de 510 pc (Carollo et al. 2010) à ~ 1500 pc (Reid & Majewski 1993).
- L'échelle de longueur h_R vaut approximativement 3.5 kpc (voir Table 1.1), et elle est du même ordre de grandeur que celle du disque mince. Nous pouvons remarquer à partir de la Table 1.1, qu'une fois de plus les valeurs trouvées dans la littérature montrent une grande dispersion, variant de ~ 2.5 kpc (Vallenari et al. 2006; Carollo et al. 2010) à ~ 4.5 kpc (Chiba & Beers 2000). Notons également l'étude récente de Bensby et al. (2011) qui estime $h_R \sim 2$ kpc, environ deux fois plus petit que l'échelle de longueur du disque mince qu'ils mesurent (voir Chap. 8.7).
- La densité, ρ_0 , d'étoiles du disque épais dans le voisinage solaire est faible, de l'ordre de 5–10%. Les valeurs les plus petites trouvées dans la littérature correspondent généralement aux échelles de hauteurs les plus grandes, et inversement (Arnadottir et al. 2009).

La structure verticale du disque épais est encore moins bien contrainte que les paramètres mentionnés ci-dessus. En effet, son étude est difficile de part le fait que de larges échantillons d'étoiles sont nécessaires (plusieurs centaines de cibles), sondant des distances au-dessus du plan équivalentes à trois ou quatre fois l'échelle de hauteur du disque épais.

Ainsi, les recherches menées ont montré des résultats souvent contradictoires concernant l'existence de gradients verticaux dans le disque épais. Plus précisément, Ojha et al. (1994); Robin et al. (1996); Soubiran et al. (2003) et Vallenari et al. (2006) ne détectent aucun gradient vertical du *lag*, tandis que des valeurs variant de -18 à -30 km s $^{-1}$ kpc $^{-1}$ ont été mesurées par Chiba & Beers (2000); Allende Prieto et al. (2006); Girard et al. (2006); Ivezić et al. (2008) et Lee et al. (2011).

La même incertitude concerne les gradients verticaux en métallicité : aucune tendance n'est trouvée chez Gilmore & Wyse (1985); Carney et al. (1989); Reid & Majewski (1993); Gilmore et al. (1995); Robin et al. (1996); Chiba & Beers (2000), mais des valeurs allant jusqu'à -0.1 ou -0.2 dex kpc $^{-1}$ ont été mesurées chez Buser et al. (1998); Ivezić et al. (2008); Katz et al. (2011); Ruchti et al. (2011) et Lee et al. (2011).

1.5 Modèles de formation du disque épais

Le premier modèle à avoir été mis en place pour expliquer la formation de la Voie Lactée et les propriétés des Populations I et II, a été proposé par Eggen, Lynden-Bell, & Sandage (1962). Dans ce scénario, les galaxies se forment à partir de l'effondrement d'un nuage primitif de gaz possédant une métallicité primordiale, et une vitesse de rotation non nulle. Les premières étoiles formées seraient donc pauvres en métaux et conserveraient les propriétés cinématiques du gaz au moment de la formation¹¹. Avec la contraction du gaz, la vitesse de rotation du nuage deviendrait plus importante par conservation du moment angulaire et se concentrerait en un disque mince. Parallèlement, sa métallicité augmenterait, suite aux explosions des supernovae des générations successives d'étoiles. D'après Eggen, Lynden-Bell, & Sandage (1962), l'effondrement du nuage protogalactique aurait dû se produire rapidement, excluant de ce fait des gradients verticaux de

11. Par analogie aux Populations I et II, la Population III a été définie comme la première génération d'étoiles dans l'Univers, ne possédant pas ou très peu de métaux.

TABLE 1.1 – Liste non exhaustive des paramètres mesurés pour le disque épais

Référence	h_R (kpc)	h_Z (pc)	ρ_0	V_{lag} (km s ⁻¹)	[M/H] (dex)
Gilmore & Reid (1983)	–	1350	2%	–	–
Reid & Majewski (1993)	–	1500	2%	–	–
Soubiran (1994)	–	700	6%	–52	–
Robin et al. (1996)	2.8	760	5.6%	–	–0.7
Spagna et al. (1996)	–	1137	4%	–81	–
Buser et al. (1999)	3.0	910	6%	–	–0.63
Chiba & Beers (2000)	4.5	–	–	–20	–0.65
Ojha (2001)	3.7	860	3.5%	–	–
Soubiran et al. (2003)	–	–	15%	–51	–0.48
Alcobé & Cubarsi (2005)	–	–	–	–51	–
Vallenari et al. (2006)	2.5	900	–	–42	–
Allende Prieto et al. (2006)	–	–	–	–44	–0.70
Girard et al. (2006)	–	783	8%	–91	–
Robin et al. (2007)	–	1200	1.15 %	–	–
Jurić et al. (2008)	3.6	900	12%	–	–
Fuhrmann (2008)	–	–	20%	–	–
Veltz et al. (2008)	–	1048	–	–33	–
Carollo et al. (2010)	2.2	510	–	–38	–
de Jong et al. (2010)	4.1	750	15%	–	–
Lee et al. (2011)	–	–	–	–40	–0.6
Kordopatis et al. (2011b)	3.4	694	<18%	–53	–0.45

Notes. h_R et h_Z désignent les échelles de longueur et de hauteur du disque épais. Le terme ρ_0 (4^e colonne) est égal à la proportion des étoiles du disque épais par rapport au disque mince dans le voisinage solaire. V_{lag} représente le retard des étoiles par rapport au LSR, et [M/H] est la métallicité moyenne des étoiles dans le disque épais. Lorsque des études supposaient des gradients verticaux dans leur disque épais, la valeur moyenne des paramètres a été prise. La valeur V_{lag} de Kordopatis et al. (2011b) a été calculée en coordonnées cylindriques (voir Chap. 8).

métallicité.

En 1978, Searle & Zinn ont découvert que les métallicités moyennes des amas globulaires présentaient de larges différences, et donc qu'ils ne pouvaient pas avoir été formés à partir du même nuage protogalactique. Ainsi, Searle & Zinn (1978) ont proposé que le halo était formé à partir de plusieurs nuages fragmentés, chacun ayant suivi un enrichissement différent en métaux. Cette approche rappelle ainsi la formation hiérarchique des galaxies.

La découverte du disque épais de la Voie Lactée en 1983, a obligé les théoriciens à inclure un processus ou un épisode supplémentaire dans l'histoire de la formation de la Galaxie. De nos jours, les modèles les plus répandus pour la formation du disque épais sont :

Formation par accrétion directe d'une galaxie satellite Selon cette hypothèse le disque épais se forme par l'accrétion d'un satellite déposant ses étoiles sur des orbites coplanaires (Abadi et al. 2003). Un tel scénario suppose donc que les étoiles du disque épais sont d'origine extragalactique. Ainsi, la cinématique et la métallicité du disque épais devraient dépendre uniquement de l'inclinaison de l'accrétion et de la métallicité du satellite, et être indépendantes des valeurs trouvées pour le disque mince. La découverte dans des galaxies extérieures de disques épais possédant un mouvement de rotation rétrograde (Yoachim & Dalcanton 2008) semble privilégier ce mécanisme. Cependant, la métallicité observée du disque épais de la Voie Lactée ($[M/H] \approx -0.5$ dex, voir Table 1.1), impose des contraintes sur la masse de la galaxie satellite accrétée. En effet, pour pouvoir s'enrichir à ce niveau en près de 2–3 Gyr, il aurait fallu que le système accrété soit plus massif que le grand nuage de Magellan (Wyse 2008). La survie du disque mince préexistant à une telle accrétion serait alors compromise (Purcell et al. 2009).

Formation par accrétion d'un satellite riche en gaz Ce scénario rejoint en partie les modèles de Eggen, Lynden-Bell, & Sandage (1962) et Searle & Zinn (1978). Contrairement au modèle de Abadi et al. (2003) où le satellite dépose ses étoiles déjà formées, ici le satellite dépose son gaz. Les étoiles du disque épais se forment alors *in situ* suite à l'effondrement progressif du gaz accrété (Brook et al. 2004, 2005, 2007).

Formation par chauffage dynamique du disque mince Ce modèle suppose l'accrétion d'un satellite de masse relativement faible afin de ne pas détruire le disque mince préexistant, mais suffisamment massif pour pouvoir le réchauffer dynamiquement, par transfert d'énergie et de moments. Les valeurs communément admises pour la masse du satellite sont 10 à 20% celle du disque préexistant (Quinn et al. 1993; Villalobos & Helmi 2008; Kazantzidis et al. 2008). Dans ce scénario, la majorité des étoiles du disque épais se sont formées *in situ*, et le pourcentage d'étoiles accrétées est faible. Cependant, en fonction des conditions initiales d'accrétions, des sous-structures devraient être encore visibles (Sales et al. 2009; Di Matteo et al. 2011). La détection par Gilmore et al. (2002), puis par Wyse et al. (2006), d'une population d'étoiles possédant une cinématique intermédiaire entre le disque épais et le halo semblerait privilégier un tel scénario.

Comme le montre la Fig. 1.6, l'inclinaison avec laquelle les accrétions se produisent va modifier la morphologie finale du disque épais. Ainsi, des échelles de hauteur et de longueur différentes, combinées à des gradients verticaux plus ou moins importants sont attendus en fonction l'angle d'impact du système (Villalobos & Helmi 2008; Di Matteo et al. 2011; Qu et al. 2011).

Enfin, notons que ce scénario provoque généralement un gauchissement (*warp*) du disque mince, aux régions externes. En effet, les parties les moins denses de la Galaxie ayant une force de rappel plus faible, seront perturbées gravitationnellement par le passage du satellite et donc, réchauffées d'avantage. Le gauchissement du disque stellaire a peut être été détecté tout

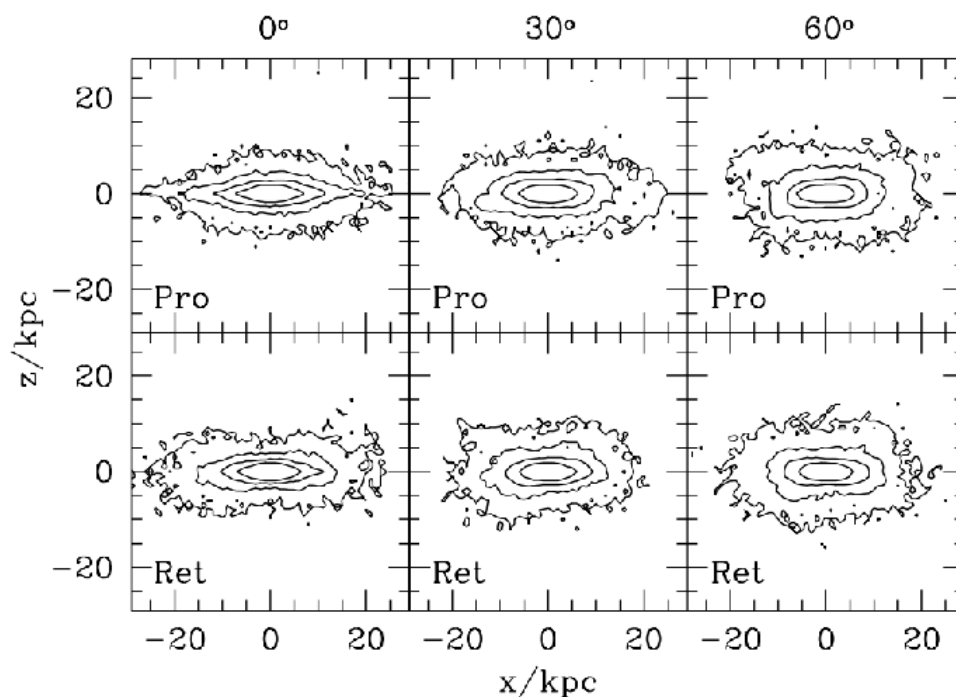


FIGURE 1.6 – Effet du changement de l’angle d’inclinaison de la fusion mineure sur la structure finale du disque épais. Les figures du haut représentent des fusions progrades et les figures du bas des fusions rétrogrades (Source : Villalobos & Helmi 2008).

récemment par Mateu et al. (2011, en préparation), en analysant des étoiles RR Lyrae sondant des rayons galactocentriques $R \sim 20$ kpc.

Formation par des mécanismes internes Cette catégorie de scénarios ne fait pas appel à des processus externes pour former le disque épais. Ce dernier serait donc de nature identique au disque mince.

Bournaud et al. (2009) proposent que le disque épais se serait formé tôt et rapidement dans l’histoire de la Galaxie (en moins de 10^9 années), suite à la dispersion d’étoiles et de gaz par les inhomogénéités présentes dans le disque mince initial. Le disque épais alors formé posséderait une échelle de hauteur constante en fonction du rayon, contrairement aux scénarios de fusions mineures qui provoquent un gauchissement. Cette hypothèse semble être validée par l’observation des disques épais de galaxies dans le *Hubble Ultra Deep Field*, à haut redshift, par Elmegreen & Elmegreen (2006).

Une autre approche fait appel au principe de mélange radial du disque mince (Sellwood & Binney 2002; Haywood 2008; Roškar et al. 2008; Schönrich & Binney 2009a,b; Minchev & Famaey 2010; Loebman et al. 2011). Le processus de migration implique que des étoiles qui se sont formées à des rayons galactiques lointains du rayon orbital du Soleil, peuvent se retrouver dans le voisinage solaire suite à principalement deux processus : des résonances de corotation avec les bras spiraux (processus de *churning*) et des diffusions des orbites, par exemple par des nuages moléculaires géants (processus de *blurring*, ou brouillage). D’une part, le *blurring* permet de conserver le même moment angulaire, tout en changeant l’excentricité des étoiles. D’autre part, le *churning* provoque un changement du moment angulaire des étoiles tout en gardant des orbites circulaires. L’absence de relation âge-métallicité dans le disque mince du voisinage solaire (Haywood 2002; Nordström et al. 2004; Bensby et al. 2007b; Casagrande et al. 2011) semble

confirmer l'existence, du moins partielle de tels phénomènes dans la Voie Lactée. Ainsi, dans ce scénario, le disque épais de la Voie Lactée ne serait formé que d'étoiles du disque mince qui auraient eu des orbites perturbées par ces deux processus.

Notons que ce modèle arrive à expliquer l'abondance en éléments α des étoiles du "disque épais" par une migration des étoiles provenant du bulbe galactique (Schönrich & Binney 2009b). En effet, comme nous l'avons vu dans la Sect. 1.3, le bulbe contient (entres autres) des étoiles enrichies en éléments α et dont la métallicité peut correspondre à celle du disque épais. De plus, la dispersion de vitesses des étoiles est plus élevée dans le bulbe comparée à celle du disque mince. Ainsi, une migration des étoiles du bulbe vers les régions externes de la Galaxie, où le potentiel gravitationnel est plus faible, leur permettrait également d'atteindre des distances plus importantes au-dessus du plan, du même ordre de grandeur que l'échelle de hauteur du disque épais.

1.6 Les grands relevés spectroscopiques

Afin de pouvoir distinguer parmi les différents scénarios de formation du disque épais (ou des autres structures de la Voie Lactée en général), il est tout d'abord nécessaire d'avoir un échantillon d'étoiles statistiquement significatif, représentant au minimum plusieurs centaines de cibles. Cette condition permettra ainsi de minimiser les effets de biais de sélection des étoiles. De plus, des données de qualité suffisamment élevée sont également nécessaires afin de pouvoir effectuer des travaux d'archéologie galactique. En effet, si la parallaxe des cibles n'est pas disponible, l'obtention des distances requiert une bonne détermination des paramètres atmosphériques des étoiles. Indépendamment des distances, des précisions de 0.2 dex sur les métallicités sont également nécessaires afin de pouvoir séparer les principales populations galactiques.

L'avènement de la spectroscopie multifibre (MOS) telle que FLAMES-GIRAFFE (Pasquini et al. 2002, voir Chap. 3.1.3), ainsi que des grands télescopes comme le VLT (*Very Large Telescope*) ou le AAT (*Anglo-Australian Telescope*), ont permis durant ces dix dernières années de réaliser des progrès significatifs dans le domaine du nombre de cibles observées et de la qualité des spectres obtenus (résolution spectrale et/ou rapport signal sur bruit). En effet, la combinaison de tels instruments permet d'obtenir plusieurs centaines de spectres d'étoiles de faible magnitude en quelques heures d'exposition uniquement. À titre d'exemple, et afin d'illustrer la croissance exponentielle des données disponibles, notons qu'en 2001 près de 4×10^4 spectres étaient disponibles sur la base de données CDS¹². En 2011 ce nombre a atteint près de 10^6 et d'ici 2021, il est prévu d'avoir plusieurs centaines de millions de spectres.

Parmi les grands projets effectuant des relevés d'étoiles ayant pour but l'archéologie galactique (voir Table 1.2), citons :

- **RAVE** (*Radial Velocity Experiment*, Steinmetz et al. 2006; Zwitter et al. 2008; Siebert et al. 2011) : Il s'agit d'un relevé dont le but est de mesurer les vitesses radiales, métallicités et abondances de près d'un million d'étoiles du ciel austral, en utilisant le UK Schmidt Telescope de 1.2m de l'observatoire Anglo-Australien (AAO). Le troisième *data release*, publié en juin 2011 contient les vitesses radiales de 77 461 étoiles, ainsi que les paramètres atmosphériques de 39 833 d'entre elles.
- **SEGUE** (*Sloan Extension for Galactic Understanding and Exploration*, Yanny et al. 2009), et son extension **SEGUE-2** (Rockosi et al. 2009) ont eu comme but d'observer, à eux

12. <http://cds.u-strasbg.fr/>

TABLE 1.2 – Principaux sondages spectroscopiques stellaires

Projet	MOS	λ (nm)	$R = \lambda/\Delta\lambda$	Télescope	N cibles	mag. limite
RAVE	150	841-880	7 500	1.2m UK Schmidt	10^6	$9 < I < 12$
SEGUE & SEGUE-2	640	385-920	2 000	2.5 APO	2.4×10^5	$14 < g < 20$
LAMOST	4000	370-900	2 000	4m Xinglong Schmidt	2.5×10^6	$17 < g < 20$
HERMES ⁽¹⁾	400	375-950	28 000	3.9m AAT	1.2×10^6	$V < 15$
Gaia-ESO	130			8m UT2, VLT	10^5	$14.5 < V < 19.5$
4MOST ⁽²⁾	1500	420-900	3 000 - 5 000	VLT	$> 7 \times 10^6$	
Gaia ⁽³⁾	–	847-874	7 000 - 11 500	spatial	10^8	$V < 17$
APOGEE	300	1600	20 000	2.5 APO	10^5	$H < 13$

Notes. Les colonnes représentent le nom du projet, le nombre de cibles observables par exposition, le domaine de longueurs d'onde pour lesquelles les spectres sont obtenus, la résolution spectrale, le télescope utilisé, le nombre total de cibles observées en fin de mission et les magnitudes limites d'observation. (1) : HERMES va commencer les observations courant 2013. (2) : 4MOST n'est pour l'instant qu'un projet dont la possible réalisation ne pourra commencer qu'en 2013. (3) : La magnitude limite $V=17$ pour Gaia concerne les cibles qui seront observées spectroscopiquement.

deux, plus de 350 000 étoiles, à une résolution $R \sim 2\,000$.

- **APOGEE** (*Apache Point Observatory Galactic Evolution Experiment*, Schiavon & Majewski 2010). Ce projet a commencé en 2011, sur le télescope de 2.5m du Sloan, à l'observatoire Apache Point au Nouveau-Mexique. Il va obtenir les spectres dans l'infra-rouge de près de 10^5 étoiles géantes, observées principalement vers des basses latitudes galactiques, en direction des régions internes de la Voie Lactée (là où les longueurs d'onde du visible sont absorbées par les gaz et les poussières interstellaires).
- **LAMOST** (*Large sky Area Multi-Object fiber Spectroscopic Telescope*) est un télescope de 4m, ayant un champ de vision de 5° , pouvant observer jusqu'à 4000 objets simultanément, à une résolution proche de SEGUE ($R \sim 2\,000$). Son fonctionnement est prévu pour 2012.
- **Gaia** (Perryman et al. 2001) : le satellite de l'agence spatiale européenne sera lancé en 2013 et aura pour but d'obtenir les positions, les distances, les mouvements propres et des données spectro-photométriques pour tout objet du ciel plus brillant que la magnitude $V \sim 20$. De plus, pour les objets les plus brillants ($V \leq 17$), des spectres à moyenne résolution ($R \sim 11\,500$ ou $R \sim 7\,000$, en fonction de la magnitude) seront également obtenus. En quantité d'étoiles, Gaia observera près de 1% des étoiles de la Voie Lactée, avec des retombées scientifiques sur tous les domaines de l'astrophysique. Nous allons décrire cette mission en détails dans le chapitre suivant. La contribution de ce mémoire de thèse à l'analyse des données que Gaia obtiendra sera également développée dans les chapitres suivants.
- **Gaia-ESO survey** (P.I. : G. Gilmore) : relevé spectroscopique de 300 nuits réparties sur 5 ans, sur le spectrographe multifibre FLAMES/GIRAFFE-UVES du VLT. Ce sondage de plus de 10^5 étoiles débutera le 1er janvier 2012 et couvrira l'ensemble des composantes de la Voie Lactée (halo, bulbe, disque mince, disque épais, amas globulaires). De ce fait, il permettra pour la première fois une analyse homogène de la cinématique et de la chimie de toutes les structures principales de la Galaxie. Comme son nom l'indique, le Gaia-ESO

survey est également un accompagnement au sol de la mission Gaia. En effet, rappelons que Gaia ne fournira pas les vitesses radiales ni les métallicités des cibles dont la magnitude est supérieure à $V \sim 17$, mais que son astrométrie sera d'une grande précision jusqu'à $V \sim 20$ (voir Chap. 2). Ainsi, les spectres à haute résolution qui seront obtenus par le Gaia-ESO survey vont permettre de mesurer la vitesse radiale et les abondances chimiques des cibles jusqu'à une magnitude $V \sim 19$. Complétées par les positions et les mouvements propres de Gaia, ces données vont alors permettre de déterminer avec une très grande précision les orbites des étoiles de faible magnitude. Des groupes stellaires d'origine commune vont alors pouvoir être détectés et permettre d'améliorer notre compréhension de la formation de la Voie Lactée.

Il est évident que la quantité importante de données qui s'accumule nécessite la mise en place de méthodes et d'algorithmes de traitement automatiques. En particulier, l'importance capitale de la mission Gaia pour la communauté scientifique européenne, a déjà mobilisé des équipes de chercheurs autour de cette problématique. Un consortium a été mis en place (appelé DPAC pour *Gaia Data Processing and Analysis Consortium*) dont un des buts est de développer et d'optimiser les outils permettant d'extraire et d'analyser les données de la mission. En anticipant sur les chapitres suivants, notons qu'au sein de ce consortium, un groupe de travail appelé le GSP-Spec (*Generalised Stellar Parametriser-Spectra*), traite l'analyse des spectres de Gaia. Plus précisément, GSP-Spec est responsable de mettre en place des méthodes automatiques de paramétrisation des spectres stellaires afin d'obtenir avec la meilleure précision les paramètres atmosphériques des étoiles (température effective, gravité de surface, métallicité globale). Une partie des travaux qui seront développés au cours de ce mémoire de thèse se situeront dans ce cadre-là.

1.7 Objectifs de ce mémoire de thèse

Les travaux menés au cours de cette thèse ont comme buts :

1. Apporter des contraintes concernant la formation du disque épais de la Voie Lactée. Ceci va se faire en étudiant automatiquement des spectres à moyenne résolution d'un grand échantillon d'étoiles sondant des régions en dehors du voisinage solaire. En effet, ce type de données est relativement rare pour l'instant, et définir les propriétés du disque épais loin du Soleil, où les modèles de formation diffèrent le plus, est d'une importance capitale. En particulier, la recherche de gradients verticaux ou de discontinuités entre les différentes composantes galactiques, ainsi que la présence de sous-structures dans le disque épais vont alors permettre de privilégier certains scénarios plutôt que d'autres.
2. Développer et tester sur des données réelles les outils nécessaires à la communauté scientifique (DPAC et GSP-Spec) pour traiter automatiquement des spectres stellaires dans un domaine de longueurs d'onde et une résolution spectrale similaires à ceux de Gaia ($\lambda \sim 8500 \text{ \AA}$, $R \sim 7\,000$). En particulier, deux méthodes de paramétrisation automatique, l'algorithme MATISSE (Recio-Blanco et al. 2006) et la méthode DEGAS (Bijaoui et al. 2010), vont être étudiés, et une approche hybride, combinant les deux méthodes sera présentée.

Les objectifs, les spécificités et l'organisation du consortium de traitement et d'analyse des données de la mission Gaia vont être présentés dans le Chap. 2. Ce chapitre, va également permettre de mieux comprendre la place qu'occupe cette thèse au sein du groupe de travail du GSP-Spec.

Les données observationnelles sur lesquelles repose la majeure partie de ce mémoire, seront présentées au Chap. 3. En particulier, nous justifierons le choix des cibles (689 étoiles de type spectral FGK) et de la ligne de visée ($l \sim 277^\circ, b \sim 47^\circ$), afin de contraindre les modèles de formation du disque épais. Également, l'échantillonnage des spectres ($R = 6\,500$, taille du pixel : 0.4 \AA) et le domaine de longueurs d'onde ($8400 \leq \lambda \leq 8810 \text{ \AA}$) qui ont été choisis, seront présentés. Il s'agira de la configuration des spectres qui sera admise tout au long de ce mémoire.

Aux chapitres 4 et 5 nous allons présenter les deux méthodes de paramétrisation automatique, MATISSE et DEGAS, ainsi que la grille de spectres synthétiques sur laquelle repose l'apprentissage de ces deux algorithmes. Au Chap. 6, MATISSE et DEGAS vont être testés sur des données de référence (spectres synthétiques et spectres observés), puis en fonction de leurs performances, une méthode hybride combinant de façon optimale les deux approches sera mise en place. Celle-ci représente la procédure finale proposée au GSP-Spec pour paramétrer les spectres dans le domaine de longueurs d'onde du spectrographe de Gaia, à la résolution $R \sim 6\,500$.

La détermination des distances stellaires en fonction des paramètres atmosphériques sera explicitement testée au Chap. 7. À partir de ces distances, nous allons également montrer comment sont calculées les vitesses galactocentriques et les orbites des étoiles.

La mise en place de tous ces outils nécessaires à l'archéologie galactique vont permettre d'analyser notre échantillon d'étoiles. Les résultats de cette analyse font partie du Chap. 8. Dans ce chapitre, la structure verticale de la Galaxie loin du voisinage solaire sera étudiée, en caractérisant les propriétés observées du disque mince, disque épais et halo. En particulier, notre attention va être portée à la région de transition entre le disque mince et le disque épais, puis nous allons confronter aux modèles de formation les résultats obtenus pour notre échantillon. Nous allons montrer qu'un disque épais formé principalement par des processus de migrations radiales, ou par accréation d'un satellite massif déposant ses étoiles en orbites coplanaires, ne peuvent pas expliquer les résultats obtenus par notre étude.

Enfin, au Chap. 9 nous présenterons les résultats d'un sondage supplémentaire qui a été obtenu pour des étoiles se trouvant proches du plan galactique. De plus, des résultats préliminaires concernant l'étude d'étoiles d'avant-plan de relevés en direction de la galaxie naine du Sculpteur seront présentés.

Le mémoire finira avec le Chap. 10 dans lequel les résultats trouvés seront récapitulés, et présentera les perspectives des travaux qui ont été menés.

La mission Gaia

Sommaire

2.1	Gaia : la première mission spatiale astrométrique et spectroscopique .	21
2.2	Le domaine spectral du triplet du calcium	25
2.3	Les retombées scientifiques de Gaia	28
2.4	Le consortium de traitement et d'analyse des données	30

Gaia¹ est une mission astrométrique de l'Agence Spatiale Européenne (ESA) dont l'objectif principal est l'étude de la Voie Lactée (Perryman et al. 2001). Pendant les cinq années d'opération (2013 – 2018), le satellite obtiendra des mesures de positions, de distances, de flux et de mouvements propres d'environ un milliard d'étoiles de magnitude inférieure à 20. De plus, pour les cibles les plus brillantes ($V \leq 17$), des spectres moyenne résolution seront également obtenus, permettant (entre autres) de compléter les mouvements propres par la vitesse radiale. Les données obtenues en fin de mission concerneront près de 1% de la population stellaire de la Galaxie, et formeront alors une cartographie tridimensionnelle dynamique de la Voie Lactée. Le nombre de cibles et la précision astrométrique que Gaia obtiendra en font une mission unique en son genre, avec une portée jamais égalée jusqu'à présent.

Dans ce chapitre nous allons présenter dans un premier temps les spécificités techniques de Gaia, telles que les instruments à bord du satellite et la stratégie d'observations (Sect. 2.1). En particulier, sera présenté le domaine de longueurs d'onde du triplet du calcium, dans lequel la mission obtiendra les spectres (Sect. 2.2). Après avoir résumé les retombées scientifiques de Gaia dans les divers domaines de l'astrophysique (Sect. 2.3), nous allons nous concentrer en dernière partie (Sect. 2.4), sur l'aspect organisationnel de la mission. La structure du consortium de traitement et d'analyse des données (DPAC) sera décrite, et notre attention sera plus particulièrement portée sur le groupe de travail qui concerne l'analyse des données stellaires spectroscopiques, le GSP-spec, dans lequel s'inscrit une partie de ce mémoire de thèse.

2.1 Gaia : la première mission spatiale astrométrique et spectroscopique

Sélectionné comme pierre angulaire de l'ESA en 2000, le projet Gaia est actuellement sous la maîtrise d'oeuvre d'EADS Astrium. Le lancement du satellite est prévu depuis la base de Kourou par un lanceur Soyuz-Fregat en juin 2013. La mission est conçue pour une durée de cinq ans, avec une prolongation possible d'une année.

Placée sur une orbite Lissajous autour du deuxième point de Lagrange L2, situé à environ 1.5 million de kilomètres de la Terre, Gaia sondera de façon continue le ciel. La loi de balayage

1. Initialement Gaia était l'acronyme de *Global Astrometric Interferometer for Astrophysics*. Avec l'évolution du projet, l'approche interférométrique de cette mission a été abandonnée. Le nom de la mission est toutefois resté le même (Lindegren & Perryman 1996).

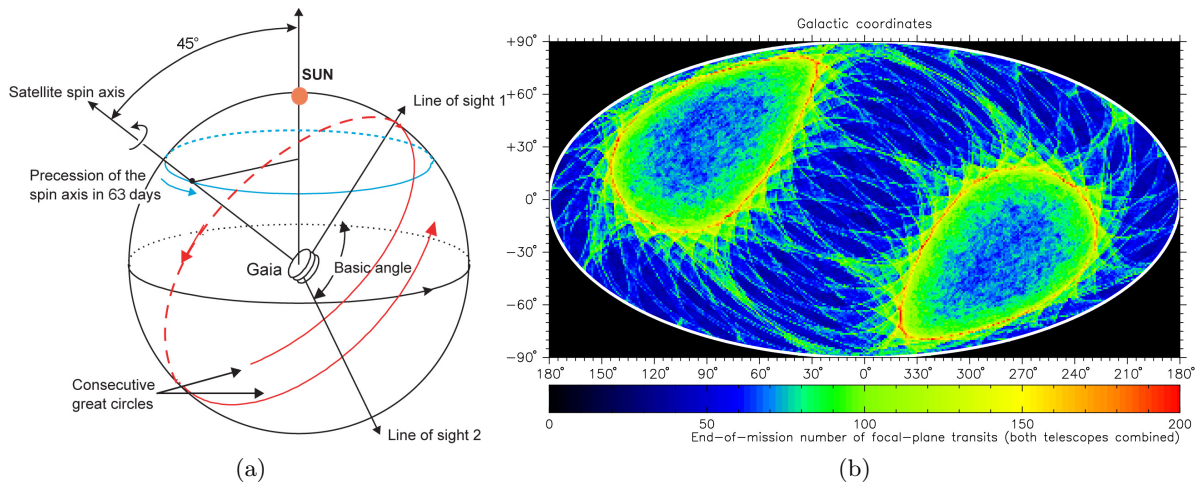


FIGURE 2.1 – **(a)** : Loi de balayage du ciel du satellite Gaia. Le satellite tourne sur lui-même à la vitesse de 60 arcsec s^{-1} , soit un tour en 6 heures. L'axe de rotation est animé d'un lent mouvement de précession et fait un tour autour de la direction du Soleil en 63 jours, tout en restant toujours à 45° de celui-ci. **(b)** : Le nombre d'observations de chaque région du ciel (en coordonnées galactiques) en fin de mission. (source : *ESA*)

dont sera animé le satellite (Fig. 2.1a) a été définie de telle sorte que l'angle entre le Soleil et l'axe de rotation du satellite soit maximal (pour optimiser la précision astrométrique) et que la couverture du ciel soit la plus uniforme possible (pour observer avec la même précision les étoiles dans toutes les directions). Pour cela, le balayage quasi-homogène et répétitif de la voûte céleste sera assuré par une rotation lente du satellite de 60 arcsec s^{-1} autour d'un axe possédant une précession d'environ 63 jours (Prusti 2011). La Fig. 2.1b présente, en coordonnées galactiques, les prédictions concernant le nombre de balayages effectués en fin de mission dans chaque région du ciel. Nous pouvons voir que chaque zone sera observée en moyenne 80 fois, et que les régions les plus sondées (en couleurs claires) correspondent aux coordonnées situées à haute latitude écliptique.

Reposant sur l'expertise acquise suite à la première mission astrométrique spatiale Hipparcos (Perryman et al. 1997), Gaia va effectuer de l'astrométrie globale, en observant simultanément en direction de deux lignes de visées, séparées de 106.5° (voir Fig. 2.1a). La charge utile du satellite comporte donc deux télescopes (associés aux deux champs,) dont les miroirs primaires mesurent chacun $1.45 \times 0.5 \text{ m}^2$ et dont leur distance focale est de 35 m. Au total, l'ensemble du système optique est composé de dix miroirs, dont deux en commun aux deux lignes de visées (Charvet 2011). Ces deux miroirs, appelés M5 et M6 (Fig. 2.2), renvoient l'image des deux champs recombinés vers un seul plan focal de $104 \times 42 \text{ cm}^2$, formé d'une mosaïque de 106 capteurs CCD.

La Fig. 2.2 montre le chemin optique depuis la recombinaison des faisceaux provenant des miroirs M4 et M'4, jusqu'au plan focal. Nous pouvons voir qu'en plus du champ principal qui assure les mesures astrométriques, la lumière des objets observés traverse également deux spectro-photomètres (appelés BP et RP), ainsi que le spectrographe RVS (*Radial Velocity Spectrometer*). Les spectro-photomètres sont constitués de deux prismes à faible résolution, dispersant la lumière sur 60 pixels, dans les domaines de longueurs d'onde 330-680 nm pour le bleu (BP) et 640-1050 nm pour le rouge (RP). Ainsi, le BP/RP mesure la distribution d'énergie spectrale de chaque cible observée, ce qui permet de déterminer ses caractéristiques astrophysiques : type d'objet, température, gravité de surface, métallicité ou encore le rougissement sur la ligne de

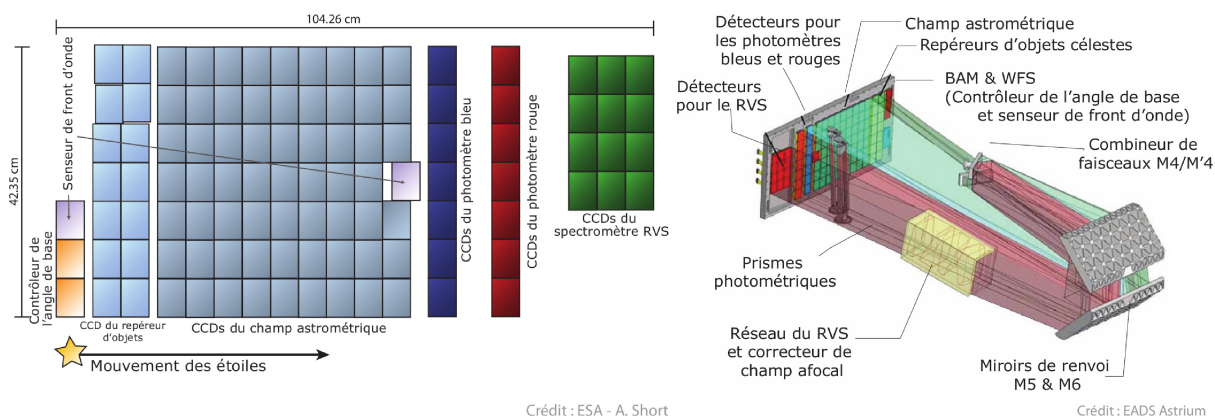


FIGURE 2.2 – Gauche : Plan focal de Gaia. Droite : Détail de la charge utile de Gaia montrant le chemin optique à partir des miroirs M4/M'4, le plan focal, les instruments spectro-photométriques et le spectrographe RVS.

visée.

Par ailleurs, le RVS est un spectrographe intégral de champ qui observe dans le proche infrarouge, de 847 à 874 nm, avec une résolution spectrale moyenne de $R = \lambda/\Delta\lambda \sim 11\,500$. Il observera les objets de magnitude inférieure à 17, afin de déterminer leurs vitesses radiales, leurs vitesses de rotation ainsi qu'une estimation de leurs paramètres astrophysiques (voir Sect. 2.4, et les chapitres 4 et 6). Les spectres des cibles les plus brillantes ($V \leq 10$) seront obtenus avec un échantillonnage de 0.02453 nm. Afin d'augmenter le rapport signal sur bruit des spectres des étoiles de magnitude supérieure à 10, trois pixels seront combinés (Cropper & Katz 2011) résultant à un échantillonnage de 0.07359 nm, et une résolution effective de $R \sim 7000$.

La lecture du plan focal est synchronisée avec le mouvement de balayage de Gaia. À la différence d'Hipparcos dont les observations étaient ciblées à partir d'un catalogue d'objets connus, Gaia observera tous les objets dans son champ de vue, permettant de ce fait d'en découvrir des nouveaux. Ainsi, l'image d'un objet dans le plan focal va traverser successivement (Fig. 2.2) :

- Les repéreurs d'objets ("*sky mappers*"). Ces 14 capteurs CCD vont détecter les objets puis définir la région fenêtrée qui sera lue par les CCD suivants du plan focal. Cette étape va permettre d'alléger considérablement le budget télémétrique de la mission.
- Le champ astrométrique, composé de 62 CCD. Il assure la mesure de la position, de la distance et des mouvements propres des objets.
- Les CCD dédiés aux deux spectro-photomètres BP et RP.
- Les CCD dédiés au *Radial Velocity Spectrometer* (RVS), d'où seront stockées les spectres des cibles plus brillantes que la magnitude 17.

Performances instrumentales

Les retombées scientifiques des instruments dans les différentes branches de l'astrophysique vont être décrites dans la section suivante. Ci-dessous, nous allons nous concentrer sur les performances instrumentales de la mission. Notons que celles-ci sont des estimations. Elles dépendent donc des hypothèses qui ont été faites pour simuler les données obtenues par le satellite. Une mise à jour des valeurs peut être trouvée sur le site web² des performances

2. http://www.rssd.esa.int/index.php?project=GAIA&page=Science_Performance

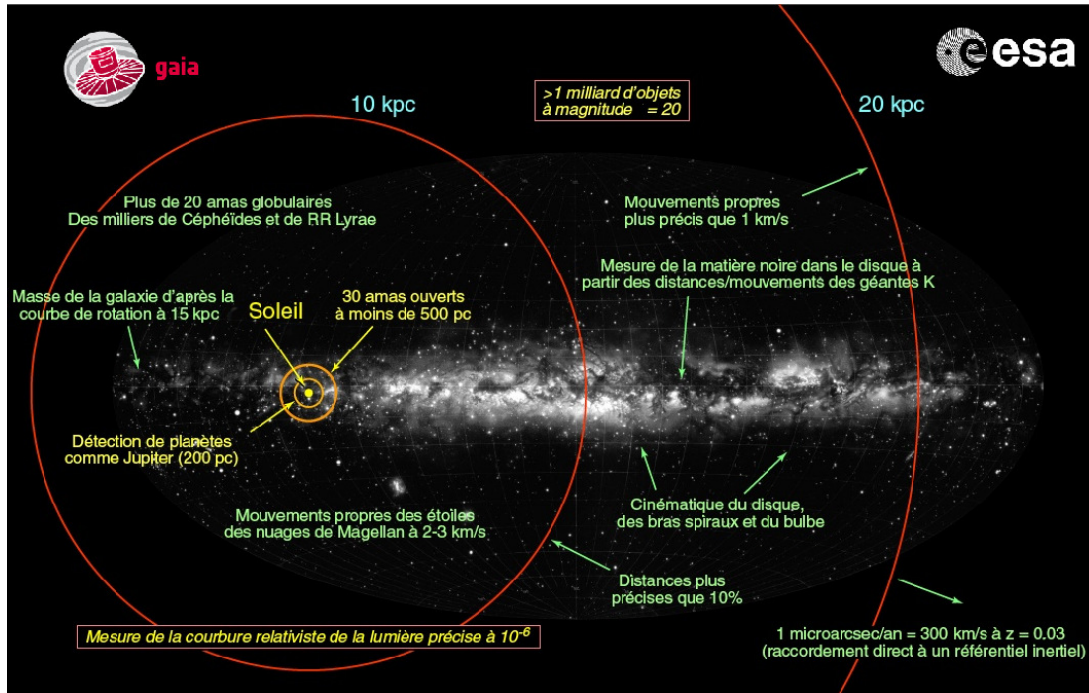


FIGURE 2.3 – Performances et précisions attendues en fin de mission pour Gaia (source : ESA).

scientifiques de la mission.

Comme nous l'avons vu, Gaia allie la puissance de l'observation systématique de l'ensemble du ciel à la précision de ses trois instruments complémentaires. Un recensement complet sera effectué de tous les objets jusqu'à la magnitude 20. Celui-ci comportera la position, la distance, les trois composantes de la vitesse (mouvements propres et éventuellement vitesses radiales) et la caractérisation astrophysique (température, gravité, vitesse de rotation, abondance des éléments chimiques) des objets. Ainsi, comparées aux caractéristiques obtenues en fin de mission pour Hipparcos (Table 2.1), les performances de Gaia vont surpasser celles de son prédécesseur de plusieurs ordres de grandeurs.

En ce qui concerne la photométrie, Gaia obtiendra des précisions meilleures que 5 mmag pour des étoiles plus brillantes que $V=15$, et des précisions proches de ~ 50 mmag pour $V=20$. Par ailleurs, les parallaxes en fin de mission seront obtenues à mieux de $10 \mu\text{as}$ pour les cibles plus brillantes que $V=13$, et jusqu'à $300 \mu\text{as}$ pour une étoile de type G2V de magnitude 20. Sur une échelle galactique, ces précisions impliquent que des distances plus précises que 10% seront obtenues à l'intérieur d'un volume de rayon allant jusqu'à 10 kpc. De même, des mouvements propres plus précis que 1 km s^{-1} seront mesurés jusqu'à 20 kpc du Soleil (Fig. 2.3).

Enfin, les spectres obtenus par le RVS permettront d'obtenir des vitesses radiales meilleures que 1 km s^{-1} pour des étoiles de type F, G, K à la magnitude $V=13$. Les objets de magnitude égale à la magnitude limite de $V=17$, auront en fin de mission des erreurs de l'ordre de $10\text{--}13 \text{ km s}^{-1}$.

Notons que la détermination des précisions avec lesquelles seront obtenues les paramètres atmosphériques des étoiles à partir des spectres RVS, fait partie des travaux de ce mémoire de thèse. Plus précisément, comme nous allons le voir dans le Chap. 6, une procédure de

TABLE 2.1 – Précisions obtenues en fin de mission pour Hipparcos et Gaia*

	Hipparcos	Gaia	
Complétude	9	20	
Magnitude limite	12	20-21	
Nombre d'objets	1.2×10^5	35×10^6	V < 15
		350×10^6	V < 18
		1.3×10^9	V < 20
Précisions astrométriques	1 mas	10 μ as	V \leq 13
		25 μ as	V = 15
		100–300 μ as	V = 20
$\sigma_\pi/\pi < 1\%$	150 étoiles	10×10^6 étoiles	
$\sigma_\pi/\pi < 5\%$	6200 étoiles	70×10^6 étoiles	
$\sigma_\pi/\pi < 10\%$	21000 étoiles	150×10^6 étoiles	
Photométrie	2 bandes (B et V)	spectro-photométrie : 330-1050 nm	
		BP : 330–680 nm (4 à 32 nm/pixel)	
		RP : 640–1050 nm (7 à 15 nm/pixel)	
Spectroscopie	–	847–874 nm	
		$\lambda/\Delta\lambda \sim 11\,500$	
		échantillonnage : 0.02453 nm	V \leq 15
		échantillonnage : 0.07359 nm	V > 15
Sélection des cibles	présélection	$\Delta V_{\text{rad}} \sim 2 - 10 \text{ km s}^{-1}$	V \leq 17
		balayage	

Notes. * Prédiction datant de juin 2011 (Mignard 2011).

paramétrisation automatique va être mise en place qui permettra d'obtenir la température effective, la gravité de surface et la métallicité des cibles stellaires, à partir de leurs spectres à une résolution $R \sim 6\,500$ (c'est-à-dire proche de la basse résolution effective de Gaia de $R \sim 7\,000$, obtenue avec un échantillonnage de 0.07359 nm). Les précisions obtenues par notre méthode, en fonction du type spectral des étoiles, de leurs métallicités et du rapport signal sur bruit (SNR) des spectres sont présentées dans la Table 6.4.

Il est important de noter que le relevé de Gaia ne va pas pouvoir être complet aux régions auxquelles la densité (*crowding*) d'étoiles est trop forte. Pour l'astrométrie, la photométrie et la spectroscopie ces limites sont, respectivement, de 10^6 étoiles deg^{-2} , 7.5×10^5 étoiles deg^{-2} et 3.6×10^4 étoiles deg^{-2} . Des densités de cet ordre sont typiquement celles attendues en direction de certaines régions du bulbe galactique. Néanmoins, Wilkinson et al. (2005); Reylé et al. (2008) et Babusiaux (2011) estiment qu'un nombre significatif de géantes ($\sim 3 \times 10^4$ dans une région de 9.7 deg^2 , selon Reylé et al. 2008) vont pouvoir être observés dans la majeure partie du bulbe.

2.2 Le domaine spectral du triplet du calcium

Lors de la conception de la mission Gaia, l'implémentation du *Radial Velocity Spectrometer* a été faite principalement pour obtenir des mesures des vitesses radiales des objets observés. Cependant, l'acquisition de spectres va également permettre d'obtenir les paramètres atmosphériques des étoiles, tels que la température effective, la gravité de surface ou la métallicité globale. De plus, en ce qui concerne les cibles les plus brillantes, les abondances de certains éléments chimiques comme les éléments α vont aussi pouvoir être mesurées. Ces paramètres, associés à

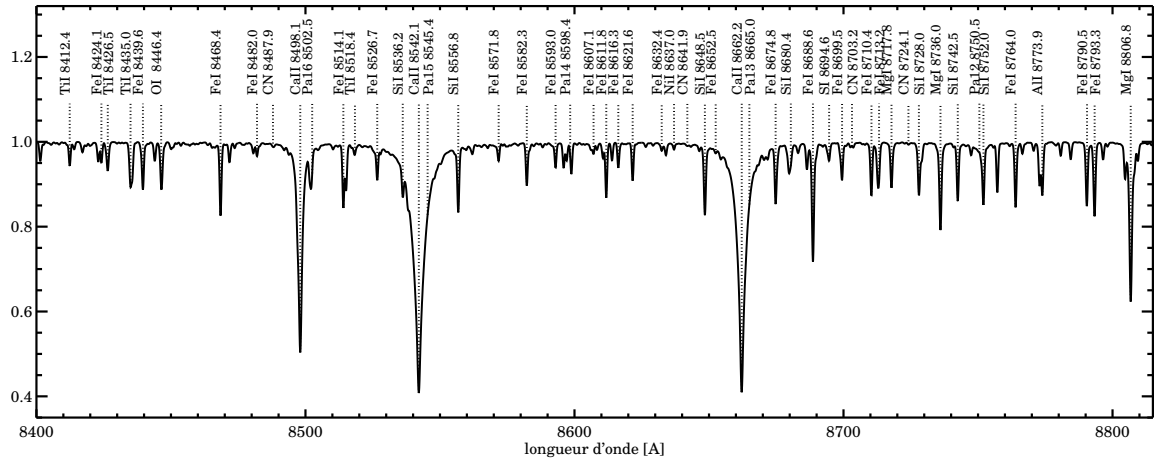


FIGURE 2.4 – Spectre synthétique solaire normalisé, dans la région du triplet du calcium et à la résolution $R = 11\,500$. Les raies principales sont identifiées en traits pointillés.

des distances et des mouvements propres d'une grande précision, vont alors amplifier l'impact des retombées scientifiques de Gaia concernant l'archéologie galactique. Dans cette section, nous allons décrire le domaine de longueurs d'onde et la résolution dans lesquelles Gaia obtiendra les spectres.

Le RVS est un spectromètre intégral de champ qui collectera les spectres en mode balayage, à partir d'une charge utile optimisée pour l'astrométrie. Ceci a des implications directes sur la qualité des spectres, via les contraintes imposées sur le temps d'exposition de chaque cible (défini comme le temps nécessaire à l'objet pour traverser les CCD du plan focal, voir Fig. 2.2a).

Le choix du domaine de longueurs d'onde autour de 850 nm prend en compte un certain nombre de considérations (Munari 1999). Comme le montrent les Fig. 2.4 et 2.5, cet intervalle spectral est dominé par trois raies à $\lambda = 8498.02, 8542.09, 8662.14 \text{ \AA}$ qui correspondent au triplet du calcium ionisé une fois (noté CaII). La visibilité de ces raies pour toutes les cibles primaires de Gaia (étoiles F, G, K, voir Robin 2005) et pour toutes les métallicités (Fig. 2.5A, 2.5D, 2.5E) assure donc une estimation robuste de la vitesse radiale, y compris à bas SNR (Zwitter et al. 2004; Katz et al. 2004; Wilkinson et al. 2005).

De plus, ce domaine spectral comporte une multitude de raies du fer, d'éléments α (calcium, silicium, magnésium) et de Paschen ($\lambda = 8502.5, 8545.4, 8598.4, 8665.0 \text{ \AA}$, voir Fig. 2.4). Celles-ci peuvent contribuer à l'amélioration de la mesure de la vitesse radiale, ainsi qu'à déterminer les paramètres atmosphériques des étoiles. Enfin, la faible absorption tellurique dans la bande spectrale du RVS, facilite d'éventuelles observations menées à partir du sol (par exemple avec le spectrographe multifibre FLAMES-GIRAFFE du VLT) afin de répéter ou compléter certaines données de la mission. De ce fait, ce domaine de longueur d'ondes est particulièrement intéressant pour des fins d'archéologie galactique.

Pour optimiser le temps d'exposition il a été choisi d'utiliser une résolution spectrale intermédiaire de $R = 11\,500$. L'effet de la réduction du pouvoir de résolution peut être aperçu sur la Fig. 2.5, où le spectre solaire a été représenté pour trois résolutions différentes (A : $R = 11\,500$, B : $R = 6\,500$, C : $R = 2\,500$). D'une part, nous pouvons voir qu'une résolution trop faible (typiquement $R \lesssim 4500$) fait disparaître par effet de mélange (*blend*) une quantité importante de raies. Les performances liées à la paramétrisation des spectres se trouvent par conséquent

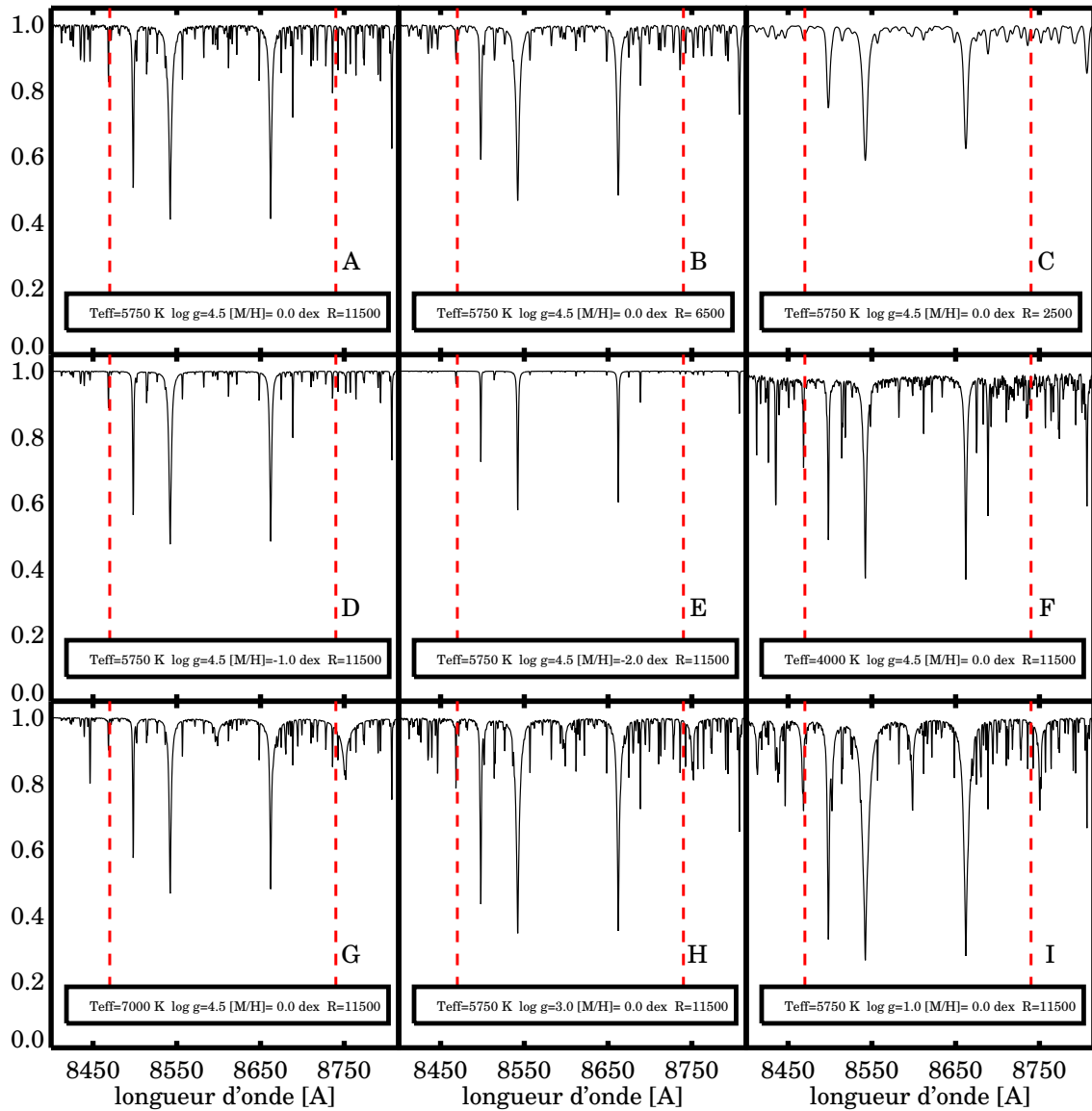


FIGURE 2.5 – Effets de la résolution (spectres A à C) et des changements des paramètres atmosphériques pour un spectre synthétique solaire (calculé par nous même, voir Chap. 5). Le domaine de longueurs d'onde du RVS est indiqué entre les traits verticaux en pointillés rouges. Gaia observera à une résolution de $R = \lambda/\Delta\lambda = 11\,500$ les cibles les plus brillantes et à $R \sim 7\,000$ les cibles de magnitude élevée. Cette basse résolution est à peu près équivalente à celle utilisée au cours de ce mémoire de thèse, de $R = 6\,500$ (spectre B). L'identification des raies spectrales les plus importantes est faite sur la Fig. 2.4.

fortement diminuées. En revanche, bien qu'une très haute résolution permettrait d'avoir accès à une information spectrale plus riche, l'obtention des spectres se limiterait uniquement aux objets les plus brillants.

Le choix de $R = 11\,500$ a donc été considéré comme un bon compromis entre les précisions sur les paramètres astrophysiques, et le nombre de cibles observées (Katz et al. 2004). Pour les objets les moins brillants ($V \gtrsim 10$), la combinaison de trois pixels permettra d'augmenter

le rapport signal sur bruit (SNR) et d'obtenir une résolution effective d'environ $R \sim 7\,000$ (Cropper & Katz 2011). Combiné au domaine de longueurs d'ondes autour du triplet infrarouge du calcium, cette configuration spectrale permet alors d'obtenir les vitesses radiales avec une précision de $\Delta v_{\text{rad}} \sim 15 \text{ km s}^{-1}$ à $\text{SNR} \sim 1 \text{ pixel}^{-1}$ pour une étoile de type K1V (voir le site web des performances scientifiques de Gaia).

Notons que l'utilisation du domaine du triplet du calcium dans le proche infrarouge a également été adoptée par la mission RAVE ($R = 7\,500$, $\lambda 8410 - 8795 \text{ \AA}$, Steinmetz et al. 2006), qui a déjà collecté plus de 4×10^5 spectres stellaires. De plus, de nombreux travaux sur les populations stellaires de la Voie Lactée et de ses galaxies naines, ont été menés avec le spectrographe multifibre FLAMES-GIRAFFE de l'ESO (Pasquini et al. 2002), utilisant des configurations instrumentales centrées autour de ce domaine spectral (configurations LR8 et HR21, voir Chap. 3.1.3). La série de publications liées au large programme ESO DART (*Dwarf galaxy Abundances and Radial-velocities Team*, Tolstoy et al. 2004, 2006; Battaglia et al. 2006, 2008b, 2011) ainsi qu'au large programme 171.B-0520(A) (*Towards the temperature of Cold Dark Matter : Quantitative stellar kinematics in dSph galaxies*³, Wyse et al. 2006; Koch et al. 2007a,b, 2008) en sont de bons exemples.

Enfin, la Fig. 2.5 montre le domaine de longueurs d'onde qui a été utilisé pour les étoiles observées de ce mémoire de thèse. Comme nous allons le voir au Chap. 3, ces spectres ont été obtenus avec la configuration LR8 du spectrographe GIRAFFE, à une résolution $R = 6\,500$, et pour un domaine de longueurs d'onde légèrement plus grand que celui du RVS (8400–8820 \AA). Ce domaine élargi inclut notamment la raie d'hydrogène Paschen 12 à 8750.5 \AA et la raie de MgI à 8807 \AA . La première est un bon indicateur de la température effective de l'étoile (voir Fig. 2.5A, 2.5F, 2.5G) et la deuxième de sa gravité de surface (Ruck & Smith 1993; Battaglia & Starkenburg 2011) ainsi que de son abondance en éléments α .

2.3 Les retombées scientifiques de Gaia

Gaia sondera le ciel entier jusqu'à la magnitude 20, en observant chaque objet en moyenne 80 fois (Fig. 2.1b). La précision inégalée de son astrométrie (Fig. 2.3) et l'absence de biais de sélection de ce relevé s'avéreront utiles à de nombreuses branches de l'astrophysique. Une description détaillée de l'ensemble des retombées scientifiques peut être trouvée dans Perryman et al. (2001); Mignard (2005) et Wilkinson et al. (2005). Ci-dessous, nous rappelons une partie des contributions de Gaia, listées par thème et de façon non exhaustive :

Physique galactique Il s'agit de l'objectif premier de la mission Gaia. Le satellite observera $\sim 9 \times 10^8$ étoiles du disque mince, $\sim 4 \times 10^8$ étoiles du disque épais, $\sim 2 \times 10^7$ étoiles du halo et $\sim 1.7 \times 10^8$ étoiles du bulbe (Robin 2005; Bailer-Jones 2009). Les précisions sur les positions, les vitesses et les abondances chimiques de ces cibles (Fig. 2.3) permettront de mesurer, entre autres, les caractéristiques dynamiques et chimiques des composantes galactiques. En particulier, les échelles de hauteur et de longueur vont pouvoir être estimées, et les gradients verticaux et radiaux des vitesses de rotation orbitale et des métallicités vont être mesurés. De plus, le modèle de formation hiérarchique de la Voie Lactée, ainsi que le potentiel galactique seront contraints, en détectant de nouveaux courants d'étoiles et des débris de galaxies satellites accrétées. Par ailleurs, la relation âge-métallicité des étoiles du disque mince va pouvoir être mesurée avec précision,

3. Investigateur principal : G. Gilmore.

afin d'étudier l'importance des processus de migration radiale des étoiles. La dynamique des bras spiraux, de la barre centrale et du gauchissement du disque va également pouvoir être reconstruite avec une meilleure précision que celle obtenue actuellement. Enfin, la bande diffuse interstellaire (*DIB*) observée à 8620.4 Å par le RVS va permettre une reconstruction tri-dimensionnelle de l'extinction interstellaire (Munari et al. 2008).

Échelles de distance et système de référence Gaia aura un impact majeur sur notre connaissance des échelles de distance dans l'Univers. En effet, la réalisation d'un système inertiel à partir de 5×10^5 quasars va permettre d'obtenir des parallaxes absolues meilleures que 10% pour 15×10^7 étoiles plus proches de 10 kpc (Fig. 2.3). En particulier, les parallaxes précises et les paramètres physiques seront obtenus pour tous les indicateurs primaires de distance comme par exemple les Céphéides (5 000 détections prévues) ou les RR Lyrae (70 000 détections prévues). Ces mesures permettront d'apporter des corrections sur les relations distance-luminosité en fonction de la métallicité, de la population stellaire, ou de l'âge de l'étoile. Ces relations corrigées pourront alors être utilisées par des sondages photométriques profonds, comme par exemple le LSST (*Large Synoptic Survey Telescope*, Tyson 2002).

Physique stellaire Comprendre les aspects de la structure interne des étoiles ainsi que leur évolution, va fournir des informations importantes sur les propriétés de la matière, la cosmologie ainsi que sur l'évolution chimique des galaxies. L'astrométrie, la photométrie et la spectroscopie de Gaia vont permettre la création d'un catalogue complet, homogène et précis des paramètres intrinsèques des étoiles, pour un large intervalle de masses stellaires. En particulier, les spectres du RVS vont être utilisés pour obtenir la température effective, la gravité de surface, les abondances chimiques, la vitesse de rotation, l'activité chromosphérique et l'extinction interstellaire des étoiles. La luminosité, le rayon et la masse des étoiles vont pouvoir alors être déduits en combinant les paramètres atmosphériques avec les mesures de parallaxes. Enfin, les étoiles pour lesquelles la distance sera déterminée à mieux de 1%, auront des mesures de magnitudes absolues obtenues avec des précisions de 0.03 mag (Wilkinson et al. 2005). Leur emplacement précis dans le diagramme de Hertzsprung-Russell (H-R) va alors permettre la construction de nouveaux tracés évolutifs stellaires et donner des indications sur les processus physiques qui ont lieu dans les intérieurs stellaires (ex : taille des zones convectives, diffusion interne des éléments chimiques).

Physique extra-galactique Gaia observera également des amas globulaires appartenant aux galaxies naines du Sagittaire (*Sagittarius*) et des Fourneaux (*Fornax*), aux galaxies irrégulières du Grand et du Petit nuage de Magellan, ainsi qu'aux galaxies M31 (*Andromède*) et M33 (Babusiaux 2005). Comme dans le cas des amas globulaires de la Voie Lactée, ces groupes d'étoiles sont des traceurs du potentiel gravitationnel de leurs galaxies respectives. Le RVS va pouvoir obtenir des vitesses radiales d'une dizaine de ces amas pour chacune des galaxies. Ces données vont alors permettre de déterminer la masse totale des systèmes, et ainsi contraindre leurs modèles de formation et d'évolution. Enfin, notons que Gaia va observer plusieurs milliers de galaxies non résolues grâce aux spectro-photomètres BP et RP. L'étude de leurs caractéristiques (par exemple : type morphologique, rapport masse sur luminosité, métallicité, taux de supernovae, voir Tsalmantza et al. 2007) va nous permettre de comprendre comment l'Univers et les galaxies ont évolué.

Étoiles multiples et systèmes planétaires La combinaison des données multi-époques spectroscopiques et photométriques va permettre à Gaia de détecter des étoiles binaires ou des systèmes stellaires multiples possédant de faibles périodes. En particulier, les masses et les rayons

seront obtenus à mieux de quelques pourcents pour des milliers de binaires à éclipse (Munari et al. 2004). De plus, les précisions astrométriques attendues (2–10 μas) vont permettre de détecter près de 10^3 exoplanètes de la masse de Jupiter jusqu'à quelques unités astronomiques de leurs étoiles centrales (Jordi 2011). Associées à la caractérisation chimique de leurs étoiles hôtes, d'unique informations concernant les conditions de formation des planètes seront obtenues (Guillot et al. 2006).

Système solaire Il est estimé que près de $10^5 - 10^6$ astéroïdes vont être découverts, ainsi que quelques centaines d'objets de la ceinture de Kuiper. Les orbites des corps proches du voisinage terrestre vont être connus avec des précisions 30 fois supérieures à celles d'aujourd'hui. L'information sur la distribution massique et chimique des astéroïdes dans le système solaire va alors permettre d'améliorer la compréhension de sa formation.

Physique relativiste La présence de la masse du Soleil (et des autres corps du système solaire) est à l'origine d'une déflexion des rayons lumineux des étoiles qui se trouvent à une faible distance angulaire d'eux. Dans un formalisme post-newtonien, cette déflexion est proportionnelle à $(1 + \gamma)/2$ où le paramètre γ vaut 1 dans le cadre de la relativité générale. Gaia devrait obtenir une précision sur γ d'environ 5×10^{-7} , c'est à dire deux ordres de grandeurs meilleure que la détermination actuelle obtenue par la sonde Cassini (Bertotti et al. 2003).

2.4 Le consortium de traitement et d'analyse des données

La quantité de données que Gaia obtiendra en fin de mission sont estimées à près d'un petabyte (Mignard et al. 2008; Jordi 2011). Pour assurer le suivi et la préparation de la mission, un consortium de traitement et d'analyse de données a été mis en place dès 2006. Le DPAC (*Gaia Data Processing and Analysis Consortium*, Mignard et al. 2008) constitue un réseau de 400 scientifiques et ingénieurs répartis dans plus de quinze pays en Europe. Coordonné par le comité exécutif du DPAC, le consortium est subdivisé en neuf unités spécialisées, nommées unités de coordination (CU). À chaque unité est attribué un ensemble unique de tâches de traitement de données, que nous résumons ci-dessous :

- CU1 : structure et architecture des traitements des données.
- CU2 : simulation de données provenant de Gaia, afin que celles-ci soient utilisées par les autres CU.
- CU3 : traitement des données astrométriques : obtention des positions, des parallaxes et des mouvements propres.
- CU4 : traitement des objets du système solaire, des objets étendus (galaxies⁴) et des étoiles multiples.
- CU5 : extraction, réduction et calibration des données spectro-photométriques BP et RP.
- CU6 : traitement des données spectroscopiques : calibration en longueurs d'onde, normalisation des spectres, détermination des vitesses radiales et des vitesses de rotation des étoiles, détection des étoiles multiples et variables.
- CU7 : caractérisation des objets variables.
- CU8 : détermination des paramètres astrophysiques des objets observés à partir des données BP/RP et RVS.
- CU9 : catalogue des données (activation de l'unité courant 2012, et publication du catalogue final en 2020).

4. Les galaxies non résolues seront traitées par la CU8.

Une partie des travaux effectués au cours de cette thèse s'inscrivent dans le cadre de la CU8. Dans un premier temps, cette unité de coordination utilise les données astrométriques, spectro-photométriques et spectroscopiques provenant des CU3, CU5 et CU6, pour classer les objets en fonction de leur nature (par exemple : étoiles, galaxies, quasars, astéroïdes, étoiles binaires non résolues). Ensuite, en fonction de type d'objet observé, des algorithmes spécifiques sont utilisés pour obtenir les paramètres astrophysiques.

Le groupe de travail qui s'occupe d'analyser les données provenant des étoiles individuelles est sous la label *Generalised Stellar Parametriser* (GSP). Il est lui même séparé en deux, en fonction du type de données traitées. D'une part, GSP-Phot s'occupe d'obtenir la température effective (T_{eff}), la gravité de surface ($\log g$) et la métallicité ($[M/H]$) des étoiles à partir des données spectro-photométriques BP/RP. D'autre part, GSP-Spec recherche les mêmes paramètres à partir des spectres du RVS. De plus, pour les objets les plus brillants, GSP-Spec s'occupe d'obtenir également les abondances chimiques des étoiles.

Groupe de travail GSP-Spec

Le groupe de travail GSP-Spec consiste à développer les outils et les méthodes nécessaires à l'obtention des paramètres astrophysiques des spectres stellaires. L'analyse menée par ces algorithmes s'effectue en fin de chaîne de traitement des données de la CU8, dont les étapes consistent à (Fig. 2.6) :

1. Utiliser le *Discrete Source Classifier* (DSC), afin d'associer une classe à chaque cible, en fonction de sa nature (ex : quasar, étoile, ou galaxie non résolue)
2. Analyser avec les algorithmes de GSP-Phot les données spectro-photométriques des sources identifiées en tant qu'étoiles (ex : méthode ILIUM, Bailer-Jones 2010).
3. Renvoyer en entrée de GSP-Spec les paramètres atmosphériques déterminés par GSP-Phot. Cette étape va permettre aux algorithmes de GSP-Spec de rechercher les paramètres stellaires dans un espace des paramètres restreint.
4. Analyser avec les algorithmes de GSP-Spec, les spectres corrigés de leurs vitesses radiales et normalisés.
5. Identifier les données non conformes, pour lesquelles l'analyse de GSP-Spec (ou de GSP-Phot, DSC) n'a pas convergé. Celles-ci sont alors analysées par des algorithmes de *clustering* (voir Chap. 4.1).

Le CNES⁵ a développé et mis en place une architecture informatique, matérielle et logicielle, pour exploiter les logiciels des traitements spectroscopiques, astrophysiques et de classification des données Gaia pendant toute la durée de la mission. Ce système devra, tous les 6 mois, traiter l'ensemble des données du catalogue Gaia provisoire et, en fin de mission, opérer le traitement définitif qui exploitera l'ensemble des données recueillies sur les 5 ans de mission. Pour cela, les algorithmes utilisés au sein de la CU8 est de GSP-spec, doivent être implémentés en Java, et fournis au CNES régulièrement, pour qu'ils soient intégrés dans la boucle de traitement des spectres de Gaia.

Le lancement de la mission étant prévu pour 2013, le développement des algorithmes de GSP-Spec doit être à présent finalisé. En particulier, il faut déterminer les sources d'erreurs qui peuvent être introduites au cours des analyses, et apporter des solutions afin de réduire leurs effets. Pour cela, les erreurs des méthodes doivent être quantifiées, en fonction du type spectral

5. Centre National d'Études Spatiales.

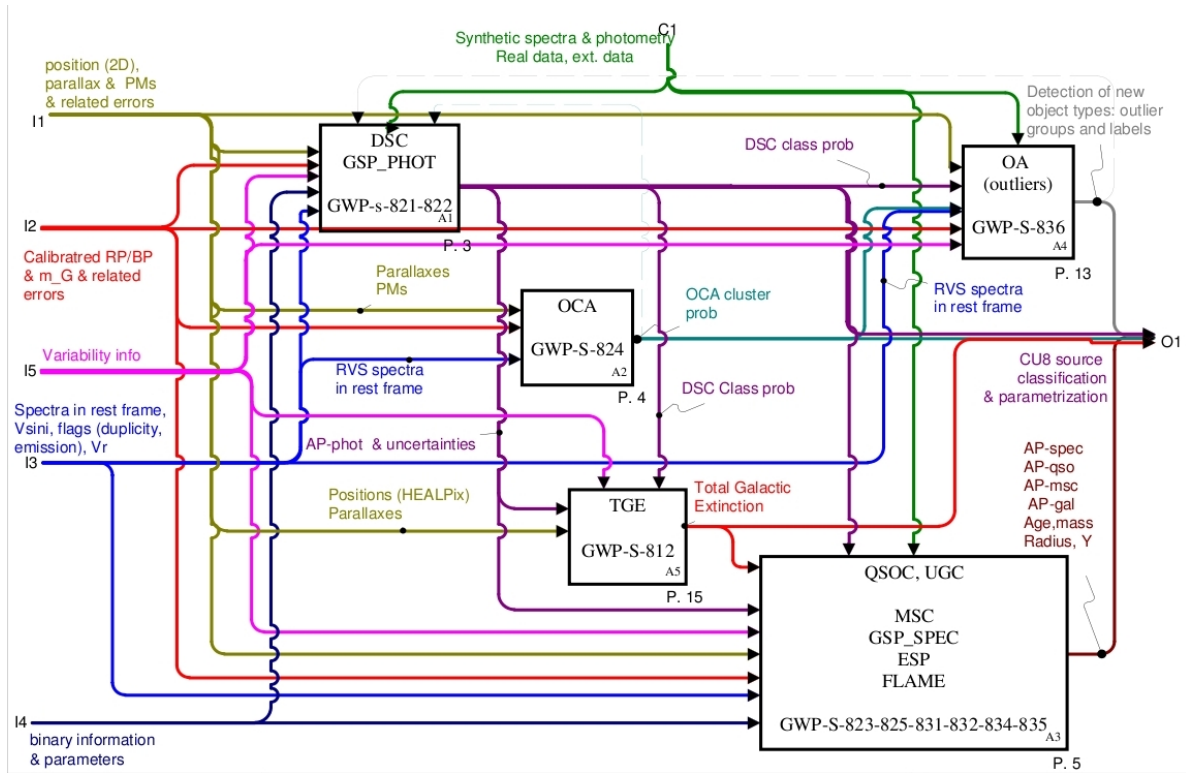


FIGURE 2.6 – Chaîne de traitement des données au sein de la CU8. Le groupe de travail GSP-Spec (en bas à droite) reçoit en entrée les spectres dont les longueurs d’onde sont dans un référentiel au repos (flèches bleues, CU6), les paramètres atmosphériques estimés à partir de la spectrophotométrie par le GSP-Phot (flèches violettes), et la probabilité associée au spectre pour que la cible soit une étoile, provenant du classificateur de source discrète (DSC, en haut à gauche). Les flèches vertes désignent que les algorithmes utilisés par le GSP-Spec se baseront sur des spectres de référence procurés par la CU2. (source : *CU8 Software Requirements Specification*, GAIA-C8-SP-MPIA-CBJ-032-6)

de l’étoile, du rapport signal sur bruit et des processus de traitement (normalisation du continu, correction des vitesses radiales). De plus, des applications sur des données observées doivent également être effectuées comme test sur des spectres réels.

Dans les chapitres suivants, une procédure de paramétrisation automatique pour des spectres dans la configuration LR8 de FLAMES va être mise en place. Les longueurs d’onde utilisées ($\lambda 8400 - 8820 \text{ \AA}$) ainsi que la résolution spectrale ($R = 6\,500$) sont quasiment identiques à la configuration basse résolution du RVS ($R \sim 7\,000$). De ce fait, l’étude menée fait partie intégrante du GSP-Spec de Gaia. Les capacités de Gaia à obtenir des paramètres atmosphériques stellaires à basse résolution vont être testées sur des données synthétiques avec deux types d’algorithmes (un algorithme de projection : MATISSE et un arbre de décision : DEGAS, voir Chap. 4). En fonction des performances de ces méthodes, une procédure finale va être mise en place (Chap.6). Elle sera alors appliquée sur des données réelles sondant le disque épais de la Voie Lactée (Chap. 3), afin d’effectuer des travaux d’archéologie galactique (Chap. 8).

Relevé du disque épais loin du voisinage solaire

Sommaire

3.1	Description des observations	33
3.1.1	Motivations scientifiques	33
3.1.2	Sondage du disque épais en dehors du voisinage solaire	34
3.1.3	Le spectrographe GIRAFFE	35
3.1.4	Choix des étoiles cibles	35
3.2	Traitement des données	36
3.2.1	Réduction et extraction des images CCD	37
3.2.2	Soustraction du spectre du fond de ciel	38
3.2.3	Addition des poses individuelles	40
3.3	Mesure de la vitesse radiale et rééchantillonnage spectral	42
3.4	Conclusions	44

3.1 Description des observations

3.1.1 Motivations scientifiques

Cette thèse, qui a démarré en octobre 2008, se base sur des données qui ont été obtenues¹ en 2005-2006, au *Very Large Telescope* (VLT) de l'ESO. Les trois principales motivations scientifiques des observations sont :

1. Étudier le disque épais loin du voisinage solaire, là où les modèles de formation diffèrent le plus entre eux et sont le moins contraints (car très peu de données cinématiques et chimiques sont disponibles). En effet, en fonction du scénario choisi, la transition chimique et/ou cinématique entre le disque mince et le disque épais peut être discontinue, comme dans Abadi et al. (2003), ou continue, comme prédit par Schönrich & Binney (2009b). La mesure de gradients verticaux, est donc un défi pour la compréhension du passé de la Voie Lactée.
2. Tester pour la première fois sur des données réelles la procédure de paramétrisation pour l'algorithme GSP-Spec du DPAC de Gaia (voir Chap. 2.4), afin d'effectuer des travaux d'archéologie galactique
3. Donner un avant goût des retombées scientifiques de Gaia, vu que le même type de données seront obtenues, mais avec des précisions et un nombre d'étoiles supérieur. Les outils

1. Investigateur principal A. Recio-Blanco, programmes 075.B-0610-A & 077.B-0.382.

développés au cours de cette thèse afin d’exploiter cet échantillon, vont servir à préparer l’exploitation et l’interprétation des résultats de Gaia.

3.1.2 Sondage du disque épais en dehors du voisinage solaire

La ligne de visée, dirigée vers les coordonnées galactiques $l \sim 277^\circ, b \sim 47^\circ$, a été choisie afin d’approfondir des résultats obtenus quelques années avant par Gilmore, Wyse, & Norris (2002). Afin de détecter les signatures d’accrétions passées de la Voie Lactée, ces derniers ont obtenu vers des directions similaires ($l \sim 270^\circ, b \sim -47^\circ$ et $l \sim 270^\circ, b \sim +33^\circ$) près de 2000 spectres d’étoiles ayant $m_V \leq 19.5$, et ont mesuré leurs vitesses radiales.

En effectuant une coupure selon la magnitude apparente des cibles, les auteurs ont remarqué que les étoiles les moins brillantes ($m_V \geq 18$) possédaient une vitesse radiale (V_{rad}) de valeur intermédiaire à celle du disque épais canonique et celle du halo, ce qui était inattendu (voir Fig. 8.1a). Or, compte-tenu de la ligne de visée particulière (sens contraire de la rotation galactique), les vitesses radiales contiennent une forte contribution de la vitesse de rotation orbitale (voir Éq. 8.1). Ainsi, en supposant que la coupure en magnitude correspond à une coupure en distance (ce qui est vrai approximativement si toutes les étoiles sont sur la séquence principale), la population ayant une vitesse radiale intermédiaire correspondrait à une population de moment angulaire également intermédiaire. Comme le moment angulaire est une quantité conservée lors d’accrétions de galaxies satellites (Helmi et al. 2006b), tout regroupement dans cet espace de paramètres représente la signature de populations accrétées.

Gilmore et al. (2002) ont donc interprété cette population inattendue, comme les reliques de la dernière accrétion majeure de la Voie Lactée, il y a plus de 10 Gyr ($z \sim 2$). Malheureusement la qualité des spectres n’a pas été suffisante pour mesurer des métallicités globales de ces étoiles et donc confirmer cette proposition.

Quatre années plus tard, Wyse et al. (2006) sélectionnent les étoiles d’avant-plan contaminant leurs études d’étoiles de galaxies naines, en direction de lignes de visées différentes ($l \sim 86^\circ, b \sim +35^\circ$, $l \sim 104^\circ, b \sim +45^\circ$ et $l \sim 260^\circ, b \sim -23^\circ$), et confirment l’existence d’une population loin du plan galactique possédant un moment angulaire plus faible. Toutefois, malgré cette confirmation, l’étude n’est que cinématique, et la métallicité de cette population n’est toujours pas mesurée.

Le but de la demande de temps d’observation faite à l’ESO fut donc de caractériser au mieux, tant chimiquement que cinématiquement, cette population de moment angulaire intermédiaire. La ligne de visée a été délibérément choisie légèrement différente de celle de Gilmore et al. (2002) pour deux raisons :

- Confirmer, ou pas, la large étendue spatiale de cette sous-structure, suggérée par les travaux de Wyse et al. (2006).
- Utiliser les mouvements propres mesurés par Ojha et al. (1994) vers $l \sim 277^\circ, b \sim 47^\circ$, et caractériser au mieux les orbites des cibles en calculant leurs vitesses orbitales (voir Éq. 7.12 à 7.14).

Pour accomplir ces objectifs, un nombre significatif d’étoiles devait être observé afin de pouvoir détecter la population en question. De plus, afin de pouvoir distinguer chimiquement d’éventuelles particularités d’abondances, caractéristiques d’accrétions (Tolstoy, Hill, & Tosi 2009), des mesures d’abondances à mieux de 0.2 dex devaient être faites. De ce fait, des spectres ayant une résolution spectrale et un rapport signal sur bruit (SNR) suffisamment élevés, étaient nécessaires. Le spectrographe multifibre GIRAFFE a été choisi pour ces raisons.

3.1.3 Le spectrographe GIRAFFE

GIRAFFE est un spectrographe moyenne-haute résolution ($R=5\,600\text{--}46\,000$), monté au foyer Nasmyth du télescope Kueyen (UT2) du VLT de l'ESO. Il couvre tout le domaine du visible à l'aide de 32 configurations différentes (24 à haute résolution, notées HR, 8 à basse résolution, notées LR). Associé à un positionneur de fibres optiques (Oz Poz), GIRAFFE forme l'ensemble FLAMES (*Fibre Large Array Multi Element Spectrograph*, Pasquini et al. 2002). Les fibres de FLAMES peuvent alimenter GIRAFFE pour observer des objets individuels (mode MEDUSA), ou pour observer un champ intégral (mode ARGUS/IFU).

En mode MEDUSA, jusqu'à 132 objets peuvent être observés simultanément, en associant à chacun d'eux une fibre optique. Chaque fibre optique a une ouverture de 1.2 arcsec sur le ciel, correspondant à 6 pixels sur le CCD. Le champ du CCD correspond à un diamètre de 25 arcmin. C'est ce mode qui a été utilisé pour nos observations.

Une configuration de GIRAFFE incluant le triplet infrarouge du calcium a été choisie. En effet, comme nous l'avons vu au Chap. 2.2, ce domaine spectral a déjà été utilisé avec succès pour d'autres études d'archéologie galactique (comme par exemple RAVE, Steinmetz et al. 2006, ou DART, Tolstoy et al. 2006) qui ont montré que de bonnes mesures de vitesses radiales ($\Delta_{V_{\text{rad}}} \sim 5 \text{ km s}^{-1}$, Battaglia et al. 2006) et de métallicités ($\Delta_{[M/H]} \sim 0.2 \text{ dex}$, Zwitter et al. 2008) étaient obtenues. De plus, nous rappelons qu'un des buts supplémentaires de ce mémoire de thèse est d'évaluer les capacités des algorithmes de paramétrisation automatique aux longueurs d'onde du RVS de Gaia. L'ESO propose deux configurations dans le proche infrarouge : le HR21, à haute résolution ($R \sim 16\,000$), de longueur d'onde centrale à 875.7 nm, et le LR8, à basse résolution ($R \sim 6\,500$), centré à 881.7 nm.

La basse résolution a été choisie comme un compromis entre le nombre de cibles et la qualité des spectres. En effet, les étoiles de type F, G, K de la séquence principale, situées à quelques kiloparsec (kpc) du Soleil, ont des magnitudes typiques $m_V \sim 15\text{--}19$. En supposant un seeing de 1", une masse d'air de 2, et une étoile de type spectral GV de magnitude apparente $m_V = 18.5$, la configuration HR21 obtient au bout d'une heure d'exposition² un SNR moyen de $\sim 14 \text{ pixel}^{-1}$. Pour la même cible et les mêmes conditions d'observations, la configuration LR8 obtient un $\text{SNR} \sim 21 \text{ pixel}^{-1}$.

Or, afin d'obtenir des précisions meilleures que 0.2 dex en métallicité, un $\text{SNR} \gtrsim 20 \text{ pixel}^{-1}$ est fortement conseillé pour les deux configurations (Recio-Blanco et al. 2006; Kordopatis et al. 2011a). De plus, pour obtenir avec HR21 un SNR comparable à celui du LR8, le temps d'exposition des cibles doit être doublé. Ainsi, pour un nombre d'heures d'observations limitées, la configuration LR8 va permettre d'observer le double de cibles que si nous observions avec la configuration HR21.

3.1.4 Choix des étoiles cibles

En résumé des sections précédentes, nous avons vu que pour étudier le disque épais en dehors du voisinage solaire, et explorer les propriétés de la population de moment angulaire intermédiaire, nous avons besoin d'étoiles se trouvant proches de la ligne de visée de Gilmore et al. (2002), de faible magnitude afin de sonder de grandes distances, et possédant des mesures de mouvements propres, afin d'obtenir une caractérisation cinétique complète.

Les étoiles cibles ont été sélectionnées dans le catalogue de Ojha et al. (1994) qui publie les

2. valeurs obtenues grâce au calculateur de temps d'exposition de l'ESO version 3.2.7a, <http://www.eso.org/observing/etc/>

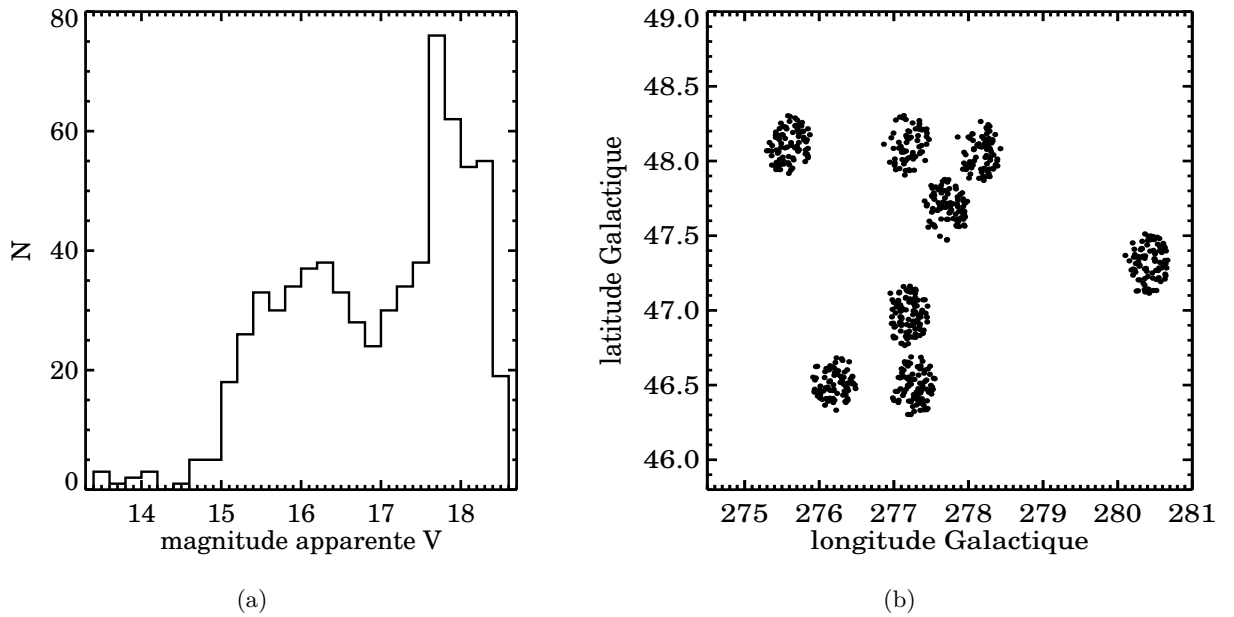


FIGURE 3.1 – (a) : Distribution des magnitudes des cibles observées. (b) : Coordonnées galactiques ($\alpha=11 :41 :10.2$ s, $\delta = -11.80$) des huit champs observés par FLAMES, comportant 724 étoiles.

mouvements propres, les magnitudes et les couleurs d’un échantillon complet d’étoiles jusqu’à $m_V \sim 19$, $m_B \sim 20$, observées vers la direction de coordonnées galactiques $l \sim 277^\circ$, $b \sim 47^\circ$ ($\alpha=11 :41 :10.2$ s, $\delta = -11.80$).

Les étoiles cibles ont été choisies avec une magnitude supérieure à $m_V \geq 17$. Cette valeur a été estimée être suffisamment faible pour sonder des distances lointaines, mais aussi suffisamment brillante pour avoir un SNR convenable et en déduire des métallicités avec une précision de l’ordre de 0.1 dex (typiquement, $\text{SNR} \geq 20$ comme cela est montré dans le Chap. 6). De plus, afin d’occuper un maximum de fibres du spectrographe GIRAFFE, des cibles plus brillantes ont été rajoutées, créant la bi-modalité en magnitude, visible sur la Fig. 3.1a. Au total, 724 étoiles ont été sélectionnées, réparties sur huit champs différents (voir Fig. 3.1b et Table 3.1). Deux poses d’une heure ont été observées pour chaque champ, afin d’être combinées et augmenter le SNR des spectres obtenus. Enfin, en moyenne quatre fibres par champ ont été allouées pour obtenir le spectre du fond de ciel, afin que les raies de ce dernier soient par la suite soustraites des spectres des cibles (voir Sect. 3.2.2). Le temps total VLT était de 2 nuits en mode visiteur (P75), et de 17h en mode service (P77).

3.2 Traitement des données

Avant de pouvoir obtenir des informations astrophysiques à partir des spectres, un travail préalable de traitement des données est nécessaire. Celui-ci va retirer des spectres tout signal parasite d’origine instrumentale ou astrophysique (ex : fond de ciel), et homogénéiser les données en les plaçant dans le même référentiel de longueurs d’onde, et au même échantillonnage spectral. Le but de cette section est d’expliquer comment est accomplie chacune de ces étapes.

TABLE 3.1 – Description des huit champs observés pendant les périodes P75 et P77. Chaque pose est de 3600 secondes.

Champ	Plateau	Cibles observées	Coordonnées (l, b)	Date d'observation (année - mois - jour)
a1	MEDUSA 1	97	(280.38°, 47.31°)	2005 - 05 - 07
a2	MEDUSA 1			2005 - 05 - 07
b1	MEDUSA 2	80	(278.13°, 48.07°)	2005 - 05 - 07
b2	MEDUSA 2			2005 - 05 - 07
c1	MEDUSA 2	73	(277.18°, 48.10°)	2005 - 05 - 07
c2	MEDUSA 2			2005 - 05 - 08
d1	MEDUSA 1	92	(277.69°, 47.67°)	2005 - 05 - 08
d2	MEDUSA 1			2005 - 05 - 08
e1	MEDUSA 2	101	(277.16°, 46.97°)	2005 - 05 - 06
f1	MEDUSA 2	96	(277.26°, 46.50°)	2006 - 07 - 01
f2 (1)	MEDUSA 2			2006 - 07 - 02
f2 (2)	MEDUSA 1			2006 - 07 - 14
i1	MEDUSA 2	88	(275.59°, 48.12°)	2006 - 06 - 14
i2	MEDUSA 1			2006 - 06 - 29
j1	MEDUSA 2	97	(276.20°, 46.53°)	2006 - 04 - 02
j2	MEDUSA 1			2006 - 06 - 30

Notes. Les lettres correspondent à des champs différents et les chiffres à des poses additionnelles du même champ. Les observations du champ f2 ont été faites à deux reprises à cause des mauvaises conditions atmosphériques (vents trop forts, ayant obligé la fermeture du dôme).

3.2.1 Réduction et extraction des images CCD

La Fig. 3.2 montre l'exemple d'une image brute sur le capteur CCD, obtenue pour un de nos champs observés. Dispersés horizontalement sur une largeur de quelques pixels, on y distingue les signaux provenant de chaque fibre, mais également un défaut du capteur dans sa partie rouge (en bas à droite). Afin de passer d'une image CCD bidimensionnelle à un spectre $S(\lambda)$, prêt à être analysé, nous avons utilisé le logiciel Gasgano³ que l'ESO a développé pour les données obtenues au VLT. Associé avec les fichiers de calibration correspondants aux observations effectuées, Gasgano réduit, extrait et calibre en longueurs d'onde les spectres finaux.

Réduction des images Les images obtenues lors des observations doivent être d'abord réduites, c'est-à-dire nettoyées de tout signal parasite instrumental. En imagerie classique, la réduction d'une image brute du CCD (R_{xy}) consiste en une soustraction pixel par pixel d'une image dite de biais (B_{xy}), puis d'une division par une image dite de plage de lumière uniforme (*flat-field*, F_{xy}). Ainsi, l'image réduite (I_{xy}) est obtenue :

$$I_{xy} = \frac{R_{xy} - B_{xy}}{F_{xy}}. \quad (3.1)$$

Soustraire le biais corrige l'image du signal enregistré par le détecteur en l'absence d'exposition à la lumière. Ainsi, B_{xy} consiste généralement en une image médiane de plusieurs images obtenues

3. <http://www.eso.org/gasgano>

avec un temps d'exposition nul. La division par une image *flat-field* sert à compenser les variations de sensibilité du CCD pixel par pixel.

En spectrographie multifibre telle que FLAMES-GIRAFFE, cette procédure doit également prendre en compte la transmission de chacune des fibres. En effet, cette dernière peut varier d'une fibre à l'autre, et ainsi, se répercuter sur le signal final. Ainsi, après la soustraction du biais, la localisation des fibres sur le CCD, le long de la direction de dispersion doit être faite, en illuminant uniformément les fibres. En considérant une épaisseur de 6 pixels pour chaque fibre, la position centrale et la largeur du signal obtenu par chaque fibre le long de la direction de la dispersion est enregistrée, puis le spectre du *flat* en est extrait. Chaque spectre *science* obtenu sera alors divisé par son *flat-field* respectif.

Extraction des spectres L'extraction des spectres consiste à transformer le spectre bidimensionnel sur le CCD S_{xy} , en un spectre unidimensionnel $S_x(\lambda)$ qui sera une fonction de la longueur d'onde. Pour se faire, les pixels perpendiculaires à la direction de dispersion correspondant à chaque fibre doivent être intégrés.

La méthode d'extraction linéaire consiste à sommer simplement les pixels, sans prendre en considération le profil de transmission de la fibre. Ce dernier est responsable du fait que les pixels centraux contiennent plus de photons que ceux des extrémités. Or, comme le bruit est lié à une fluctuation qui est indépendante de la fibre (ex : bruit de lecture, lumière dispersée dans l'instrument), il est possible d'optimiser le rapport signal sur bruit (SNR) d'un spectre en tenant compte de la répartition du profil de la fibre. C'est ce que fait l'extraction optimale (Horne 1986), qui attribue à chaque pixel un poids proportionnel à l'intensité du flux. Cette méthode est de plus en plus souvent utilisée en spectroscopie, et présente également un avantage supplémentaire à l'extraction linéaire. Vu que le signal attendu doit avoir une distribution continue et suivant un profil particulier, tout pixel s'éloignant de quelques σ de ce profil sera vraisemblablement affecté par un rayon cosmique. En interpolant avec les valeurs du flux des pixels voisins, il sera donc possible de le corriger automatiquement.

Calibration en longueurs d'onde Une fois les fibres localisées et les spectres extraits, une solution de dispersion est calculée qui associe à chaque pixel une longueur d'onde. En pratique, pour chaque image CCD, des fibres sont dirigées vers une lampe de calibration composée de gaz de Thorium-Argon. En excitant les électrons du gaz, cette lampe émet des raies spectrales à des longueurs d'onde bien déterminées. La détection de la position des raies sur le capteur va permettre d'associer chaque pixel à des longueurs d'onde à l'aide d'une transformation polynomiale $\lambda \mapsto f(x, y)$. Enfin, pour des raisons pratiques, les spectres finaux sont alors rééchantillonnés à des pas de longueurs d'onde constants. Dans le cas de spectres obtenus dans la configuration LR8, puis traités avec la procédure Gasgano, la valeur du pixel à la fin de l'extraction des spectres vaut 0.2 Å.

3.2.2 Soustraction du spectre du fond de ciel

Comme le montre le graphique du haut de la Fig. 3.4, une fois le spectre nettoyé du signal parasite dû à l'instrumentation, il reste encore une source de pollution qui doit être soustraite. Celle-ci est due au spectre du fond de ciel, et sa soustraction est cruciale afin d'étudier les étoiles de faible magnitude (Wyse & Gilmore 1992). Le spectre du fond de ciel provient de :

- la lumière zodiacale, produite par la diffusion du rayonnement solaire par les particules de poussière interplanétaire présentes dans le système solaire. Elle est variable le long de

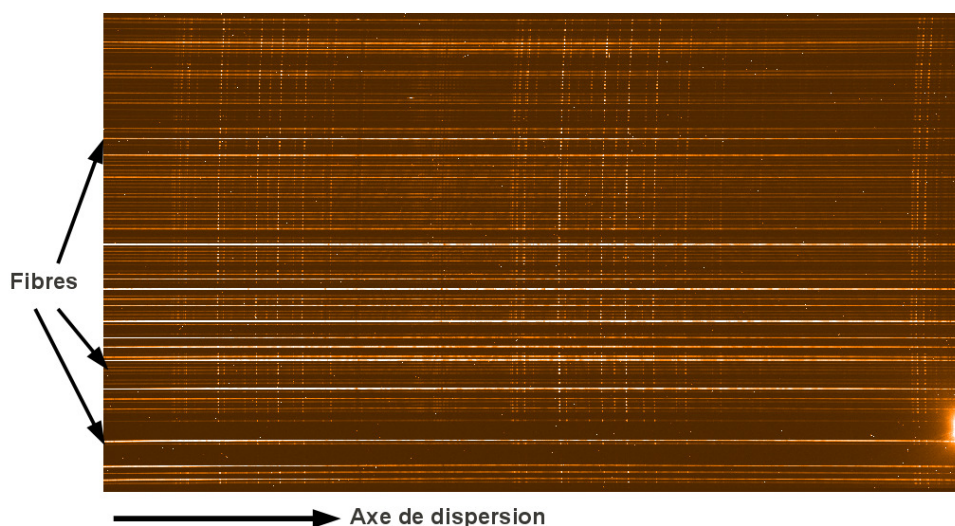


FIGURE 3.2 – Image brute du capteur CCD pour une des poses FLAMES. La présence d'un *glow* peut être remarquée dans la partie rouge du capteur (en bas à droite).

la nuit, et est surtout importante à l'aube. Sa variation spatiale dans le ciel est faible, de l'ordre du degré.

- la lumière stellaire intégrée, produite par la contribution d'étoiles (et de galaxies) non résolues. Les variations spatiales sont de l'ordre de l'arcseconde et dépendent des coordonnées galactiques (forte contribution dans les environnements denses).
- la luminescence atmosphérique nocturne, provoquée par l'excitation des molécules dans la haute atmosphère terrestre (émission de OH, O₂). Son intensité varie le long de la nuit et dépend notamment de la masse d'air.
- la lumière galactique diffuse, provoquée par la diffusion de la lumière stellaire par des particules interstellaires. Son intensité va dépendre des coordonnées galactiques.
- la lumière solaire réfléchiée par la Lune et diffusée par l'atmosphère terrestre.

Les variations temporelles des diverses composantes font que le spectre du fond de ciel doit être obtenu simultanément aux spectres des cibles, afin qu'il soit représentatif de celui présent dans le signal qui nous intéresse. En pratique, à chaque exposition, un spectre du ciel moyen est obtenu grâce à plusieurs fibres allouées dans des régions *vides* du ciel. Le nombre de fibres dédiées au ciel dépend de la magnitude des objets observés, les cibles de faible magnitude nécessitant un nombre plus élevé que les cibles brillantes (voir Wyse & Gilmore 1992). Pour nos observations, environ quatre spectres du ciel ont été moyennés, les coordonnées desquels ont été choisies grâce aux images du DSS (*Digital sky Survey*).

Pour extraire le ciel moyen des objets, nous avons utilisé la procédure développée et optimisée par Mike Irwin⁴ (communication privée) pour les longueurs d'onde autour du triplet de calcium (voir Battaglia et al. 2008b). Cette procédure assure que le spectre du ciel et le spectre de l'objet sont aux mêmes longueurs d'onde avant d'effectuer la soustraction. En effet, comme le montre la Fig. 3.4, le flux en émission des raies du ciel peut être plusieurs fois supérieur au flux de l'objet,

4. Nous remercions M. Irwin pour l'utilisation qui a été faite de sa procédure de soustraction du ciel.

et un désaccord sur les longueurs d'onde, dû par exemple à la dérive du spectrographe, peut provoquer l'apparition d'importants résidus lors de la soustraction.

La procédure commence par séparer la composante continue du ciel de sa composante comportant les raies (la composante spectrale) grâce à un σ -clipping. Ensuite, pour chacun des spectres, les étapes suivantes sont accomplies :

1. La composante continue des objets est séparée de la composante spectrale, en prenant bien soin d'y inclure les régions auxquelles les raies du ciel sont présentes.
2. Une corrélation croisée entre la composante spectrale de l'objet et la composante spectrale du ciel est faite, afin de corriger la dérive du spectrographe (liée au changement du chemin optique dans l'instrument, voir Sect. 3.2.3). Si nécessaire, les longueurs d'onde de l'objet sont interpolées à celles du ciel, afin que tous deux soient au même référentiel. Notons que la présence de nombreuses et de fortes raies en émission assure des précisions inférieures au km s^{-1} lors de la corrélation croisée.
3. Un facteur d'échelle pour le spectre du ciel est calculé, afin que l'écart-type des résidus entre l'objet et le ciel soit minimisé.
4. Le continu de l'objet (qui a été soustrait à la première étape) est de nouveau rajouté à sa composante spectrale interpolée aux nouvelles longueurs d'onde (voir étape 2). La composante continue du ciel y est alors soustraite en utilisant le facteur d'échelle établie à l'étape précédente.

À la fin de cette étape, tout signal n'appartenant pas à l'étoile sondée a été éliminé, et le spectre peut dès ce moment être analysé. Cependant, dans un souci d'homogénéisation des données et d'amélioration des rapports signal à bruit, nous avons également procédé à la combinaison des poses individuelles, à la correction des vitesses radiales et au rééchantillonnage des spectres.

3.2.3 Addition des poses individuelles

Afin d'augmenter le rapport signal à bruit des spectres, les deux poses individuelles de chaque étoile peuvent être combinées. Or, avant de sommer les spectres, il faut s'assurer qu'il n'existe pas de décalage en longueurs d'onde entre les spectres (dans ce cas les spectres sont dits être dans un référentiel différent). Un tel décalage peut être dû au fait qu'une longue période s'est écoulée entre les deux observations. La position relative de l'étoile par rapport à la position de la Terre aura changé, et donc la projection de sa vitesse radiale héliocentrique sur la ligne de visée également. La composante vitesse liée à la vitesse de la Terre varie typiquement de plusieurs centaines de m s^{-1} par jour à cause de la rotation diurne (fonction de la latitude de l'observatoire) et de $\pm 30 \text{ km s}^{-1}$ au cours de l'année à cause de la révolution de la Terre autour du Soleil. Cette composante se calcule à partir des éphémérides.

À ce décalage lié à une raison astrophysique, peut être rajouté un autre terme, de nature instrumentale, dû à l'instabilité des fibres et/ou au changement du chemin optique de la lumière. En effet, la solution de dispersion $\lambda \mapsto f(x, y)$ calculée précédemment peut varier légèrement avec le temps. Dans ce cas, un terme $V_{\text{dérive}}$ est introduit dans l'un des spectres. La composante de dérive instrumentale est la plupart du temps dominée par les variations d'indice optique de l'air, liées aux variations de température et de pression atmosphérique. Notons qu'une autre cause de dérive instrumentale peut provenir des flexions thermo-mécaniques de l'instrument.

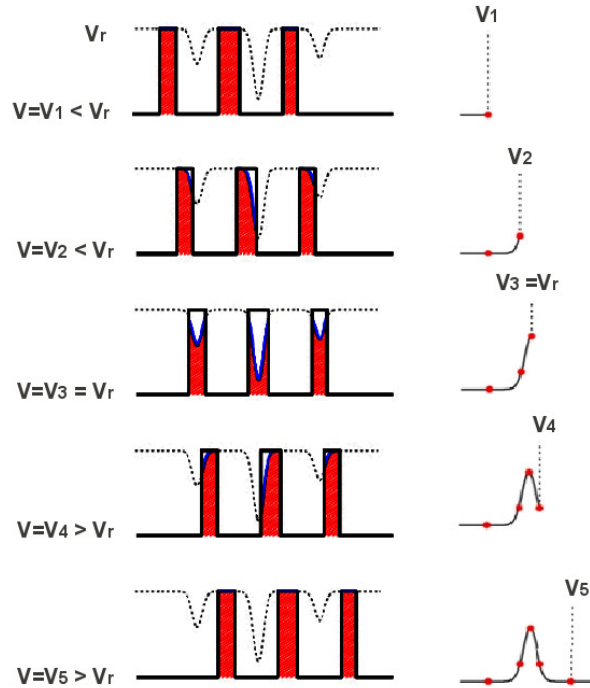


FIGURE 3.3 – Principe de la corrélation croisée avec un masque binaire indiquant la position des raies spectrales (schéma adapté de Melo 2001). Le masque est déplacé à différentes positions, correspondant à des vitesses radiales différentes (V_1 à V_5). Le maximum de la fonction de la corrélation croisée est obtenu lorsque le masque est décalé à la vitesse du spectre ($V_3 = V_r$).

La méthode de la corrélation croisée Afin d’avoir des précisions inférieures à la taille du pixel, la procédure FXCOR de IRAF, basée sur la méthode de la corrélation croisée (Tonry & Davis 1979) est utilisée. Elle consiste à calculer la fonction de corrélation (CCF) d’un spectre observé à un modèle de référence (qui peut être un autre spectre, ou un masque indiquant la position des raies). Le résultat est une fonction dont la position du pic central dépend du décalage en longueur d’onde (*i.e.* vitesse radiale), et la hauteur h de ce pic est une mesure de la similarité des deux spectres (identification correcte des raies, voir la Fig. 3.3).

Pour chaque mesure de vitesse radiale, la procédure FXCOR retourne également la valeur de la hauteur de la CCF, un facteur de qualité R , ainsi qu’une estimation de l’erreur sur la vitesse radiale. Le facteur de qualité $R = h/\sqrt{2}\sigma_a$, est défini comme le rapport entre h et la valeur moyenne des pics secondaires de la CCF (le facteur $\sqrt{2}\sigma_a$). Lorsqu’il n’y a pas convergence, R vaut zéro, et peut monter jusqu’à l’infini dans le cas d’une identification parfaite. Enfin, l’erreur associée à la mesure est donnée par $\Delta V_{\text{rad}} = C/(1 + R)$ avec C une constante dépendant du nombre total de pixels utilisés (Tonry & Davis 1979).

Dans la pratique, nous avons mesuré les CCF de la deuxième pose en fonction de la première, pour les longueurs d’onde comprises entre 825 et 900 nm. Lorsque la vitesse mesurée était supérieure à son erreur, le deuxième spectre a été replacé dans le même référentiel que le premier. La correction $\lambda = \lambda_o \sqrt{(1 + V_{\text{rad}}/c)/(1 - V_{\text{rad}}/c)}$ où λ_o est la longueur d’onde au repos, et c la vitesse de la lumière, a été faite à l’aide de la routine DOPCOR de IRAF.

Combinaison des spectres De façon arbitraire, la combinaison des spectres a été refusée lorsque $h \leq 0.1$, et $R \leq 5$. Il a été estimé que dans ce cas les spectres étaient trop dégradés pour pouvoir s’assurer que la sommation des poses allait être correcte. Ainsi, des 724 spectres initiaux, 35 ont été rejetés sur ces critères de qualité, menant à un échantillon de 689 étoiles.

Notons qu’avant d’additionner les spectres, les pixels souffrant d’une mauvaise soustraction du ciel ont pu être identifiés et corrigés. En effet, la soustraction du ciel étant faite différemment pour chacune des poses, il n’y a aucune raison qu’elle affecte de la même façon les deux spectres. Ainsi, les différences entre les deux poses sont provoquées par le bruit (de photons et de lecture), et/ou suite à une mauvaise soustraction du ciel. En ne sélectionnant que les pixels dont le flux excède de plus de 5σ la valeur du flux moyen (et non pas la valeur du continu), nous nous assurons de ne choisir que les forts défauts de soustraction du ciel. Le flux des pixels sélectionnés ainsi est alors corrigé, en adoptant la valeur moyenne des quatre pixels adjacents.

Les poses individuelles, ainsi corrigées, ont pu être sommées. Comme il s’agit de deux poses de même temps d’exposition, le SNR sera augmenté d’un facteur $\sqrt{2}$.

3.3 Mesure de la vitesse radiale et rééchantillonnage spectral

Rappelons qu’à cette étape, les spectres ont été nettoyés de tout bruit parasite lié à l’instrumentation et au fond du ciel, et les poses individuelles ont été sommées afin d’augmenter le SNR. Afin que ces spectres puissent être traités automatiquement par une procédure de paramétrisation automatique, il ne reste plus qu’à placer tous les spectres dans le même référentiel de longueurs d’onde. Pour ce faire, nous mesurons à l’aide de la méthode de la corrélation croisée le décalage $V_{spectre}$ des raies spectrales par rapport à un modèle au repos, puis chacun des spectres est corrigé en fonction de cette vitesse.

Pour le modèle au repos, un masque binaire est généralement préféré à un spectre synthétique. Il s’agit de fonctions “portes” centrées aux longueurs d’onde où se trouvent les raies spectrales, de largeurs égales aux largeurs à mi-hauteur des raies. L’utilisation du masque présente l’avantage de ne sélectionner que les régions où l’information Doppler est la plus importante, c’est-à-dire au centre des raies (Royer et al. 2002). L’erreur sur la mesure de la vitesse radiale se trouve donc diminuée par rapport à une estimation faite par un spectre synthétique. De plus, une sélection des raies les plus intéressantes peut être faite, afin de diminuer le temps de calcul.

Nous avons utilisé un masque binaire correspondant à une étoile de type spectral K0, à la résolution de nos observations, disponible avec la procédure girBLDRS⁵ (Royer et al. 2002). Pour le calcul de la CCF, ce masque n’inclut pas les quatre signatures spectrales prédominantes de ce domaine de longueurs d’onde que sont le triplet du calcium, et la raie de MgI à 8807Å (Fig. 2.4). En effet, à haut SNR, lorsque les raies sont facilement identifiables, inclure des raies larges telles que le triplet de CaII va élargir la CCF et dégrader la précision sur la détermination de la vitesse radiale. Néanmoins, les inclure à bas SNR, lorsque la plupart des raies faibles sont noyées dans le bruit, améliorera nettement les résultats (Royer 2003).

Sachant que dans le cadre de cette thèse des étoiles de faible magnitude (donc de faible SNR) sont observées, et que des précisions de l’ordre de 4-5 km s⁻¹ en vitesse radiale sont suffisantes (voir Chap. 6), nous avons décidé d’inclure manuellement ces quatre raies.

Il est important de noter que l’ajout de ces raies présente l’avantage de faire disparaître le problème d’une mauvaise identification des raies (*template mismatch*). En effet, un des points faibles de la technique de la corrélation croisée est que le modèle et l’objet doivent appartenir au

5. <http://girbldrs.sourceforge.net/>

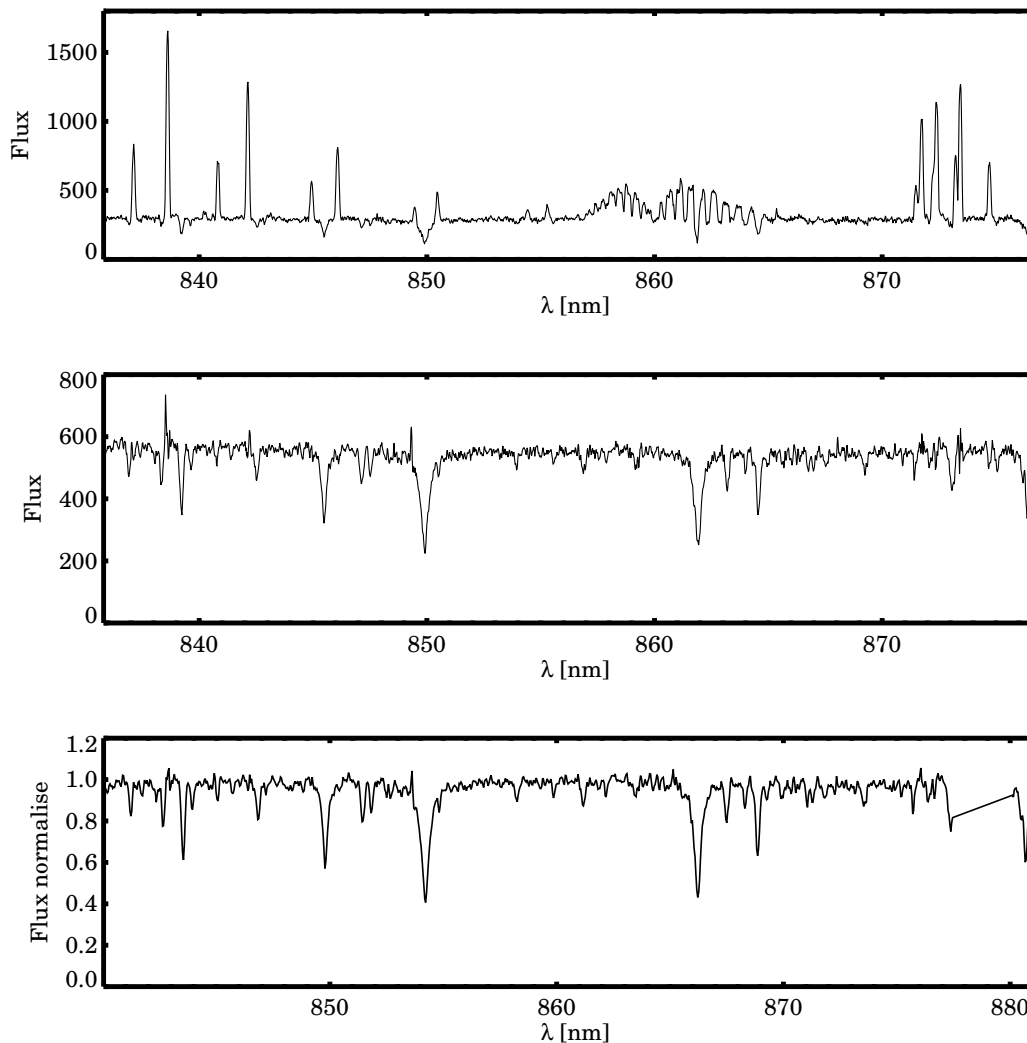


FIGURE 3.4 – Différentes étapes de la réduction des spectres. En haut : spectre initial avec les raies du ciel. Milieu : spectres combinés et nettoyés de fond du ciel. Bas : spectre final normalisé, et rééchantillonné. Les deux spectres du haut ne sont pas au référentiel au repos.

même type spectral, au risque de confondre des raies lors du calcul de la CCF, et introduire un biais dans la détermination de la vitesse radiale. Or, d'une part le triplet du calcium est visible quelque soit le type spectral de l'étoile, et d'autre part, il ne peut pas être confondu avec d'autres raies dans ce domaine de longueurs d'onde (voir Fig. 2.5). Ainsi, le désaccord entre le modèle et l'objet ne pose plus de problème majeur, et le rajout du triplet du calcium ne contribuera qu'à une augmentation de l'erreur associée.

La Fig. 3.5 représente l'erreur sur la mesure de la vitesse radiale (estimée par IRAF) en fonction de l'indice de couleur (B-V) et de la métallicité des cibles (mesurée dans le Chap. 8.2). Nous pouvons voir que l'erreur moyenne sur la vitesse radiale est de $\sim 4.7 \text{ km s}^{-1}$ et que les erreurs les plus fortes sont obtenues pour les étoiles dont la métallicité et le (B-V) sont les plus faibles (correspondant aux étoiles les plus chaudes). Cette tendance n'est pas surprenante. En effet, ces deux types d'étoiles sont ceux pour lesquels les largeurs des raies spectrales vont être le

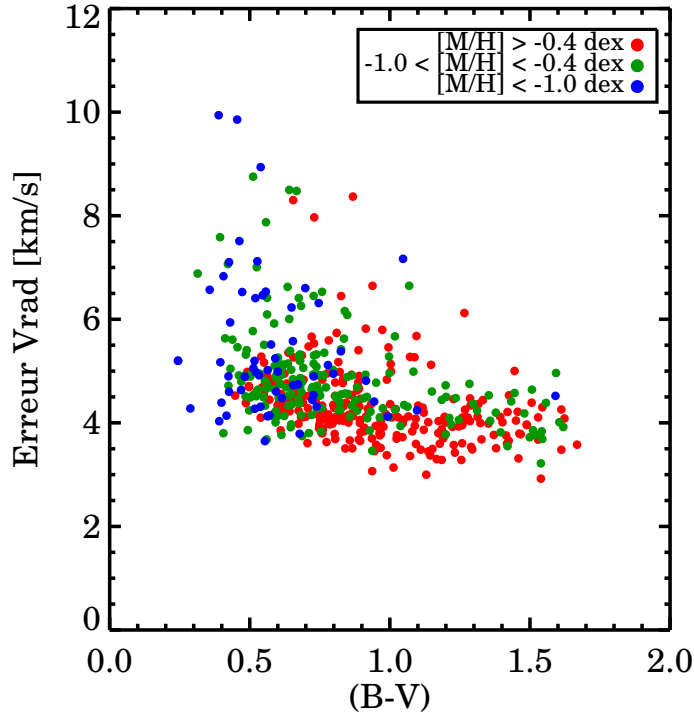


FIGURE 3.5 – Erreurs des vitesses radiales mesurées en fonction de la couleur (B-V), et de la métallicité des cibles (mesurée dans le Chap. 8.2). Les mesures affichées correspondent au catalogue final d'étoiles (479 cibles) qui va être sélectionné dans le Chap. 8.3.

plus éloignées de celles de la géante de type K, provoquant de ce fait une CCF élargie. Les vitesses radiales héliocentriques qui ont été mesurées pour les cibles sont affichées dans la Table E.3. Leur analyse va être faite dans le Chap. 8.1, où la distribution de vitesses qui a été mesurée pour nos cibles va être comparée à celle trouvée par Gilmore et al. (2002).

Une fois les longueurs d'onde des spectres mis au référentiel au repos, les spectres ont été rééchantillonnés afin d'améliorer encore un peu le rapport signal à bruit. Nous avons procédé à un *rebinning* d'un facteur deux par rapport à l'échantillonnage initial, tout en respectant le critère de Shannon qui exige un échantillonnage au minimum deux fois inférieur à l'élément de résolution (dans notre cas : $\sim 1.2 \text{ \AA}$). Le pixel final mesure 0.4 \AA . Nous avons ensuite coupé les spectres à 8820 \AA , afin d'éviter les problèmes dûs au *glow* mal soustrait (voir la Fig. 3.2). De plus, en anticipant sur les résultats des chapitres suivants, une fois les spectres rebinés, nous avons enlevé les coeurs des raies du calcium, ainsi que la partie des spectres entre 8775 \AA et 8801 \AA , qui comporte peu de raies stellaires comparé aux résidus possibles du ciel.

3.4 Conclusions

Ce chapitre présente la façon avec laquelle a été obtenu le catalogue de spectres stellaires qui va être utilisé aux chapitres suivants. Ce catalogue consiste en 700 étoiles de faibles magnitudes apparentes ($14 < V < 18.5$), choisies afin de sonder le disque épais en dehors du voisinage solaire. Plus précisément, la ligne de visée vers laquelle les cibles sont observées correspond à une direction vers laquelle Gilmore et al. (2002) avaient identifié une population d'étoiles qui semblait pouvoir

provenir d'un système accrété par la Voie Lactée il y a près de 10 Gyr.

Les spectres de ces étoiles ont été obtenus grâce au spectrographe multifibre GIRAFFE du VLT de l'ESO. La configuration LR8 a été choisie, dont la résolution ($R = 6\,500$) et le domaine de longueurs d'onde sont proches de ceux du RVS de Gaia. Ainsi, l'intérêt astrophysique de l'échantillon a été couplé d'un intérêt pratique, consistant à tester sur des données réelles les procédures de paramétrisations automatiques mises en place pour le GSP-Spec de Gaia.

Nous avons décrit les étapes d'extraction et de réduction des données afin d'obtenir un catalogue homogène de spectres. Ce catalogue considère un intervalle spectral de 8400 \AA à 8820 \AA , avec un échantillonnage quasi-homogène de 0.4 \AA . En effet, bien que la taille du pixel soit constant (égal à 0.4 \AA), les longueurs d'onde comprises entre 8775 \AA et 8801 \AA , ainsi que les pixels correspondant aux coeurs des raies du triplet du calcium ont été enlevés du catalogue final.

Dans les chapitres suivants (Chap. 4 à 6) nous allons décrire comment des algorithmes de paramétrisations automatiques tels que MATISSE ou DEGAS vont pouvoir obtenir les paramètres atmosphériques des étoiles observées. L'exploitation scientifique de l'échantillon ne sera faite qu'à partir du Chap.7, où les distances des cibles seront calculées à partir des paramètres déterminés par les spectres.

Paramétrisations automatiques et grands relevés stellaires

Sommaire

4.1	Exploration automatique des données en astrophysique	47
4.2	Algorithmes de paramétrisation	48
4.2.1	Méthodes d'optimisation	49
4.2.2	Méthodes de projection	50
4.2.3	Méthodes de classification	50
4.3	Paramétrisation automatique en spectroscopie stellaire	51
4.3.1	Définition des paramètres atmosphériques stellaires recherchés	52
4.3.2	Méthodes utilisées pour les grands relevés	54
4.4	Présentation des algorithmes utilisés	56
4.4.1	MATISSE : une méthode de projection	56
4.4.2	DEGAS : un arbre de décision oblique de type k-d	61
4.5	Conclusions	63

4.1 Exploration automatique des données en astrophysique

À moins d'utiliser des milliers de bénévoles pour classer à la main des millions de données, comme c'est le cas pour le projet *Galaxy Zoo* (Lintott et al. 2008), l'exploration automatique (*data mining*) est désormais un concept inévitable en astrophysique. D'autant plus qu'avec l'avènement de futures missions spectroscopiques et photométriques telles que Gaia (Perryman et al. 2001), la quantité de données à analyser sera considérablement agrandie.

Les méthodes utilisées pour le *data mining* dépendent du degré de connaissances des objets compris dans l'échantillon. Lorsque les données observées sont très peu contraintes, ou lorsqu'il n'existe aucun *a priori*, des algorithmes de classification avec un apprentissage non supervisé (appelés aussi *clustering*) sont utilisés. Dans ce cas, une hypothèse sur le nombre de classes à déterminer doit être effectuée, et les données sont regroupées de façon heuristique, en cherchant à minimiser la variance intra-classe et à maximiser la variance inter-classe.

Historiquement ce fût la branche extragalactique de l'astrophysique qui a utilisé la première de telles méthodes. En l'occurrence, dès la numérisation des premières plaques photographiques, des algorithmes ont été mis en place pour séparer les étoiles de champs des galaxies d'arrière-plan (Irwin & Trimble 1984; Odewahn et al. 1992; Ball et al. 2006). Un autre exemple d'utilisation de telles méthodes est la classification des galaxies en fonction de leur morphologie de Hubble (Windhorst et al. 1999; Cohen et al. 2003), ou encore la classification d'astéroïdes (Galluccio et al. 2008) en fonction de leur réflectance et donc de leur type minéralogique.

D'un autre côté, lorsque les classes sont connues à l'avance, des méthodes de classification supervisées sont utilisées. Celles-ci ont la particularité d'utiliser des données de référence pour

établir le lien (*mapping*) entre les observations et les classes en question. Par exemple, la classification MK des spectres stellaires s'effectue à partir de spectres de référence, définissant chacune des classes.

Enfin la paramétrisation automatique est utilisée lorsque les objets étudiés sont bien connus. Dans ce cas, la connaissance des processus physiques à l'origine des données permet de décrire les objets à l'aide de variables continues plutôt que par classes discrètes. Par exemple, les propriétés internes d'une galaxie sont mieux contraintes par leur taux de formation stellaire, leur âge, ou leur rapport masse sur luminosité que par leur type morphologique (Tsalantza et al. 2007). De la même façon, la température effective, la gravité de surface ou la métallicité sont plus appropriées pour décrire l'atmosphère d'une étoile plutôt que son type spectral et sa classe de luminosité (voir Sect. 4.3).

4.2 Algorithmes de paramétrisation

Comme pour la classification supervisée, les algorithmes de paramétrisation utilisent des données de référence qui vont servir de *mapping*. Ces modèles constituent une grille à N dimensions, où N représente le nombre de paramètres recherchés.

La construction de la grille de référence est une étape très importante car l'efficacité de la paramétrisation va dépendre en partie de celle-ci. En effet, les modèles de référence¹ doivent être représentatifs des observations, et donc le domaine de variation des paramètres considérés doit être entièrement couvert et bien échantillonné. Or, toute la difficulté réside dans le fait que le nombre de modèles de référence augmente exponentiellement avec le nombre de paramètres recherchés. Par conséquent, le choix du pas d'échantillonnage résulte d'un compromis entre le temps de calcul et la précision recherchée des résultats. Les étapes de la construction de la grille d'apprentissage pour notre application vont être détaillées dans le Chap. 5.

Un algorithme de paramétrisation automatique cherche à minimiser la fonction distance définie par :

$$D = \sum_{j=1}^J [O(j) - M(j)]^2 \quad (4.1)$$

où $O(j)$ et $M(j)$ correspondent à l'observation et au modèle, définis sur J variables (par exemple : les pixels d'un spectre). La Fig. 4.1 donne un exemple d'une fonction distance non convexe à une dimension (un paramètre), et illustre sa complexité en fonction de la grille de référence, la valeur mesurée et la tolérance en fonction du bruit. Tout modèle se situant entre la valeur mesurée et la tolérance adoptée est à considérer comme la solution potentielle. La zone B contient le minimum absolu de la fonction distance, c'est-à-dire le modèle le plus proche de l'observation. Les zones A et C représentent des minima secondaires, appelés aussi minima locaux. Pour ces deux zones, une légère variation du paramètre diminuera la ressemblance avec l'observation, et de ce fait la fonction distance augmentera. Contrairement à la zone A qui comporte des modèles qui sont proches de l'observation (à l'intérieur du seuil admis par le bruit), la zone C n'en comporte aucun.

Dans ce qui suit, nous allons décrire les concepts mathématiques sur lesquels sont basées les trois méthodes principales de paramétrisation (méthode d'optimisation, de projection et de classification) afin de trouver le minimum absolu de la fonction distance.

1. Ces modèles de référence peuvent être réels (observés) ou théoriques, voir Sect. 4.3.2

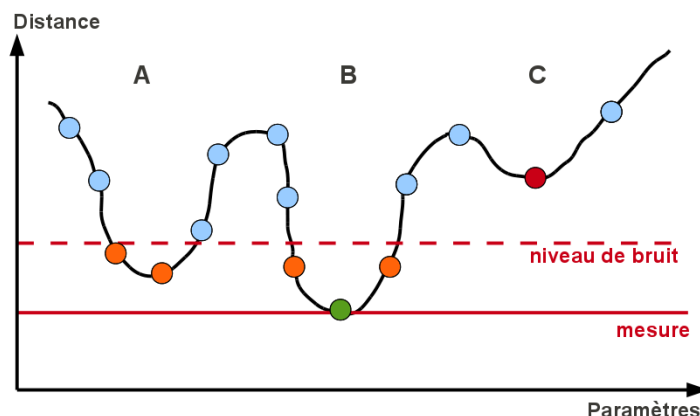


FIGURE 4.1 – Exemple à une dimension de la variation de la fonction distance entre les modèles de référence (points de couleurs) et la mesure (trait plein rouge). Le point vert représente le minimum absolu de la fonction distance. Les points oranges sont les modèles qui sont pris en compte pour l’analyse. Ils dépendent de l’incertitude de la mesure (liée au niveau du bruit). Le point rouge représente un modèle qui se trouve dans un minimum local, loin du minimum absolu où certaines méthodes de paramétrisation peuvent faussement converger, notamment en présence de bruit (trait en pointillés).

4.2.1 Méthodes d’optimisation

L’exploration exhaustive de la grille de modèles afin de trouver le plus proche voisin (Dasarathy 1991) est certainement la méthode d’optimisation la plus simple sur le plan discret. Le principe est de calculer la distance entre l’observation et chacun des modèles de référence. Cette technique est très consommatrice en temps de calcul, ce dernier variant linéairement avec le nombre de modèles nominaux. Néanmoins, comme toutes les distances sont calculées, la détermination du minimum absolu est assurée. Ainsi, les minima secondaires tels que ceux des zones A ou C de la Fig. 4.1 sont évités.

La précision du résultat obtenu par la méthode du plus proche voisin est limitée par le pas de la grille. Ce problème est alors résolu par l’interpolation dans l’espace des paramètres, une fois que le minimum de distance a été déterminé. Notons que cette méthode peut souffrir de mauvaises estimations si l’observation est bruitée ou détériorée. En effet, le bruit peut être confondu avec des signatures représentatives d’un paramètre. Dans de tels cas, le modèle de référence ayant la plus petite distance de l’observation ne sera pas le modèle ayant les paramètres les plus proches de la réalité.

Les algorithmes à descente de gradients ont été développés afin de réduire le temps de calcul de la méthode du minimum de distance. Ceux-ci consistent à trouver la direction dans l’espace des paramètres ayant le plus fort gradient négatif de la fonction distance. Une fois que celle-ci est déterminée, les paramètres sont modifiés dans cette direction et de nouveaux gradients sont calculés. Les méthodes de Gauss-Newton ou de Levenberg-Marquadt (More 1977) sont représentatives de cette approche. La convergence est accomplie lorsque le gradient ne varie plus, ou lorsqu’il ne peut plus diminuer. Ces algorithmes ne garantissent donc pas la détermination du minimum absolu, vu qu’ils peuvent se retrouver piégés dans la zone A ou C de la Fig. 4.1. Citons qu’il existe certaines méthodes qui ont été développées afin d’éviter les minima locaux, telles que l’algorithme de Nelder & Mead (1965), mais au prix d’un temps de calcul plus important.

4.2.2 Méthodes de projection

Contrairement aux méthodes d’optimisation, celles de projection nécessitent une phase d’apprentissage avant de pouvoir estimer les paramètres. Durant celle-ci, des vecteurs de projection sont calculés, faisant ressortir les composantes significatives du signal permettant de déterminer un paramètre donné. Parmi les applications astrophysiques récentes ayant utilisé les méthodes de projection, nous pouvons citer l’analyse par composantes principales (PCA, McGurk et al. 2010), MATISSE (*MATRIX Inversion for Spectral SynthEsis*, Recio-Blanco et al. 2006), MOPED (*Massively Optimized Parameter Estimation and Data compression method*, Tegmark et al. 1997; Jofré et al. 2010), ou le χ^2 pénalisé (Zwitter et al. 2008).

Les méthodes de projection compressent l’information se trouvant dans la grille de modèles de référence, en une série de vecteurs qui sont une combinaison linéaire des modèles. Une fois l’apprentissage effectué, l’estimation finale est obtenue par un simple produit scalaire entre les vecteurs et les observations. Pour une fonction distance convexe et linéaire, cette opération va projeter les observations près de leurs plus proches voisins. Le temps de calcul se retrouve donc extrêmement réduit. De plus, ces vecteurs peuvent être ajustés afin de prendre en considération les effets du bruit, et donner moins de poids aux variations d’ordres supérieurs du signal.

Notons néanmoins que la phase d’apprentissage peut être parfois fortement consommatrice en temps de calcul CPU. Par ailleurs, bien que les minima secondaires loin de la solution réelle (tels que celui de la zone C de la Fig. 4.1) soient généralement évités grâce à un traitement particulier du bruit (voir Sect. 4.4.1), de tels algorithmes ne garantissent pas la détermination du minimum absolu car ils n’ont pas de vue d’ensemble de l’espace des paramètres. Ainsi, lorsqu’elles se retrouveront piégées dans un des minima (zone A ou B), les méthodes de projection obtiendront de mauvais résultats. Ceci peut être particulièrement critique dans le cas de données fortement bruitées.

Dans ce mémoire de thèse nous avons utilisé l’algorithme MATISSE, initialement présenté pour le GSP-spec de Gaia (Recio-Blanco, Bijaoui, & de Laverny 2006). Il s’agit d’une nouvelle approche de paramétrisation automatique afin d’utiliser l’ensemble de l’information incluse dans un spectre. Considérons l’espace vectoriel défini par les pixels du spectre. D’un côté, avec l’analyse en composantes principales, nous obtenons les directions propres, associées à des paramètres décorrélés, mais qui ne sont pas associés à des paramètres physiques. Par contre, avec MATISSE, nous obtenons pour toute région de la grille de référence les directions notées $B(\lambda)$ qui permettent par projection de déterminer la valeur de ces paramètres. Cet algorithme va être décrit de façon détaillée dans la Sect. 4.4.1.

4.2.3 Méthodes de classification

Les algorithmes de classification peuvent également être utilisés pour effectuer de la paramétrisation. Dans ce cas, il est considéré que chaque modèle de la grille de référence est une classe différente. Contrairement aux méthodes de projection, les méthodes de classification ont une vision plus globale de la fonction distance et de l’espace des paramètres. De ce fait, elles vont considérer l’ensemble des données les plus ressemblantes (points oranges des zones A et B). Elles sont basées sur le principe de la reconnaissance de formes (*pattern recognition*) : à chaque étape de l’algorithme, des motifs sont identifiés à partir des données, et une décision est prise en fonction de la classe attribuée.

Les méthodes de classification sont certainement les algorithmes de paramétrisation les plus répandus en astrophysique. Les réseaux de neurones artificiels, les arbres de décisions, ou les machines à vecteurs de support en font toutes partie. Celles-ci nécessitent, tout comme les algorithmes de projection, une phase d’apprentissage basée sur des modèles de référence.

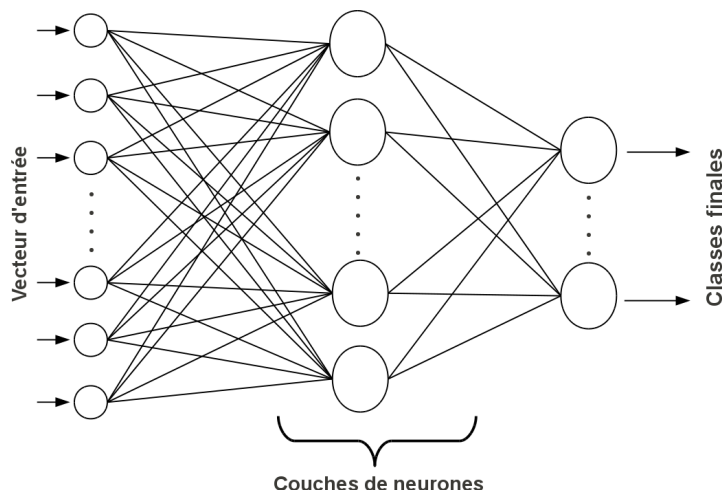


FIGURE 4.2 – Exemple d’un réseau de neurones artificiel. En entrée, chaque pixel est testé. En fonction des résultats, certains neurones sont activés, ce qui permet la classification finale.

Les réseaux de neurones artificiels (*Artificial Neural Network*, ANN, voir Fig. 4.2) consistent en une imitation du comportement des réseaux de neurones du cerveau humain, où chaque neurone peut émettre un signal vers les autres neurones, à condition que le signal d’entrée dépasse un certain seuil. Dans le cas des ANN, nous avons plusieurs couches de noeuds (neurones) inter-connectées, et chaque connection a un poids particulier. Chaque noeud est lié à une fonction d’activation, seuil au dessus duquel elle est activée. Il y a autant de cellules d’entrée que de pixels dans l’observation. Chaque pixel est testé et les neurones des couches suivantes peuvent être activés en fonction des règles d’apprentissage (les poids). De nouveaux tests sont alors effectués par la couche de neurones suivantes, jusqu’à la classification finale (voir Fig. 4.2).

Comme pour les algorithmes de projection, la phase d’apprentissage des ANN peut être assez longue, mais la phase d’application, une fois le réseau construit, est extrêmement rapide. D’un autre côté, un des inconvénients des ANN est que ceux-ci souffrent d’effets dits de “*boîte noire*”, dans le sens où l’interprétation des réseaux construits est impossible à relier à des informations astrophysiquement utiles.

Un arbre de décision consiste en une succession de décisions arborescentes. À chaque niveau de l’arbre, un test binaire y est associé. Il sert à prendre une décision et à séparer l’échantillon en deux sous-parties. Les décisions sont prises en fonction du résultat de la projection de l’observation sur les vecteurs caractérisant chaque noeud. Ainsi, l’arbre de décision est complètement défini par les vecteurs de projection.

Comme nous allons le voir dans le chapitre suivant, l’utilisation d’une méthode de classification est primordiale (surtout à très faibles SNR) afin de déterminer correctement les paramètres atmosphériques des étoiles à partir des spectres du RVS de Gaia. Pour cela, un arbre de décision, l’algorithme DEGAS (Bijaoui et al. 2010), va être utilisé. Les équations mathématiques le caractérisant vont être développées dans les sections suivantes.

4.3 Paramétrisation automatique en spectroscopie stellaire

Historiquement, une des premières tentatives d’extraire de l’information à partir du spectre d’une étoile a permis de réaliser la classification spectrale. Suite à une longue évolution des

systèmes de classification (Secchi 1868; Pickering 1890; Cannon & Pickering 1918, ...), Keenan & McNeil (1976) et Morgan et al. (1978) mettent en place le système MK, qui est une classification essentiellement à deux paramètres : le type spectral et la classe de luminosité.

Le type spectral d'une étoile (O, B, A, F, G, K, M) est basé sur l'intensité de certaines raies d'absorption et est donc lié à la température de celle-ci par les équations de Boltzmann et de Saha. La classe de luminosité (notée en chiffre romain V, pour une naine, I pour une géante) est associée à la largeur des raies des spectres stellaires. Nous savons de nos jours, que celle-ci est reliée à la gravité de surface des étoiles.

L'avènement de spectres de qualité et de résolution meilleures, a rendu le classement des étoiles de plus en plus compliqué, faisant apparaître des sous-divisions aux catégories citées précédemment, en rajoutant des suffixes (par exemple, m pour des étoiles ayant des raies métalliques plus fortes que le spectre de référence, p pour les étoiles particulières etc). Cette difficulté à classer les étoiles fût également accentuée par l'absence totale de prise en compte de la métallicité comme grandeur pouvant faire varier l'intensité et la largeur des raies. Ces deux points, liés à la difficulté d'interpréter intuitivement les classes², a conduit la communauté scientifique à naturellement adopter une paramétrisation des spectres.

Les méthodes de paramétrisations automatiques présentées aux sections précédentes, peuvent toutes être appliquées pour la caractérisation des paramètres atmosphériques d'étoiles (température effective : T_{eff} , gravité de surface : $\log g$, métallicité : $[M/H]$), à partir de données spectroscopiques ou photométriques. Après avoir défini les paramètres recherchés, un état de l'art sur la paramétrisation automatique en spectroscopie stellaire est présenté dans cette section.

4.3.1 Définition des paramètres atmosphériques stellaires recherchés

La température effective et la gravité de surface sont d'une importance majeure pour l'étude des atmosphères stellaires, car en plus de jouer un rôle fondamental dans la formation des raies spectrales, ils sont aussi directement liés aux propriétés intrinsèques de l'étoile telles que sa luminosité (L_{\star}), sa masse (M_{\star}) et son rayon (R_{\star}).

En général, il est supposé qu'une étoile est à l'équilibre hydrostatique et thermodynamique (ETL). Ceci implique que nous pouvons définir la température effective de l'étoile comme celle d'un corps noir émettant la même énergie par unité de surface que l'étoile en question :

$$\int_0^{\infty} F_{\nu} d\nu = \frac{L_{\star}}{4\pi R_{\star}^2} = \sigma T_{\text{eff}}^4 \quad (4.2)$$

avec F_{ν} le flux à la fréquence ν quittant la surface de l'étoile et $\sigma = 5.67 \times 10^{-8} \text{ W m}^{-2} \text{ K}^{-4}$, la constante de Stefan-Boltzmann.

Il existe plusieurs méthodes pour déterminer la température effective d'une étoile. Sans les détailler ici, on peut citer la détermination par la méthode de flux infra-rouge (IRFM, Blackwell & Shallis 1977), la synthèse du profil d'une raie de Balmer de l'hydrogène (Barklem et al. 2000; Cayrel et al. 2011), les calibrations photométriques (Alonso et al. 1996, 1998; Ramírez & Meléndez 2005) ou la méthode d'équilibre d'excitation, déterminée à partir de l'équation de Boltzmann et des largeurs équivalentes de raies d'un même élément issues du même niveau d'énergie atomique (Gray 2008).

2. Par exemple l'étoile Arcturus (α Boötes) est de classe spectrale K1.5III, c'est-à-dire $T_{\text{eff}}=4300 \text{ K}$, $\log g=1.7$ et $[M/H]=-0.5 \text{ dex}$. L'étoile Procyon A (α Canis Minoris) est de classe spectrale F5IV-V, c'est-à-dire $T_{\text{eff}}=6700 \text{ K}$, $\log g=4.03$ et $[M/H]=-0.02 \text{ dex}$.

La gravité de surface g d'une étoile (souvent exprimée logarithmiquement, $\log g$), est définie de la façon suivante :

$$g(\text{cm s}^{-2}) = g_{\odot} \frac{M_{\star}}{R_{\star}^2} \quad (4.3)$$

où M_{\star} et R_{\star} sont exprimés en unités solaires et g_{\odot} est la gravité de surface du Soleil ($\log g_{\odot} = 4.44$). Elle est définie par :

$$g_{\odot} = \frac{GM_{\odot}}{R_{\odot}^2} = 2.740 \times 10^4 \text{ cm s}^{-2} \quad (4.4)$$

avec $M_{\odot} = 1.9891 \times 10^{33}$ g, $R_{\odot} = 6.9598 \times 10^{10}$ cm, et G la constante gravitationnelle ($G = 6.673 \times 10^{-8}$ cm³ g⁻¹ s⁻²).

L'effet de la gravité de surface sur les raies spectrales est beaucoup plus faible que celui de la température. Son influence sera visible principalement dans les ailes des raies où les processus collisionnels dominant (élargissement de Van de Waals pour les étoiles froides, ou Stark pour les étoiles chaudes). La gravité de surface peut être calculée spectroscopiquement à l'aide de la méthode d'équilibre d'ionisation (impliquant l'équation de Saha), ou photométriquement en déterminant M_{\star} et R_{\star} à partir de la parallaxe mesurée de l'étoile, sa magnitude apparente, sa température effective et un jeu de tracés évolutifs stellaires (comme par exemple celui de Yonsei-Yale, voir Chap. 7.1).

Le troisième paramètre fondamental régissant la structure atmosphérique stellaire est la métallicité globale, notée $[M/H]$. Les éléments chimiques présents dans l'atmosphère de l'étoile vont absorber une partie du rayonnement émis par ses couches internes, pour former des raies spectrales. L'abondance d'un élément chimique E, est alors définie comme le rapport entre le logarithme de sa densité par unité de volume N_E et celle de l'hydrogène N_H ³. Elle est généralement définie par rapport à l'abondance solaire :

$$[E/H] = \log \left(\frac{N_E}{N_H} \right)_{\star} - \log \left(\frac{N_E}{N_H} \right)_{\odot} \quad (4.5)$$

où les indices \odot et \star expriment les valeurs solaire et de l'étoile en question. Par définition donc, le Soleil aura toujours $[E/H]=0$, et une étoile ayant $[E/H]<0$ contiendra dans son atmosphère moins d'atomes de cet élément que le Soleil. De façon similaire, la métallicité globale d'une étoile $[M/H]$, est définie comme l'abondance de tous les éléments plus lourds que l'hélium.

L'impact de l'abondance d'un élément sur une raie spectrale est donné par sa courbe de croissance, qui relie la largeur équivalente d'une raie à l'abondance de l'élément correspondant (voir Fig. 4.3). Celle ci comporte trois régimes : le régime linéaire pour les raies faibles, où la largeur équivalente de la raie va dépendre linéairement du nombre d'éléments absorbants N_E , le régime quasi-stationnaire où le cœur de la raie est saturé, et le régime pour les raies fortes, où la largeur équivalente varie en racine carré de N_E (la raie est alors dominée par le profil Lorentzien : les processus collisionnels font croître les ailes des raies).

Enfin, il est nécessaire de noter que d'autres paramètres peuvent influencer le profil des raies spectrales. Ils ont été négligés le long de ce mémoire de thèse car leurs effets sur des spectres d'étoiles de type F, G, K de moyenne résolution ($R \sim 6\,500$) sont négligeables. À titre d'information, ceux-ci sont :

- la vitesse de rotation de l'étoile, $v \sin i$: elle va dépendre typiquement de son type spectral (Gray 2008), les étoiles les plus chaudes (type spectral O, B, A) tournant en moyenne plus

3. Par convention, $\log(N_H) = 12$ (Gray 2008).

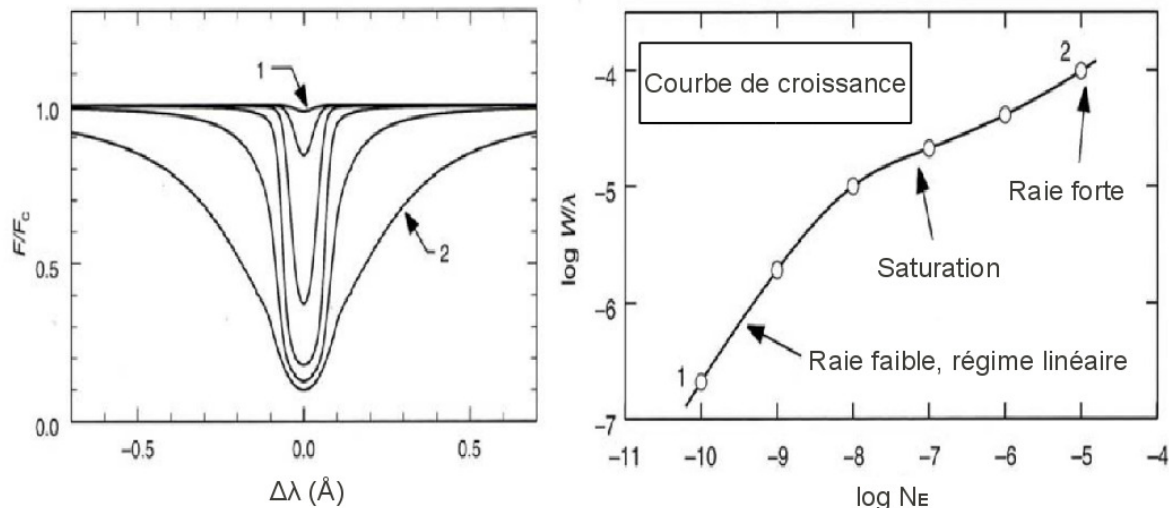


FIGURE 4.3 – Variation du profil de la raie spectrale (à gauche) et de la largeur équivalente (à droite) pour différentes abondances de l'élément E. Les points sur la courbe de croissance correspondent aux différents profils considérés (Source : Gray 2008).

rapidement que les plus froides (type spectral F, G, K). La largeur équivalente de la raie ne change pas, mais des mélanges (*blend*) avec les raies voisines sont susceptibles de se produire.

- la vitesse de microturbulence ξ , due aux vitesses à petite échelle de l'atmosphère stellaire. Celle-ci aura tendance à désaturer les raies spectrales saturées.
- la vitesse de macroturbulence η , due aux mouvements à grande échelle des cellules de convection dans l'atmosphère des étoiles. Dans ce cas, la largeur équivalente des raies n'est pas modifiée.

4.3.2 Méthodes utilisées pour les grands relevés

La complexité des phénomènes impliqués pour la formation des raies spectrales, entraîne le fait qu'il n'existe pas d'expression analytique en fonction de la longueur d'onde. Ainsi, il est impossible de résoudre une équation pour trouver le minimum de la fonction distance. Une grille de spectres de référence est donc nécessaire. Celle-ci peut être constituée de spectres réels d'étoiles, comme la librairie de TGMET (Katz et al. 1998) ou les spectres SDSS dans Re Fiorentin et al. (2007), ou alors de spectres synthétiques, comme ceux qui seront utilisés dans ce travail (Kordopatis et al. 2011a,b).

Une librairie de spectres observés permet de s'affranchir des hypothèses simplificatrices pour le calcul de transfert de rayonnement, telles que l'équilibre thermodynamique local ou l'équilibre hydrostatique (voir Chap. 5). Cependant, ce type de librairie est spécifique à un instrument, car elle couvre un domaine de longueurs d'onde généralement assez limité, et est obtenue à une résolution spectrale particulière. De plus, les étoiles pour lesquelles les paramètres sont bien connus sont rares, impliquant de ce fait un mauvais échantillonnage de l'espace des paramètres.

En ce qui concerne les données synthétiques, celles-ci permettent un très bon échantillonnage de l'espace des paramètres, mais peuvent être en désaccord avec les spectres réels. Il est donc nécessaire dans ce cas que les spectres soient calibrés sur des données réelles (voir Chap. 5.1).

Nous avons choisi de travailler, pour cette thèse, sur une librairie de spectres synthétiques. En effet, il n'existe pas pour l'instant⁴ de catalogue d'étoiles observées dans le domaine du triplet du CaII d'assez bonne qualité et couvrant un large domaine de paramètres. Cette librairie synthétique servira à l'apprentissage des algorithmes automatiques, et sera présentée au Chap. 5. La calibration des raies ayant servi à la calculer, sera présentée au Chap. 5.1.

Le choix d'une grille de spectres synthétiques a par ailleurs été adopté par toutes les équipes scientifiques confrontées à de larges programmes spectroscopiques (ex : SDSS, RAVE, SEGUE, préparation à Gaia). Cependant, il est intéressant de noter que des tests ont été menés par Re Fiorentin et al. (2007) afin de comparer les résultats d'une paramétrisation automatique de type PCA à partir d'une grille nominale réelle et d'une grille nominale synthétique. Les tests effectués sur des spectres d'amas globulaires ont montré qu'un apprentissage sur des spectres réels donnait des estimations plus précises (dispersion des résultats faible). D'autre part, un apprentissage à partir de données modélisées donnait des résultats plus exacts (biais plus petit). En effet, les hypothèses simplificatrices pour le calcul des spectres synthétiques auront tendance à augmenter la dispersion des résultats, du fait que les spectres observés ne seront pas identiques aux spectres nominaux. Ce problème disparaît pour des spectres nominaux réels, mais le mauvais échantillonnage de l'espace des paramètres, ainsi que l'erreur possible sur les valeurs des paramètres adoptés pour les étoiles de référence auront tendance à introduire des biais dans les résultats.

Différentes méthodes de paramétrisation sont utilisées pour les grands sondages stellaires. Parmi celles-ci :

- RAVE utilise le χ^2 pénalisé (Zwitter et al. 2008). Cette méthode consiste à réduire le nombre de modèles synthétiques aux N plus proches voisins, puis de calculer un spectre interpolé à partir d'une combinaison linéaire de ces derniers. Les paramètres finaux correspondent alors à la moyenne pondérée des paramètres des spectres synthétiques utilisés. D'après Siebert et al. (2011), les erreurs internes moyennées sur l'ensemble de l'échantillon RAVE sont de 200 K pour la température effective, 0.3 dex pour la gravité et 0.2 dex pour la métallicité.
- Katz et al. (1998) et Soubiran et al. (2000) ont utilisé l'algorithme TGMET. Basée sur des spectres ELODIE, observés à haute résolution, cette méthode utilise un minimum de distance classique pour effectuer la paramétrisation. L'erreur interne publiée pour des spectres à SNR=100 et à une résolution $R = 42\ 000$, est de 86 K, 0.28 dex et 0.16 dex pour T_{eff} , $\log g$ et $[\text{Fe}/\text{H}]$.
- SEGUE (Yanny et al. 2009), utilise la procédure SSPP (*SEGUE Stellar Parameter Pipeline*, Lee et al. 2008). Celle-ci estime les paramètres à plusieurs reprises, à l'aide de différentes méthodes (Nelder Mead, ANN, $\text{Max}\chi$, minimum de distance). La dispersion des résultats pour une même observation donne alors l'incertitude sur l'estimation des paramètres.

Notons que la méthode de Nelder-Mead appliquée par Allende Prieto et al. (2006) pour SEGUE, a également été appliquée par Allende Prieto (2008) dans le cadre des tests de paramétrisation des spectres du RVS de Gaia. Nous rappelons qu'il s'agit d'une méthode d'optimisation, qui se base sur la notion de déformation d'un simplexe (pyramide à N dimensions), afin de trouver le minimum absolu de la fonction distance.

4. Notons que dans le cadre de la mission Gaia, une telle librairie est prévue d'être publiée par le groupe de travail GBOG (*Ground-Based Observations for Gaia*, Soubiran et al. 2008a).

À part la méthode de Nelder-Mead, trois autres algorithmes sont testés dans le cadre du GSP-Spec de Gaia : les réseaux de neurones (Ordóñez et al. 2010), un algorithme de projection, MATISSE, et un arbre de décision, DEGAS. Nous allons présenter dans ce qui suit les deux algorithmes, MATISSE et DEGAS, qui vont être utilisés tout le long de ce mémoire de thèse. MATISSE est un algorithme de projection, qui a été initialement présenté par Recio-Blanco et al. (2006) et est basé sur une série de fonctions $B(\lambda)$ qui relient les variations spectrales aux variations des paramètres atmosphériques. DEGAS (Bijaoui et al. 2010) est une méthode basée sur les arbres de décisions, et a été la nouveauté introduite pour GSP-Spec au cours de cette thèse, afin de résoudre une partie des dégénérescences de la fonction distance.

4.4 Présentation des algorithmes utilisés

4.4.1 MATISSE : une méthode de projection

L'algorithme MATISSE (*MATrix Inversion for Spectral SynthEsis*) est une méthode de régression multi-linéaire locale (Recio-Blanco et al. 2006). Elle estime un paramètre atmosphérique stellaire $\hat{\theta}_i$ (T_{eff} , $\log g$, $[\text{M}/\text{H}]$, $[\alpha/\text{Fe}]$) en projetant le spectre observé $O(\lambda)$ sur un vecteur particulier $B_{\theta}(\lambda)$, associé à un paramètre théorique θ_i de la façon suivante⁵ :

$$\hat{\theta}_i = \sum_{\lambda} B_{\theta_i}(\lambda) \cdot O(\lambda). \quad (4.6)$$

Ces vecteurs, appelés fonctions $B_{\theta}(\lambda)$ dans ce qui suit, sont calculés durant une phase d'apprentissage, à partir d'une librairie de spectres synthétiques, couvrant le même domaine de longueurs d'ondes et avec la même résolution et échantillonnage que les spectres observés. Ces fonctions $B_{\theta}(\lambda)$, relient de façon quantitative les variations d'un paramètre θ_i donné aux variations du flux spectral de chacun des pixels. Ceci implique que si les effets induits par les paramètres affectent principalement différentes signatures spectrales, alors les fonctions $B_{\theta}(\lambda)$ seront orthogonales (voir Chap. 6.2.1) et les paramètres pourront être bien déterminés. *A contrario*, quand les poids les plus importants sont attribués aux mêmes longueurs d'ondes, il est possible d'avoir des dégénérescences de la fonction distance, et de ce fait, des corrélations entre les erreurs.

Les fonctions $B_{\theta}(\lambda)$ sont calculées à partir d'une combinaison multi-linéaire optimale de spectres synthétiques $S(\lambda)$, de la façon suivante :

$$B_{\theta_i}(\lambda) = \sum_j \alpha_{ij} \cdot S_j(\lambda). \quad (4.7)$$

Le facteur α_{ij} est le poids associé à chaque spectre synthétique $S_j(\lambda)$, afin de déterminer le paramètre $\hat{\theta}_i$. Ces poids sont évalués durant la phase d'apprentissage de MATISSE, en imposant une corrélation maximale entre les paramètres d'entrée θ_i et ceux de sortie $\hat{\theta}_i$, obtenus grâce aux poids α_{ij} . De ce fait, le rapport suivant doit être maximisé :

$$r = \frac{\left(\sum_i \hat{\theta}_i \theta_i\right)^2}{\sum_i \hat{\theta}_i^2}. \quad (4.8)$$

Or, pour un jeu de spectres synthétiques, $\hat{\theta}_i$ peut être réécrit en combinant l'Éq. 4.6 avec

5. En pratique, une normalisation est nécessaire en soustrayant du spectre sa moyenne.

l'Éq. 4.7. Pour ce cas particulier, nous obtenons la relation suivante :

$$\hat{\theta}_i = \sum_j C_{ij} \alpha_j \quad (4.9)$$

où C_{ij} est la matrice de corrélation des spectres S_i et S_j considérés et α_i le vecteur des poids pour les spectres S_j . En combinant avec l'Éq. 4.8, nous obtenons alors :

$$r = \frac{\left(\sum_j \alpha_j (\sum_i C_{ij} \theta_i) \right)^2}{\sum_{j,k} (\alpha_j \alpha_k (\sum_i C_{ij} C_{ik}))} = \frac{\left(\sum_j \alpha_j v_j \right)^2}{\sum_{j,k} \alpha_j \alpha_k d_{jk}} \quad (4.10)$$

où les termes $v_j = \sum_i C_{ij} \theta_i$ et $d_{jk} = \sum_i C_{ij} C_{ik}$ ont été introduits pour simplifier l'expression. Maximiser r par rapport aux coefficients α revient donc à résoudre :

$$\frac{dr}{d\alpha_j} = 0. \quad (4.11)$$

En dérivant l'expression de r nous obtenons donc :

$$\sum_{j,k} \alpha_j \alpha_k d_{jk} \cdot 2 \left(\sum_j \alpha_j v_j \right)^2 v_k = \left(\sum_j \alpha_j v_j \right)^2 \cdot 2 \sum_j \alpha_j d_{jk} \quad (4.12)$$

$$v_k \cdot \left(\sum_{j,k} \alpha_j \alpha_k d_{jk} \right) = \sum_j \alpha_j d_{jk}. \quad (4.13)$$

Le terme $\sum_{j,k} \alpha_j \alpha_k d_{jk} = a$ est un scalaire de valeur arbitraire, qui va être fixé égal à 1. En remplaçant d_{jk} et v_k avec leur véritable expression dans l'Éq. 4.13, nous obtenons :

$$\sum_k \left(\sum_i C_{ij} C_{ik} \right) \alpha_k = \sum_i C_{ij} \theta_i. \quad (4.14)$$

Pour une matrice $C = [C_{ij}]$ inversible, nous trouvons alors :

$$\theta_j = \sum_k C_{jk} \alpha_k. \quad (4.15)$$

Les poids α sont alors obtenus en inversant la matrice de corrélation C :

$$\alpha = C^{-1} \theta. \quad (4.16)$$

L'idée générale de MATISSE est d'échantillonner la grille nominale en sous-grilles adjacentes, à l'intérieur desquelles le flux spectral est supposé varier linéairement en fonction des paramètres. De ce fait, à la fin de la phase d'apprentissage, il existe autant de fonctions $B_\theta(\lambda)$ que de spectres dans la grille nominale.

Dans ce mémoire de thèse MATISSE traite uniquement des spectres normalisés, et de ce fait, toute l'information nécessaire pour déterminer les paramètres atmosphériques se trouve dans les raies spectrales. Celles-ci, peuvent évoluer en fonction du type spectral et de la luminosité de l'étoile (T_{eff} et $\log g$), ainsi qu'en fonction de sa métallicité. Nous comprenons donc que la variation des $B_\theta(\lambda)$ par rapport à un paramètre donné va indiquer la façon avec laquelle évolue chacune des raies en fonction de ce dernier. En terme de spectroscopie donc, l'évolution des fonctions $B_\theta(\lambda)$ est intimement liée à la courbe de croissance des raies.

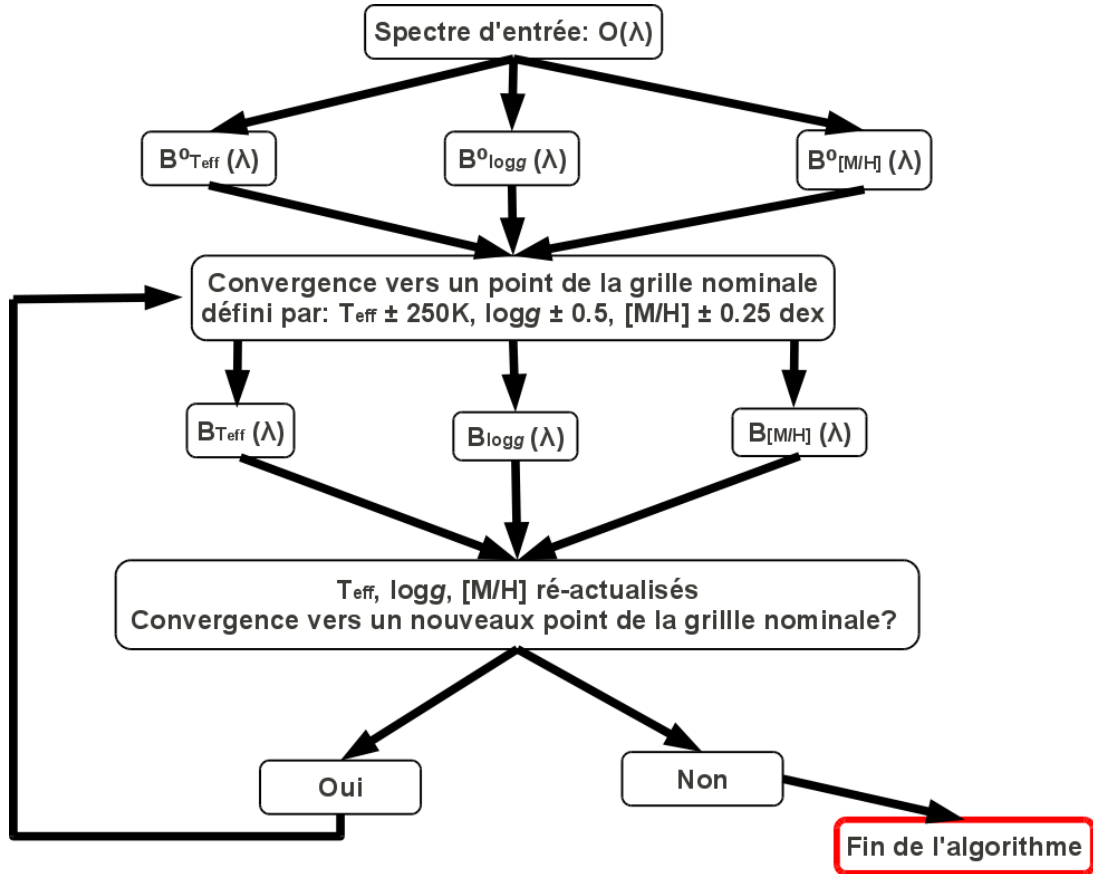


FIGURE 4.4 – Structure de MATISSE, avec l’utilisation de fonctions $B_{\theta}^0(\lambda)$ afin de converger vers un sous-espace de paramètres où la fonction distance est supposée être convexe. Cette étape peut être remplacée en utilisant directement les fonctions $B_{\theta}(\lambda)$ correspondant à la sous-grille définie par les valeurs de paramètres imposées *a priori* (obtenus par la photométrie ou d’autres algorithmes de paramétrisation comme DEGAS).

En suivant les résultats de Recio-Blanco et al. (2006, 2007) et Bijaoui et al. (2009) pour le calcul des $B_{\theta}(\lambda)$, nous avons considéré que l’intervalle de paramètres pour lequel la variation du flux spectral peut être supposée linéaire, est égal à ± 500 K pour la température, ± 0.5 dex pour la gravité et ± 0.25 dex pour la métallicité pour les étoiles ayant $[M/H] \geq -1$, ou ± 0.5 dex pour les étoiles de plus faible métallicité. Chaque point de la grille nominale a donc son sous-ensemble défini de cette façon, qui sera appelé sous-grille ou mini-grille dans ce qui suit.

Le schéma de la Fig. 4.4 illustre la façon avec laquelle l’algorithme MATISSE obtient les paramètres $\hat{\theta}_i$ en utilisant ces fonctions $B_{\theta}(\lambda)$. Considérons le cas d’un spectre observé $O(\lambda)$ qui est projeté sur des fonctions $B_{\theta}(\lambda)$ centrées sur une sous-grille qui ne correspond pas aux paramètres intrinsèques de l’étoile. Lorsque la fonction distance est convexe, le résultat de la projection va donner des $\hat{\theta}_i$ qui se rapprocheront des paramètres intrinsèques recherchés. Ainsi, en projetant sur les nouvelles fonctions $B_{\theta}(\lambda)$, centrées sur les paramètres obtenus suite à la projection précédente, il est possible de se déplacer dans l’espace des paramètres, en convergeant à chaque itération vers les valeurs réelles définissant le spectre. La projection de $O(\lambda)$ sur les $B_{\theta}(\lambda)$ centrées sur la mini-grille ayant les paramètres intrinsèques de l’étoile, donnera des résultats à l’intérieur de cette mini-grille. Les itérations s’arrêtent à ce moment là, et les résultats finaux sont obtenus.

Le premier choix des fonctions $B_\theta(\lambda)$ est par conséquent critique, vu qu'à grande échelle (dans l'espace des paramètres), la fonction distance peut être non convexe et dégénérée. Ainsi, afin de converger vers le bon sous-espace, des estimations provenant de la photométrie ou d'autres algorithmes peuvent être utilisées. Lorsqu'aucune première estimation des paramètres n'existe, des fonctions génériques $B_\theta^0(\lambda)$ peuvent également être calculées, en considérant un grand domaine de variation de paramètres (Recio-Blanco et al. 2006). Celles-ci permettent alors de se focaliser vers un sous-espace des paramètres, où la fonction distance est convexe.

Prise en compte du bruit Dans le cas de spectres n'ayant pas de bruit, et/ou quand les spectres synthétiques sont parfaitement semblables aux spectres réels d'étoiles, toute l'information astrophysique se trouvant dans les raies spectrales doit être utilisée pour la phase d'apprentissage de MATISSE. En réalité, les spectres comportent du bruit. De plus, sauf pour certains cas calibrés comme le Soleil (voir Sect. 5.1), ils ne sont jamais identiques aux spectres réels. Dans ce cas, afin de ne pas utiliser des signatures spectrales erronées, ou celles dues au bruit, il est préférable d'utiliser uniquement les variations spectrales de premier ordre, les ordres supérieurs étant dus principalement au bruit aléatoire.

Ceci peut être fait grâce aux fonctions $B_\theta(\lambda)$ de MATISSE. En effet, celles-ci associent à chacune des raies (et donc à chacun des pixels) une variation d'un paramètre θ . Il est donc possible d'accorder un poids variable aux signatures spectrales en fonction du SNR, ou de la métallicité caractérisant l'étoile. Cette adaptation est réalisée lors du calcul des fonctions $B_\theta(\lambda)$, et plus précisément lors de l'inversion de la matrice de corrélation (voir Éq. 4.9).

Clairement, une inversion directe utilisera la totalité des variations de second ordre. Cependant, une approche de type PCA (Analyse par composantes principales), qui ne sélectionnerait que les vecteurs propres les plus significatifs, ne prendra en compte que les plus fortes variations spectrales. Le degré d'approximation peut être contrôlé grâce à un algorithme itératif, comme celui proposé par Landweber (1951). L'inversion de Landweber correspond à une régularisation de la matrice C : pour éviter les valeurs propres qui sont proches de zéro, les directions (vecteurs propres) correspondant aux plus grandes valeurs propres vont être privilégiées. Un lissage très fort des valeurs propres va être effectué au début des itérations, qui deviendra plus doux avec les itérations suivantes.

En pratique, le degré d'approximation désiré est contrôlé par le facteur de corrélation $R_{\text{Land.}}$, entre les paramètres de sortie (les résultats) et les paramètres d'entrée (les valeurs théoriques) (voir Chap.6.2). La Fig. 4.5 montre la façon avec laquelle une diminution de $R_{\text{Land.}}$ peut influencer le poids des signatures spectrales. Les fonctions $B_\theta(\lambda)$ pour $\theta = T_{\text{eff}}$ sont tracées pour un sous-espace défini par une température effective T_{eff} , une gravité de surface $\log g$ et une métallicité $[M/H]$ donnés, ainsi que différents degrés d'approximations $R_{\text{Land.}}$. Pour l'inversion directe, nous remarquons que toutes les signatures spectrales importantes sont considérées. Au fur et à mesure que la corrélation baisse, le poids attribué à chaque raie spectrale change. Ainsi, celles qui varient peu, ou qui ont une petite largeur équivalente, auront rapidement un poids quasi-nul. Elles n'interviendront donc que très peu lors du calcul des paramètres. Ceci peut être d'une grande utilité lorsque le bruit présent dans le spectre ne peut plus être négligé (SNR $\lesssim 200$ pour des spectres à $R = 6\,500$ autour du triplet du calcium).

Interpolations dans la grille de spectres : les fonctions $A_{\theta_k}(\lambda)$. Comme le montre la Fig. 4.5, les fonctions $B_\theta(\lambda)$ peuvent indiquer les signatures importantes qui sont utilisées dans un spectre pour déterminer ses paramètres et ce, en prenant compte du SNR, du type spectral et de la métallicité. Cette information peut ainsi servir à isoler des signatures spectrales importantes, ou encore, à interpoler des spectres synthétiques à l'intérieur de la grille de référence.

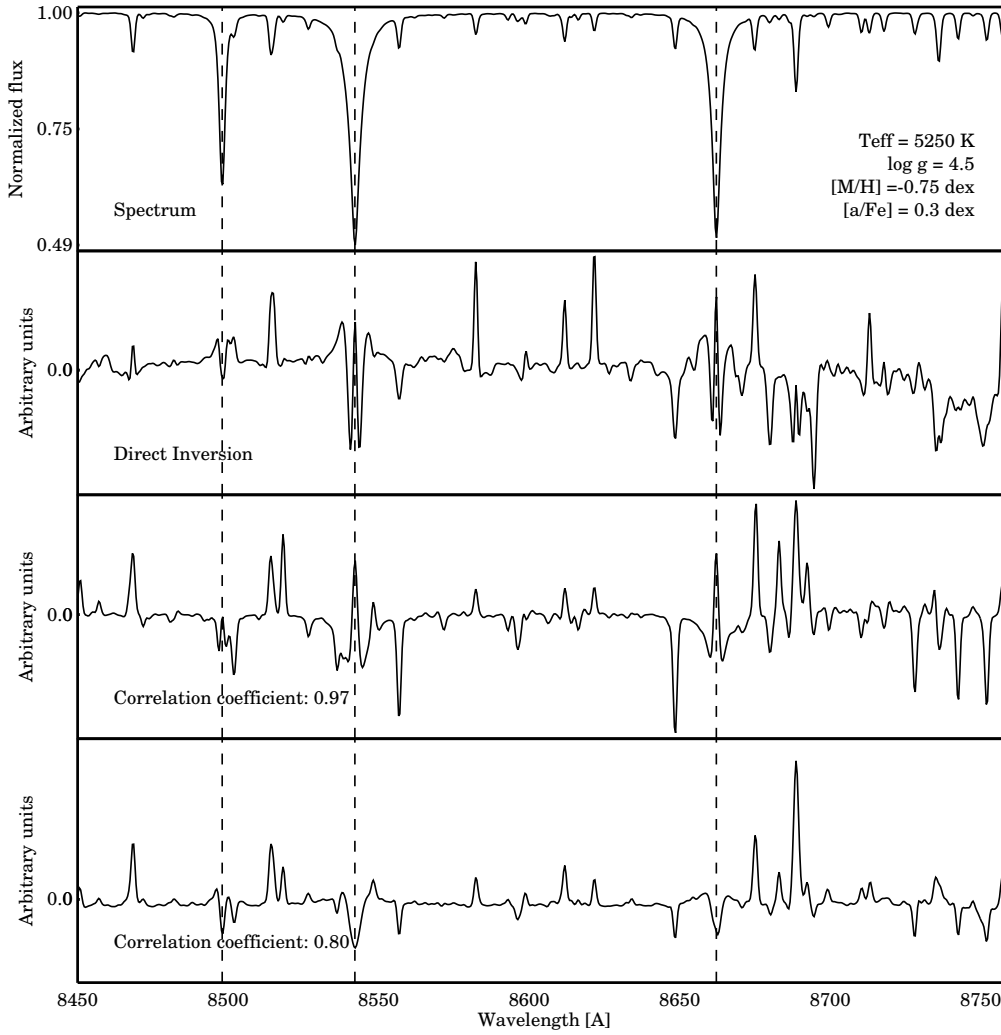


FIGURE 4.5 – Exemple de fonctions $B_{T_{\text{eff}}}(\lambda)$ pour la température effective. En haut est représenté le spectre et les raies du CaII y sont identifiées. Dans la partie inférieure, la même fonction $B_{T_{\text{eff}}}(\lambda)$ a été représentée, en considérant des degrés d’approximation (traduits par les coefficients de corrélation) différents de l’inversion de la matrice de corrélation des spectres. Plus le coefficient de corrélation est petit, plus les signatures spectrales d’ordre élevé obtiennent un poids négligeable dans les fonctions $B_{T_{\text{eff}}}(\lambda)$.

En effet, il est souvent utile d’avoir des spectres synthétiques à des valeurs de paramètres ne faisant pas partie des points de la grille nominale. Par exemple, de tels spectres peuvent être utilisés afin de normaliser des spectres observés. Ils peuvent également servir à vérifier la fiabilité des résultats de l’algorithme, en calculant un χ^2 entre la solution et l’observation. Enfin, comme nous allons le voir dans le Chap. 6.1, de tels spectres peuvent aussi servir à tester les méthodes de paramétrisation automatique, sur des données ne faisant pas partie de leur échantillon d’apprentissage.

La différence entre un spectre $S(\lambda)$ et un spectre de la grille nominale $S_0(\lambda)$, associé aux fonctions locales $B_\theta(\lambda)$ et ayant les paramètres θ_{0k} peut être calculée de la façon suivante :

$$S_0(\lambda) - S(\lambda) = \sum_{k=1,K} (\theta_{0k} - \theta_k) \sum_{k'=1,K} (B^{-1})_{kk'} B_{\theta_{k'}}(\lambda) = \sum_{k=1,K} (\theta_{0k} - \theta_k) \cdot A_{\theta_k}(\lambda) \quad (4.17)$$

où $B_{kk'}$ est la matrice de corrélation entre les fonctions $B_{\theta}(\lambda)$, définie de la façon suivante :

$$B_{kk'} = \sum_{\lambda} B_{\theta_k}(\lambda) B_{\theta_{k'}}(\lambda). \quad (4.18)$$

En d'autres termes, dans un espace vectoriel défini par les pixels du spectre, les fonctions $A_{\theta_k}(\lambda)$ vont être les coordonnées contravariantes associées aux paramètres. Le calcul de ces fonctions peut se faire pendant la phase d'apprentissage, juste après le calcul des fonctions $B_{\theta}(\lambda)$. De ce fait, l'interpolation dans la grille des spectres peut se faire très rapidement, juste à l'aide d'une multiplication de l'écart des paramètres au point central de la mini-grille par les fonctions $A_{\theta_k}(\lambda)$.

4.4.2 DEGAS : un arbre de décision oblique de type k-d

Dans ce mémoire de thèse, nous avons comparé les performances de MATISSE, une méthode de projection, à celles de méthodes basées sur la reconnaissance de formes. Nous avons choisi d'utiliser la méthode des arbres de décision. Ces derniers sont souvent utilisés grâce à leur capacité de retrouver le modèle le plus ressemblant aux observations en un temps de calcul très court (Quinlan 1993).

Un arbre de décision comporte des noeuds qui se séparent en branches, chaque branche aboutissant à des feuilles (c'est-à-dire la classe finale identifiée). À chaque noeud de l'arbre, une décision est prise afin de séparer l'échantillon en deux (ou plus) sous-échantillons.

L'arbre de décision *k-d* désigne un arbre qui effectue une classification à k dimensions (ex : $k = 3$ si les paramètres considérés sont T_{eff} , $\log g$ et $[M/H]$). Les décisions sont prises en fonction du résultat de la projection du spectre observé sur les vecteurs caractérisant chaque noeud. Les arbres de décisions classiques sont à axes parallèles. Cela veut dire qu'ils testent à chaque noeud une seule variable à la fois. Dans le cas particulier d'un arbre de décision oblique, plusieurs paramètres peuvent être évalués simultanément. En effet, dans ce cas les vecteurs noeuds (appelés \mathbf{D}_n par la suite), sont obtenus par une combinaison linéaire des spectres les plus ressemblants. De ce fait, ils peuvent donc inclure des paramètres atmosphériques différents. Cette approche permet d'obtenir un arbre de décision plus précis, avec moins de noeuds, et donc plus rapide (White 2008). Ainsi, l'arbre de décision est complètement défini par les \mathbf{D}_n . Notons que c'est le regroupement des spectres en fonction de leurs ressemblances, et non pas en fonction de leurs paramètres (comme réalisé par MATISSE), qui permet d'outrepasser l'hypothèse de la convexité de la fonction distance.

La méthode DEGAS (*DEcision tree alGorithm for ASTrophysics*) est un arbre de décision oblique *k-d*. Il a été présenté pour la première fois dans Bijaoui et al. (2010), mais c'est dans Kordopatis et al. (2011a) que la première application astrophysique a été faite. Les règles de reconnaissance de DEGAS, à chaque noeud, sont établies de la façon suivante :

1. Le vecteur moyen \mathbf{M} des spectres de la grille d'apprentissage est calculé.
2. Pour chaque spectre \mathbf{S}_j associé au noeud, le produit scalaire $c_j = \mathbf{S}_j \cdot \mathbf{M}$ est calculé. Soit \tilde{c} la valeur médiane de c_j .
3. Les spectres sont répartis en deux sous-parties égales, T_1 and T_2 , en fonction des critères suivants :

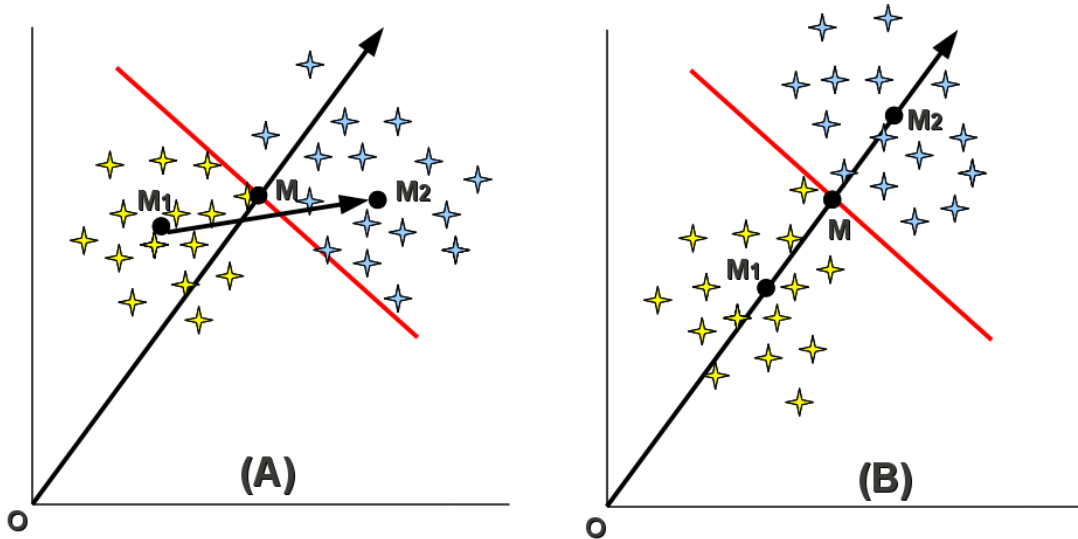


FIGURE 4.6 – L’arbre de décision DEGAS partitionne un sous-ensemble de points en comparant le coefficient de projection de chaque modèle sur un vecteur \mathbf{OM} à la médiane des coefficients de projection pour l’ensemble des modèles (le point \mathbf{M}). Le plan de séparation (en rouge) est défini comme le plan le plan coupant perpendiculairement la droite \mathbf{OM} , en \mathbf{M} . D’après le théorème de Huyghens, le vecteur définissant la séparation optimale entre T_1 (en jaune, défini par sa médiane M_1) et T_2 (en bleu, défini par sa médiane M_2) est accomplie lorsque la droite $\mathbf{M}_1\mathbf{M}_2$ est colinéaire à \mathbf{OM} (comme dans le cas B ci-dessus).

S_j appartient au sous-ensemble T_1 si $c_j \leq \tilde{c}$
 S_j appartient au sous-ensemble T_2 si $c_j > \tilde{c}$

4. Les vecteurs moyens \mathbf{M}_1 et \mathbf{M}_2 de chaque sous-ensemble sont calculés, et le vecteur différence $\mathbf{D} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2$ est déterminé.
5. En suivant le théorème de Huyghens, la séparation optimale entre T_1 et T_2 est faite lorsque les dispersions autour des points M_1 et M_2 sont minimales. Intuitivement, cela revient à ce que le vecteur moyen \mathbf{M} et le vecteur différence \mathbf{D} soient colinéaires (voir Fig. 4.6, et Bijaoui et al. 2011). En effet, l’expression de la variation V des dispersions résultant des échanges de spectres entre les deux sous-ensembles T_1 et T_2 fait apparaître naturellement le vecteur \mathbf{D} (voir Annexe B). Ainsi, choisir \mathbf{M} parallèle à \mathbf{D} , devrait maximiser V . En pratique, lorsque l’angle entre \mathbf{M} et \mathbf{D} est trop grand (coefficient de corrélation inférieur à 0.999), le sous ensemble est re-séparé par rapport à l’hyper-plan défini par \mathbf{D} (en remplaçant \mathbf{M} par \mathbf{D} à l’étape 2), jusqu’à convergence.

Une fois que la procédure précédente a convergé pour un noeud n , nous déterminons :

- Le vecteur noeud final de projection \mathbf{D}_n : il indiquera quelles sont les caractéristiques permettant de distinguer au mieux les spectres à ce noeud donné.
- La valeur médiane finale \tilde{c}_n de $c_j = \mathbf{S}_j \cdot \mathbf{D}_n$.

L’arbre de décision ainsi construit, comporte $\log_2(N)$ niveaux, où N est le nombre de spectres dans la grille d’apprentissage. Aux feuilles de l’arbre (le dernier niveau) se trouvent attribués des spectres synthétiques individuels. Ainsi, lors de l’application de l’arbre de décision sur des données observées, chacun des spectres passe par chacun des noeuds, et au final, est associé à un spectre synthétique spécifique.

Reconnaissance en présence de bruit La reconnaissance des spectres de la grille est très rapide et parfaite en l'absence de bruit. Néanmoins, la présence de bruit peut induire de mauvaises classifications. En effet, à chaque noeud, le coefficient de projection $c_i = \mathbf{O}_i \cdot \mathbf{D}_n$ est distribué selon une distribution normale, qui n'est jamais strictement nulle. Afin de traiter correctement le bruit il faudrait donc considérer à la fois les deux branches du noeud, et par conséquent l'arbre entier. L'algorithme deviendrait donc inefficace. Ainsi, pour des raisons d'optimisation et afin de rendre nulle (pour certains cas) la probabilité d'explorer une des branches, il a été choisi de remplacer la distribution gaussienne par un noyau d'Epanechnikov, qui correspond à une parabole tronquée. Considérons le paramètre d'échelle u_i :

$$u_i = \frac{c_i - \tilde{c}_n}{\sigma_{c_i}} \quad (4.19)$$

où $\sigma_{c_i} = \frac{1}{\text{SNR}} \cdot \sqrt{\sum_{\lambda} D_n(\lambda)^2}$. Si $u_i \leq -k$ alors il est décidé que la direction correcte est la direction 1. Si $u_i \geq k$ alors la direction 2 est choisie. Dans le cas où $-k < u_i < k$, les deux directions sont choisies. En pratique, due à la coupure de la parabole, dans la plupart des noeuds, une seule direction est explorée. Ainsi, au bout du compte, uniquement quelques feuilles sont sélectionnées.

Après l'exploration de l'arbre, la distance du spectre observé \mathbf{O} aux modèles retenus \mathbf{S}_n est calculée. L'estimation finale des paramètres atmosphériques de l'étoile est alors obtenue par une moyenne des paramètres des spectres synthétiques, pondérée par la distance de ces derniers par rapport au spectre observé. Nous posons :

$$W_i^n = (1 - |\mathbf{O}_i - \mathbf{S}_n|^2)^p. \quad (4.20)$$

La valeur p de l'exposant polynomial peut être ajustée en fonction du SNR. Dans les cas où le bruit présent dans le spectre est important, les distances entre le spectre observé et les spectres synthétiques sélectionnés sont du même ordre de grandeur. De ce fait, un exposant important est nécessaire afin de donner plus de poids au spectre le plus similaire. Dans ce qui suit, $p = 64$ a été la valeur utilisée par défaut, sauf si mentionné explicitement.

4.5 Conclusions

Dans ce chapitre nous avons présenté l'utilité de la paramétrisation automatique pour le traitement d'un grand nombre de données. Lorsque des paramètres particuliers sont recherchés, comme c'est le cas pour la spectroscopie stellaire, toutes les méthodes font appel à une grille de modèles de référence. Celle-ci leur permet d'établir un lien (*mapping*) entre les grandeurs observables (par exemple les spectres) et les paramètres recherchés (température effective, gravité de surface, métallicité globale).

Les algorithmes utilisés par la communauté scientifique diffèrent par leur approche à trouver le minimum absolu de la fonction distance, définie comme la différence entre l'observation et les modèles de la grille référence. Pour cela nous avons développé les bases mathématiques d'un algorithme de projection, MATISSE, et d'un arbre de décision, DEGAS, tous deux représentatifs des différentes méthodes qui peuvent être trouvées dans la littérature. MATISSE détermine les paramètres recherchés, en projetant les observations sur des vecteurs $B_{\theta}(\lambda)$. Ces vecteurs sont calculés lors d'une phase d'apprentissage, par une combinaison optimale des données de référence. Ils associent à chacun des pixels des signatures observationnelles permettant d'obtenir les paramètres recherchés.

D'un autre côté, DEGAS obtient les paramètres en faisant passer les observations par un arbre de décision oblique. Ce dernier est également construit lors d'une phase d'apprentissage.

Cet arbre partitionne en deux le sous-ensemble de modèles associés à chaque noeud, en comparant le coefficient de projection de chaque modèle sur un vecteur à la médiane des coefficients de projection pour l'ensemble des modèles.

MATISSE et DEGAS vont être explicitement utilisés pour la paramétrisation automatique de spectres stellaires obtenus pour le domaine de longueurs d'onde du RVS de Gaia. Le chapitre suivant explique comment la grille nominale d'apprentissage a été calculée.

Grille d'apprentissage pour les étoiles FGK

Sommaire

5.1	Calibration des données atomiques autour du triplet du calcium	68
5.1.1	Calibration avec le spectre solaire	69
5.1.2	Vérification de la calibration avec le spectre d'une géante froide : Arcturus .	71
5.1.3	Vérification de la calibration avec le spectre d'une naine chaude : Procyon .	72
5.2	Conclusions	73

Dans le cadre général de Gaia où plusieurs centaines de millions d'étoiles vont être observées, la grille d'apprentissage doit comporter une large gamme de températures effectives, gravités de surface, et métallicités. Néanmoins, dans ce qui suit nous allons nous limiter aux types spectraux F, G et K. D'une part car les étoiles plus chaudes que 8000 K sont dominées par les raies de Paschen et ne présentent que très peu de raies métalliques dans ce domaine de longueurs d'onde (Munari 1999). D'autre part, car les étoiles de type FGK sont les plus nombreuses dans notre Galaxie. Leur faible masse (0.5–1.5 M_{\odot}) leur permet d'avoir des âges proches de celui de l'Univers, les rendant de ce fait très intéressantes pour y réaliser des travaux dédiés à l'archéologie galactique. En effet, comme nous l'avons vu au Chap. 1, leur atmosphère reflète la composition du milieu dans lequel elles ont été formées, pouvant atteindre des métallicités inférieures à -5 dex (Beers & Christlieb 2005).

Afin de calculer une librairie nominale de spectres synthétiques, balayant l'espace des paramètres de la façon indiquée dans la Table 5.1, les modèles d'atmosphères MARCS¹ (Gustafsson et al. 2008) et le code Turbospec (Alvarez & Plez 1998, avec les améliorations antérieures effectuées par B. Plez) ont été utilisés. Une liste de raies atomiques calibrée par nous mêmes (voir Sect. 5.1) ainsi que les données moléculaires provenant de B. Plez² (communication privée) pour les molécules CH, C₂, CN, OH, MgH, SiH, CaH, FeH, TiO, VO et ZrO, ont également été utilisées. De plus, lors du calcul des spectres, nous avons considéré un couplage entre la métallicité globale et les abondances des éléments α ³, en accord avec les enrichissements standards observés pour les étoiles pauvres en métaux de la Voie Lactée (voir par exemple Edvardsson et al. 1993; Fuhrmann 2008; Navarro et al. 2011). De ce fait, il a été considéré :

- $[\alpha/\text{Fe}]=0.0$ dex pour $[\text{M}/\text{H}] \geq 0.0$ dex
- $[\alpha/\text{Fe}]=+0.4 \times [\text{M}/\text{H}]$ dex pour $-1 \leq [\text{M}/\text{H}] \leq 0$
- $[\alpha/\text{Fe}]=+0.4$ dex pour $[\text{M}/\text{H}] \leq -1$ dex.

Pour chacun des modèles d'atmosphère MARCS, le spectre a été calculé en résolvant l'équation

1. <http://marcs.astro.uu.se/>

2. Nous remercions B. Plez de nous avoir fourni sa liste de raies moléculaires.

3. Les éléments chimiques considérés en tant qu'éléments α sont : O, Ne, Mg, Si, S, Ar, Ca et Ti.

TABLE 5.1 – Intervalles et pas considérés pour les paramètres atmosphériques de la librairie de spectres synthétiques utilisée pour l'apprentissage des algorithmes de paramétrisation automatique.

	Domaine	pas
T_{eff}	3000 ; 8000 K	200 K entre [3000 ; 4000] 250 K entre [4000 ; 8000]
$\log g$	0.0 ; 5.0	0.5 dex
[M/H]	-5.0 ; +1.0 dex	1.00 dex entre [-5 ; -3] 0.50 dex entre [-3 ; -1] 0.25 dex entre [-1 ; +1]

de transfert radiatif à travers des couches successives, en supposant pour chacune d'entre elles l'équilibre hydrostatique et l'Équilibre Thermodynamique Local (ETL). Chaque spectre couvre le domaine de longueurs d'onde [8390-8860] Å, avec un échantillonnage de 0.02 Å. Cet intervalle de longueurs d'onde est plus large que celui du RVS, mais comporte le domaine spectral du LR8 de FLAMES qui va être utilisé dans les prochains chapitres pour les données du disque épais.

Pour les naines et les sous-géantes ($\log g \geq 3.5$), des modèles d'atmosphères à symétrie plan-parallèle ont été considérés, pour lesquels la courbure des couches de l'étoile est négligée. Cette approximation est valable car l'épaisseur géométrique des couches considérées est petite devant la distance de ces couches au centre de l'étoile ($\Delta r/r \ll 1$). En ce qui concerne les géantes ($\log g \leq 3.0$), une symétrie sphérique a été préférée. Ces modèles là, pour qui les effets de sphéricité sur la profondeur optique peuvent être considérables pour les faibles gravités (Heiter & Eriksson 2006), ont été calculés pour une masse égale à $1 M_{\odot}$.

La microturbulence n'a pas été considérée comme un paramètre libre dans notre grille afin de ne pas augmenter le nombre de paramètres à déterminer. Elle a été fixée à $\xi=1 \text{ km s}^{-1}$ pour les naines et $\xi=2 \text{ km s}^{-1}$ pour les géantes. Ces valeurs sont celles généralement adoptées par la littérature et sont en relatif accord avec la relation établie par Kirby et al. (2009), reliant ξ avec le $\log g$:

$$\xi(\text{km s}^{-1}) = (2.13 \pm 0.05) - (0.23 \pm 0.03) \log g. \quad (5.1)$$

La librairie finale contient 2905 spectres de 23501 pixels. Il est important de noter cependant, que quelques modèles manquent à la librairie de spectres (notamment pour $[M/H] \leq -3$ dex), soit parce que la limite d'Eddington a été atteinte soit à cause de la non convergence des modèles d'atmosphères, comme il est décrit dans Gustafsson et al. (2008).

Cette grille de spectres est calculée initialement à une résolution supérieure à 300 000, un pas de 0.02 Å, et un domaine de longueurs d'onde compris entre 8400 Å et 8855 Å. De ce fait, elle peut être convoluée, ré-échantillonnée et coupée pour correspondre à n'importe quelle configuration, comme par exemple celle du RVS ($R \sim 11\,500$), ou celle du LR8 de FLAMES ($R \sim 6\,500$).

Sauf si cela est cité explicitement dans ce qui suit, nous avons adapté, dans tout ce travail, la librairie synthétique à la configuration du LR8 de FLAMES. Ainsi, les spectres ont été restreints aux longueurs d'onde entre 8400 Å et 8820 Å. En effet, cet intervalle contient les signatures spectrales principales, tout en évitant la partie rouge du CCD de GIRAFFE, où différents défauts peuvent apparaître (effets de bords, rayonnement parasite ou *glow*). De plus, l'intervalle entre 8775 Å et 8801 Å qui contient peu de raies métalliques comparé aux raies telluriques a été enlevé. En effet, ce domaine de longueurs d'onde peut être sujet à des résidus importants du ciel, noyant l'information astrophysique dans du bruit. Néanmoins, la raie du MgI à ~ 8807 Å a été

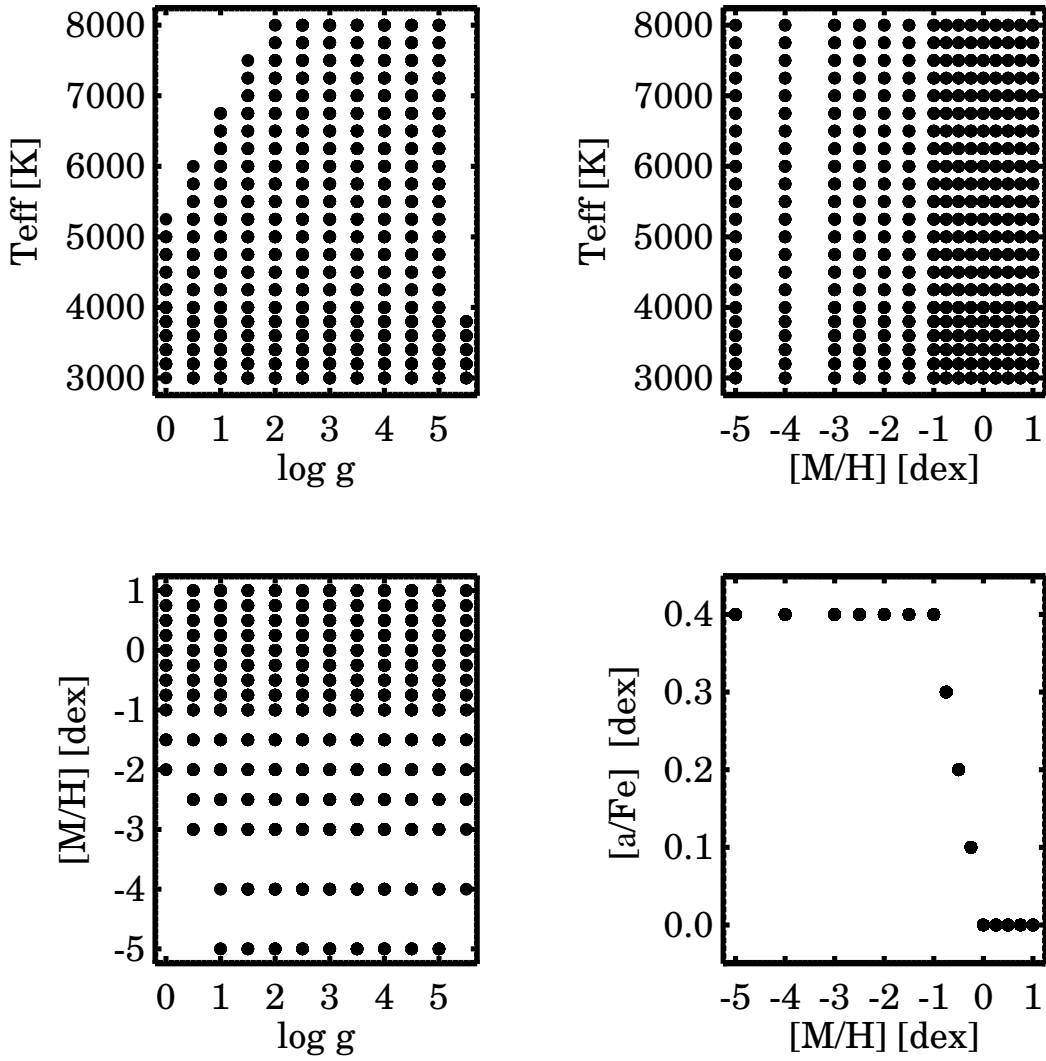


FIGURE 5.1 – Paramètres atmosphériques des spectres synthétiques de la grille nominale, servant à l’apprentissage des algorithmes MATISSE et DEGAS.

gardée car il s’agit d’un bon indicateur de gravité de surface (Ruck & Smith 1993; Battaglia & Starkenburg 2011).

Les spectres calculés ont été convolués par un noyau gaussien, et rééchantillonnés, afin de correspondre à l’échantillonnage et la résolution des spectres du LR8. De plus, huit pixels⁴ correspondant aux coeurs des raies du triplet du CaII, ont été enlevés des spectres (deux pixels pour la première raie, et trois pour les deux autres, correspondant, respectivement, à 0.8 Å et 1.2 Å), puisqu’un désaccord est attendu à ces pixels entre les spectres synthétiques et les spectres observés. En effet, le coeur des raies fortes se forme dans les couches externes des atmosphères stellaires, où les hypothèses de l’ETL et de l’équilibre hydrostatique ne sont plus valables. Les enlever ne diminuera donc en rien les performances des algorithmes, et au contraire une amélioration des performances peut être attendue (voir Chap. 6.2.1). Les 2905 spectres finaux

4. Ces huit pixels correspondent à moins de 1% du total des pixels du spectre.

contiennent finalement 957 pixels, avec un échantillonnage régulier de 0.4 Å.

5.1 Calibration des données atomiques autour du triplet du calcium

La grille de spectres nominale présentée à la section précédente a été calculée en utilisant une liste de raies calibrées sur des étoiles de référence. En effet, un algorithme de paramétrisation automatique peut être très performant en erreurs internes, mais il est modèle dépendant. De ce fait, il est nécessaire que les spectres synthétiques qui servent à l'apprentissage des méthodes, ressemblent le plus possible aux spectres observés, en terme de positions et de profils des raies spectrales.

La position centrale d'une raie est en général bien connue et nécessite peu de corrections. En revanche, la plus grande source d'incertitudes pour le calcul d'un spectre synthétique, provient des forces d'oscillateurs ($\log gf$) de chaque transition utilisée. Ces forces d'oscillateurs, peuvent être calculées analytiquement (telle que pour l'hydrogène ou quelques raies atomiques), mesurées en laboratoire, ou alors il faut qu'elles soient calibrées *a posteriori* sur des spectres observés, dont on connaît bien les paramètres atmosphériques. De plus, cette calibration des raies doit être réalisée avec des étoiles correspondant au même type spectral que les spectres qui vont être analysés par la méthode. Ainsi, si les données observationnelles proviennent d'un sondage visant principalement des géantes, la calibration doit être faite sur Arcturus. Si le sondage observe plutôt des naines, alors la calibration doit être faite sur le Soleil, et/ou sur Procyon.

Un des objectifs de ce mémoire de thèse est de proposer une méthode capable d'être appliquée sur l'ensemble des étoiles F, G et K, autour du triplet du calcium. Les données atomiques des raies présentes dans notre domaine de longueurs d'onde a donc été calibrée explicitement sur le Soleil, puis vérifiée et ajustée si nécessaire sur Arcturus et Procyon. Pour ce faire, une liste initiale de raies a été téléchargée sur le site web⁵ de la base de données atomiques VALD (*Vienna Atomic Line Database*, Kupka et al. 2000). À partir de cette liste, une première série de spectres synthétiques du Soleil, d'Arcturus et de Procyon ont été calculés afin de corriger les plus grands désaccords avec les raies observées.

Comme pour le calcul de la grille nominale de spectres, tous les calculs de transfert radiatif qui vont suivre ont été effectués avec les modèles d'atmosphères de Gustafsson et al. (2008) et le code Turbospec (Alvarez & Plez 1998), en supposant l'équilibre thermodynamique local et l'équilibre hydrostatique. De plus, les fonctions $B_\theta(\lambda)$ de MATISSE, calculées par Recio-Blanco et al. (2006), ont été utilisées afin d'identifier et de corriger les raies les plus sensibles aux variations des paramètres atmosphériques, dans le cas du Soleil, d'Arcturus et de Procyon.

En effet, Recio-Blanco et al. (2006) avaient déjà calculé une grille de spectres synthétiques à partir d'une liste de raies non calibrées, et avaient calculé des fonctions $B_\theta(\lambda)$, dans le cadre du RVS, à $R = 11\ 500$. Celles-ci ont donc servi à calibrer plus soigneusement les signatures spectrales "clés" de chacune des étoiles de calibration. La calibration des raies a été effectuée en deux étapes.

1. Un spectre à haute résolution est calculé, avec le modèle d'atmosphère correspondant exactement à l'étoile étudiée. Les domaines de longueurs d'onde des raies préselectionnées par les fonctions $B_\theta(\lambda)$ sont vérifiés visuellement, puis leur forces d'oscillateurs et leurs longueurs d'onde centrales sont corrigées, si nécessaire, afin de correspondre au mieux aux observations.

5. <http://vald.astro.univie.ac.at>

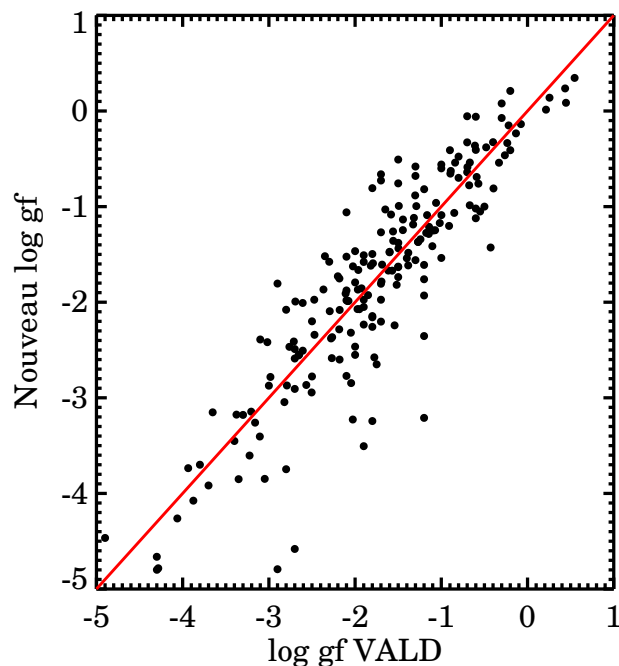


FIGURE 5.2 – Forces d’oscillateurs ($\log gf$) modifiées dans cette thèse en fonction des valeurs téléchargées sur la base de données VALD.

2. Une série de spectres à $R = 11\,500$, ayant des paramètres proches de ceux des étoiles étudiées ($T_{\text{eff}} \pm 250$ K, $\log g \pm 0.5$; $[M/H] \pm 0.5$ dex, $[\alpha/Fe] \pm 0.1$ dex) est calculée avec la nouvelle liste de raies calibrées. Les distances (en terme de χ^2) entre le spectre observé $O(\lambda)$ et synthétique $S(\lambda)$ sont ensuite calculées :

$$\chi^2 = \sum_{\lambda} [S(\lambda) - O(\lambda)]^2. \quad (5.2)$$

Tant que le modèle ayant les paramètres les plus proches ne minimise pas le χ^2 , des corrections sur les forces d’oscillateurs des raies sont apportées. La calibration des raies est considérée satisfaisante, si pour les trois étoiles, Soleil, Arcturus et Procyon, le spectre synthétique ayant les paramètres les plus proches de ceux de l’étoile de calibration correspond au χ^2 minimum.

La Fig. 5.2, où sont tracées les forces d’oscillateurs adoptées en fonction des données atomiques initiales de VALD, illustre l’ampleur des modifications apportées sur les forces d’oscillateurs. De la même façon, la Table C identifie les 50 raies ayant subi les corrections les plus importantes de leurs forces d’oscillateurs.

5.1.1 Calibration avec le spectre solaire

Deux spectres observés du Soleil ont été utilisés pour calibrer les raies : le spectre de Brault & Neckel (1987), à une résolution $R \sim 250\,000$, comportant des raies telluriques, et le spectre de Hinkle et al. (2003) à une résolution plus faible ($R \sim 86\,000$), mais nettoyé des raies telluriques. Tous les deux ont un SNR très élevé, de l’ordre de $\text{SNR} \sim 1\,000$. Dans ce qui suit, le spectre de Brault & Neckel (1987) a été utilisé pour calibrer les forces d’oscillateurs, grâce à sa plus haute

résolution. Le spectre de Hinkle et al. (2003) a servi pour calculer les χ^2 , vu qu'il ne comportait pas de pollutions dues au ciel.

Le calcul du transfert radiatif pour les modèles d'atmosphères considérés a été fait en adoptant les abondances solaires de Grevesse et al. (2007), avec les corrections de ~ -0.2 dex sur les abondances du carbone (C), de l'azote (N) et de l'oxygène (O). Le modèle d'atmosphère solaire MARCS utilisé pour le spectre synthétique, a pour paramètres $T_{\text{eff}} = 5777$ K, $\log g = 4.44$, $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.0$ dex, $[\alpha/\text{Fe}] = 0.0$ dex, une microturbulence $\xi = 1$ km s $^{-1}$ et $v \sin i = 2$ km s $^{-1}$. Les calculs ont été effectués à l'ETL, avec une atmosphère supposée à symétrie plan-parallèle.

Comme prévu, la première synthèse spectrale avec les données de VALD a révélé que plusieurs raies étaient mal modélisées. Lorsque les différences pixel à pixel excédaient 3%, les corrections des forces d'oscillateur apportées par Gustafsson et al. (2008) ont été testées et appliquées, à condition que l'accord soit amélioré. Quand ce n'était pas le cas, nos propres modifications ont été apportées, y compris en modifiant les longueurs d'onde centrales quand cela fût jugé nécessaire (en s'aidant notamment de l'atlas de Moore et al. 1966).

Rappelons qu'aucun effort n'a été fourni afin de trouver un bon accord avec le coeur des raies fortes, en particulier les coeurs du triplet du CaII, car ces derniers se forment dans les hautes couches atmosphériques, où les hypothèses d'équilibre hydrostatique et de ETL ne sont plus applicables. Notons également qu'aucune calibration n'a été apportée en ce qui concerne les forces d'oscillateurs des raies de Paschen, qui ont des ailes très larges et dont les $\log gf$ sont calculés à partir de modèles détaillés de l'atome d'hydrogène. De même, aucune modification n'a été apportée aux raies moléculaires, en raison de leur complexité, notamment à cause du nombre considérable de transitions mises en jeu par la vibration et la rotation des molécules.

Les raies telluriques pouvant être source d'erreurs pour le χ^2 , il a été préféré de comparer le spectre solaire de Hinkle et al. (2003) (normalisé, sans raies telluriques) aux spectres test. Pour cela, le spectre de Hinkle et al. a été convolué avec un noyau gaussien, afin d'obtenir une résolution $R = 11\,500$. Ensuite, les pixels ont été interpolés aux longueurs d'onde des spectres synthétiques, et le χ^2 a été calculé. La Table 5.2 montre les modèles calculés (première colonne) ainsi que les valeurs de χ^2 obtenues avec les différentes listes de raies (colonnes 2 à 4).

Nous remarquons que la liste de raies non calibrées de VALD et celle de Gustafsson et al. convergent vers le mauvais modèle, à $T_{\text{eff}}=5500$ K, $\log g=4.5$, $[\text{M}/\text{H}]=0$ dex, $[\alpha/\text{Fe}]=0$ dex. Cependant, notons qu'avec les forces d'oscillateurs de Gustafsson et al. le spectre ayant les paramètres les plus proches a diminué son χ^2 et s'est rapproché de la valeur minimale.

Par contre, comme nous pouvons le voir dans la Table 5.2, les modifications sur les raies atomiques apportées lors de ce travail ont rendu les modèles plus ressemblants au spectre observé. Ainsi, le spectre synthétique ayant les paramètres les plus proches a aussi la distance la plus petite. Nous pouvons également remarquer que lorsque la température ou la métallicité s'éloignent des valeurs théoriques, le χ^2 augmente rapidement. En anticipant sur les résultats des prochains chapitres, cela peut être interprété comme une future bonne estimation de la température effective et de la métallicité, par les méthodes de paramétrisation automatique, pour ce sous-espace des paramètres. En revanche, nous remarquons aussi que la distance des modèles ayant une gravité de surface différente de 4.5, continuent à avoir un faible χ^2 , proche de la valeur minimale. Ce manque de sensibilité des raies des naines à la gravité, pour les longueurs d'onde du RVS, va être plus amplement développé dans les prochains chapitres et illustre une des limitations de ce domaine spectral en termes de paramétrisation.

TABLE 5.2 – χ^2 sur le domaine de longueurs d’onde et la résolution du RVS (847-874 nm, $R = 11\,500$) obtenus en comparant le spectre observé du Soleil de Hinkle et al. (2003) et les différents spectres synthétiques calculés.

T_{eff} (K)	$\log g$ (dex)	[M/H] (dex)	$[\alpha/\text{Fe}]$ (dex)	χ^2 Ce travail	χ^2 VALD	χ^2 Gustafsson et al.
5500	4.5	0.0	0.0	68.37	67.82	65.09
5750	4.0	0.0	0.0	59.41	75.88	67.67
5750	4.5	0.0	0.0	59.09	73.20	66.76
5750	3.5	0.0	0.0	91.69	94.57	85.07
5750	4.5	0.25	0.0	120.51	104.30	100.70
5750	4.5	-0.25	0.1	103.66	123.37	123.27
5750	5.0	0.0	0.0	73.64	76.01	71.82
6000	4.5	0.0	0.0	79.88	100.31	96.24

Notes. Tous les spectres sont sur-échantillonnés (environ 14 000 pixels, à comparer aux $\sim 1\,000$ pixels du RVS).

5.1.2 Vérification de la calibration avec le spectre d’une géante froide : Arcturus

Une fois le spectre du Soleil modélisé au mieux, nous avons utilisé le spectre d’ Arcturus de Hinkle et al. (2003), à $\text{SNR} \sim 1\,000$, pour vérifier que les modifications des forces d’oscillateurs des raies apportées précédemment conduisent également à un meilleur accord pour le spectre d’une étoile géante froide. Dans ce cas, Arcturus est synthétisé en utilisant $T_{\text{eff}} = 4300$ K et $\log g = 1.5$ dex (Peterson et al. 1993). De plus, nous avons adopté les résultats de Gray & Brown (2006) pour $v \sin i = 1.5 \pm 0.3$ km s $^{-1}$ et une macroturbulence de 5.2 km s $^{-1}$. Les calculs ont été effectués à l’ ETL, avec un modèle d’atmosphère à symétrie sphérique.

Le choix de la composition chimique de l’atmosphère d’Arcturus, pour le transfert de rayonnement fût plus compliqué. En effet, la métallicité moyenne ainsi que les abondances individuelles d’Arcturus qui sont disponibles dans la littérature montrent des disparités parfois importantes. C’est ce qui est montré dans la Table 5.3, où figurent les valeurs trouvées parmi les articles les plus cités.

Une des explications de ces écarts peut être due aux différents paramètres d’atmosphères adoptés dans ces différents travaux. Ainsi, les abondances déterminées par Fulbright et al. (2007) ont été obtenues par la méthode des largeurs équivalentes, mesurées entre 5000-8000 Å sur le spectre de Hinkle et al. (2003), en supposant les paramètres atmosphériques suivants : $T_{\text{eff}}=4290$ K, $\log g=1.55$, $[\text{M}/\text{H}]=-0.5$ dex et $\xi=1.7$ kms. La même méthode a été adoptée dans Smith et al. (2000), mais en utilisant le spectre de Griffin (1968) et en supposant $T_{\text{eff}}=4300$ K, $\log g=1.7$, $[\text{M}/\text{H}]=-0.6$ dex ($[\text{Fe}/\text{H}]=-0.72$ dex), $\xi=1.6$ km s $^{-1}$. Enfin, les valeurs publiées par Peterson et al. (1993), n’ont pas été obtenues en essayant de mesurer les abondances individuelles, malgré le fait que les auteurs y présentent un tableau. En effet, à l’aide de synthèses spectrales, Peterson et al. (1993) trouvent juste qu’Arcturus a une métallicité globale de -0.5 dex, et un enrichissement en $[\alpha/\text{Fe}]$ de $+0.4$ dex.

Pour calculer le spectre d’Arcturus, nous avons adopté les abondances individuelles données par Smith et al. (2000). En effet, à partir des raies calibrées sur le Soleil, le spectre synthétique calculé initialement avec les valeurs de Smith et al. (2000), donnait un χ^2 inférieur à ceux obtenus avec des spectres adoptant les valeurs de Fulbright et al. (2007) ou Smith et al. (2000). Seules les

TABLE 5.3 – Abondances individuelles adoptées pour Arcturus

Élément	Peterson et al. (1993)		Smith et al. (2000)		Fulbright et al. (2007)		Valeur adoptée log(X)
	$\alpha_{\text{Boo}} - \odot$	log(X)	$\alpha_{\text{Boo}} - \odot$	log(X)	$\alpha_{\text{Boo}} - \odot$	log(X)	
C	-0.5	7.91	-0.60	7.81	-0.50	7.91	7.81
N	-0.2	7.60	-0.60	7.20	-0.50	7.30	7.38
O	-0.1	8.57	-0.30	8.37	-0.02	8.65	8.37
Na	-0.2	6.13	-0.40	5.93	-0.41	5.92	5.93
Mg	-0.1	7.48	-0.06	7.52	-0.11	7.47	7.57
Al	-0.1	6.37	-0.15	6.32	-0.12	6.35	6.32
Si	-0.1	7.45	-0.46	7.09	-0.15	7.40	7.09
Ca	-0.2	6.26	-0.54	5.82	-0.29	6.07	5.82
Sc	-0.3	2.87	-0.58	2.59	-0.50	2.67	2.59
Ti	-0.2	4.82	-0.32	4.70	-0.24	4.78	4.70
Fe	-0.5	7.00	-0.72	6.78	-0.50	7.00	6.78

Notes. La première colonne pour chaque référence est $\log(X)_{\alpha_{\text{Boo}}} - \log(X)_{\odot}$ et la deuxième représente les valeurs adoptées, en échelle $\log(X) = \log(X/H) + 12$. La dernière colonne indique les valeurs finalement adoptées dans ce mémoire de thèse.

abondances de l'azote (N) et du magnésium (Mg) ont été légèrement modifiées. En effet, pour le Mg, il n'a pas été possible de modifier les forces d'oscillateurs sans détériorer la qualité de l'accord du spectre synthétique solaire. Par contre, la modification de l'abondance de l'azote dans Arcturus se justifie par le fait que pour une telle géante froide, le spectre comporte plusieurs raies moléculaires, notamment du CN. Ainsi, en augmentant l'abondance de l'azote, le mélange (*blend*) des raies de CN avec les raies atomiques est en meilleur accord avec les observations. De plus, soulignons que ni Smith et al. (2000) ni Fulbright et al. (2007) ne spécifient l'abondance individuelle de l'azote, sous-entendant donc qu'il suit la métallicité moyenne d'Arcturus. En revanche, l'article de Peterson et al. (1993) indique qu'Arcturus est enrichi en N, et donne explicitement une valeur différente de N par rapport aux métaux. Notre augmentation de 0.18 dex va donc dans ce sens là.

Comme pour le Soleil, des spectres ayant des paramètres proches de ceux d'Arcturus ont été calculés, puis leur χ^2 par rapport au spectre observé a été évalué. Les résultats de la Table 5.4 obtenus pour $R = 11\,500$, montrent que nous convergeons bien vers $T_{\text{eff}}=4250$ K, $\log g=2.0$, $[M/H]=-0.5$ dex, $[\alpha/Fe]=0.2$ dex, en accord avec les paramètres donnés par Smith et al. (2000). Notons que cette convergence était déjà vérifiée avec la liste de raies non calibrées de VALD. Cependant, notre calibration a d'une part diminué le χ^2 et d'autre part augmenté l'écart avec les χ^2 des spectres voisins.

5.1.3 Vérification de la calibration avec le spectre d'une naine chaude : Procyon

La liste de raies calibrée sur le Soleil puis vérifiée et ajustée sur Arcturus a par la suite été testée pour modéliser le spectre de Procyon, une naine chaude de type spectral F. Cependant, comme nous allons le justifier ci-dessous, il a été décidé de n'apporter aucune correction supplémentaire aux forces d'oscillateurs atomiques, basé sur cette étoile.

En effet, au dessus d'une température effective d'environ 6000 K, et pour ce domaine de longueurs d'onde, les raies de Paschen commencent à dominer le spectre. Ces dernières se retrouvent mélangées avec les raies qui se situent à leurs proximités et, de ce fait, il est difficile

TABLE 5.4 – Écarts entre divers spectres synthétiques et le spectre observé d’Arcturus de Hinkle et al. (2003). Les χ^2 sont obtenus pour le domaine de longueurs d’onde du RVS de Gaia.

T_{eff} (K)	$\log g$ (dex)	[M/H] (dex)	[α /Fe] (dex)	χ^2 Ce travail	χ^2 VALD	χ^2 Gustafsson et al.
4000	1.0	-1.00	0.40	208.91	214.20	215.94
4000	1.5	-0.50	0.20	184.82	191.10	189.31
4000	1.5	-1.00	0.40	214.43	223.63	224.11
4000	2.0	-0.50	0.20	171.81	182.02	181.74
4000	2.0	-1.00	0.40	236.90	250.84	250.15
4250	1.0	-0.50	0.20	285.09	272.03	268.19
4250	1.0	-1.00	0.40	227.01	227.88	227.42
4250	1.5	-0.50	0.20	170.58	173.19	170.06
4250	1.5	-1.00	0.40	228.43	231.37	232.48
4250	2.0	-0.50	0.20	144.66	154.57	153.89
4250	2.0	-1.00	0.40	256.84	266.15	265.89
4500	1.0	-1.00	0.40	276.67	275.06	271.41
4500	1.5	-0.50	0.20	203.56	201.77	195.87
4500	1.5	-1.00	0.40	259.56	260.01	260.63
4500	2.0	-0.50	0.20	162.09	169.57	164.92

de vérifier l’accord entre le spectre observé et les spectres synthétiques. De plus, aucun spectre de Procyon de bonne qualité, obtenu autour du triplet du CaII n’a été trouvé dans la littérature. Celui qui a été finalement utilisé fût celui de Allende Prieto et al. (2004), provenant du catalogue stellaire S^4N . Ce spectre est non normalisé, à la résolution $R = 50\,000$, comporte des raies telluriques et possède un SNR proche d’une centaine.

Enfin, notons également que les paramètres atmosphériques de Procyon ne sont pas suffisamment bien établis afin de calibrer une liste de raies. En effet, plusieurs valeurs sont publiées dans la littérature. Parmi les plus citées, et celles qui ont été admises pour ce travail, sont les valeurs publiées par Edvardsson et al. (1993) : $T_{\text{eff}} = 6704$ K, $\log g = 4.03$, $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.02$ dex, $[\alpha/\text{Fe}] \approx 0.0$ dex.

Ainsi, les seuls tests effectués pour Procyon ont été de vérifier la convergence du χ^2 vers ces paramètres là. La Table 5.5 nous montre qu’en terme de χ^2 , la convergence se fait bien vers une solution ayant une des valeurs intermédiaires entre 6500 K et 6750 K et un $\log g$ entre 4.0 et 4.5 dex, vu que les spectres qui encadrent ces valeurs ont des χ^2 très proches.

5.2 Conclusions

Dans ce chapitre nous avons montré comment a été calculée la grille de spectres synthétiques qui servira à l’apprentissage des algorithmes automatiques. Celle-ci échantillonne de façon quasiment régulière l’espace des paramètres formé par la température effective, la gravité de surface et la métallicité globale et contient 2905 spectres.

La liste de raies présentes dans le domaine de longueurs d’onde du RVS et de la configuration LR8 de FLAMES a été calibrée à haute résolution sur deux spectres observés du Soleil, puis vérifiée et ajustée sur les spectres d’Arcturus et de Procyon. Cette calibration a permis d’améliorer considérablement l’accord entre les spectres observés et les spectres synthétiques de ces trois

TABLE 5.5 – Écarts entre divers spectres synthétiques et le spectre observé de Procyon de Allende Prieto et al. (2004), pour la résolution et le domaine de longueurs d'onde du RVS.

T_{eff} (K)	$\log g$ (dex)	[M/H] (dex)	$[\alpha/\text{Fe}]$ (dex)	χ^2 Ce travail
6500	3.5	0.00	0.00	258.54
6500	4.0	0.00	0.00	178.68
6500	4.0	+0.25	0.00	260.32
6500	4.0	-0.25	0.10	154.64
6500	4.5	0.00	0.00	168.57
6750	3.5	0.00	0.00	323.14
6750	4.0	0.00	0.00	204.69
6750	4.0	-0.25	0.10	191.21
6750	4.5	0.00	0.00	157.94
7000	4.0	0.00	0.00	271.86

étoiles. De ce fait, la qualité des spectres synthétiques de la grille nominale se retrouve également améliorée.

Il a été explicitement vérifié que dans un sous-espace des paramètres formé par des spectres synthétiques s'écartant de quelques pas de la grille de ces trois étoiles, le χ^2 minimal était atteint par le spectre ayant les paramètres les plus proches de la “réalité”⁶. En d'autres termes, nous avons validé l'adéquation des modèles avec les observations, et vérifié la convexité de la fonction distance pour un sous-espace des paramètres limité à quelques pas de grille autour des paramètres du Soleil, d'Arcturus et de Procyon.

Ceci est un résultat très important car l'algorithme MATISSE, qui a été présenté le chapitre précédent, se base sur l'hypothèse de la convexité locale de la fonction distance sur l'ensemble de l'espace des paramètres. Comme nous allons le voir dans le chapitre suivant, cette supposition n'est pas toujours vraie, introduisant de ce fait des erreurs sur l'estimation finale des paramètres. Pour cette raison, la méthode DEGAS, qui ne fait aucune supposition sur la forme de la fonction distance sera également utilisée. Cet arbre de décision ne nécessite pas de faire des hypothèses sur la fonction distance, car la classification repose sur le regroupement des spectres uniquement en fonction de leur ressemblance (*pattern recognition*).

6. Par *réalité*, on sous-entend ici les valeurs communément admises dans la littérature.

Paramétrisation automatique autour du triplet du calcium

Sommaire

6.1	Création d'une grille synthétique de paramètres aléatoires	76
6.2	Performances de MATISSE	79
6.2.1	Sensibilité de MATISSE au rapport signal sur bruit	80
6.2.2	Robustesse de MATISSE en fonction de la vitesse radiale	84
6.3	Performances de DEGAS	87
6.3.1	Sensibilité de DEGAS au rapport signal sur bruit	87
6.3.2	Robustesse de DEGAS en fonction de la vitesse radiale	89
6.4	Mise en place de la procédure de paramétrisation automatique finale	90
6.4.1	Estimation automatique du rapport signal sur bruit	93
6.4.2	Normalisation automatique des spectres	96
6.5	Estimation des erreurs externes	97
6.6	Conclusions	102

Nous avons vu au chapitre précédent comment les spectres nominaux étaient calculés ainsi que la façon avec laquelle les raies ont été calibrées sur des spectres d'étoiles de référence. Le but de ce chapitre est de mettre en place une procédure finale, qui va pouvoir obtenir de façon automatique les paramètres atmosphériques de n'importe quel spectre dont la vitesse radiale est nulle¹. Cette procédure devra inclure la renormalisation du spectre observé, une estimation du rapport signal sur bruit, ainsi qu'une estimation des paramètres atmosphériques et de leurs erreurs associées. Pour ce faire, les algorithmes MATISSE et DEGAS, décrits au Chap. 4, vont être testés séparément sur des spectres synthétiques ne faisant pas partie de la librairie d'apprentissage, afin d'étudier leurs erreurs internes. Le terme erreur interne fait ici référence au fait que les désaccords avec les spectres réels ne sont pas pris en compte. Il ne s'agit donc que des incertitudes sur l'estimation des paramètres due uniquement aux algorithmes.

À partir de l'étude de ces erreurs internes, la procédure finale va être mise en place, en combinant de façon optimale MATISSE et DEGAS. Les erreurs externes de cette procédure y seront déterminées à l'aide de bibliothèques de spectres observés.

Notons que, dans ce qui suit, l'estimation des erreurs se base sur la notion de quantiles. Le quantile à un pourcentage N des données, noté Q_N , est défini comme l'erreur maximale que peuvent avoir les $N\%$ spectres ayant les plus petites erreurs. Ainsi, si $Q_{70}(T_{\text{eff}}) = 250$ K, cela signifie que 70% de l'échantillon a une erreur sur la température effective inférieure à 250 K.

Les quantiles sont utiles à calculer car ils sont moins sensibles aux queues des distributions que d'autres estimateurs d'erreurs, tels que la moyenne ou la dispersion. De ce fait, il s'agit d'une grandeur plus robuste.

1. Par abus de langage nous disons d'un spectre dont la vitesse radiale est nulle que ses longueurs d'onde sont au repos.

6.1 Création d’une grille synthétique de paramètres aléatoires

Nous désignons grille aléatoire un jeu de spectres dont les paramètres ne sont pas égaux aux paramètres des spectres nominaux. Ainsi va être testée la capacité des méthodes à traiter des données qui n’ont pas fait partie de la librairie d’apprentissage.

Les spectres aléatoires sont interpolés à partir de la grille nominale, grâce à l’Éq. 4.17. Afin de tester efficacement les méthodes, il faut que ces spectres interpolés représentent des étoiles galactiques réalistes, se situant donc sur un diagramme de *Hertzsprung–Russell* (H–R) plausible. Dans un souci de prise en compte des différentes populations galactiques, nous avons utilisé le modèle galactique de Besançon (Robin et al. 2003). Ce modèle réaliste de la Voie Lactée simule, pour une ligne de visée donnée, un catalogue d’étoiles en accord avec notre connaissance actuelle de la Galaxie. Pour chaque pseudo-étoile, les paramètres orbitaux et atmosphériques sont tabulés, et peuvent ainsi être utilisés.

Nous avons fait une requête *via* le site web² du modèle, afin d’obtenir des catalogues d’étoiles provenant de lignes de visées pointant vers le bulbe, le pôle nord galactique, l’anticentre galactique ($l = 180^\circ, b = 20^\circ$) et des latitudes intermédiaires ($l = 245^\circ, b = 45^\circ$). Parmi les $\sim 6 \times 10^4$ étoiles simulées, 10^4 d’entre elles ont été choisies aléatoirement pour créer notre liste de spectres aléatoires (voir Fig. 6.1). Le modèle de Besançon a été complété en rajoutant une série de spectres ayant les mêmes T_{eff} et $\log g$, mais des $[M/H]$ plus faibles de -0.75 dex, comparées à celles retournées par la simulation. Cette manipulation nous a permis d’avoir un échantillon statistiquement significatif à de plus basses métallicités.

De ce fait, la librairie-test finale, comporte 2×10^4 spectres à la résolution du LR8 de FLAMES. Dans le but d’évaluer la robustesse des méthodes, les spectres synthétiques doivent inclure des “défauts” liés aux observations, tels que du bruit, des mauvaises normalisations du continu et de mauvaises corrections de la vitesse radiale. Nous décrivons ci-dessous les différentes étapes aux quelles nous avons procédé pour inclure ces effets.

Bruitage des spectres La présence de bruit peut dégrader sérieusement les performances des algorithmes. Nous pouvons imaginer, par exemple, que le signal peut être entièrement noyé dans le bruit et de ce fait ne faire ressortir aucune information. De plus, il est également possible que le minimum de la fonction distance conduise à des paramètres erronés.

Les sources liées aux bruits parasites sont les effets du CCD (bruit de lecture, mauvaise correction du biais etc.), et le bruit de photon. Notons néanmoins, que les rayons cosmiques, ou une mauvaise soustraction des raies du ciel peuvent aussi introduire du bruit. Bien que la présence des raies telluriques soit à des longueurs d’onde fixées, la position de celles-ci sur le spectre va dépendre de la vitesse radiale de l’étoile. De ce fait, cet effet est particulièrement difficile à modéliser. En ce qui concerne les rayons cosmiques, provenant de particules relativistes percutant le capteur CCD de façon aléatoire, les très hautes énergies impliquées font qu’ils sont facilement repérables et donc facilement corrigibles.

Dans ce qui suit nous avons cherché à simuler dans les spectres synthétiques uniquement les effets dûs au bruit de photon. On définit le rapport signal-sur-bruit par pixel de la façon suivante :

$$\text{SNR} = N/\sqrt{N} \quad (6.1)$$

où N est le nombre de photons reçus sur le CCD sur chaque pixel. Pour un spectre dont le flux

2. <http://model.obs-besancon.fr/>

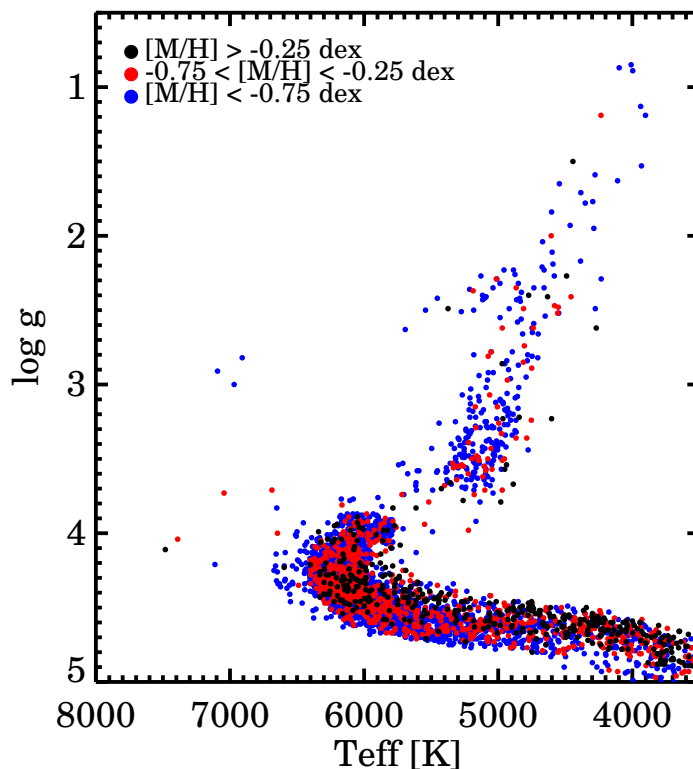


FIGURE 6.1 – Paramètres des 2×10^4 spectres interpolés utilisés pour les tests de MATISSE et DEGAS.

du continu est normalisé à l'unité, nous pouvons écrire :

$$\text{SNR} = \frac{\sqrt{\sum_p S_p^2}}{\sigma \cdot \sqrt{p}} \quad (6.2)$$

avec S_p le spectre distribué sur p pixels, et σ la dispersion du signal. Dans la pratique, nous utilisons l'Éq. 6.2 pour bruiser nos spectres. Pour un SNR donné, un nombre aléatoire différent, provenant d'un tirage gaussien centré en zéro et d'écart-type σ , est rajouté à chacun des pixels. Le graphique de gauche de la Fig. 6.2 montre la façon avec laquelle est dégradé un spectre synthétique solaire à quatre valeurs différentes de SNR (de haut en bas : SNR=100, 50, 20, 10 pixel^{-1}). Chacun des 2×10^4 spectres synthétiques interpolés, définis à la section précédente, a été bruité quatre fois, à SNR=10, 20, 50, 100 pixel^{-1} , augmentant l'échantillon total de spectres aléatoires à 8×10^4 .

Simulation d'erreurs dues à la correction de la vitesse radiale Dans ce mémoire de thèse, la vitesse radiale est déterminée à partir de la position du pic de la fonction de corrélation croisée (CCF) entre le spectre observé et un masque binaire (voir Chap. 3.3). Dans ce cas, la principale source d'erreur provient du désaccord entre le type spectral de l'étoile et celui du masque. Si le masque a des raies trop fortes, alors la largeur de la CCF sera très grande, et la précision sur la position du pic sera faible. Enfin, si les raies du masque sont petites, alors un désaccord entre le masque et le spectre peut arriver, faussant ainsi la position du pic de la CCF.

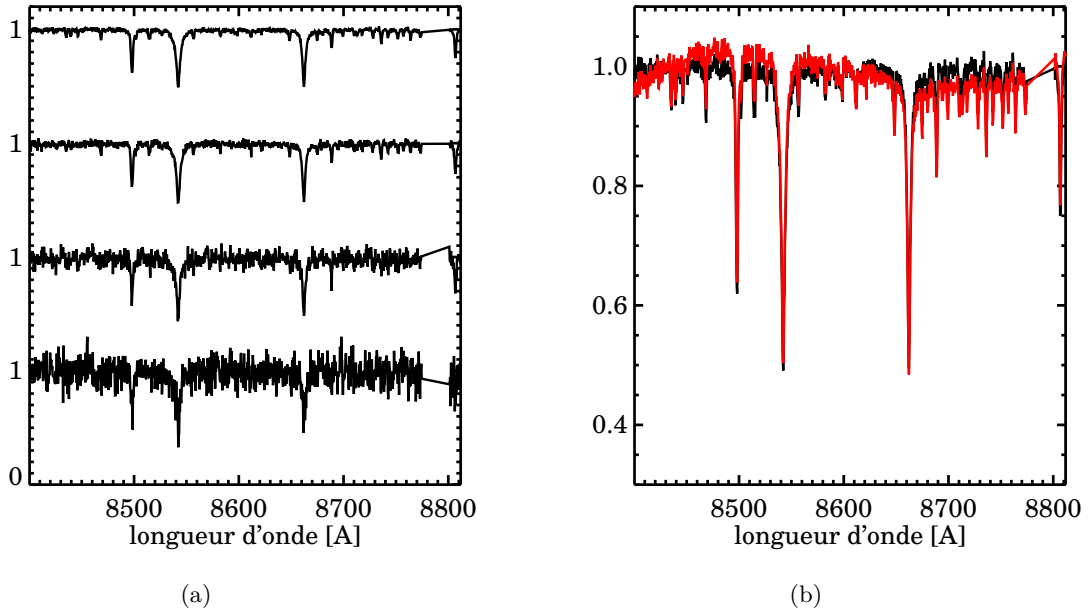


FIGURE 6.2 – (a) : Effet du bruit sur un spectre d'étoile de type solaire (de haut en bas : SNR=100, 50, 20, 10 pixel⁻¹). (b) : Le continu du spectre de type solaire (en noir) a été déformé d'une amplitude 5% par un polynôme de troisième degré (en rouge), afin de simuler les effets d'une mauvaise normalisation.

Dans notre cas, où les spectres sont observés autour de $\lambda \sim 8500 \text{ \AA}$, le masque binaire comporte les larges raies de CaII (voir Chap. 3.3). Comme celles-ci sont présentes sur toutes les étoiles F, G, K considérées, alors un désaccord entre le spectre observé et le masque peut être exclu. La seule source d'erreur sur la vitesse radiale peut donc provenir de l'incertitude de la position du pic de la fonction de corrélation croisée. Ainsi, en suivant les résultats obtenus au Chap. 3.3, il est justifié de supposer que la précision de la correction de la vitesse radiale est inférieure au pixel. Nous allons donc vérifier la robustesse des algorithmes à de tels décalages.

Tous les spectres bruités ont été transformés afin que leurs longueurs d'onde soient à des vitesses radiales $V_{\text{rad}} = 2, 5, 7, 10$ et 15 km s^{-1} par rapport au référentiel au repos. Ceci a été fait grâce à la transformation suivante :

$$\lambda = \lambda_o \sqrt{(1 + V_{\text{rad}}/c)/(1 - V_{\text{rad}}/c)} \quad (6.3)$$

où λ_o est la longueur d'onde au repos, et c la vitesse de la lumière.

Simulation d'erreurs dues à la normalisation Enfin, la forme du continu de tous les spectres bruités³ a été modifiée en les multipliant avec des polynômes de second, troisième ou cinquième degré. Cette déformation est supposée représenter une mauvaise normalisation des spectres. Celle-ci peut influencer les performances des algorithmes, car la profondeur relative des raies spectrales sera changée. Cependant, nous avons considéré uniquement des écarts de 5% à une normalisation parfaite. En effet, comme le montre la Fig. 6.2, ce facteur 5% représente un

3. Uniquement les spectres ayant leurs longueurs d'ondes au repos ont été considérés pour cette application.

cas bien pessimiste : comme l'intervalle spectral considéré est relativement petit, de meilleures normalisations seront obtenues, même avec une normalisation *aveugle*, c'est-à-dire sans avoir de connaissance sur le type spectral de l'étoile.

6.2 Performances de MATISSE

Calcul des fonctions $B_\theta(\lambda)$ à partir d'inversions itératives de la matrice de corrélation.

Afin de traiter au mieux l'effet du bruit, un compromis doit être fait entre la précision des résultats et le poids accordé à certaines signatures spectrales. Dans le cas de DEGAS, ceci est fait en acceptant de continuer à explorer certaines branches de l'arbre de décision (*via* le noyau d'Epanechnikov, voir l'Éq. 4.19). En ce qui concerne MATISSE, il a été souligné au Chap. 4.4.1 qu'une inversion itérative de la matrice de corrélation des spectres (C) pouvait être faite, afin de diminuer le poids apporté à certaines raies lors de l'analyse. Nous avons choisi d'utiliser l'algorithme de Landweber (1951), pour lequel le facteur de corrélation $R_{\text{Land.}}$, entre les paramètres de sortie (les résultats) et les paramètres d'entrée est imposé, en fonction du degré d'approximation désiré. Ainsi, une corrélation maximale de 1 sera équivalente à une inversion directe de la matrice C .

En pratique, afin de calculer les $B_\theta(\lambda)$, réécrivons l'Éq. 4.15 de la façon suivante :

$$C^T \times C \times \alpha = C^T \times \theta \quad (6.4)$$

où C^T est la matrice transposée de C . Rappelons que dans notre cas C est la matrice de corrélation. Elle est donc symétrique, et de ce fait $C^T = C$. Les poids α sont calculés itérativement, pour chaque étape ($n + 1$), de la façon suivante :

$$\alpha^{(n+1)} = \alpha^{(n)} + \beta^{(n+1)} C^T [\theta - C \alpha^{(n)}] \quad (6.5)$$

où $\beta^{(n+1)}$ est un scalaire ajusté à chaque pas, pour optimiser la convergence. Le critère de convergence est le facteur de corrélation $R_{\text{Land.}}$ cité plus haut. Nous pouvons alors remarquer que l'algorithme de Landweber va élever au carré les valeurs propres de C , favorisant ainsi les fortes valeurs propres.

Dans ce travail, nous avons calculé des $B_\theta(\lambda)$ pour $R_{\text{Land.}} = 0.75, 0.8, 0.85, 0.9, 0.95, 0.98$ et 0.99 . Celles-ci ont été testées sur des spectres correspondant à des étoiles de différents types spectraux, classes de luminosité et métallicités ainsi qu'à différents SNR. Pour chaque combinaison des paramètres et pour chaque SNR, les trois $B_\theta(\lambda)$, pour T_{eff} , $\log g$, $[M/H]$, donnant le meilleur résultat (c'est-à-dire le Q_{70} le plus faible) ont été sélectionnées.

Les résultats obtenus sont présentés sur la Table 6.1. Parmi les aspects généraux de cette sélection, notons que lorsque le SNR baisse, alors un $R_{\text{Land.}}$ plus petit est nécessaire pour minimiser les erreurs. Par ailleurs, pour un SNR donné, les spectres contenant beaucoup d'information (ex : naines à température intermédiaire et riches en métaux), sont associés à des $B_\theta(\lambda)$ ayant un $R_{\text{Land.}}$ plus élevé que les types spectraux contenant moins d'information.

En d'autres termes, plus les signatures spectrales sont rares dans les spectres, plus il faut diminuer le poids aux raies faibles qui sont noyées dans le bruit. Dans l'absolu, cela peut s'expliquer en considérant que pour un spectre d'une étoile à faible métallicité, où seul le triplet du calcium est visible, toute variation du second ordre dans le spectre sera due au bruit, et non pas à une signature spectrale. L'optimisation des $B_\theta(\lambda)$ en fonction des $R_{\text{Land.}}$ pour différents SNR et types d'étoiles, comme cela a été fait dans la Table 6.1 est donc primordiale afin d'obtenir une paramétrisation possédant de faibles erreurs.

TABLE 6.1 – Valeurs R_{Land} adoptées dans ce mémoire de thèse, pour les fonctions $B_{\theta}(\lambda)$ calculées avec l’algorithme de Landweber, en fonction du type spectral, de la métallicité, du SNR et d’un paramètre donné.

SNR (pixel ⁻¹)	T_{eff} (K)				$\log g$ (dex)				[M/H] (dex)			
	100	50	20	10	100	50	20	10	100	50	20	10
KII-IV, [M/H]>-0.5 dex	0.99	0.99	0.99	0.99	0.99	0.98	0.97	0.99	0.98	0.99	0.99	0.97
KII-IV, -1<[M/H]<-0.5 dex	0.99	0.99	0.99	0.98	0.99	0.95	0.98	0.95	0.97	0.98	0.98	0.99
KII-IV, -2<[M/H]<-1 dex	0.99	0.99	0.97	0.97	0.98	0.97	0.99	0.99	0.99	0.97	0.98	0.98
KII-IV, [M/H]<-2 dex	0.99	0.97	0.95	0.95	0.99	0.98	0.90	0.98	0.99	0.99	0.97	0.98
GII-IV, [M/H]>-0.5 dex	0.99	0.98	0.97	0.97	0.99	0.98	0.95	0.95	0.95	0.99	0.97	0.95
GII-IV, -1<[M/H]<-0.5 dex	0.98	0.97	0.98	0.95	0.99	0.99	0.95	0.95	0.99	0.99	0.95	0.97
GII-IV, -2<[M/H]<-1 dex	0.97	0.97	0.95	0.95	0.99	0.99	0.95	0.90	0.99	0.97	0.97	0.95
GII-IV, [M/H]<-2 dex	0.98	0.97	0.97	0.85	0.95	0.98	0.95	0.75	0.97	0.97	0.90	0.80
FII-IV, toutes [M/H]	0.99	0.99	0.85	0.85	0.90	0.85	0.97	0.99	0.95	0.95	0.98	0.75
KV, [M/H]>-0.5 dex	0.99	0.99	0.99	0.97	0.99	0.97	0.95	0.80	0.99	0.99	0.97	0.97
KV, -1<[M/H]<-0.5 dex	0.99	0.99	0.98	0.98	0.99	0.99	0.85	0.75	0.97	0.98	0.95	0.97
KV, -2<[M/H]<-1 dex	0.99	0.99	0.95	0.95	0.97	0.95	0.75	0.75	0.99	0.97	0.98	0.95
KV, [M/H]<-2 dex	0.98	0.98	0.95	0.98	0.95	0.90	0.75	0.80	0.99	0.99	0.95	0.99
GV, [M/H]>-0.5 dex	0.99	0.95	0.95	0.95	0.99	0.95	0.90	0.75	0.95	0.97	0.97	0.98
GV, -1<[M/H]<-0.5 dex	0.98	0.97	0.90	0.90	0.99	0.95	0.80	0.75	0.98	0.97	0.97	0.95
GV, -2<[M/H]<-1 dex	0.97	0.90	0.90	0.90	0.98	0.75	0.75	0.75	0.99	0.99	0.95	0.95
GV, [M/H]<-2 dex	0.97	0.90	0.80	0.75	0.90	0.75	0.75	0.75	0.97	0.95	0.80	0.75
FV, [M/H]>-0.5 dex	0.99	0.98	0.97	0.80	0.99	0.95	0.85	0.75	0.99	0.97	0.97	0.95
FV, -1<[M/H]<-0.5 dex	0.99	0.99	0.80	0.75	0.99	0.99	0.80	0.75	0.99	0.99	0.98	0.75
FV, -2<[M/H]<-1 dex	0.95	0.98	0.80	0.75	0.99	0.95	0.75	0.75	0.99	0.97	0.97	0.75

6.2.1 Sensibilité de MATISSE au rapport signal sur bruit

Dans ce qui suit nous avons considéré qu’aucune information n’est connue *a priori* sur les spectres, afin de tester les capacités de MATISSE à converger vers la bonne solution. Néanmoins, notons que des données photométriques et astrométriques, comme celles que fournira la mission Gaia peuvent être d’une grande utilité pour restreindre l’espace des paramètres.

Ainsi, dans un premier temps, les 8×10^4 spectres synthétiques de la grille test ont été analysés par des fonctions $B_{\theta}^0(\lambda)$. Les résultats de cette application ont ensuite été utilisés pour sélectionner des fonctions $B_{\theta}(\lambda)$, jusqu’à convergence de l’algorithme (voir Fig. 4.4).

La Fig. 6.3 ainsi que la Table 6.2 montrent, respectivement, l’évolution de la forme du digramme H–R, ainsi que les erreurs relatives à 70% de la distribution d’erreurs (Q_{70}), en fonction du SNR, pour différents types d’étoiles. Ces résultats sont également résumés sur la Fig. 6.4, où a été représentée l’évolution des erreurs typiques en fonction du SNR, pour des étoiles naines typiques du disque mince ($-0.25 < [M/H] < 0.5$ dex), du disque épais ($-1.5 < [M/H] < -0.25$ dex) et des géantes du halo ($T_{\text{eff}} < 6000$ K, $\log g < 3.5$, $-2.5 < [M/H] < -1.25$ dex). Ces valeurs ont été obtenues pour l’échantillon test et les meilleures combinaisons des fonctions $B_{\theta}(\lambda)$ décrites plus haut. Deux conclusions principales peuvent être tirées :

- De bons résultats sont obtenus jusqu’à des $\text{SNR} \sim 20 \text{ pixel}^{-1}$, à condition que les spectres comportent une information spectrale riche, comme c’est le cas typiquement pour les naines riches en métaux. De plus, l’augmentation des erreurs est proportionnelle à l’appauvrissement en métaux (voir la Table 6.2). En effet, pour des étoiles de type GV (naines, $T_{\text{eff}} > 5000 - 6000$ K), avec $\text{SNR} \sim 50 \text{ pixel}^{-1}$, les erreurs internes pour la température passent de 90 K pour les plus riches en métaux ($[M/H] > -0.5$ dex) à 290 K

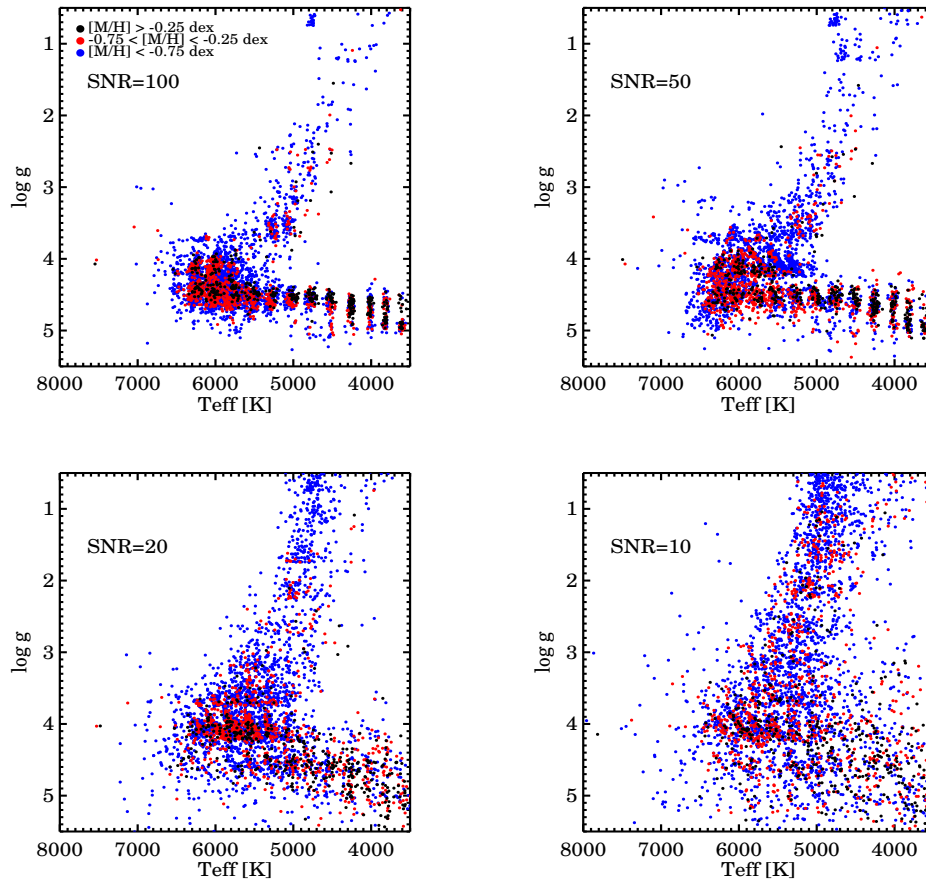


FIGURE 6.3 – Estimation des paramètres atmosphériques stellaires avec MATISSE, pour des $B_{\theta}(\lambda)$ optimisées en fonction du type de l'étoile et du SNR. Les paramètres en entrée sont ceux illustrés sur la Fig. 6.1.

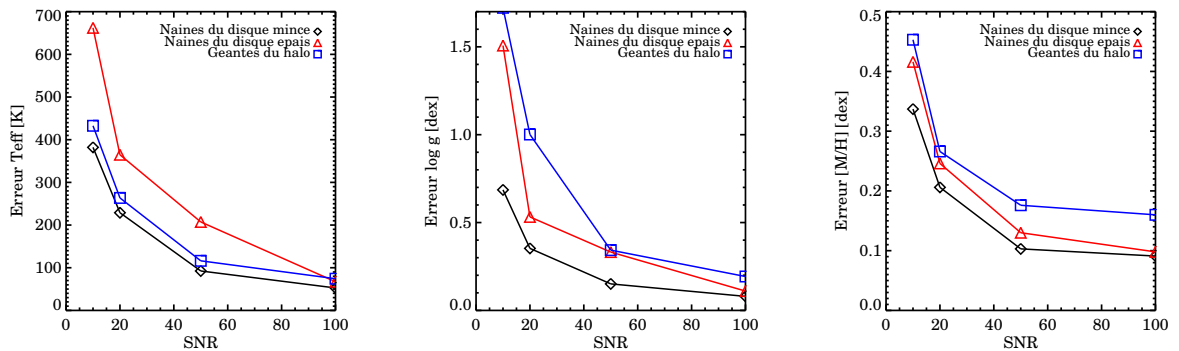


FIGURE 6.4 – Q_{70} de MATISSE pour des sous-ensembles d'étoiles choisies afin d'être représentatives du disque mince, disque épais et halo galactique.

pour celles de métallicité intermédiaire ($-1 < [M/H] < -2$ dex). Les erreurs sur la gravité de surface augmentent de 0.15 dex à 0.50 dex, et pour les métallicités de 0.10 dex à 0.21 dex.

- Deux régimes de dégénérescence physique apparaissent. Le premier, entre les naines chaudes ($T_{\text{eff}} > 6000$ K) et la branche des géantes est dû, comme nous allons le voir par la suite, aux signatures spectrales qui sont partagées entre la température effective et la gravité de surface pour ce type d'étoiles. Le second régime concerne les naines à température moins élevée ($T_{\text{eff}} \leq 6000$ K), et est provoqué par le manque de sensibilité des signatures spectrales à la gravité de surface, pour ce domaine de longueurs d'onde, cette résolution et ce domaine de paramètres.

Pour mieux comprendre ces dégénérescences, il faut étudier les informations spectrales utilisées dans chacun des intervalles de paramètres considérés.

La Fig. 6.3 montre que pour les naines froides de la séquence principale ($3000 < T_{\text{eff}} \lesssim 5000$ K), la température effective peut être bien estimée. En effet, bien que les raies de Paschen ne soient pas encore formées à ces températures, l'estimation peut se faire grâce à la multitude de raies métalliques présentes dans le domaine de longueurs d'ondes qui y sont sensibles. Par ailleurs, en ce qui concerne la gravité, très peu de signatures spectrales y sont sensibles, contraignant de ce fait, très mal ce paramètre. En effet, une étude des fonctions $B_{\log g}(\lambda)$ indique que la majeure partie de l'information se retrouve dans les ailes du triplet du CaII, dans les faibles raies métalliques, les raies de FeI à ~ 8515 et 8689\AA ainsi que la raie de SiI à $\sim 8730\text{\AA}$ (voir Fig. 2.4). Or ces dernières peuvent être noyées dans le bruit si la métallicité de l'étoile est faible et/ou si le SNR est bas. Comme la sensibilité des ailes des raies du CaII est relativement faible à la gravité ($P_e \propto g^{1/3}$, Gray 2008), ceci implique que la gravité de surface ne peut pas être bien déterminée dans cet intervalle de paramètres. De plus, il en découle que l'estimation sera d'autant moins précise que la métallicité de l'étoile sera faible.

En ce qui concerne la dégénérescence entre les naines chaudes et les géantes, elle est due au fait que plusieurs combinaisons de paramètres peuvent produire des spectres similaires. En d'autres termes, les minima secondaires de la fonction distance obtenus pour le spectre d'une naine chaude, impliquent des modèles éloignés dans l'espace des paramètres. De ce fait, la fonction distance s'aplatit, créant un "bassin" de dégénérescence, accentuée du fait que le minimum absolu peut être erroné à cause du bruit. Ceci est illustré dans la Fig. 6.5, en comparant un spectre à $T_{\text{eff}}=6500$ K ; $\log g=4.5$; $[M/H]=-1.0$ dex, avec un autre d'une sous-géante ($\log g=3.0$), 1000 K plus froide, et 0.5 dex plus pauvre en métaux. La différence entre les flux des deux spectres (tracé du bas), montre que celle-ci n'excède pas 0.04, ce qui veut dire que toute différence sera imperceptible à des $\text{SNR} \sim 20 \text{ pixel}^{-1}$. Uniquement les coeurs des raies fortes (CaII, MgI) varient sensiblement, et les ailes de ces dernières ne se différencient que très peu (uniquement la raie d'hydrogène Pa12, à 8750.5\AA possède un profil différent).

Ceci est un argument supplémentaire validant le fait que les pixels correspondant aux coeurs des raies du CaII ne doivent pas être considérés lors de notre analyse. En effet, vu que ceux-ci peuvent servir à distinguer certains types d'étoiles, il faut être sûr qu'ils sont bien modélisés par nos spectres synthétiques de la grille d'apprentissage. Or, comme il a été décrit précédemment (voir Chap. 5), les coeurs des raies fortes se forment hors équilibre thermodynamique, et de ce fait, un désaccord entre les spectres synthétiques et les spectres observés est attendu. De plus, notons que l'effet supplémentaire associé au bruit plus élevé au coeur des raies, peut accentuer

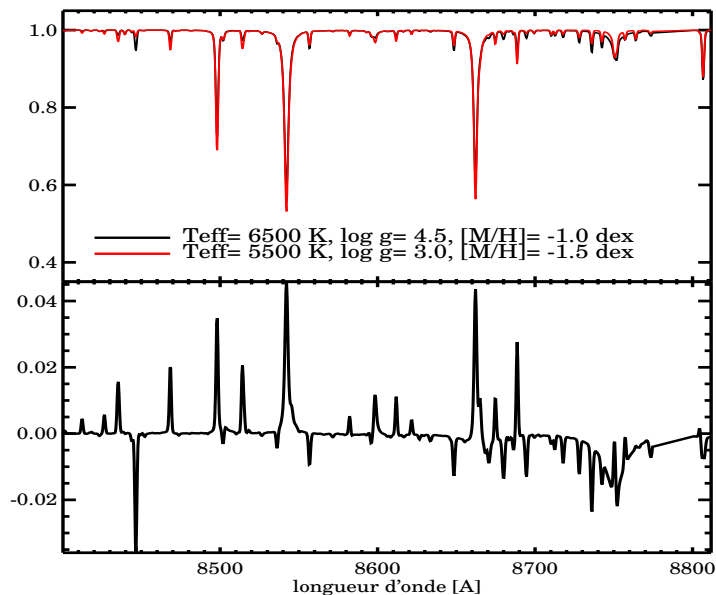


FIGURE 6.5 – Exemple de la dégénérescence spectrale entre les naines à haute température effective et la branche des géantes. Le panneau supérieur de la figure représente les spectres superposés, et la partie inférieure leurs différences. Uniquement les coeurs des raies du CaII et la raie de Pa12 à $\sim 8750\text{Å}$ diffèrent de plus de 1%.

les biais liés à la dégénérescence de la fonction distance, en se trompant de minimum absolu. Des fonctions $B_{\theta}(\lambda)$ avec et sans coeurs ont été explicitement testées sur les bibliothèques d'étoiles observées S^4N (voir Sect. 6.5), validant le choix du rejet des pixels correspondant aux coeurs des raies du CaII. Notons cependant que le rejet de ces pixels augmente également la dispersion finale des estimations, car de l'information a été enlevée du spectre. Bien évidemment, cet effet devient encore plus important lorsque le SNR et/ou la métallicité de l'étoile baissent, car les signatures spectrales deviennent alors de moins en moins contrastées.

L'absence de signatures spectrales distinctes peut aussi être illustrée par les angles entre les fonctions $B_{\theta}(\lambda)$. Ces angles changent en fonction de la température et de la gravité de surface de l'étoile, et en fonction des raies qui sont utilisées. En effet, rappelons que les $B_{\theta}(\lambda)$ font ressortir les signatures spectrales qui sont les plus sensibles aux variations d'un paramètre. Ainsi, lorsque ces fonctions sont perpendiculaires, l'information relative à chaque paramètre se trouve majoritairement concentrée dans des raies différentes. De ce fait, il ne peut pas avoir d'ambiguïté sur les variations spectrales provoquées sur le spectre par chacun des paramètres, et ces derniers sont déterminés précisément.

Par exemple, une étoile avec $T_{\text{eff}}=6500\text{ K}$; $\log g=4.5$; $[M/H]=-1.0\text{ dex}$, a ses fonctions $B_{T_{\text{eff}}}(\lambda)$ et $B_{\log g}(\lambda)$ orientées d'un angle de 33.4° , $B_{[M/H]}(\lambda)$ et $B_{T_{\text{eff}}}(\lambda)$ de 66.5° et enfin $B_{\log g}(\lambda)$ et $B_{[M/H]}(\lambda)$ de 89.2° (voir Fig. 6.6). Au vu de ces angles, une dégénérescence spectrale importante est attendue pour des spectres ayant des températures effectives et des gravités de surface différentes, ainsi qu'une autre, moins importante, pour des spectres ayant des températures et des métallicités différentes. C'est bien ce qui est observé avec nos tests sur les spectres synthétiques aléatoires.

D'autre part, pour les étoiles de la séquence principale, la température effective, la gravité de

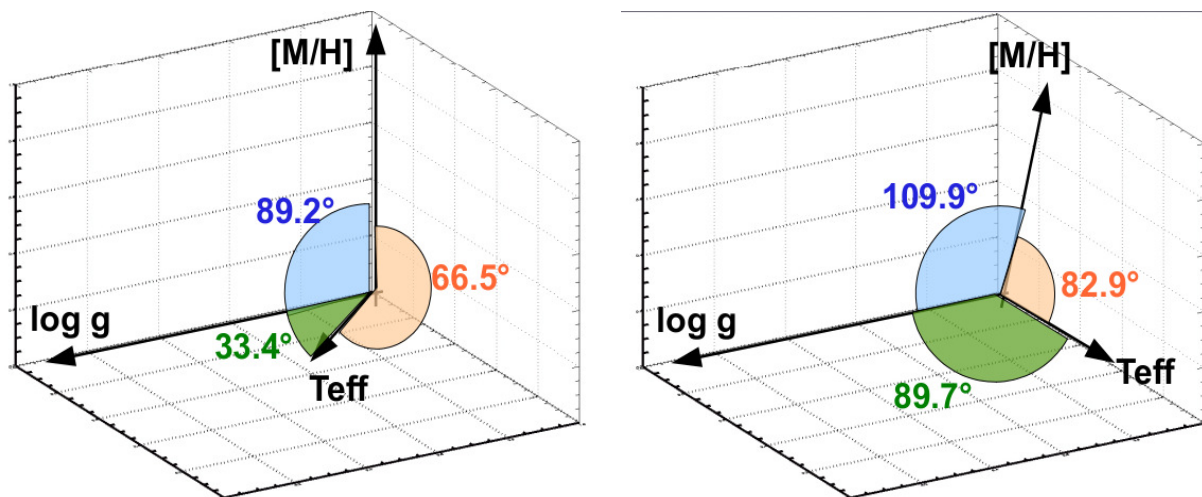


FIGURE 6.6 – Angles entre les fonctions $B_\theta(\lambda)$ pour deux types d'étoiles différentes. À gauche : une naine chaude ($T_{\text{eff}}=6500$, $\log g=4.5$, $[M/H]=-1$ dex). À droite : un étoile de la séquence principale ($T_{\text{eff}}=4500$ K, $\log g=4.5$, $[M/H]=-1$ dex).

surface et la métallicité partagent des signatures spectrales différentes. Le manque de précision à l'estimation du $\log g$ est uniquement dû au manque d'indicateurs spectraux sensibles à ce paramètre. En effet, au vu des angles des fonctions $B_\theta(\lambda)$, tous proches de 90° (voir Fig. 6.6), l'hypothèse de signatures spectrales communes semble être exclue. Plus précisément, pour un spectre caractérisé par $T_{\text{eff}}=4500$ K ; $\log g=4.5$; $[M/H]=-1.0$ dex, les $B_{T_{\text{eff}}}(\lambda)$ et $B_{\log g}(\lambda)$ forment un angle de 89.7° , les $B_{T_{\text{eff}}}(\lambda)$ et $B_{[M/H]}(\lambda)$ un angle de 82.9° , et enfin les $B_{[M/H]}(\lambda)$ et $B_{\log g}(\lambda)$ un angle de 109.9° .

En termes de χ^2 nous pouvons dire que dans le cas d'étoiles sur la séquence principale, les minima locaux de la fonction distance se trouvent proches dans l'espace des paramètres. De ce fait, les estimations obtenues non seulement par MATISSE, mais aussi de tout algorithme de paramétrisation automatique, seront proches des vraies valeurs, même à bas SNR. Par conséquent, les erreurs associées aux estimations seront faibles.

Au contraire, dans le cas des naines chaudes et des étoiles de la branche des géantes, les minima locaux se retrouvent très éloignés dans l'espace des paramètres, induisant de plus larges erreurs sur les estimations finales. L'ajout de bruit dans le signal va accentuer cette tendance, en augmentant le nombre de minima locaux, et de ce fait en diminuant la précision (et l'exactitude) de MATISSE.

6.2.2 Robustesse de MATISSE en fonction de la vitesse radiale

Nous avons vu que MATISSE exploite l'information comprise dans chacun des pixels, grâce aux fonctions $B_\theta(\lambda)$. Par conséquent, un décalage des pixels provoqué par une mauvaise correction de la vitesse radiale peut impliquer une projection du spectre sur des $B_\theta(\lambda)$ qui ne convergera pas de façon optimale vers la région où se trouve le minimum absolu de la fonction distance. Pour tester ce point, nous avons analysé avec MATISSE les 8×10^4 spectres bruités, ayant subi un décalage vers le rouge de 2, 5, 7, 10 et 15 km s^{-1} (équivalent à un décalage de $\sim 0.1, 0.3, 0.5, 0.7$ et 1 pixel).

Les résultats ont montré que les spectres comportant une riche information spectrale étaient plus robustes à de tels décalages. En effet, comme le montre la Fig. 6.7, obtenue

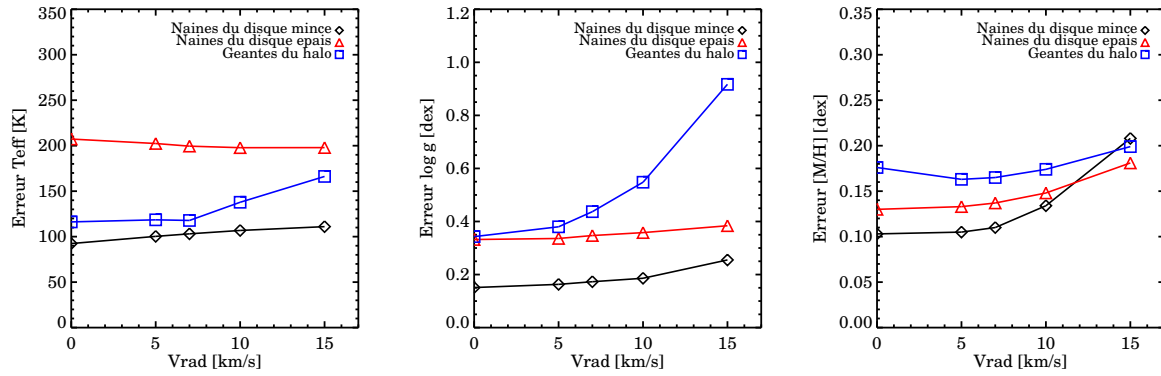


FIGURE 6.7 – Erreurs (données par le Q_{70}) obtenues par MATISSE pour différentes vitesses radiales, différents types d'étoiles et $\text{SNR}=50 \text{ pixel}^{-1}$.

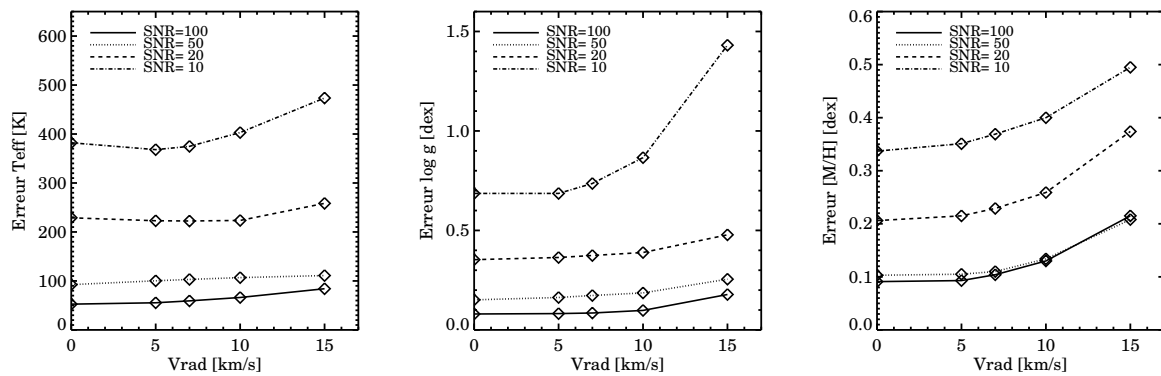


FIGURE 6.8 – Q_{70} obtenus par MATISSE pour les naines du disque mince pour différentes vitesses radiales et différents SNR.

TABLE 6.2 – Q_{70} de MATISSE pour T_{eff} , $\log g$ et $[M/H]$, à différents SNR et différents types d'étoiles.

SNR (pixel ⁻¹)	T_{eff} (K)				$\log g$ (dex)				$[M/H]$ (dex)			
	100	50	20	10	100	50	20	10	100	50	20	10
KII-IV, $[M/H]>-0.5$ dex	50	48	103	157	0.07	0.14	0.30	0.52	0.09	0.10	0.12	0.21
KII-IV, $-1<[M/H]<-0.5$ dex	56	67	119	234	0.13	0.18	0.42	0.79	0.08	0.09	0.18	0.30
KII-IV, $-2<[M/H]<-1$ dex	72	85	175	328	0.16	0.26	0.78	1.32	0.15	0.17	0.26	0.43
KII-IV, $[M/H]<-2$ dex	56	70	200	386	0.24	0.56	1.17	1.72	0.12	0.13	0.21	0.60
GII-IV, $[M/H]>-0.5$ dex	63	73	133	272	0.10	0.12	0.29	0.81	0.08	0.08	0.18	0.29
GII-IV, $-1<[M/H]<-0.5$ dex	67	84	163	307	0.13	0.19	0.54	1.12	0.07	0.11	0.18	0.39
GII-IV, $-2<[M/H]<-1$ dex	66	120	281	407	0.18	0.30	0.92	1.52	0.17	0.18	0.25	0.43
GII-IV, $[M/H]<-2$ dex	131	297	528	729	0.33	0.63	1.85	2.51	0.18	0.34	0.56	1.33
FII-IV, toutes $[M/H]$	80	110	127	150	0.11	0.15	0.17	0.25	0.07	0.10	0.17	0.23
KV, $[M/H]>-0.5$ dex	56	61	90	140	0.09	0.13	0.28	0.54	0.08	0.09	0.15	0.27
KV, $-1<[M/H]<-0.5$ dex	71	76	102	181	0.12	0.17	0.32	0.82	0.09	0.09	0.17	0.32
KV, $-2<[M/H]<-1$ dex	88	99	138	260	0.17	0.25	0.52	1.78	0.15	0.18	0.24	0.40
KV, $[M/H]<-2$ dex	93	114	210	554	0.32	0.36	0.47	1.50	0.16	0.16	0.27	0.58
GV, >-0.5 dex	55	90	254	439	0.08	0.15	0.42	0.86	0.09	0.10	0.23	0.38
GV, $-1<[M/H]<-0.5$ dex	62	195	329	587	0.11	0.33	0.54	1.62	0.08	0.13	0.23	0.39
GV, $-2<[M/H]<-1$ dex	110	296	502	798	0.17	0.50	0.80	2.52	0.17	0.21	0.33	0.51
GV, $[M/H]<-2$ dex	472	561	861	1136	0.71	0.95	2.64	3.56	0.26	0.34	0.69	1.28
FV, >-0.5 dex	57	106	330	552	0.10	0.18	0.41	0.84	0.10	0.12	0.26	0.41
FV, $-1<[M/H]<-0.5$ dex	71	165	405	730	0.12	0.27	0.50	1.14	0.10	0.15	0.31	0.46
FV, $-2<[M/H]<-1$ dex	137	340	575	1075	0.18	0.43	0.75	1.88	0.17	0.23	0.42	0.68
FV, $[M/H]<-2$ dex	1249	1314	1389	1529	1.28	1.63	2.86	3.43	1.92	2.13	2.23	2.04
Naines du disque mince	52	92	228	382	0.08	0.15	0.35	0.69	0.09	0.10	0.21	0.34
Naines du disque épais	67	207	364	662	0.11	0.33	0.53	1.51	0.10	0.13	0.25	0.42
Géantes du halo	74	116	263	432	0.19	0.34	1.00	1.72	0.16	0.18	0.27	0.45

Notes. Vu le faible nombre de spectres disponibles pour les étoiles de type FII-IV, toutes les métallicités ont été considérées simultanément pour estimer l'erreur associée. Les trois dernières lignes représentent les précisions obtenues pour des étoiles typiques du disque mince âgé ($\log g > 3.9$, $-0.5 < [M/H] < -0.25$ dex), disque épais ($\log g > 3.9$, $-1.5 < [M/H] < -0.5$ dex) et halo ($T_{\text{eff}} < 6000$ K, $\log g < 3.5$, $-2.5 < [M/H] < -1.25$ dex).

pour $\text{SNR}=50$ pixel⁻¹, les géantes du halo, pauvres en métaux, voient leurs erreurs augmenter rapidement dès $V_{\text{rad}}=7$ km s⁻¹. En revanche, une bonne estimation des paramètres, comparable à celle obtenue pour un décalage nul, est obtenue jusqu'à $V_{\text{rad}}=10$ km s⁻¹ pour les naines des disques mince et épais.

La dépendance avec le SNR de la robustesse des estimations de MATISSE est quasi-nulle jusqu'à $\text{SNR}=20$ pixel⁻¹. En effet, les erreurs augmentent de la même façon, indépendamment du SNR, comme le laisse sous-entendre la Fig. 6.8, obtenue pour des naines du disque mince. Pour des $\text{SNR} \leq 10$ pixel⁻¹, les erreurs dues au bruit dominent celles dues à la vitesse radiale pour les étoiles du halo, mais pas pour les étoiles du disque. Dans ce cas, plus que quelques informations spectrales ne sont correctement identifiées par les $B_{\theta}(\lambda)$. Par conséquent, la pente des erreurs à $V_{\text{rad}} \geq 7$ km s⁻¹ augmente considérablement pour $\text{SNR}=10$ pixel⁻¹.

6.3 Performances de DEGAS

6.3.1 Sensibilité de DEGAS au rapport signal sur bruit

Nous avons appliqué DEGAS sur les 8×10^4 spectres bruités, parfaitement normalisés, ayant des vitesses radiales nulles. Suite à différents tests, un exposant $p = 64$ a été choisi pour l'Éq. 4.20, qui, nous le rappelons, permet de prendre en compte les erreurs de classification dues au bruit.

Contrairement à MATISSE, dont la connaissance de l'espace des paramètres est contenue et liée aux fonctions $B_\theta(\lambda)$ locales, la reconnaissance de forme caractérisant tout algorithme de classification, tel que DEGAS, permet d'avoir une vision globale de l'espace des paramètres. De ce fait, DEGAS est moins sensible aux minima locaux de la fonction distance. La dégradation de la précision des résultats avec le SNR est donc plus lente avec DEGAS qu'avec MATISSE, ce qui est bien reflété sur la Fig. 6.10 et la Table 6.3. Il a été trouvé que la valeur critique en dessous de laquelle DEGAS obtenait de meilleures estimations était pour $\text{SNR} \sim 35 \text{ pixel}^{-1}$. En effet, comme cela est visible sur la Fig. 6.9, au-dessus de cette valeur de SNR le diagramme H–R se segmente (nous parlons aussi de *pixelisation*).

L'origine de cette segmentation est due au fait que, contrairement à MATISSE, DEGAS n'arrive pas à interpoler de façon optimale entre les points de la grille nominale, provoquant de ce fait des erreurs élevées, dont l'ordre de grandeur correspond à un demi-pas de la grille. En effet, l'Éq. 4.20 accorde un trop grand poids aux feuilles de l'arbre (spectres de la grille) les plus ressemblants au spectre observé. Cependant, le plus proche voisin (en termes de minimum absolu de la fonction distance) est, en général, bien retrouvé.

Nous avons modifié l'exposant de l'Éq. 4.20 aux valeurs $p = 4$ et $p = 1$, afin de retrouver un diagramme H–R plus lisse. Les résultats ont montré qu'à haut SNR, la pixelisation devenait en effet moins contrastée, mais que l'erreur moyenne restait la même, à cause de la dispersion plus élevée des résultats. De plus, un exposant plus faible dégradait fortement les résultats à bas SNR. En effet, lorsque le bruit est très présent dans le signal, un nombre important de minima locaux de la fonction distance est à considérer. Donner un fort poids à des modèles moins ressemblants faussera alors davantage les résultats.

Au vu de ces résultats, un exposant différent en fonction du SNR aurait pu être choisi. Or, comme nous allons le voir dans les sections suivantes, le calcul du SNR d'un spectre est un paramètre difficile à estimer, et il nécessite d'être calculé itérativement au cours d'une analyse automatique. Ainsi, il n'est pas trivial de connaître sa valeur avant d'avoir une première estimation des paramètres. Par conséquent, afin de simplifier l'utilisation de DEGAS, un seul exposant a été choisi ($p = 64$). Nous allons voir dans la section suivante comment un exposant unique a été utilisé à notre avantage à haut SNR.

Notons également que la Fig. 6.9 à $\text{SNR} = 100 \text{ pixel}^{-1}$, obtenue pour $p = 64$, présente l'avantage d'indiquer dans quelles régions du diagramme H–R se trouvent les dégénérescences de la fonction distance, et comment celles-ci sont "*orientées*" dans l'espace des paramètres. En effet, les régimes décrits aux sections précédentes sont facilement identifiables : pour les naines ayant une $T_{\text{eff}} \leq 5000 \text{ K}$, la dégénérescence est verticale, et concerne uniquement le $\log g$. Dès 5000 K, pour les étoiles à faible métallicité, l'orientation change, créant ce que nous avons appelé le *bassin* de dégénérescence naines chaudes - géantes. La dépendance de l'étendue des dégénérescences, c'est-à-dire l'intervalle de paramètres pour lequel les spectres sont fortement ressemblants, est également illustré en fonction de la métallicité des étoiles et du SNR.

Il est important de signaler que même à fort SNR, la méthode de classification arrive à mieux

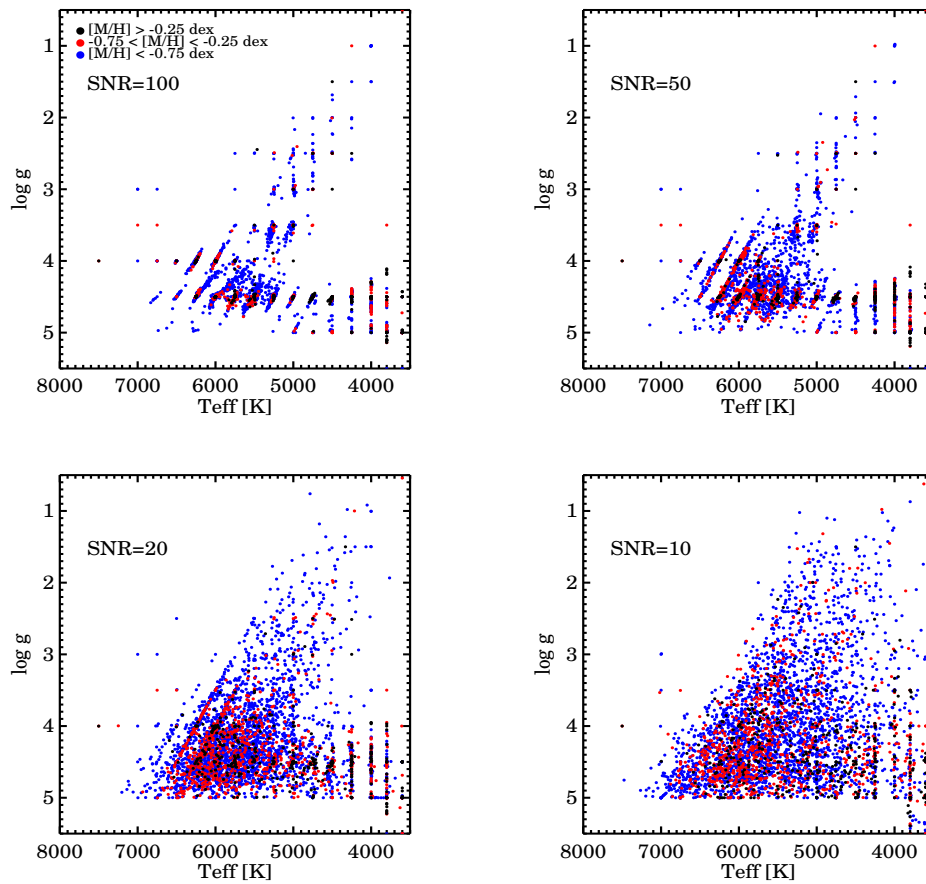


FIGURE 6.9 – Estimation des paramètres avec DEGAS, pour un exposant $p = 64$ (voir Éq. 4.20). Les paramètres en entrée sont ceux illustrés sur la Fig. 6.1. Les dégénérescences de la fonction distance dans l’espace des paramètres sont bien illustrées à $\text{SNR}=100 \text{ pixel}^{-1}$, où des segments verticaux ou diagonaux apparaissent.

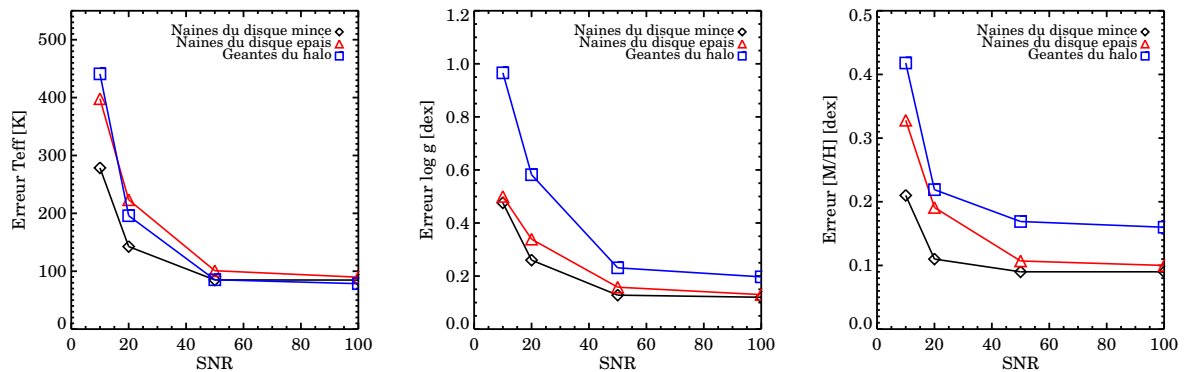


FIGURE 6.10 – Q_{70} de DEGAS pour des sous-ensembles d’étoiles choisies afin d’être représentatives du disque mince, disque épais et halo galactique.

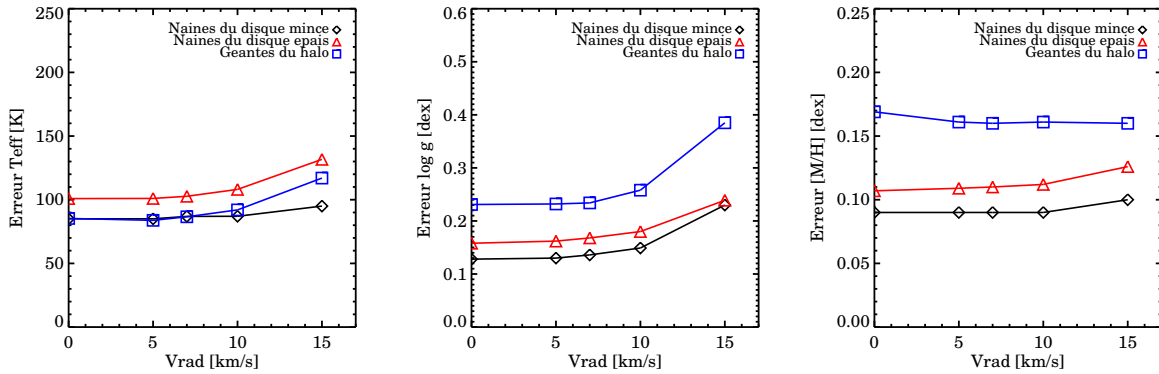


FIGURE 6.11 – Q_{70} obtenus par DEGAS pour différentes vitesses radiales, à $\text{SNR}=50 \text{ pixel}^{-1}$.

traiter des étoiles de faible métallicité (typiquement, $[\text{M}/\text{H}] < -1 \text{ dex}$). En effet, considérons une étoile géante de type spectral G, à $\text{SNR}=50 \text{ pixel}^{-1}$, et avec $[\text{M}/\text{H}] \leq -2 \text{ dex}$ pour illustrer ces propos. Pour un tel spectre, DEGAS obtient des estimations à mieux que 182 K, 0.43 dex, 0.22 dex respectivement pour T_{eff} , $\log g$ et $[\text{M}/\text{H}]$. Comparées à MATISSE, celles-ci sont 35% plus précises, ce qui n’est pas négligeable, vu que les étoiles à faible métallicité nous fournissent des informations très importantes sur le passé de la Galaxie (histoire de formation stellaire, accrétions de galaxies satellites, etc).

Le même effet est observé pour les naines pauvres en métaux de la séquence principale. Les algorithmes de reconnaissance de forme aboutissent vers une meilleure convergence au minimum global de la fonction distance. De ce fait, disparaît le problème lié à l’élargissement de la séquence principale qui était rencontré par MATISSE (voir Fig. 6.3).

DEGAS continue à estimer les paramètres avec une bonne précision jusqu’à $\text{SNR} \sim 20 \text{ pixel}^{-1}$, pour des étoiles ayant $[\text{M}/\text{H}] \geq -1 \text{ dex}$. Les erreurs pour des géantes à cette métallicité est de 121 K, 0.29 dex, 0.13 dex, respectivement pour T_{eff} , $\log g$ et $[\text{M}/\text{H}]$. En ce qui concerne les naines, nous obtenons $\sim 168 \text{ K}$, 0.30 dex et 0.14 dex, les naines chaudes ayant des erreurs plus élevées comparées aux naines froides, car elles se trouvent avec les géantes dans le “bassin de dégénérescence” décrit plus haut.

Notons également que DEGAS a la propriété de ne donner aucune valeur au dehors des paramètres de la grille. Bien que ceci soit avantageux avec les tests sur des spectres synthétiques, en réalité, cela représente un désavantage pour analyser des spectres observés. En effet, dans ce cas il faut se baser sur le χ^2 pour déterminer si le spectre se trouve, ou pas, en dehors de la grille de paramètres.

6.3.2 Robustesse de DEGAS en fonction de la vitesse radiale

Comme pour la Sec. 6.2.2, nous avons estimé les paramètres des 8×10^4 spectres bruités, dont les longueurs d’onde ont été déplacées à quatre valeurs différentes de vitesses radiales. Les résultats illustrés sur la Fig. 6.11 montrent que DEGAS est moins sensible que MATISSE à des imperfections sur la correction de la vitesse radiale des spectres. En effet, la vision globale de l’espace de paramètres dont bénéficie DEGAS lui permet de ne pas se retrouver piégé dans un minimum local, même lorsque les spectres sont déplacés d’un pixel ($V_{\text{rad}} = 15 \text{ km s}^{-1}$).

TABLE 6.3 – Q_{70} de DEGAS, pour T_{eff} , $\log g$ et $[M/H]$, à différents SNR et différents types d'étoiles.

SNR (pixel ⁻¹)	T_{eff} (K)				$\log g$ (dex)				$[M/H]$ (dex)			
	100	50	20	10	100	50	20	10	100	50	20	10
KII-IV, $[M/H] > -0.5$ dex	91	87	107	213	0.16	0.17	0.22	0.53	0.08	0.08	0.09	0.22
KII-IV, $-1 < [M/H] < -0.5$ dex	76	75	106	233	0.19	0.20	0.30	0.61	0.08	0.08	0.14	0.24
KII-IV, $-2 < [M/H] < -1$ dex	81	81	125	315	0.19	0.20	0.49	0.93	0.17	0.18	0.21	0.35
KII-IV, $[M/H] < -2$ dex	77	78	263	399	0.20	0.24	0.54	0.98	0.10	0.16	0.20	0.43
GII-IV, $[M/H] > -0.5$ dex	91	91	100	274	0.16	0.18	0.24	0.60	0.08	0.08	0.11	0.24
GII-IV, $-1 < [M/H] < -0.5$ dex	78	88	171	301	0.19	0.20	0.38	0.70	0.08	0.09	0.16	0.29
GII-IV, $-2 < [M/H] < -1$ dex	75	84	249	468	0.19	0.23	0.61	1.04	0.17	0.17	0.24	0.46
GII-IV, $[M/H] < -2$ dex	107	182	469	695	0.27	0.43	1.03	0.85	0.18	0.22	0.52	0.66
FII-IV toutes $[M/H]$	75	75	75	138	0.12	0.12	0.13	0.14	0.12	0.12	0.20	0.26
KV, $[M/H] > -0.5$ dex	77	77	88	141	0.18	0.18	0.23	0.43	0.09	0.09	0.10	0.17
KV, $-1 < [M/H] < -0.5$ dex	81	80	98	160	0.18	0.18	0.26	0.46	0.09	0.09	0.11	0.22
KV, $-2 < [M/H] < -1$ dex	84	83	123	257	0.18	0.19	0.30	0.55	0.17	0.17	0.20	0.30
KV, $[M/H] < -2$ dex	91	95	204	429	0.13	0.21	0.27	0.78	0.11	0.11	0.23	0.33
GV, $[M/H] > -0.5$ dex	83	84	168	310	0.11	0.13	0.30	0.49	0.09	0.09	0.12	0.24
GV, $-1 < [M/H] < -0.5$ dex	83	97	216	371	0.11	0.14	0.33	0.48	0.09	0.09	0.16	0.30
GV, $-2 < [M/H] < -1$ dex	99	121	320	656	0.13	0.18	0.40	0.67	0.19	0.20	0.29	0.52
GV, $[M/H] < -2$ dex	264	365	612	943	0.26	0.34	0.73	1.09	0.18	0.26	0.46	0.78
FV, $[M/H] > -0.5$ dex	90	93	205	332	0.18	0.18	0.31	0.47	0.09	0.09	0.15	0.27
FV, $-1 < [M/H] < -0.5$ dex	93	101	232	411	0.18	0.19	0.36	0.52	0.08	0.09	0.17	0.32
FV, $-2 < [M/H] < -1$ dex	95	108	401	817	0.18	0.20	0.47	0.80	0.19	0.20	0.33	0.65
FV, $[M/H] < -2$ dex	156	264	622	1003	0.21	0.30	0.67	0.89	0.18	0.22	0.56	1.06
Naines du disque mince	84	85	142	278	0.12	0.13	0.26	0.48	0.09	0.09	0.11	0.21
Naines du disque épais	89	100	223	398	0.13	0.16	0.34	0.50	0.10	0.11	0.19	0.33
Géantes du halo	78	85	195	441	0.20	0.23	0.58	0.97	0.16	0.17	0.22	0.42

6.4 Mise en place de la procédure de paramétrisation automatique finale

Les résultats précédents nous incitent à combiner les deux méthodes afin d'estimer au mieux les paramètres atmosphériques des étoiles. Ainsi, nous souhaiterions avoir une procédure permettant d'avoir une bonne estimation de minimum absolu de la fonction distance, y compris à bas SNR et pour de faibles métallicités (avantages de DEGAS), ainsi qu'une bonne interprétabilité des résultats (obtenue grâce aux fonctions $B_{\theta}(\lambda)$), de faibles erreurs à haut SNR, et une capacité à interpoler entre les points de la grille nominale. Il s'agit là des avantages de MATISSE.

Dans le cas bien particulier de spectres obtenus à $R \sim 6\,500$, autour du domaine de longueurs d'ondes du triplet du calcium (c'est-à-dire un domaine plutôt pauvre en signatures spectrales), la valeur limite du SNR en dessous de laquelle l'effet dû à la non-convexité de la fonction distance est non négligeable, est $\text{SNR} \sim 35 \text{ pixel}^{-1}$. Cette valeur limite augmente lorsque nous considérons des étoiles pauvres en métaux. Ainsi, à $[M/H] \leq -2$ dex, le nombre de minima locaux devient si important qu'un algorithme de projection tel que MATISSE ne peut pas être utilisé. Pour des SNR plus faibles ($\leq 35 \text{ pixel}^{-1}$), ainsi que pour les étoiles très faibles en métaux, l'utilisation de DEGAS peut en effet conduire à des résultats 75% plus précis que ceux de MATISSE.

Néanmoins, même aux régimes auxquels MATISSE est supposé obtenir de meilleurs résultats, il a été trouvé que l'utilisation des fonctions $B_{\theta}^0(\lambda)$ (fonctions de projection initiales qui fournissent la première estimation des paramètres) n'était pas la façon optimale pour converger vers le minimum absolu. En effet, les minima locaux tendent à augmenter avec le bruit et

l'absence de signatures spectrales. Ainsi, connaissant les particularités des variations du flux dans l'espace des paramètres du CaII, les fonctions $B_{\theta}^0(\lambda)$ ne garantissent en rien la convergence de MATISSE vers le minimum absolu. Par conséquent, afin d'optimiser les capacités de MATISSE, il a été décidé d'adopter comme première estimation des paramètres les résultats de DEGAS. Ce choix diminue l'effet provoqué par les minima secondaires, et de ce fait augmente la précision des résultats finaux (jusqu' à 50% d'amélioration pour la température et la gravité).

Une optimisation supplémentaire consiste à imposer des *a priori* astrophysiques concernant les résultats acceptables. En effet, comme nous pouvons le voir sur la Fig. 6.3, ainsi que sur la Fig. 6.9, à cause des dégénérescences spectrales, les deux méthodes peuvent aboutir à des résultats dans des régions du diagramme H-R exclues par nos connaissances en évolution stellaire. Il est donc nécessaire et pratique d'enlever de l'espace des solutions la combinaison de paramètres qui ne peuvent pas exister. Le nombre de minima locaux sera alors diminué, et les précisions améliorées.

Cependant, il faut éviter d'imposer de trop fortes contraintes quant aux solutions recherchées, au risque de biaiser involontairement les résultats de grands sondages spectroscopiques, ou manquer de détecter de nouveaux types d'étoiles. L'âge de l'Univers (13.7 ± 0.2 Gyr, Bennett et al. 2003) peut être une contrainte raisonnable à imposer, afin de donner une limite inférieure à la gravité de surface sur la séquence principale, ainsi qu'à la température effective des étoiles de la branche des géantes. De même, une limite supérieure peut être donnée pour la gravité de surface des naines chaudes à partir de la valeur atteinte pour une étoile d'âge zéro (ZAMS) de faible métallicité sur la séquence principale à 250 - 500 millions d'années.

La Fig. 6.12 illustre la grille nominale présentée au Chap. 5, ainsi que deux isochrones de Yonsei-Yale (Y^2 , Demarque et al. 2004), supposés représenter les tracés évolutifs d'étoiles à 14 Gyr et $[M/H]=+0.75$ dex (en traits pleins) et à 0.5 Gyr et $[M/H]=-2.75$ dex (traits discontinus). Suite aux arguments énoncés plus haut, nous avons choisi d'exclure les spectres ayant les paramètres représentés en rouge (pour DEGAS), ainsi que leurs fonctions $B_{\theta}(\lambda)$ associées (pour MATISSE). En pratique, nous avons enlevé les modèles ayant un $\log g = 5$ et $T_{\text{eff}} \geq 6500$ K, ceux ayant $T_{\text{eff}} \leq 4250$ K et $4 \leq \log g \leq 3$ dex, ainsi que les modèles avec $[M/H] \leq -3$ dex, $T_{\text{eff}} \leq 4000$ K et $\log g \leq 4$ dex.

Finalement, la procédure finale de paramétrisation automatique qui a été mise en place prend en considération les trois points suivants :

- La méthode de paramétrisation doit être choisie en fonction de son domaine d'applicabilité optimal comme défini plus haut.
- La normalisation des spectres est dépendante du type spectral, de la classe de luminosité et de la métallicité des étoiles. Elle doit donc prendre en compte les paramètres stellaires.
- Vu que les méthodes seront appliquées pour certains régimes de SNR, ce dernier est un paramètre à ne pas négliger, qui doit être mesuré de façon robuste.

L'estimation du SNR est relativement aisée à obtenir pour une naine chaude à faible métallicité, où le continu est bien défini. Cependant, il est évident que cette mesure est beaucoup plus difficile à réaliser pour une naine froide, riche en métaux, où toutes les raies sont mélangées et où les raies moléculaires sont importantes. De plus, la détermination du SNR dépend aussi de la façon avec laquelle les spectres sont normalisés, et donc des paramètres des étoiles. La redondance du problème implique que la procédure finale doit itérer entre la paramétrisation, la renormalisation et l'estimation du SNR. Ceci est réalisé de la façon suivante (voir également la Fig. 6.13) :

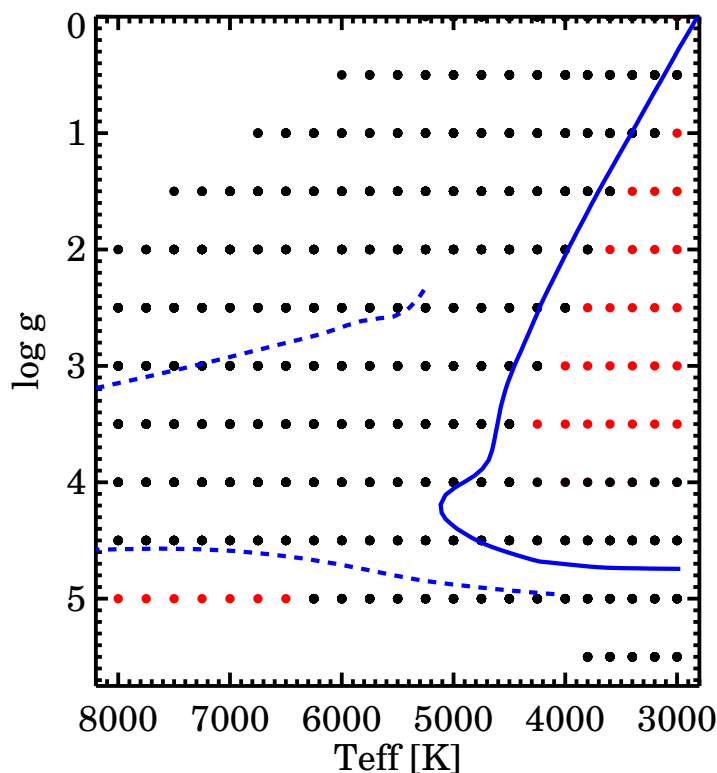


FIGURE 6.12 – Illustration des *a priori* astrophysiques imposés sur la grille nominale. En pointillés bleus est représenté l’isochrone de Y^2 à 0.5 Gyr et $[M/H]=-2.5$ dex. L’isochrone à 14 Gyr et $[M/H]=0.75$ dex est tracé en trait plein. Les points de la grille nominale qui ont été exclus sont rouge et les points gardés sont en noir.

1. Une première normalisation, dite “à l’aveugle”, est faite à l’aide d’un σ -clipping, en supposant une valeur réaliste du SNR (par exemple la valeur moyenne de l’échantillon). Cette étape va permettre d’avoir une première estimation approximative des paramètres à l’aide de DEGAS. Un spectre synthétique va ensuite être calculé à partir des paramètres estimés grâce aux fonctions $A(\lambda)$ de MATISSE. À l’aide de ce spectre, le SNR est alors calculé comme décrit dans la Sect. 6.4.1.
2. DEGAS est ré-appliqué avec les nouvelles valeurs du SNR. Les nouveaux paramètres atmosphériques sont alors utilisés afin de calculer un nouveau spectre synthétique, et renormaliser les spectres d’entrée. Cette étape est répétée autant de fois que nécessaire afin que la renormalisation converge vers une forme du continu inchangée, comparée à l’itération précédente (voir Sect. 6.4.2).
3. Une fois que la normalisation a convergé, la valeur du SNR obtenue au cours de cette étape est évaluée. Si le SNR est inférieur à 35 pixel^{-1} ou la métallicité trop faible ($[M/H] \leq -2$ dex), alors la procédure s’arrête et les valeurs des paramètres atmosphériques estimés par DEGAS sont conservées. Si nous avons $\text{SNR} \geq 35 \text{ pixel}^{-1}$ ou $[M/H] > -2$ dex, alors l’information spectrale est suffisante pour utiliser MATISSE. Des fonctions $B_\theta(\lambda)$ sont alors utilisées en fonction des paramètres que DEGAS a trouvés.
4. Si le résultat de MATISSE n’est pas inclus dans la grille de paramètres nominaux (voir

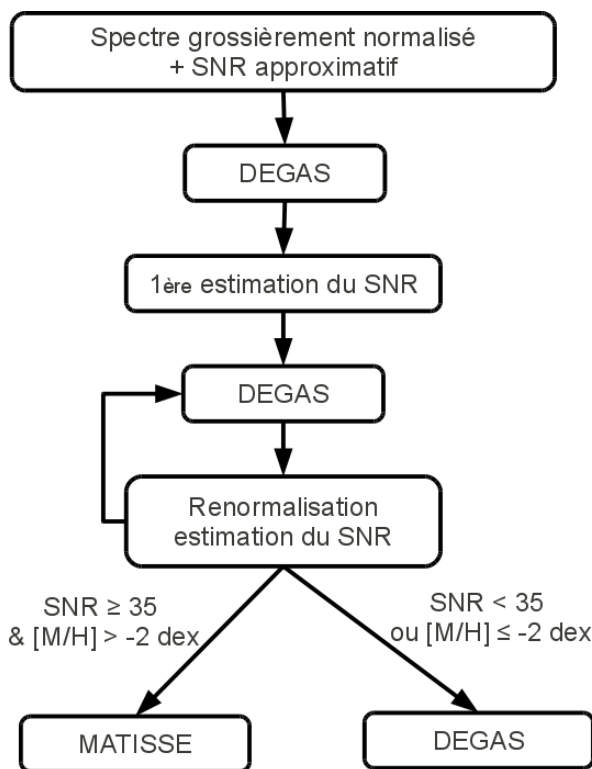


FIGURE 6.13 – Procédure finale de paramétrisation stellaire automatique adoptée dans ce mémoire.

Fig. 6.12), alors les résultats de DEGAS sont repris. Si ce n'est pas le cas, les résultats de MATISSE sont maintenus.

Les points concernant le calcul du SNR et la renormalisation vont être détaillés dans les Sect. 6.4.1 et 6.4.2.

Cette procédure, accompagnée de la grille d'apprentissage restreinte, a été appliquée sur les spectres parfaitement normalisés ayant servi à caractériser les erreurs internes de MATISSE et DEGAS. Les résultats sont présentés dans la Table 6.4, ainsi que sur les Fig. 6.14 et Fig. 6.15. Nous remarquons, comme prévu, que des résultats semblables ou même meilleurs à ceux obtenus individuellement par MATISSE et DEGAS (obtenus sans renormalisations et pour une connaissance parfaite du SNR), sont retrouvés, respectivement, à haut et à bas SNR. À haut SNR, cette amélioration est due à l'abandon des fonctions $B_{\theta}^0(\lambda)$ pour MATISSE au profit des résultats finaux provenant de DEGAS, garantissant ainsi une meilleure convergence vers le minimum absolu de la fonction distance.

De plus, il ne faut pas oublier que la procédure finale considère une grille de spectres nominale plus petite que celle utilisée par les deux méthodes individuellement. En effet, les combinaisons de paramètres irréalistes étant exclues de l'espace des solutions, les estimations finales des paramètres se retrouvent nettement améliorées, surtout à bas SNR.

6.4.1 Estimation automatique du rapport signal sur bruit

Une mesure précise du SNR est un point particulièrement crucial et particulièrement difficile à obtenir. Idéalement, nous voulons estimer où se trouve le continu, et mesurer la dispersion du signal à ces longueurs d'onde. Or, les pixels du continu ne peuvent pas être pré-déterminés à

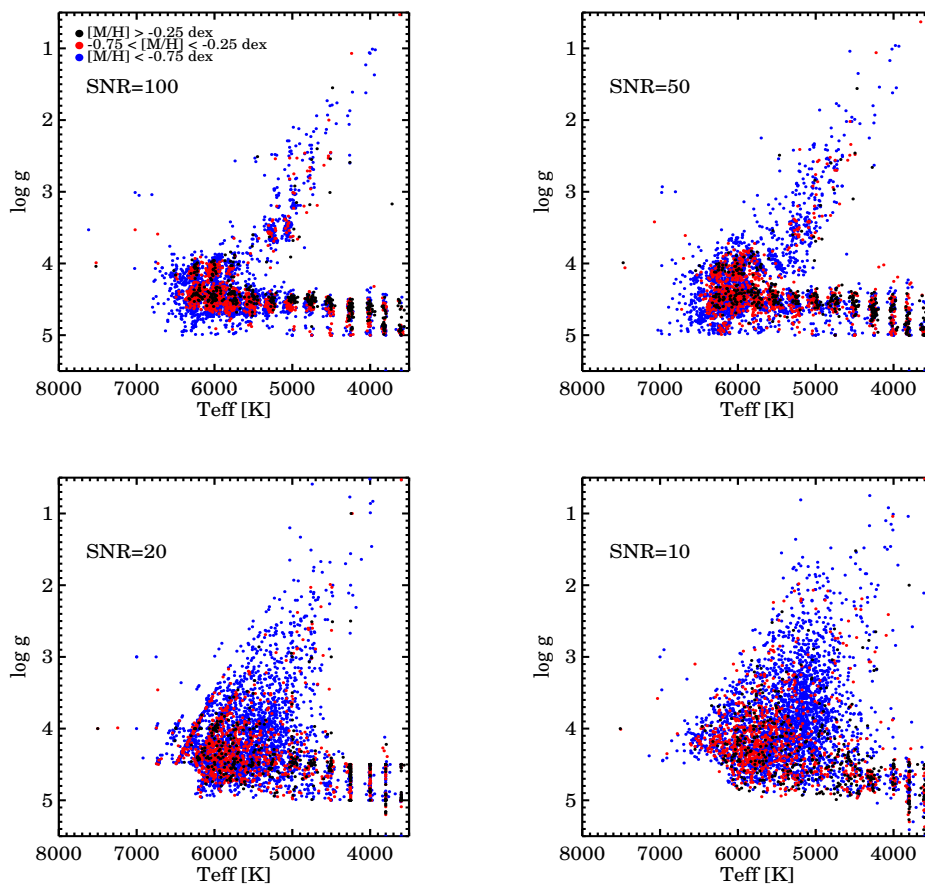


FIGURE 6.14 – Estimation des paramètres à différents SNR, obtenue grâce à la procédure finale qui a été mise en place, consistant à combiner de façon optimale les algorithmes DEGAS et MATISSE. Les paramètres d’entrée sont ceux présentés sur la Fig. 6.1.

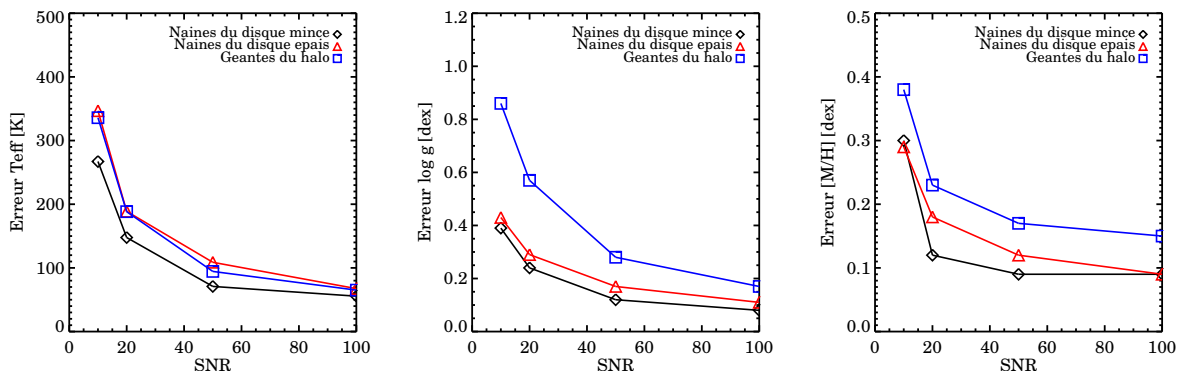


FIGURE 6.15 – Q_{70} obtenus avec la procédure finale, pour des sous-ensembles d’étoiles choisies afin d’être représentatives du disque mince, disque épais et halo galactique.

TABLE 6.4 – Q_{70} de la procédure finale, pour T_{eff} , $\log g$ et $[M/H]$, à différents SNR et différents types d'étoiles.

SNR (pixel ⁻¹)	T_{eff} (K)				$\log g$ (dex)				$[M/H]$ (dex)			
	100	50	20	10	100	50	20	10	100	50	20	10
KII-IV, $[M/H] > -0.5$ dex	51	49	102	142	0.10	0.14	0.21	0.41	0.09	0.09	0.10	0.15
KII-IV, $-1 < [M/H] < -0.5$ dex	55	65	109	225	0.12	0.17	0.31	0.60	0.08	0.09	0.12	0.20
KII-IV, $-2 < [M/H] < -1$ dex	68	77	132	294	0.15	0.23	0.47	0.85	0.14	0.17	0.22	0.34
KII-IV, $[M/H] < -2$ dex	51	92	247	246	0.21	0.47	0.61	1.01	0.14	0.16	0.20	0.15
GII-IV, $[M/H] > -0.5$ dex	70	69	158	253	0.10	0.15	0.37	0.67	0.08	0.09	0.14	0.21
GII-IV, $-1 < [M/H] < -0.5$ dex	65	74	164	309	0.12	0.19	0.44	0.65	0.07	0.11	0.11	0.25
GII-IV, $-2 < [M/H] < -1$ dex	63	94	234	357	0.17	0.25	0.59	0.84	0.17	0.18	0.24	0.40
GII-IV, $[M/H] < -2$ dex	90	214	392	386	0.25	0.48	0.83	0.72	0.17	0.27	0.38	0.43
FII-IV, toutes $[M/H]$	69	106	71	92	0.14	0.15	0.12	0.10	0.07	0.08	0.15	0.15
KV, $[M/H] > -0.5$ dex	59	64	87	119	0.09	0.12	0.19	0.23	0.08	0.08	0.09	0.14
KV, $-1 < [M/H] < -0.5$ dex	73	79	95	158	0.12	0.16	0.20	0.26	0.08	0.09	0.10	0.18
KV, $-2 < [M/H] < -1$ dex	84	87	120	253	0.14	0.17	0.21	0.34	0.15	0.16	0.19	0.31
KV, $[M/H] < -2$ dex	92	86	177	333	0.17	0.18	0.14	0.85	0.10	0.13	0.19	0.39
GV, $[M/H] > -0.5$ dex	57	76	160	275	0.08	0.12	0.27	0.40	0.09	0.10	0.14	0.29
GV, $-1 < [M/H] < -0.5$ dex	64	104	190	295	0.10	0.16	0.28	0.43	0.08	0.11	0.14	0.22
GV, $-2 < [M/H] < -1$ dex	89	136	317	614	0.14	0.18	0.39	0.70	0.16	0.19	0.30	0.52
GV, $[M/H] < -2$ dex	169	328	654	756	0.22	0.46	0.67	0.95	0.18	0.26	0.50	0.61
FV, $[M/H] > -0.5$ dex	54	83	204	361	0.11	0.16	0.27	0.43	0.10	0.12	0.19	0.34
FV, $-1 < [M/H] < -0.5$ dex	70	116	197	404	0.12	0.20	0.27	0.43	0.09	0.12	0.15	0.29
FV, $-2 < [M/H] < -1$ dex	100	174	529	945	0.16	0.27	0.48	0.85	0.16	0.20	0.40	0.79
FV, $[M/H] < -2$ dex	185	383	741	981	0.27	0.46	0.73	0.90	0.27	0.41	0.63	1.03
Naines du disque mince	55	70	147	267	0.08	0.12	0.24	0.39	0.09	0.09	0.12	0.30
Naines du disque épais	67	108	188	346	0.11	0.17	0.29	0.43	0.09	0.12	0.18	0.29
Géantes du halo	65	94	188	335	0.17	0.28	0.57	0.86	0.15	0.17	0.23	0.38

l'avance, car ils vont dépendre des paramètres atmosphériques de l'étoile.

Afin de localiser le continu, il a été décidé de tirer profit de l'information fournie par les spectres synthétiques interpolés aux solutions trouvées par les algorithmes. En suivant la procédure présentée dans Zwitter et al. (2008), la différence entre le spectre observé et le spectre interpolé est d'abord effectuée. Sont alors sélectionnés uniquement les pixels du spectre observé ayant un flux relatif proche de l'unité⁴, et pour lesquels la différence avec le spectre synthétique change de signe par rapport à un des pixels adjacents (voir Fig. 6.16). Notons que cette sélection présente l'avantage d'éviter les pixels où la différence est due à des effets systématiques tels que l'utilisation d'un spectre synthétique inapproprié. En effet, comme le montre la Fig. 6.16, dans une telle situation la différence serait propagée sur plusieurs pixels consécutifs. Enfin, la différence sur les pixels sélectionnés est alors divisée par le spectre théorique (*i.e.* interpolé), et l'estimation du SNR par pixel est obtenue en calculant l'inverse de son écart-type.

Comme nous l'avons souligné précédemment, la mesure du SNR dépend en grande partie de l'exactitude de la normalisation. Or la pertinence du spectre interpolé qui sert à normaliser le spectre observé va dépendre de la précision des résultats obtenus par les algorithmes (impliquant les fonctions $B_{\theta}(\lambda)$ utilisées pour MATISSE, ou les feuilles qui ont été activées par DEGAS), qui dépend également du SNR. La redondance du problème nécessite donc un processus itératif afin de converger vers les valeurs définitives. C'est pour cela que dans la procédure décrite

4. Les pixels pour lesquels le flux est supérieur à 0.98 sont initialement choisis. Si le nombre de pixels sélectionnés est trop faible (moins de 200) alors cette limite est abaissée.

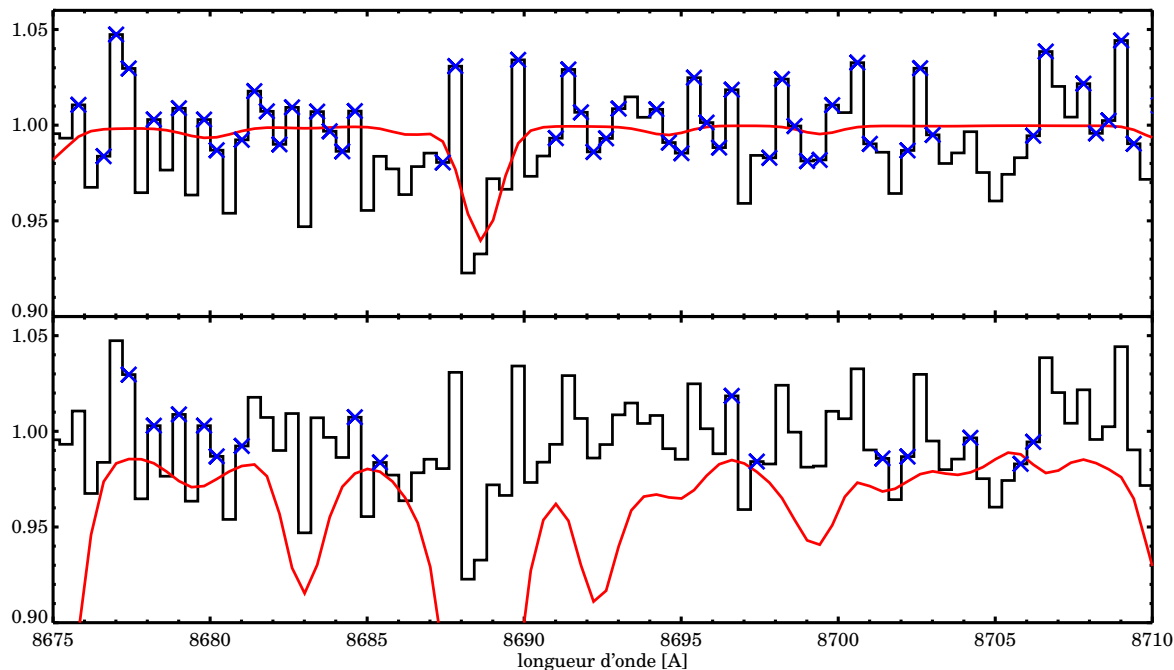


FIGURE 6.16 – Méthode de sélection des pixels pour mesurer le SNR des spectres. En noir est représenté le spectre simulé d’une étoile de la séquence principale, pauvre en métaux, à $\text{SNR}=50 \text{ pixel}^{-1}$. Les points bleus représentent les pixels choisis afin de mesurer le SNR par pixel, en utilisant un spectre synthétique (en rouge). Dans le cas supérieur le spectre synthétique possède des paramètres proches aux paramètres intrinsèques du spectre observé. Dans la figure du bas, les paramètres sont éloignés. Dans les deux cas, l’estimation faite du SNR est en accord avec la valeur réelle.

précédemment, le SNR est calculé à plusieurs reprises, afin d’obtenir une normalisation aussi proche que possible de la réalité. Dans la pratique, le nombre de fois va dépendre du nombre de renormalisations effectuées (voir Sect. 6.4.2).

6.4.2 Normalisation automatique des spectres

La détermination des paramètres atmosphériques est particulièrement sensible à la profondeur relative des raies présentes dans le domaine de longueurs d’onde. De ce fait, une mauvaise normalisation du spectre, liée à une estimation erronée de la forme du continu, peut avoir de fortes implications quant à l’exactitude des résultats finaux.

Nous avons utilisé la capacité de DEGAS à retrouver pour tout SNR le minimum absolu de la fonction distance, afin de normaliser les spectres observés par les spectres synthétiques ayant les paramètres atmosphériques des étoiles observées. La procédure finale consiste à renormaliser les spectres observés de façon itérative à partir de spectres initialement normalisés de façon sommaire. À chaque itération, le spectre synthétique correspondant aux solutions de DEGAS est calculé. Ensuite, le rapport entre le spectre observé et le spectre synthétique est calculé. Un polynôme de degré $n=5$, est alors ajusté aux points, avec un σ -clipping symétrique, en rejetant les points se trouvant à plus de 0.5σ de la valeur moyenne. La forme et la position du continu sont alors ré-ajustés en fonction de l’ajustement précédent. Notons qu’un polynôme du troisième degré a aussi été testé, obtenant des résultats moins bons, ou, au mieux, similaires à

ceux présentés ci-dessous.

Nous avons testé notre procédure finale sur les 8×10^4 spectres bruités, auxquels la forme du continu a été détériorée par une pente, ou des polynômes de degrés $n=3$ ou $n=5$. Notons également que les tests ont été faits sur les spectres parfaitement normalisés, afin de vérifier que notre approche ne dégradait pas les performances obtenues pour des spectres parfaits (voir Fig. 6.14, Fig. 6.15 et Table 6.4).

Les résultats ont montré qu'après uniquement quelques itérations (moins de dix), cette approche convergeait toujours vers une solution stable, indépendamment du degré et de la forme de la déformation du continu. Le nombre d'itérations nécessaires dépend du type de l'étoile, et il est inversement proportionnel au SNR. Enfin, notons que l'écart au continu parfait n'aura qu'une très faible incidence sur le nombre d'itérations. En effet, le haut degré du polynôme qui est ajusté au rapport des spectres observé et synthétique aura tendance à minimiser immédiatement la déformation du continu (voir Fig. 6.17). Les itérations suivantes serviront alors à réajuster les valeurs ainsi obtenues. Dans la pratique, les spectres sont toujours renormalisés dix fois, et la convergence vers des valeurs stables de la forme du continu et de la valeur du SNR est vérifiée ultérieurement.

Indépendamment de la déformation du continu, les erreurs finales sur les paramètres atmosphériques sont en moyenne identiques (à 10% près) à celles obtenues par MATISSE et DEGAS séparément, sur des spectres parfaitement normalisés, sans aucune itération et avec une connaissance de la valeur des SNR (Tables 6.2, 6.3 et 6.4).

6.5 Estimation des erreurs externes

Les erreurs estimées lors des sections précédentes (voir Table 6.4) donnent une indication des performances relatives de la procédure à traiter des spectres de types d'étoiles différents. Cependant, des différences entre les spectres réels et les spectres synthétiques peuvent induire des erreurs supplémentaires à l'estimation finale des paramètres, en introduisant par exemple des biais systématiques. Nous avons vu à la Sect. 5.1 que la liste de raies présentes dans notre domaine de longueurs d'onde avait été calibrée sur les spectres observés du Soleil et Arcturus. Cette étape indispensable, doit être également accompagnée de tests sur des spectres de bibliothèques d'étoiles observées, afin de quantifier l'existence de biais éventuels suivant les différents types d'étoiles.

Parmi les bibliothèques disponibles sur le web, celles qui couvrent le domaine du triplet infrarouge du calcium sont : S^4N (Allende Prieto et al. 2004), CFLIB (Valdes et al. 2004), STELIB (Le Borgne et al. 2003), UVES-POP (Bagnulo et al. 2003) ainsi que le catalogue de Cenarro et al. (2001). Les bibliothèques de Le Borgne et al. et Cenarro et al. ont une résolution spectrale $R \sim 3\,000$ et $R \sim 5\,000$, et de ce fait ne peuvent pas être utilisées dans notre cas car, nous travaillons à $R \sim 6\,500$. D'autre part, les spectres de UVES-POP sont à très haute résolution ($R \sim 80\,000$), et couvrent un très grand domaine de longueurs d'onde, allant de 304 nm à 1040 nm. Malheureusement, ils sont inutilisables dans notre cas, car ils comportent une discontinuité entre 8540 – 8660 Å, correspondant à un trou dans la mosaïque des CCD de l'instrument. Ainsi, les tests de notre procédure finale ont été menés uniquement sur les catalogues S^4N et CFLIB, décrits ci-dessous.

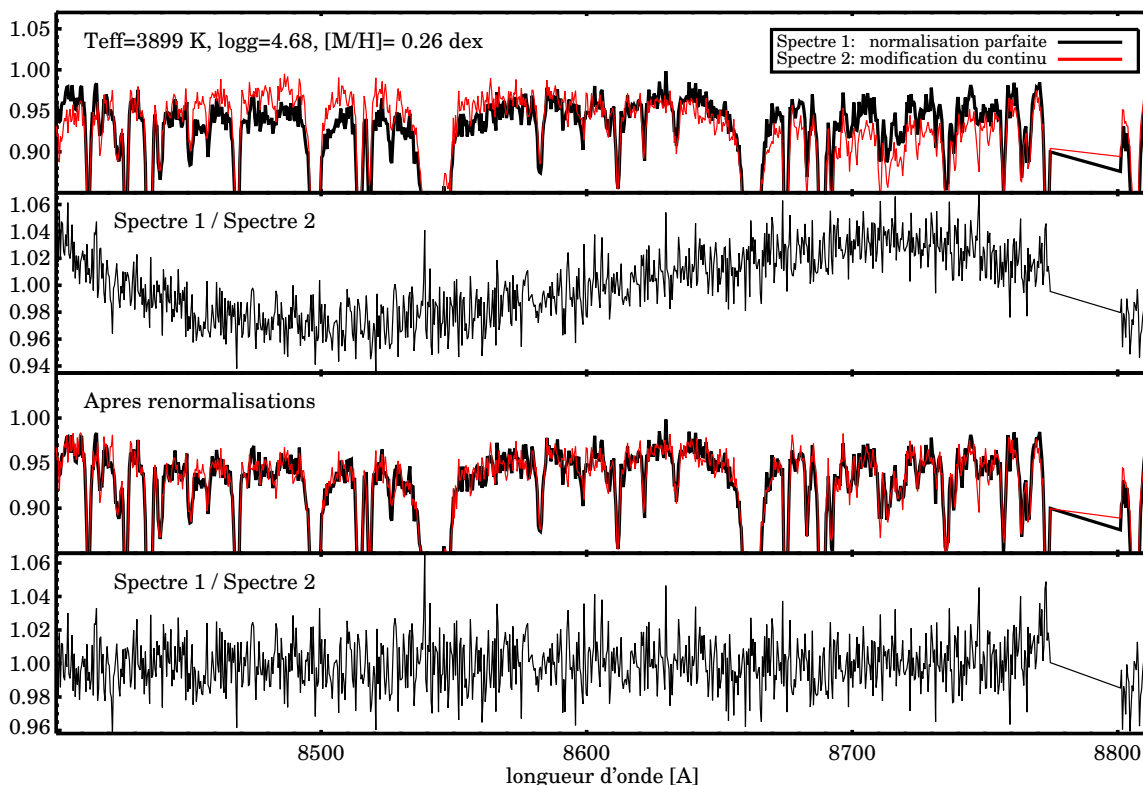


FIGURE 6.17 – Exemple de corrections apportées au continu pour une étoile riche en métaux, à $\text{SNR}=50 \text{ pixel}^{-1}$. La figure du haut montre le spectre théorique (en noir) et le spectre dont le continu a été modifié (en rouge). Le rapport entre les deux spectres est montré juste en dessous. La troisième figure à partir du haut montre la normalisation qui est obtenue lorsque notre procédure a convergé. L'accord avec le spectre théorique est très bon, comme le montre la figure du bas.

Le catalogue S^4N : Le catalogue d'étoiles S^4N (*A Spectroscopic Survey of Stars in the Solar Neighborhood*, Allende Prieto et al. 2004), disponible sur le web⁵ consiste en un sondage de 118 étoiles se trouvant dans le voisinage solaire. Par conséquent, il s'agit majoritairement de naines, riches en métaux ($[M/H] > -0.75 \text{ dex}$). Ces observations ont été collectées par les spectrographes 2dcoudé (Tull et al. 1995) et FEROS (Kaufer et al. 2000) placés respectivement aux télescopes de 2.7m de l'observatoire McDonald et de 1.52m de l'ESO à La Silla. Le domaine spectral couvert est très large (3620–9210 Å), observé à haute résolution ($R \sim 50\,000$) et à SNR élevé ($> 200 \text{ pixel}^{-1}$). Cependant, uniquement 68 spectres ont pu être utilisés, les 50 restants possédant des discontinuités inter-ordres dans notre domaine de longueurs d'onde. Pour les spectres conservés, nous avons dégradé la résolution spectrale en les convoluant par une gaussienne, puis nous avons coupé et ré-échantillonné le domaine de longueurs d'onde afin qu'il corresponde à la configuration des spectres de notre grille nominale.

Les températures effectives publiées pour les étoiles de ce catalogue ont été obtenues photométriquement et spectroscopiquement, en utilisant la calibration faite par Alonso et al. (1996, 1998) en (B-V), et en calculant des profils synthétiques des raies H_α et H_β , comme décrit dans Barklem et al. (2000). En ce qui concerne les gravités de surface, elles ont été obtenues en utilisant

5. <http://hebe.as.utexas.edu/s4n>

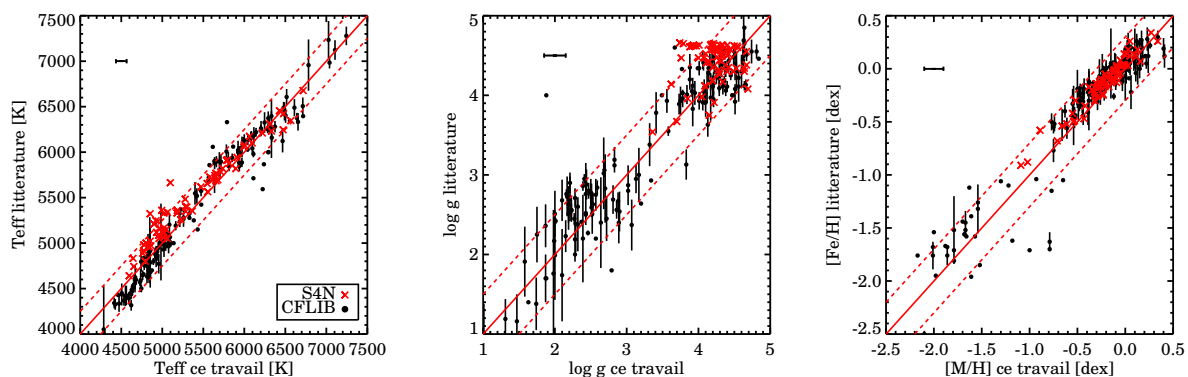


FIGURE 6.18 – Résultats obtenus pour les étoiles des librairies S^4N (croix rouges) et CFLIB (points noirs). Les traits en pointillés représentent des écarts par rapport à une estimation parfaite de ± 250 K, ± 0.5 dex et ± 0.3 dex pour T_{eff} , $\log g$ et $[M/H]$. Pour chacun des paramètres, l'erreur moyenne de la procédure finale est représentée au coin supérieur gauche.

les parallaxes trigonométriques de Hipparcos et les isochrones de Bertelli et al. (1994). Enfin, en fixant T_{eff} et $\log g$, les métallicités ont été obtenues en utilisant un algorithme génétique⁶. Notons que des abondances individuelles ont également été publiées, mais elles n'ont pas été utilisées dans le cadre de notre travail.

Les paramètres atmosphériques publiés pour S^4N sont donc considérés comme étant fiables et robustes. Néanmoins, nous attendons à retrouver des différences entre les estimations spectroscopiques et celles obtenues par d'autres méthodes. En effet, la richesse des informations spectrales disponibles sur l'ensemble des spectres S^4N est difficilement comparable à celle disponible uniquement autour du triplet du calcium (ceci est particulièrement vrai pour la détermination de la métallicité). Ce manque d'informations est accentué par le fait que nous travaillons à une moyenne résolution, bien inférieure à celle de S^4N . De plus, des différences entre les gravités Hipparcos et les gravités spectroscopiques sont attendues, à cause des hypothèses physiques différentes qui sont adoptées (respectivement l'évolution stellaire et le transfert de rayonnement).

En comparant nos résultats avec ceux publiés pour S^4N (croix rouges dans la Fig. 6.18), nous trouvons que les biais pour la température effective, la gravité de surface et la métallicité sont raisonnables mais non-négligeables, de l'ordre de ~ -108 K, -0.21 dex et -0.08 dex, respectivement. Les dispersions sont respectivement de 145 K, 0.32 dex, et 0.09 dex (voir Table 6.5). Notons que les biais augmentent de $\sim 30\%$ si les coeurs du triplet du CaII sont considérés dans notre procédure automatique (T_{eff} : -134 ± 199 , $\log g$: -0.29 ± 0.40 , $[M/H]$: -0.12 ± 0.15).

De plus, il est important de noter que les biais annoncés pour notre procédure, disparaissent complètement si à la place de considérer les valeurs publiées dans Allende Prieto et al. (2006), nous considérons ceux obtenus uniquement à partir du domaine de longueurs d'onde et la résolution du RVS (Allende Prieto 2008).

Nous en concluons donc que pour la librairie S^4N , notre procédure de paramétrisation automatique obtient des résultats qui sont en accord avec d'autres méthodes qui utilisent le même domaine de longueurs d'onde. Ainsi, les biais mesurés par rapport aux valeurs publiées ne seraient dûs qu'à la différence des méthodes, de la résolution spectrale et du domaine de longueurs d'onde utilisés.

6. L'algorithme génétique est une méthode d'optimisation stochastique (voir Holland 1975).

TABLE 6.5 – Biais et dispersions entre les valeurs calculées par la procédure finale (sans les coeurs du triplet de CaII) et les valeurs publiées dans la littérature pour les librairies de S^4N et CFLIB.

	T_{eff} (K)	$\log g$ (dex)	[M/H] (dex)
S^4N	-108 ± 145	-0.21 ± 0.32	-0.08 ± 0.09
CFLIB	30 ± 171	-0.04 ± 0.42	-0.05 ± 0.21
CFLIB (naines)	-27 ± 156	0.03 ± 0.26	-0.10 ± 0.10
CFLIB (géantes)	91 ± 118	-0.05 ± 0.45	-0.04 ± 0.21

Le catalogue CFLIB : Le catalogue CFLIB⁷ (*Indo-US Library of Coude Feed Stellar Spectra*, Valdes et al. 2004) a été conçu explicitement afin d’être utilisé comme librairie test pour des méthodes de paramétrisations automatiques. De ce fait, il couvre un espace de paramètres plus grand que S^4N , comportant des géantes, ainsi que des étoiles de métallicité intermédiaire ($[M/H] < -1$ dex).

Le catalogue consiste en 900 spectres à haut SNR, couvrant le domaine de longueurs d’ondes entre 3460-9464 Å, avec une résolution spectrale de 1.2 Å ($R = \lambda/\Delta\lambda \sim 7\,000$). Les paramètres publiés par Valdes et al. (2004), sont une compilation de valeurs trouvées dans la littérature, provenant de quelques dizaines d’auteurs différents et donc, obtenues par diverses méthodes. Notons que nous avons également cherché et utilisé dans la base de données PASTEL⁸ (Soubiran et al. 2010) des valeurs supplémentaires et/ou réactualisées qui étaient disponibles pour les étoiles de ce catalogue.

Afin d’estimer les erreurs sur les valeurs des paramètres trouvées dans la littérature, nous avons choisi de sélectionner uniquement les étoiles pour lesquelles au moins deux mesures étaient publiées. De plus, afin d’avoir un échantillon homogène, nous n’avons gardé que les spectres pour lesquels les trois paramètres étaient estimés simultanément. Ce critère nous permet de calculer des erreurs externes sur chacun des paramètres à partir du même nombre d’étoiles pour la température effective, la gravité et la métallicité. Cependant, ces critères très stricts ont rejeté plus de 700 spectres, y compris les spectres d’étoiles de faible métallicité. Afin d’augmenter l’échantillon de 132 spectres ayant rempli nos critères de sélection, et pour rajouter l’échantillon pauvre en métaux dans notre analyse, nous avons choisi de relaxer toute contrainte de qualité pour les étoiles ayant $[M/H] \leq -1$ dex. Ainsi, notre échantillon final comporte 162 spectres. La moyenne des différents paramètres trouvés dans la base de données PASTEL a été faite, et la dispersion de ces derniers a été considérée comme l’erreur *théorique* sur le paramètre. La Fig. 6.18 montre une fois de plus que notre procédure de paramétrisation automatique fonctionne, et qu’elle obtient des résultats en accord avec ceux obtenus par d’autres études. Pour l’ensemble de l’échantillon, la dispersion des résultats vaut 171 K, 0.42 dex et 0.21 dex, respectivement pour T_{eff} , $\log g$ et $[M/H]$. La Table 6.5 montre que les biais sont quasi-nuls pour l’ensemble des paramètres, sauf peut-être pour la métallicité des étoiles naines.

Bien que ce biais possible semble également être confirmé avec l’analyse du catalogue S^4N , il est difficilement vérifiable, généralisable et éventuellement corrigible. En effet, un premier point consiste à remarquer que ce biais est inférieur à la dispersion des résultats. De plus, il est mesuré uniquement pour de fortes métallicités et rien ne peut garantir qu’il est également présent à des métallicités plus faibles.

7. <http://www.noao.edu/cflib/>

8. <http://pastel.obs.u-bordeaux1.fr>

TABLE 6.6 – Évolution du Q_{70} avec le SNR, pour les catalogues S^4N et CFLIB.

SNR (pixel ⁻¹)	S^4N			CFLIB		
	T_{eff} (K)	$\log g$ (dex)	[M/H] (dex)	T_{eff} (K)	$\log g$ (dex)	[M/H] (dex)
~100	173	0.40	0.13	158	0.40	0.19
~50	208	0.42	0.14	175	0.40	0.21
~20	270	0.53	0.15	233	0.48	0.27
~10	320	0.61	0.29	299	0.62	0.37

Enfin, le mauvais échantillonnage de l'espace des paramètres fait par les bibliothèques observées, ne nous permet pas d'appliquer une correction qui serait fonction des trois paramètres atmosphériques. Par conséquent, il a été décidé de ne pas appliquer de correction sur ce biais éventuel. Ainsi, nous évitons l'introduction d'effets qui auraient été difficilement compréhensibles lors d'analyse de grands échantillons (ne sachant pas, par exemple, quelles étoiles ont été corrigées et de quelle façon). Cependant, il faudra toujours vérifier que les conclusions qui seront prises grâce à cette procédure finale sont robustes à ce biais éventuel en métallicité de 0.1 dex (voir Chap. 7.1).

Analyse des erreurs externes en fonction du rapport signal sur bruit Pour terminer l'étude des performances de notre procédure finale sur les spectres d'étoiles observées, ces derniers ont été bruités à quatre valeurs de SNR ($\sim 100, 50, 20, 10$ pixel⁻¹), de la même façon qu'en Sect. 6.1. Afin d'augmenter les statistiques, pour chaque valeur de SNR, 20 réalisations différentes de bruit ont été effectuées pour le même spectre. Ainsi, l'échantillon test a été augmenté à $\sim 13 \times 10^3$ spectres pour CFLIB et à $\sim 5 \times 10^3$ pour S^4N . Les Q_{70} obtenus ainsi, présentés sur la Table 6.6, montrent que de bonnes estimations sont obtenues jusqu'à SNR=20 pixel⁻¹, en accord avec les résultats annoncés pour les erreurs internes. Notre procédure de paramétrisation automatique peut donc être utilisée sur de grands relevés spectroscopiques.

Étude comparative des résultats obtenus par notre procédure avec d'autres méthodes de paramétrisation En août 2010 s'est tenu à l'université de Vienne un groupe de travail ayant pour but d'étudier les différences entre les méthodes de paramétrisation et les modèles d'atmosphères impliqués, et quantifier leur impact sur les déterminations des paramètres atmosphériques. Pour cela, onze groupes de chercheurs ont analysé deux spectres de géantes froides : α Tau ($T_{\text{eff}}=3930$ K, $\log g=1.3$, $[\text{Fe}/\text{H}]=-0.18$ dex) et α Cet ($T_{\text{eff}}=3800$ K, $\log g=0.9$, $[\text{Fe}/\text{H}]=+0.02$ dex). Nous rappelons que la paramétrisation des spectres de géantes froides est particulièrement difficile à cause des nombreuses raies métalliques et moléculaires qui se mélangent. Les spectres étaient à très haute résolution ($R \sim 80\,000$) et à haut SNR ($\sim 150 - 200$ pixel⁻¹), couvrant un domaine de longueurs d'onde de 490-975 nm, et sans correction des spectres des raies telluriques. Chaque groupe de travail avait la liberté d'utiliser le domaine de longueurs d'onde désiré, et de dégrader les spectres à la résolution souhaitée. La Table 6.7 ci-dessous est un extrait de la Table 3 de Lebzelter et al. (2011), dont je suis co-auteur (voir Annexe D). Elle montre les résultats obtenus par quelques groupes d'analyse, et nous pouvons y voir quelles sont les estimations sur les paramètres atmosphériques de notre procédure par rapport aux autres codes.

Parmi les méthodes utilisées, la plupart ont été des minimisations de χ^2 sur des spectres synthétiques (codes M1, M2, P) ou réels (code A1) à très haute résolution et sur la majeure

TABLE 6.7 – Paramètres obtenus pour α Tau et α Cet pour différentes méthodes de paramétrisation (Source : Lebzelter et al. 2011)

Code	α Tau			α Cet		
	T_{eff} (K)	$\log g$ (dex)	[M/H] (dex)	T_{eff} (K)	$\log g$ (dex)	[M/H] (dex)
M1	3800 \pm 100	0.75 \pm 0.25	-0.30 \pm 0.1	3675 \pm 50	0.5 \pm 0.25	-0.5 \pm 0.2
M2	3850	1.25	0.0	3700	1.0	0.0
Kordopatis	3994 \pm 100	1.54 \pm 0.20	-0.15 \pm 0.1	3867 \pm 100	1.15 \pm 0.2	-0.22 \pm 0.10
M3 ^b	3839 \pm 80	0.94 \pm 0.15	-0.35 \pm 0.1	3718 \pm 80	1.31 \pm 0.15	-0.02 \pm 0.10
M4	4000	1.5	-0.25	-	-	-
M6	4000 \pm 200	1.0 \pm 1.0	0.0 \pm 0.5	-	-	-
A1	3950 \pm 100	1.5	-0.67 \pm 0.08	-	-	-
A2	4788 \pm 92	1.5 \pm 0.1	-0.4 \pm 0.1	4310 \pm 136	1.5 \pm 0.1	-0.6 \pm 0.1
A4	3900	1.0	0.0	-	-	-
P	3910 \pm 45	1.75 \pm 0.25	0.0	3750 \pm 30	1.75 \pm 0.25	-0.25 \pm 0.25

Notes. Paramètres théoriques : **(1)** : α Tau : $T_{\text{eff}}=3930$ K, $\log g=1.3$, $[\text{Fe}/\text{H}]=-0.18$ dex ;
(2) : α Cet : $T_{\text{eff}}=3800$ K, $\log g=0.9$, $[\text{Fe}/\text{H}]=+0.02$ dex

partie du domaine de longueurs d’onde. Il en a été de même avec les approches “classiques” (synthèse spectrale et équilibre d’ionisation/d’excitation, codes M6 et A4) qui ont également été appliquées. Notons que C. Worley (code M3^b) a utilisé l’algorithme MATISSE *pur* (sans y associer DEGAS et en utilisant des fonction $B_{\theta}(\lambda)$ obtenues par inversion directe, voir Worley et al. 2011) sur des spectres dégradés à une résolution $R = 15\,000$ et pour des longueurs d’onde comprises entre 490 nm et 673 nm.

Ces travaux montrent que la procédure présentée dans ce mémoire, à $R = 6\,500$, uniquement autour du triplet de CaII, obtient des performances souvent meilleures que les autres méthodes utilisées, même lorsque la quantité d’informations spectrales est plus importante (résolution et domaine de longueurs d’onde plus importants). De plus, notons que certains groupes de travail n’ont pas pu déterminer les paramètres des deux étoiles, par faute de temps. Rappelons que dans notre cas l’obtention des paramètres atmosphériques stellaires a été quasi-immédiate. Ainsi, la phrase de K. Eriksson tirée de ce papier résume bien le travail qui a été fourni :

“An automated procedure to derive stellar parameters must be quite sophisticated to achieve an accuracy better than a few hundred K in T_{eff} and better than a few dex in $\log g$.”

6.6 Conclusions

Nous avons proposé dans ce chapitre une procédure afin d’obtenir de façon automatique et optimale la température effective, la gravité de surface et la métallicité globale des étoiles, à partir de leurs spectres. Bien que la discussion se soit concentrée sur des spectres à moyenne résolution ($R \sim 6500$), obtenus autour du triplet infra-rouge du calcium ($\lambda \sim 8500$ Å), les résultats présentés sont facilement adaptables à n’importe quelle configuration spectrale, à condition qu’une librairie de spectres nominaux soit disponible pour réaliser l’apprentissage des algorithmes.

De plus, si l’information spectrale est suffisante, il serait possible d’augmenter les dimensions de l’espace de paramètres, à l’aide d’une grille d’apprentissage adaptée. Ainsi, la vitesse de

microturbulence pourrait être déterminée, ou comme cela a été fait dans Gazzano et al. (2010), les abondances en éléments α des étoiles pourraient être estimées.

Afin de mettre en place la procédure proposée, deux approches différentes de paramétrisation automatique ont été étudiées. À haut rapport signal sur bruit, la méthode de projection MATISSE est préférée pour sa capacité à interpoler des spectres dans une grille de spectres théoriques, ses faibles erreurs et l'interprétation physique facile de la méthode (grâce à utilisation de fonctions $B_\theta(\lambda)$). À bas SNR, les problèmes issus des minima secondaires de la fonction distance sont mieux traités à l'aide d'une méthode de reconnaissance de forme, telle que l'arbre de décision DEGAS.

La robustesse de la procédure adoptée a été testée pour des erreurs en vitesses radiales. Il a été montré que tant que celles-ci restaient inférieures à $\sim 7\text{-}10 \text{ km s}^{-1}$, alors les précisions sur les estimations des paramètres atmosphériques restées inchangées. De plus, il a été montré que DEGAS pouvait être utilisé avec succès à n'importe quel SNR afin d'obtenir une normalisation aussi proche que possible de la réalité, ainsi qu'une bonne mesure du rapport signal sur bruit.

Les erreurs internes associées à la méthode sont adaptées pour des études d'archéologie galactique ($\sigma_{[M/H]} < 0.1 \text{ dex}$) jusqu'à des $\text{SNR} \sim 35 \text{ pixel}^{-1}$ pour des étoiles de métallicité élevée ou intermédiaire ($[M/H] < -1 \text{ dex}$). De plus, les résultats sont suffisamment précis ($\sigma_{[M/H]} < 0.2 \text{ dex}$) pour distinguer les différentes populations galactiques telles que le disque mince, le disque épais ou le halo jusqu'à des $\text{SNR} \sim 20 \text{ pixel}^{-1}$. En effet, des erreurs de l'ordre de 0.12 dex, 0.18 dex et 0.23 dex ont été obtenues pour des étoiles typiques de chacune de ces trois composantes.

La procédure mise en place a été testée avec succès sur des bibliothèques d'étoiles de référence, la validant ainsi pour une utilisation sur de grands relevés spectroscopiques tels que Gaia. Nos résultats montrent, pour la première fois, quelles sont les précisions auxquelles la communauté scientifique peut s'attendre pour des spectres obtenus avec la configuration basse résolution du RVS de Gaia.

Notons également que la procédure mise en place est particulièrement bien adaptée pour traiter de grandes bases de données. En effet, une fois la phase d'apprentissage effectuée, le temps de calcul pour traiter 8×10^4 spectres (normalisations, estimations du SNR et estimation des paramètres) est d'environ une heure sur un ordinateur portable actuel. Cette procédure a déjà été implémentée en Java, et sera intégrée dans la chaîne d'analyse de données du DPAC de Gaia afin d'être une des méthodes utilisées pour paramétriser les spectres du RVS avec l'algorithme GSP-Spec.

Les travaux de ce chapitre ont donné lieu à trois publications (à paraître) : Bijaoui et al. (2011) pour la revue de méthodes statistiques GRETSI (*Groupement de Recherche en Traitement du Signal et des Images*) ainsi que Kordopatis et al. (2011a) et Lebzelter et al. (2011) à A&A.

Cette procédure va être utilisée dans les chapitres suivants afin de caractériser chimiquement et dynamiquement (grâce aux distances spectroscopiques qui vont être déterminées) le disque épais loin du voisinage solaire (Chap. 8 et 9).

Distance et cinématique des étoiles dans la Galaxie

Sommaire

7.1	Détermination des distances spectroscopiques	105
7.1.1	Validation de la méthode sur un catalogue d'étoiles simulées	109
7.1.2	Discussion sur les âges obtenus	112
7.2	Positions galactocentriques	113
7.3	Vitesses cartésiennes et cylindriques	114
7.4	Détermination des paramètres orbitaux des étoiles	115
7.5	Conclusions	119

Les paramètres atmosphériques stellaires (T_{eff} , $\log g$, $[M/H]$) ainsi que la vitesse radiale qui ont été extraits des spectres peuvent être combinés aux mouvements propres de ces étoiles et ainsi mener à une caractérisation complète de leurs propriétés orbitales. Par caractéristiques orbitales, nous sous-entendons les positions et vitesses héliocentriques (et galactocentriques). Ces coordonnées en six dimensions (trois positions et trois vitesses) permettent ensuite, en supposant un potentiel galactique, de calculer les excentricités des étoiles. Toutes ces données combinées aux propriétés chimiques des étoiles, vont permettre par la suite d'identifier dynamiquement les populations galactiques, ainsi que les éventuelles sous-structures existantes. Le but de ce chapitre est d'expliquer comment ces informations sont obtenues.

7.1 Détermination des distances spectroscopiques

Une bonne détermination des distances stellaires, le long de la ligne de visée, est à la base de tout projet ayant comme ambition l'archéologie galactique. L'un des intérêts premiers est de déterminer la position individuelle des étoiles dans la Galaxie, et ainsi d'analyser leurs propriétés chimiques en fonction de leurs coordonnées. De plus, les mouvements propres des étoiles ne peuvent être interprétés dans le référentiel galactocentrique que si une estimation de la distance y est associée.

À l'aube de la mission Gaia, les distances les plus précises que la communauté scientifique puisse avoir sont celles provenant de la mission Hipparcos. Or, celles-ci sondent la Galaxie jusqu'à quelques centaines de parsec (ESA 1997; van Leeuwen 2007). En comparaison, à la fin de la mission Gaia, les catalogues contiendront les parallaxes à mieux de 10% pour les étoiles jusqu'à 10 kpc (voir Fig. 2.3).

Sans devoir attendre Gaia, les données photométriques ou spectroscopiques d'étoiles se trouvant à des distances plus lointaines que celles sondées par Hipparcos peuvent être estimées, et utilisées afin d'obtenir des informations sur la dynamique des étoiles de la Galaxie. En particulier, les deux méthodes suivantes sont utilisées :

1. *Main Sequence fitting* : cette méthode consiste à faire une hypothèse sur la magnitude absolue (M_V) des étoiles observées et de l’extinction dans la ligne de visée (A_V), afin d’utiliser le module de distance. Ce dernier relie la magnitude absolue d’une étoile à sa magnitude apparente, m_V , de la façon suivante :

$$(m_V - A_V) - M_V = 5 \log D - 5 \quad (7.1)$$

où D est la distance selon la ligne de visée, exprimée en parsec (pc). Cette technique est adoptée, par exemple, par Ivezić et al. (2008) ou Carollo et al. (2010). Dans ce cas, des relations calibrées sur des amas globulaires sont utilisées afin de déterminer M_V à partir des métallicités et les couleurs des étoiles de la séquence principale (m_V et A_V étant déjà connues).

2. *Isochrone fitting* : Dans le cas où l’échantillon ne comporte pas uniquement des naines, il est pratique d’utiliser les magnitudes absolues prédites par des jeux d’isochrones (An et al. 2009; Breddels et al. 2010; Zwitter et al. 2010; Burnett & Binney 2010). En effet, pour une métallicité et un âge donnés, les tracés évolutifs stellaires prédisent les luminosités et les températures effectives des étoiles. Des tables de couleurs semi-empiriques (comme par exemple celles de Lejeune et al. 1998) peuvent ensuite être utilisées afin de transformer les luminosités et les températures effectives en magnitudes absolues et couleurs des étoiles. Ainsi, en connaissant la température effective, la gravité de surface et la métallicité, l’étoile est placée dans un diagramme H–R, et le point de l’isochrone le plus proche est utilisé afin de déterminer la magnitude absolue. Toute la difficulté de cette approche consiste à traiter correctement les erreurs. En effet, en fonction de la région du diagramme H–R dans laquelle se trouve l’étoile, les erreurs ne seront pas les mêmes (voir Chap. 6).

Dans ce mémoire de thèse nous avons utilisé cette deuxième technique. Nous avons commencé par tester la méthode présentée par Breddels et al. (2010), avant d’adopter finalement l’approche de Zwitter et al. (2010), que nous allons développer ci-dessous.

Détermination des distances par la méthode de Breddels et al. (2010) Cette approche développée dans le cadre de la mission RAVE, consiste dans un premier temps à rechercher le point de l’isochrone le plus proche des valeurs mesurées, en minimisant simplement un χ^2 . À partir de ce point, 5000 tirages Monte-Carlo sur les T_{eff} , $\log g$ et $[M/H]$ sont effectués afin de propager les erreurs de mesures. Pour chacun des tirages le point le plus proche est à nouveau recherché par un χ^2 , et une nouvelle magnitude absolue est déterminée. À la fin des 5000 tirages, la magnitude absolue moyenne est alors calculée et la distance D moyenne est estimée.

Les premières applications de cette méthode que nous avons fait sur des données ont montré que cette approche présentait deux problèmes :

- Premièrement, elle nécessite un temps de calcul important afin d’obtenir la valeur de la magnitude absolue pour une seule étoile. En effet, pour chaque tirage Monte-Carlo, toutes les distances (en termes de χ^2) entre les paramètres mesurés et ceux des points sur les isochrones (typiquement, 2000 modèles) doivent être calculées afin de trouver le plus proche voisin. L’ordre de grandeur du temps CPU nécessaire pour calculer les magnitudes absolues M_V pour 1000 étoiles était de la dizaine d’heures.
- Deuxièmement, le traitement des erreurs n’est pas toujours correct. En effet, supposons une mesure des paramètres atmosphériques se trouvant à 2σ des vraies valeurs. La procédure implique alors de faire un nombre de tirages important à 3, voir 4σ de cette valeur. Comme

aucun *a priori* n'est imposé sur les valeurs acceptées, des régions du diagramme H–R qui devraient rester vides (à cause du temps d'évolution très rapide des étoiles) se retrouvent peuplées, introduisant des biais sur les estimations des distances.

Détermination des distances par la méthode de Zwitter et al. (2010) Six mois après la publication de l'article de Breddels et al. (2010), une nouvelle méthode a été publiée par Zwitter et al. (2010), qui corrigeait les problèmes rencontrés par Breddels et al. et qui avaient été déjà soulevés indépendamment de notre côté. Cet algorithme, également présenté pour des données de RAVE, ne propage plus les erreurs par tirage Monte-Carlo, mais associe à chaque point des isochrones, un poids similaire à une probabilité de vraisemblance. Cette probabilité est calculée en fonction des trois critères : du χ^2 entre les paramètres atmosphériques mesurés et les points théoriques des isochrones, des erreurs associées aux paramètres mesurés, ainsi que du temps passé par une étoile dans chacune des régions du diagramme H–R.

En pratique, pour chaque étoile sont d'abord choisis tous les isochrones, de tout âges, ayant la même métallicité que celle mesurée. Puis, le poids ci-dessous est appliqué à chacun des points des isochrones :

$$W(a, m) = dm \cdot \exp \left(-\frac{(T_{\text{eff}} - T_{\text{eff}_{iso}})^2}{2\Delta_{T_{\text{eff}}}^2} - \frac{(\log g - \log g_{iso})^2}{2\Delta_{\log g}^2} \right) \quad (7.2)$$

où T_{eff} et $\log g$ sont les valeurs mesurées, $\Delta_{T_{\text{eff}}}$ et $\Delta_{\log g}$ leurs erreurs associées, et $T_{\text{eff}_{iso}}$, $\log g_{iso}$ les paramètres atmosphériques des points sur les isochrones sélectionnés.

Le terme gaussien de l'Éq. 7.2 représente le poids en fonction du χ^2 , cité plus haut. Il permet de négliger les points des isochrones qui sont à plus de 3σ des paramètres calculés par les algorithmes de paramétrisation automatique. Ainsi est évité le problème rencontré par Breddels et al. (2010) de la sur-représentation des points d'isochrones lointains.

Le terme dm est la pondération représentant la connaissance *a priori* de la durée de vie d'une étoile dans chaque région du diagramme H–R. Il est défini comme la différence de masse entre deux points consécutifs sur un isochrone. Il tient en compte du fait qu'une étoile passe près de 90% de sa vie sur la séquence principale, et que les étapes suivantes telles que la branche des géantes, la branche horizontale ou la branche asymptotique des géantes, ont une durée de vie très courte (inversement proportionnelle à la masse initiale de l'étoile).

La magnitude absolue¹ M_v et son erreur associée σ_{M_v} sont obtenues en calculant la moyenne pondérée et la variance de tous les points sélectionnés sur les isochrones :

$$M_v = \frac{\sum_a \sum_m W(a, m) \cdot M_v(a, m)}{\sum_a \sum_m W(a, m)} \quad (7.3)$$

$$\sigma_{M_v}^2 = \frac{\sum_a \sum_m W(a, m) \cdot [M_v - M_v(a, m)]^2}{\sum_a \sum_m W(a, m)}. \quad (7.4)$$

Nous voyons une fois de plus que, comparée à Breddels et al. (2010), cette approche diminue sensiblement le temps de calcul nécessaire à l'obtention des magnitudes absolues, vu qu'aucun tirage Monte-Carlo n'est nécessaire pour tenir compte des erreurs.

Notons que Zwitter et al. (2010) proposent de rajouter un poids supplémentaire à l'Éq. 7.2, prenant en compte la distribution de masse initiale des étoiles (IMF), et donc le fait que les

1. Avec cette méthode, l'âge de l'étoile peut être déterminé de façon similaire, en remplaçant M_v par l'âge dans l'Éq. 7.3.

étoiles de masses sub-solaires sont plus nombreuses que celles ayant des masses considérablement supérieures (Bastian et al. 2010).

Cependant, nous avons décidé de négliger ce terme car l'utilisation d'une telle contrainte ne peut être appliquée que pour des sondages à volume limité. En effet, si la limite imposée au relevé est la magnitude apparente, alors un biais de Malmquist apparaît, où les étoiles les plus brillantes sont sur-représentées à de grandes distances. Or ce biais est difficilement quantifiable. De plus, d'après Zwitter et al. (2010) ce poids supplémentaire ne devrait pas jouer un rôle important à la détermination finale de la magnitude absolue.

Dans ce mémoire de thèse l'Éq. 7.2 a été modifiée afin de tenir compte des informations photométriques sur les couleurs, lorsque celles-ci sont disponibles. De plus, contrairement à la méthode initiale, nous avons relaxé la contrainte qui imposait la sélection des isochrones ayant la même métallicité, en choisissant les isochrones dont la métallicité était comprise entre $[M/H] \pm \Delta_{[M/H]}$, avec $\Delta_{[M/H]}$ l'incertitude sur la mesure. Cette modification permet une propagation des erreurs qui est conceptuellement plus correcte. De plus, elle ne change en rien l'estimation sur la magnitude absolue, tant que les incertitudes sur la métallicité sont inférieures à 0.2 dex. En effet, les différences sur le rayonnement émis par l'étoile pour de si petites variations de la composition chimique de la photosphère sont négligeables. Lorsque ce n'est pas le cas, alors les incertitudes associées à la magnitude apparente et donc à la distance augmentent également.

L'équation 7.2 peut être généralisée de la façon suivante, afin d'incorporer les changements cités :

$$W(a, m) = dm \cdot \exp \left(- \sum_i \frac{(\theta_i - \hat{\theta}_i)^2}{2\Delta_{\hat{\theta}_i}^2} \right) \quad (7.5)$$

où i correspond aux T_{eff} , $\log g$, $[M/H]$, et (B-V) (ou toute autre couleur disponible), θ_i aux paramètres théoriques des isochrones, $\hat{\theta}_i$ aux valeurs observationnelles (obtenues par la photométrie ou spectroscopiquement) et $\Delta_{\hat{\theta}_i}$ aux erreurs associées aux mesures observationnelles.

Les isochrones de Yonsei-Yale Les isochrones utilisés pour accompagner la méthode de détermination des distances, ont été calculés à partir de ceux de Yonsei-Yale (Y^2 , Demarque et al. 2004), associés à la table de couleurs de Lejeune et al. (1998), afin de transformer la température effective, luminosité et métallicité, en magnitudes absolues et couleurs.

Le choix de ces modèles plutôt que d'autres, récemment publiés, tels que ceux de Dartmouth (Dotter et al. 2008) ou ceux de Padoue (Bertelli et al. 2008) a été fait arbitrairement, vu que d'après Zwitter et al. (2010) les trois jeux d'isochrones conduisent aux mêmes résultats pour des étoiles de la séquence principale et la branche des géantes. Notons cependant que les isochrones de Y^2 ne comportent pas les phases évolutives correspondant à la branche asymptotique des géantes, ainsi que la branche horizontale. Bien que ces phases évolutives ne représentent que très peu d'étoiles potentiellement observables, il ne faudra pas négliger cet aspect lors de l'analyse des distances obtenues.

En utilisant le code *YYmix2*², nous avons interpolé 494 isochrones à des âges variant de 2 Gyr à 14 Gyr, avec un pas régulier de 1 Gyr. Le pas régulier en âge (et non pas logarithmique, comme dans Breddels et al. 2010) est imposé afin de s'assurer que la densité de points dans le diagramme H-R soit proportionnel au temps passé par les étoiles. L'âge maximal considéré a été celui de l'Univers (~ 13.7 Gyr). La limite inférieure, à 2 Gyr, est propre aux travaux de cette thèse, et elle peut être changée selon les applications. Dans le cadre de l'étude du disque épais,

2. <http://www.astro.yale.edu/demarque/yyiso.html>

où les distances sondées sont assez éloignées du plan galactique (voir chapitres suivants), peu ou pas d'étoiles sont attendues à être plus jeunes que 2 Gyr.

Les métallicités pour lesquelles les isochrones ont été interpolés vont de $[\text{Fe}/\text{H}] = -3$ dex, à $[\text{Fe}/\text{H}] = +0.8$ dex, avec un pas régulier de 0.1 dex. L'enrichissement en $[\alpha/\text{Fe}]$ a été choisi afin d'être le même que celui de la grille de spectres nominaux, comme présenté au Chap. 5. Les limites inférieures et supérieures en métallicité sont celles imposées par les isochrones Y^2 . Le pas a été choisi afin qu'il soit inférieur à l'erreur typique sur la métallicité obtenue avec la procédure de paramétrisation automatique.

7.1.1 Validation de la méthode sur un catalogue d'étoiles simulées

Nous avons testé cette méthode sur un échantillon de pseudo-étoiles simulées avec le modèle de Besançon (Robin et al. 2003). Nous rappelons que ce dernier permet d'obtenir un catalogue simulé d'étoiles pour une ligne de visée et une magnitude apparente limite données, comprenant les paramètres atmosphériques stellaires, ainsi que leurs distances, leurs vitesses et leurs âges. Le modèle de Besançon utilise les isochrones de Schaller et al. (1992) pour simuler des populations stellaires appartenant au disque mince, et les isochrones de Bergbusch & Vandenberg (1992) pour simuler le disque épais et le halo. De ce fait, on peut s'attendre à de faibles différences entre les estimations des distances obtenues avec la méthode adoptée dans ce travail, basée sur les isochrones de Y^2 et les distances données par le modèle de Besançon.

Pour cette validation, nous avons obtenu un catalogue d'environ $\sim 4 \times 10^3$ étoiles simulées, vers la direction galactique ($l \sim 277^\circ$, $b \sim 47^\circ$). La direction pointée n'étant pas importante à ce niveau de l'étude, elle a été choisie car cet échantillon va être utilisé par la suite afin de comparer nos observations aux prédictions du modèle (voir Chap. 8.5.1). À partir de ce catalogue, nous avons testé la méthode implémentée en calculant les distances des pseudo-cibles de deux façons : (1) avec les paramètres donnés par Besançon auxquels nous avons associé des erreurs typiques obtenues avec la paramétrisation automatique, (2) avec des paramètres obtenus par des spectres synthétiques ayant les paramètres atmosphériques fournis par le modèle de Besançon.

Estimation des erreurs en distance à partir des paramètres atmosphériques fournis par le modèle de Besançon Les paramètres atmosphériques des étoiles de Besançon ont été adoptés et associés à des erreurs que la procédure de paramétrisation automatique obtiendrait, en fonction du type d'étoile et à différents SNR. De cette façon, est vérifié l'impact du poids $W(a, m)$ de l'Éq. 7.2, sur l'estimation des distances. Les graphiques A) de la Fig. 7.1 montrent comment varient les estimations des distances ainsi obtenues. Les valeurs calculées à 70% de la distribution d'erreurs (Q_{70}), sont également représentées à la première ligne de la Table 7.1. Les résultats sont très encourageants, puisque, à $\text{SNR}=20 \text{ pixel}^{-1}$, l'erreur par rapport aux distances théoriques de Besançon n'est que de 27%.

Néanmoins, un biais a été mesuré pour les étoiles les plus lointaines ($D > 9 \text{ kpc}$), y compris pour les régimes à haut SNR. Par exemple, à $\text{SNR} \sim 50 \text{ pixel}^{-1}$, la surestimation des distances est de l'ordre de $\sim 18\%$. Cette tendance s'accroît avec l'augmentation du bruit pour atteindre, à $\text{SNR}=10 \text{ pixel}^{-1}$, une valeur égale à 30% (voir la Fig. 7.1). La raison de ce biais provient de la nature de ces étoiles. En effet, les pseudo-cibles les plus lointaines de l'échantillon simulé sont des étoiles du halo, typiquement des géantes, pauvres en métaux. Or, pour ce type d'étoiles, les erreurs sur les paramètres atmosphériques sont les plus larges avec, par exemple à $\text{SNR}=20 \text{ pixel}^{-1}$, des incertitudes de l'ordre de 188 K, 0.57 dex et 0.23 dex, respectivement pour les T_{eff} , $\log g$ et $[\text{M}/\text{H}]$ (voir Chap. 6). De telles erreurs vont attribuer le même poids $W(a, m)$ à un nombre

TABLE 7.1 – Q_{70} obtenues pour les distances de l'échantillon simulé par le modèle de Besançon.

	SNR (pixel ⁻¹)			
	100	50	20	10
(1)	17%	20%	27%	31%
(2)	19%	23%	35%	52%

Notes. Distances calculées avec (1) les paramètres atmosphériques exacts provenant du modèle de Besançon, (2) les paramètres obtenus à partir des spectres interpolés aux valeurs des paramètres de Besançon.

important de points sur les isochrones. Vu que les étoiles de type tardif ont une magnitude absolue fortement dépendante des paramètres atmosphériques, et en particulier de la gravité, le domaine de magnitudes balayé sera très large. Cet effet va conduire à une magnitude absolue en moyenne plus brillante, plaçant de ce fait l'étoile plus loin que ce qu'elle devrait être.

Notons également que nous avons trouvé une sous-estimation des distances de $\sim 13\%$ pour les étoiles plus proches de 1 kpc. Cette différence est purement due à la différence des isochrones impliqués, et non pas à la méthode en elle-même. En effet, il a été vérifié que les magnitudes absolues des étoiles de la séquence principale, à une métallicité donnée, étaient toujours supérieures pour les isochrones de Schaller et al. (1992), comparées à celles de Y^2 . Cette différence disparaît pour les naines générées par les isochrones de Bergbusch & Vandenberg (1992), c'est-à-dire les naines du disque épais.

Estimation des erreurs à partir des paramètres atmosphériques obtenus par la procédure de paramétrisation automatique. Nous avons voulu étudier comment les erreurs étaient propagées à partir des résultats obtenus par la procédure finale de paramétrisation automatique. Pour cette raison nous avons interpolé les 4×10^3 spectres aux paramètres atmosphériques des étoiles simulées du catalogue de Besançon, puis nous avons considéré cinq réalisations de bruits à quatre valeurs différentes (SNR $\sim 100, 50, 20, 10$ pixel⁻¹). La procédure finale de paramétrisation a donc été lancée sur 8×10^4 spectres, afin d'obtenir leurs T_{eff} , $\log g$ et $[M/H]$.

Il a été trouvé que la dispersion sur l'estimation des distances avait augmenté par rapport aux tests précédents, mais qu'il n'y avait pas de fort biais rajouté au biais déjà existant, et ce, jusqu'à SNR=10 pixel⁻¹. En effet, nous devons souligner que l'un des principaux problèmes liés à la paramétrisation automatique est l'élargissement de la séquence principale (voir Chap. 6.4). Cet effet est corrigé grâce à la projection sur les isochrones. La cause principale de la dispersion des résultats avec les paramètres spectroscopiques (voir les Fig. 7.1B), est due au bassin de dégénérescence entre les naines chaudes et la branche des géantes. À SNR=10 pixel⁻¹, comme nous l'avons vu au chapitre précédent, les résultats de la paramétrisation automatique ne sont pas suffisamment précis pour pouvoir obtenir de bonnes estimations de distances. Ceci se répercute principalement sur les naines, pour lesquelles nous aurons tendance à sous-estimer la gravité de surface et ainsi, surestimer leur distance.

Cependant, pour tout SNR supérieur ou égal à 20 pixel⁻¹, les estimations sont comparables à celles obtenues avec les valeurs exactes, comme on peut le voir à la dernière ligne de la Table 7.1.

Effet d'un biais en métallicité Nous avons également testé l'effet d'un biais systématique en métallicité sur l'estimation des distances. Pour cela, nous avons relancé la procédure de calcul de distances présentée ci-dessus, en prenant les paramètres tels que dérivés par les spectres

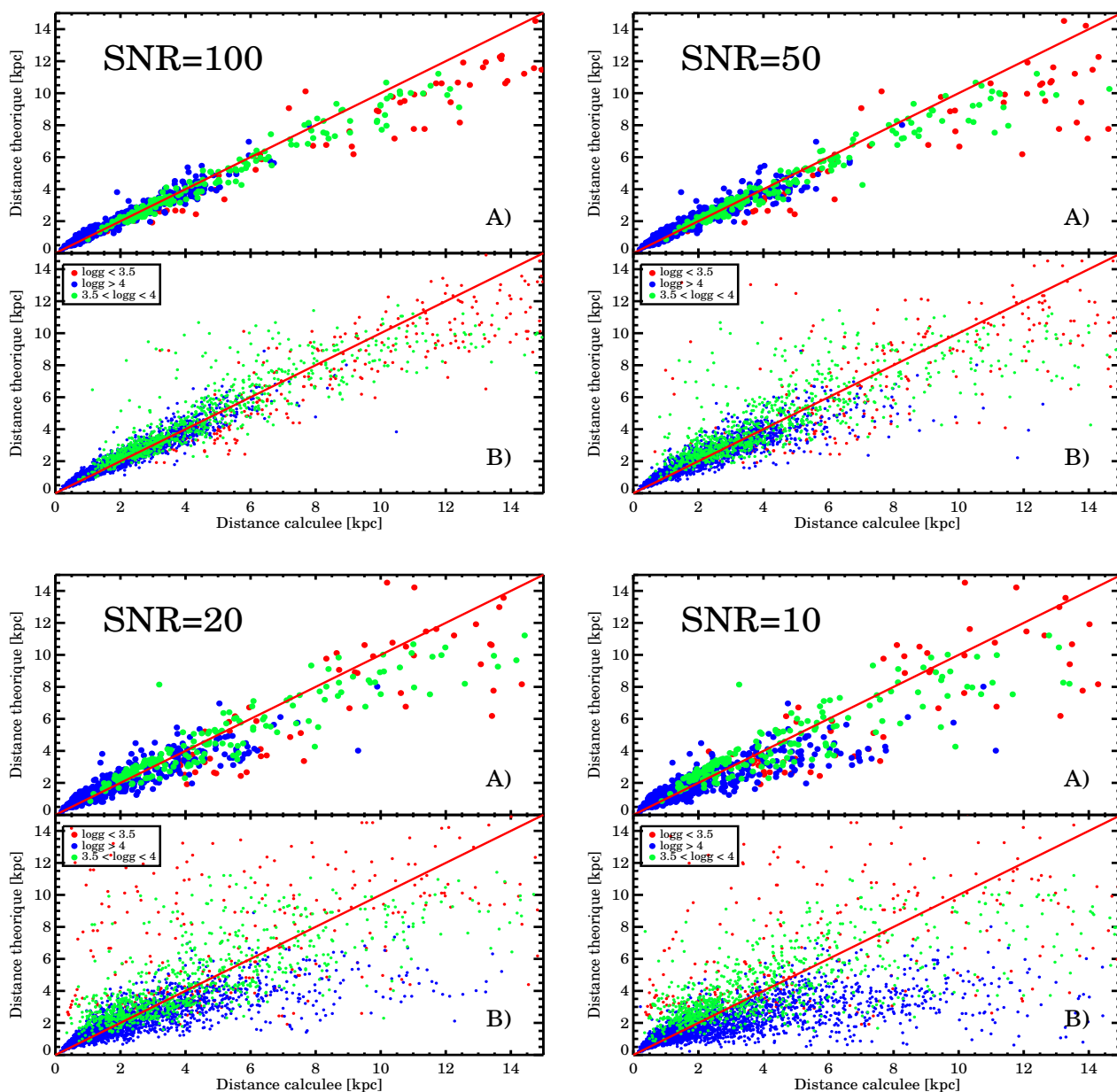


FIGURE 7.1 – Détermination des distances en fonction du SNR. Les graphes A) ont été obtenus en considérant les paramètres atmosphériques fournis par le modèle de Besançon et en y associant des erreurs telles que celles déterminées dans la Table 6.4. Les graphiques B) ont été calculés à partir de paramètres dérivés de spectres synthétiques.

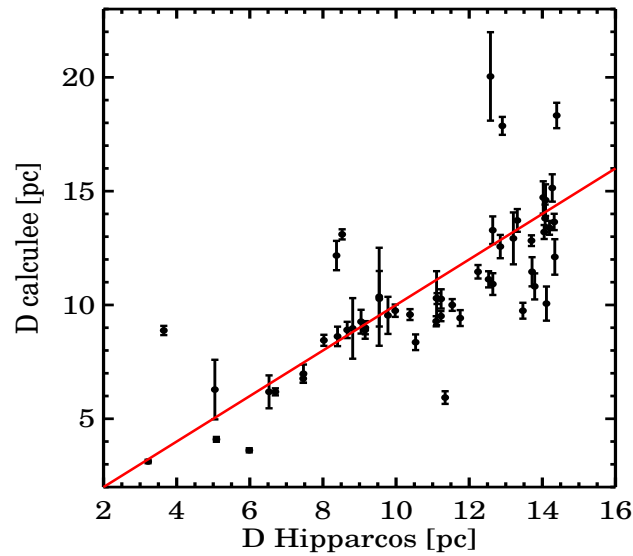


FIGURE 7.2 – Distances des étoiles du catalogue S^4N , obtenues à partir des estimations spectroscopiques des paramètres atmosphériques stellaires présentées au Chap. 6.5.

synthétiques, et en modifiant la métallicité mesurée de -0.1 dex. Nous rappelons que cette valeur de biais est égale au biais suspecté en comparant les résultats de la procédure finale de paramétrisation des spectres, avec les résultats de S^4N et CFLIB (voir Chap. 6.5). Il a été trouvé qu'un tel biais n'avait pas de fortes conséquences sur les estimations finales des distances. En effet, en fonction du type d'étoile, l'erreur totale sur l'estimation augmente de $\sim 1\%$ pour les naines, et de $\sim 3\%$ pour les géantes (à comparer avec les valeurs de la Table 7.1).

Détermination des distances du catalogue S^4N Enfin, nous avons testé la méthode adoptée sur les étoiles du catalogue S^4N . Nous rappelons que les étoiles S^4N sont des naines, situées à $D < 20$ pc, dont le satellite Hipparcos a obtenu les parallaxes. La Fig. 7.2 montre les distances calculées à partir des paramètres obtenus spectroscopiquement au Chap. 6.5. Une bonne estimation est obtenue, validant ainsi la méthode implémentée. Notons que le biais de l'ordre de $\sim 3\%$ qui est mesuré, provient principalement de la propagation des erreurs sur les paramètres atmosphériques.

7.1.2 Discussion sur les âges obtenus

En théorie, une estimation des âges des étoiles peut également être obtenue de la même façon que les magnitudes absolues, c'est-à-dire en utilisant l'équivalent des Éq. 7.3 et 7.4. Cependant, les faibles variations temporelles des propriétés des étoiles le long de la séquence principale rendent cette méthode peu efficace pour les naines.

En effet, ce n'est que pour les sous-géantes du *turn-off* que la température effective et la luminosité (et donc le $\log g$) dépendent fortement de l'âge. Sur la séquence principale, tous les isochrones sont quasiment confondus, provoquant une dégénérescence du problème. De ce fait, aucune contrainte ne peut être imposée sur l'âge, et les valeurs déterminées par cette méthode ne devraient pas être utilisées pour tirer des conclusions astrophysiques.

Notons qu'une approche Bayésienne (comme par exemple dans Jørgensen & Lindegren

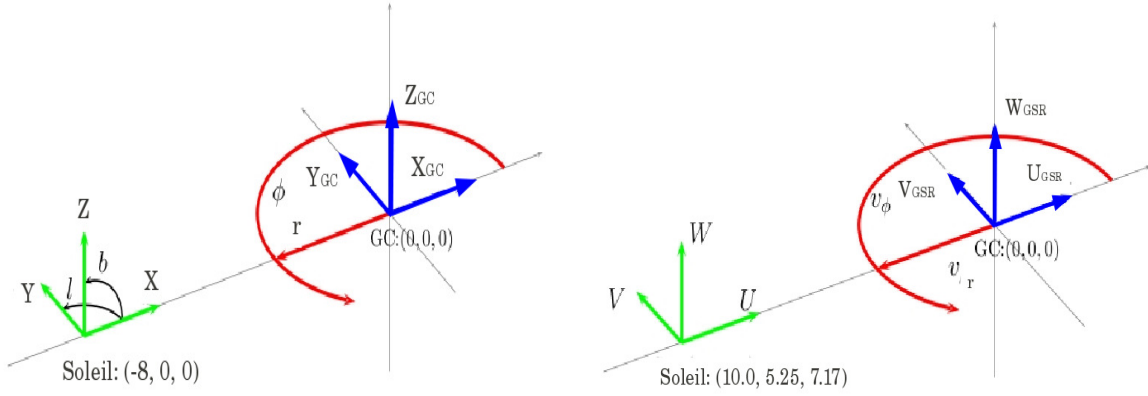


FIGURE 7.3 – Systèmes de coordonnées cartésien et cylindrique adoptés pour ce travail (schéma adapté de Breddels et al. 2010). Les coordonnées galactiques projetées sur le ciel, l et b , ont également été représentées.

2005; Burnett & Binney 2010), en imposant des *a priori* sur les distributions en âge des étoiles peut alors améliorer les résultats, tout en maintenant des erreurs élevées, de l'ordre 50% (voir Soderblom 2010, pour une revue détaillée sur la détermination des âges).

7.2 Positions galactocentriques

À partir des distances D déterminées dans la section précédente ainsi que des coordonnées célestes des étoiles (équatoriales : α ; δ , ou galactiques : l ; b), leurs positions héliocentriques ou galactocentriques peuvent être obtenues. Nous définissons le repère cartésien héliocentrique X, Y, Z (voir Fig. 7.3), où X est dirigé vers le centre galactique, Y dans le sens de la rotation galactique (vers $l = 90^\circ$), et Z vers le pôle nord galactique, de la façon suivante :

$$X = D \cos(b) \cos(l) \quad (7.6)$$

$$Y = D \cos(b) \sin(l) \quad (7.7)$$

$$Z = D \sin(b). \quad (7.8)$$

Le repère galactocentrique X_{GC}, Y_{GC}, Z_{GC} est obtenu en translatant le repère vers le centre de la Galaxie, en supposant que le Soleil se trouve dans plan galactique ($Y_\odot = Z_\odot = 0$) à une distance $R_\odot = X_\odot = 8$ kpc (Reid 1993).

Les incertitudes sur les positions peuvent être calculées analytiquement. En supposant que les coordonnées célestes sont connues assez précisément pour ne pas avoir d'influence sur X, Y, Z , les erreurs sur les positions peuvent être obtenues simplement par :

$$\Delta_X = \Delta_D \cos(b) \cos(l) \quad (7.9)$$

$$\Delta_Y = \Delta_D \cos(b) \sin(l) \quad (7.10)$$

$$\Delta_Z = \Delta_D \sin(b). \quad (7.11)$$

7.3 Vitesses cartésiennes et cylindriques

Aux directions X, Y, Z , sont associées les vitesses U, V, W (voir Fig. 7.3). Leurs valeurs sont obtenues en dérivant par rapport au temps les Éq. 7.6 à 7.8, sachant que $\frac{dD}{dt} = V_{\text{rad}}$, $\frac{dl}{dt} = \mu_l^*$ et $\frac{db}{dt} = \mu_b$, avec μ_l^* et μ_b les mouvements propres dans les directions l et b .

Notons que μ_l^* n'est pas une observable. Du fait que les longitudes galactiques se rejoignent aux pôles, la quantité mesurée est en réalité une projection de μ_l^* selon la latitude. Ainsi, la quantité mesurée μ_l , souvent exprimée dans les catalogues de relevés d'étoiles, est en réalité égale à $\mu_l^* \cos(b)$.

L'expression de U, V, W est exprimée de la façon suivante :

$$U = V_{\text{rad}} \cos(b) \cos(l) - D\mu_b \cos(l) \sin(b) - D\mu_l \sin(l) \quad (7.12)$$

$$V = V_{\text{rad}} \cos(b) \sin(l) - D\mu_b \sin(l) \sin(b) + D\mu_l \cos(l) \quad (7.13)$$

$$W = V_{\text{rad}} \sin(b) + D\mu_b \cos(b). \quad (7.14)$$

Les vitesses cartésiennes U, V, W sont appropriées pour décrire les mouvements des étoiles tant que celles-ci sont proches du Soleil, c'est-à-dire tant que l'axe V est bien dirigé selon le sens de la rotation galactique. Pour de plus grandes distances, lorsque cette condition n'est pas vérifiée, un repère cylindrique est préféré pour décrire les vitesses des étoiles. On définit alors les nouvelles vitesses (galactocentriques) V_R, V_ϕ , et V_Z de la façon suivante :

$$V_R = \frac{1}{R} [X_{GC} \cdot (U + U_\odot) + Y_{GC} \cdot (V + V_{\text{LSR}} + V_\odot)] \quad (7.15)$$

$$V_\phi = \frac{1}{R} [X_{GC} \cdot (V + V_{\text{LSR}} + V_\odot) - Y_{GC} \cdot (U + U_\odot)] \quad (7.16)$$

$$V_Z = W \quad (7.17)$$

avec $R = \sqrt{X_{GC}^2 + Y_{GC}^2}$ la coordonnée cylindrique radiale, $(U_\odot, V_\odot, W_\odot) = (10.00, 5.25, 7.17)$ km s⁻¹ la vitesse particulière du Soleil par rapport au LSR³ (Dehnen & Binney 1998, à partir des données Hipparcos), et $V_{\text{LSR}} = 220$ km s⁻¹ l'amplitude de la rotation galactique vers $l = 90^\circ$ et $b = 0^\circ$ (convention IAU 1985, voir Kerr & Lynden-Bell 1986). Notons que dans ce nouveau référentiel, un mouvement rétrograde est indiqué par un $V_\phi > 0$ km s⁻¹ (voir Fig. 7.3).

Propagation des erreurs : la méthode Monte-Carlo Le long de ce mémoire de thèse, plusieurs erreurs (ex : sur les vitesses, les excentricités ...) seront propagées en utilisant la méthode Monte-Carlo. Cette méthode consiste à considérer N réalisations d'une mesure donnée ($N > 10^3$), provenant d'une distribution gaussienne, centrée sur la valeur mesurée et d'écart-type égal à l'erreur estimée. Pour chacune des réalisations les grandeurs qui en découlent sont recalculées et les résultats finaux sont obtenus en faisant la moyenne obtenue lors des N tirages. L'écart-type des résultats est alors associé à l'erreur sur le paramètre.

En pratique, 5×10^3 tirages gaussiens sont réalisés à partir de distributions centrées sur les distances, les vitesses radiales et les mouvements propres mesurés⁴, en considérant un écart-type de l'ordre de l'erreur associée. Pour chacun des tirages, de nouvelles positions X, Y, Z , vitesses U, V, W et V_R, V_ϕ ainsi que leurs erreurs associées sont obtenues.

3. Le LSR (Local Standard of Rest) est le point du voisinage solaire qui décrit une orbite parfaitement circulaire autour du centre galactique à $V_{\text{LSR}} = 220$ km s⁻¹.

4. Un tirage Monte-Carlo sur les coordonnées aurait pu aussi être effectué mais n'a pas été considéré dans notre cas car les erreurs associées sont alors très faibles.

Validation de la méthode du calcul des vitesses Nous avons utilisé les vitesses obtenues par le catalogue de Besançon, pour les comparer aux vitesses telles qu’elles ont été estimées à partir des distances spectroscopiques (voir Fig. 7.1B). Les vitesses radiales et les mouvements propres utilisés ont été ceux fournis par Besançon, auxquels nous avons associé des erreurs réalistes de l’ordre de 4.5 km s^{-1} et $0.2''/\text{siècle}$, respectivement (voir Chap. 8.4).

Les Fig. 7.4 à 7.6 illustrent les vitesses cartésiennes U , V , W obtenues à partir des paramètres spectroscopiques. Sur chacune de ces figures, la partie gauche représente la vitesse théorique (de Besançon) en fonction de la vitesse calculée. La partie droite représente une comparaison des histogrammes de distribution des vitesses calculées et théoriques. Nous pouvons voir que les biais précédents, obtenus pour les étoiles lointaines, ne sont que très peu répercutés sur l’estimation des vitesses.

Cependant on observe à $\text{SNR} \leq 10 \text{ pixel}^{-1}$ une extension vers les valeurs négatives des queues de distribution des vitesses obtenues pour les étoiles naines (en bleue). Cet effet est dû à la surestimation des distances des naines, et au fait que μ_l et μ_b ne sont pas centrés à zéro, mais à des valeurs négatives.

7.4 Détermination des paramètres orbitaux des étoiles

À partir des positions et des vitesses actuelles des étoiles, il est envisageable, en supposant une forme de potentiel galactique, de définir leur orbite galactique. Il est alors possible d’intégrer ces orbites jusqu’à plusieurs révolutions afin d’étudier l’origine spatiale de ces étoiles. Dans ce cadre là, une estimation des paramètres orbitaux des étoiles peut être obtenue, comme par exemple les excentricités orbitales, les distances apocentriques et pericentriques, ainsi que les distances maximales atteintes au-dessus du plan galactique. Pour ce faire, nous avons utilisé les programmes écrits par A. Helmi (voir Helmi et al. 2006b). Ces codes supposent une Galaxie à trois composantes, avec un potentiel gravitationnel fixe : $\Phi(R, Z) = \Phi_{halo} + \Phi_{disque} + \Phi_{bulbe}$. Les potentiels considérés sont en accord avec les travaux de Johnston et al. (1995) qui ont essayé de déterminer la forme du potentiel galactique en examinant l’orbite du courant du Sagittaire. Pour chacune des composantes, nous avons supposé :

- Un bulbe sphérique de type Hernquist (1990), qui est l’hypothèse communément admise, avec $M_b = 3 \times 10^{10} M_\odot$ et $c_b = 0.7 \text{ kpc}$. Le potentiel s’exprime par la relation :

$$\Phi_{bulbe} = -\frac{GM_b}{\sqrt{R^2 + Z^2 + c_b}}. \quad (7.18)$$

- Un disque de type Miyamoto & Nagai (1975) pour lequel le potentiel est :

$$\Phi_{disque} = -\frac{GM_d}{\sqrt{R^2 + \left(a_d + \sqrt{Z^2 + b_d^2}\right)^2}} \quad (7.19)$$

avec $M_d = 9.3 \times 10^{10} M_\odot$, $a_d = 6.5 \text{ kpc}$ et $b_d = 0.26 \text{ kpc}$. L’avantage principal d’un tel potentiel pour le disque est sa simplicité à modéliser tout potentiel à partir du rapport b/a . En effet, pour $a = 0$ nous retrouvons l’expression d’un potentiel de Plummer sphérique (Plummer 1911). En revanche, pour $b = 0$ le potentiel d’un disque infiniment mince (Kuzmin 1956) est obtenu. Dans notre cas nous avons $b/a = 0.4$, ce qui est communément admis pour décrire la Voie Lactée (Binney & Tremaine 1987; Johnston et al. 1995).

Notons cependant que le disque épais n’est pas modélisé dans ce potentiel. Toutefois, sa faible masse comparée à celle du disque mince ($\sim 10\%$), et par conséquent par rapport

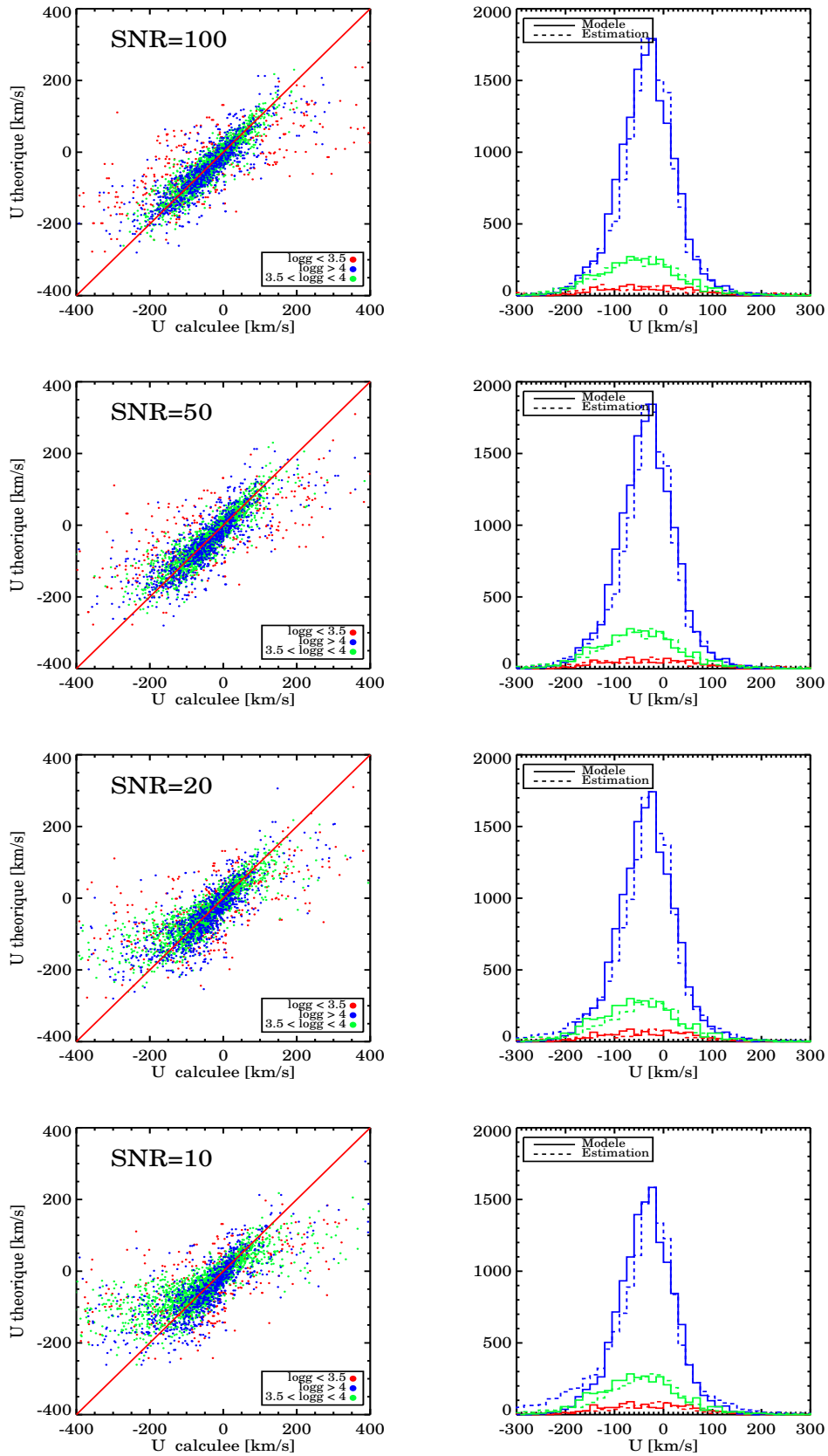
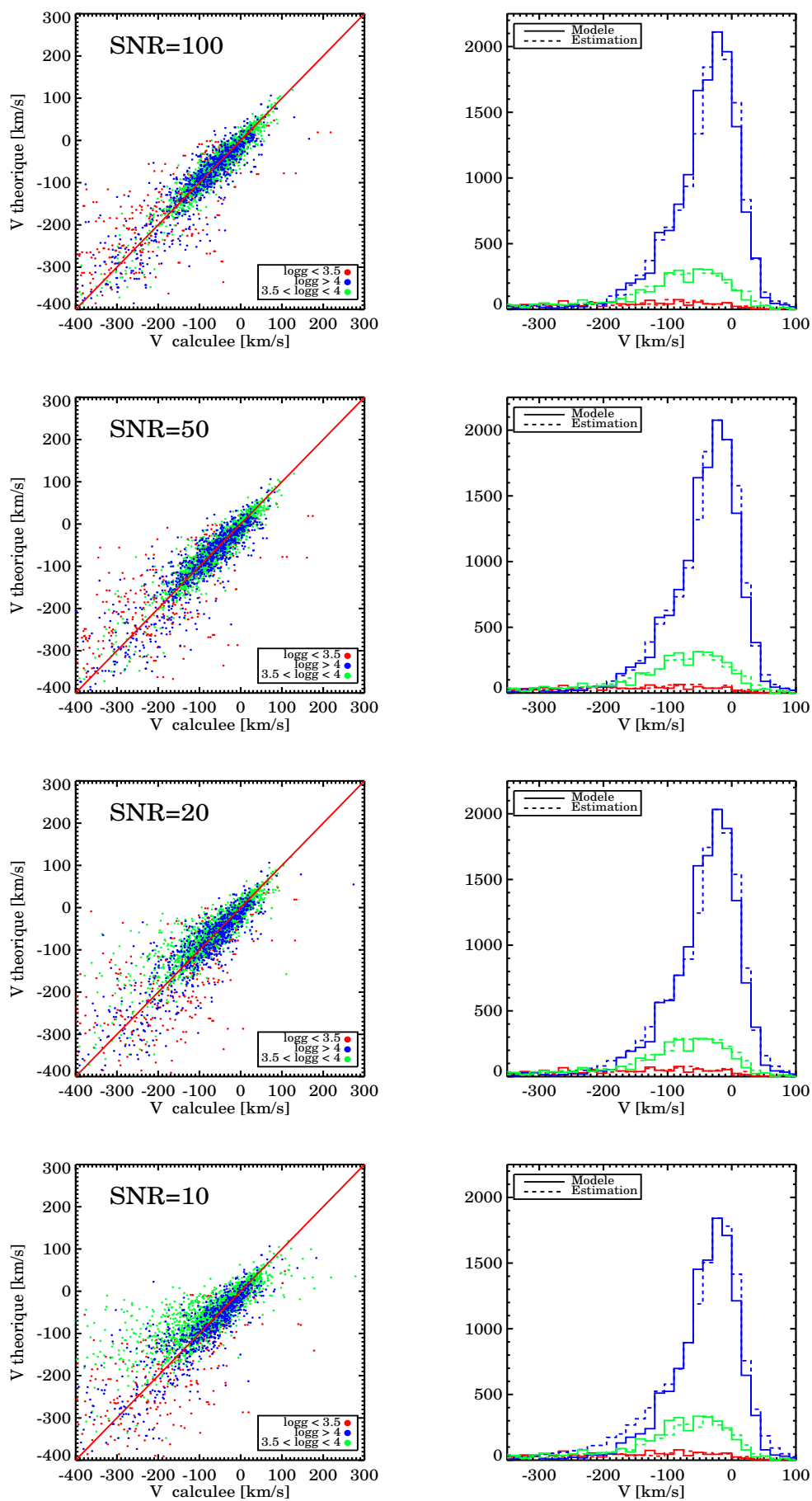
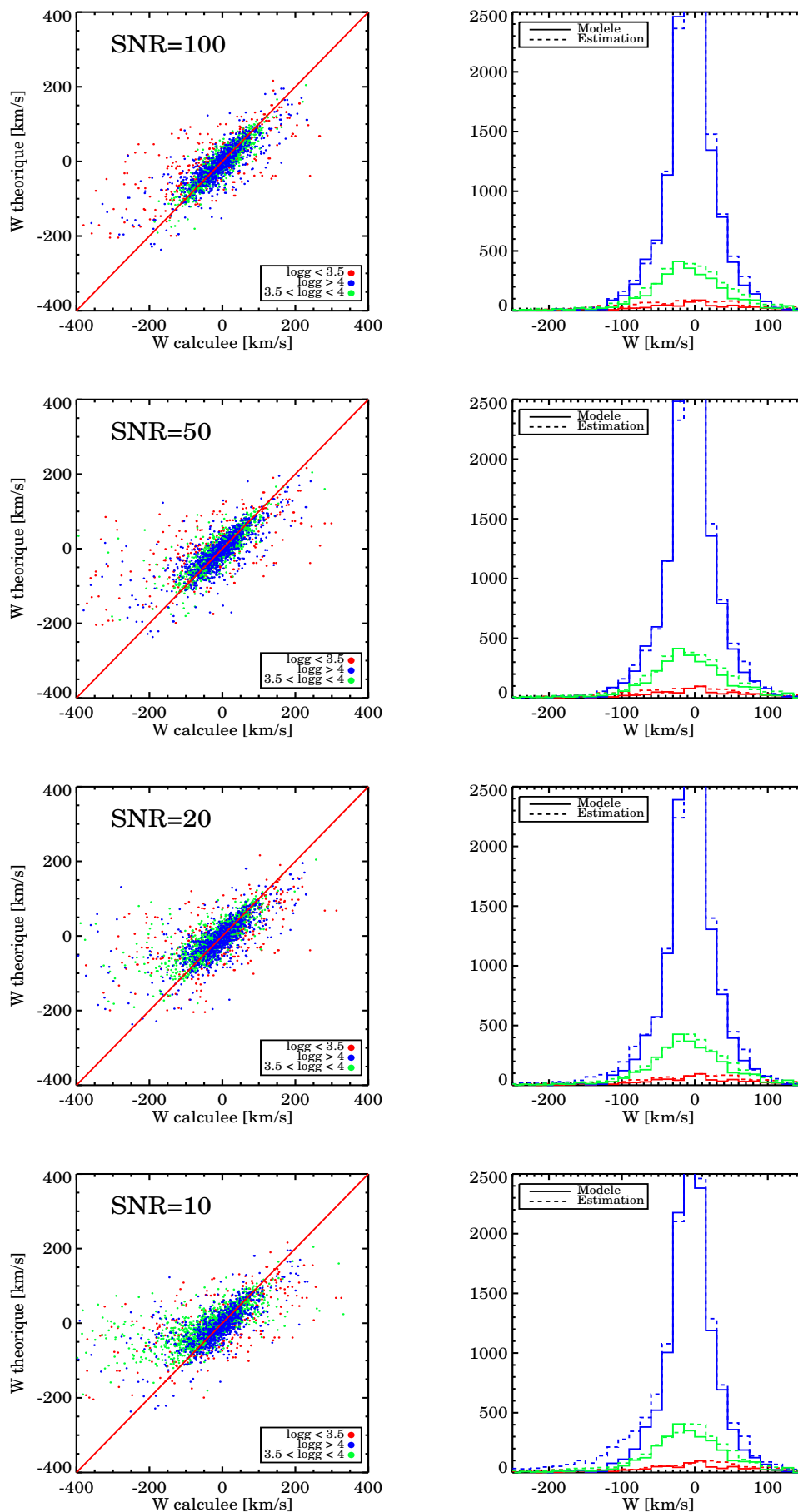


FIGURE 7.4 – Comparaison des vitesses U calculées à partir des distances spectroscopiques et des erreurs sur les mouvements propres et les vitesses radiales ($0.2''/\text{siècle}$ et 4.5 km s^{-1} , respectivement). Les histogrammes de droite montrent les distributions des vitesses calculées (en pointillés) et celles des vitesses telles que publiées dans le catalogue de Besançon (en traits pleins).

FIGURE 7.5 – Figure similaire à la Fig. 7.4, mais pour V .

FIGURE 7.6 – Figure similaire à la Fig. 7.4, mais pour W .

à la masse totale de la Galaxie, implique que le calcul des orbites stellaires n'est que relativement peu influencé par le disque épais.

- Un halo de matière noire logarithmique, de forme sphérique (facteur de d'aplatissement ou *flattening*, $q=1$) produisant une courbe de rotation plate à de grands rayons. Son potentiel est :

$$\Phi_{halo} = v_h^2 \ln \left(1 + \frac{R^2}{d^2} + \frac{Z^2}{d^2} \right) \quad (7.20)$$

avec $d = 12$ kpc l'échelle de distance du halo et $v_h = 134.5$ km s⁻¹ la vitesse circulaire à de larges distances. La valeur de la constante v_h dépend de la valeur choisie pour d , ainsi que de la contribution du bulbe et de disque dans le potentiel total de la Galaxie. Elle est choisie afin d'obtenir une vitesse orbitale circulaire $V_{rot}=220$ km s⁻¹ à $R=8$ kpc du centre galactique (la vitesse LSR).

Notons que l'utilisation d'un halo logarithmique, plutôt qu'un halo de type Navarro, Frenk, & White (1997), comme souvent utilisé dans la littérature, est arbitraire. En effet, comme il a été montré dans Law, Johnston, & Majewski (2005), tout potentiel produisant une courbe de rotation plate jusqu'à 50 kpc est équivalent. Pour des raisons d'homogénéité, nous avons préféré de conserver le potentiel adopté par A. Helmi.

Calcul des excentricités des étoiles L'étude de l'évolution de la distance galactocentrique au cours d'une révolution, nous permet d'obtenir la distance péri-centrique r_{pe} (la plus proche) et apo-centrique r_{ap} (la plus lointaine) de son orbite. Il s'agit de paramètres particulièrement importants car ils nous donnent la valeur de l'excentricité orbitale d'une étoile, définie par :

$$\varepsilon = \frac{r_{ap} - r_{pe}}{r_{ap} + r_{pe}}. \quad (7.21)$$

D'après les travaux récents de Sales et al. (2009) et Di Matteo et al. (2011), la distribution des excentricités des étoiles du disque épais peut être déterminante pour distinguer les étoiles formées *in situ* des étoiles accrétées par des galaxies satellites. Cette excentricité sera ainsi un paramètre important de notre caractérisation du disque épais loin du voisinage solaire (voir Chap. 8.6.2).

7.5 Conclusions

À la fin de ce chapitre tous les outils nécessaires pour caractériser cinématiquement les étoiles ont été présentés. Ils vont pouvoir être appliqués à n'importe quel échantillon d'étoiles, afin d'obtenir les informations dynamiques et chimiques de populations stellaires.

Notons que hormis l'application pour le disque épais, qui va être présenté dans le chapitre suivant, les méthodes implémentées dans ce chapitre ont également été utilisées dans Gazzano et al. (2011) afin de caractériser les étoiles observées par CoRoT (voir Chap. 9.1). Des travaux en cours concernant les étoiles galactiques d'avant-plan d'un sondage visant les étoiles de galaxies naines (données de l'équipe DART, voir Chap. 9.2) font également usage des outils développés ci-dessus.

Contraintes sur la formation du disque épais

Sommaire

8.1	Vitesses radiales des étoiles de l'échantillon	121
8.2	Estimation des paramètres atmosphériques et des distances des étoiles	123
8.3	Sélection de l'échantillon final	126
8.4	Simulation d'un échantillon de comparaison	127
8.5	Gradients verticaux et transition entre les disques mince et épais . . .	129
8.5.1	Structure verticale	131
8.5.2	Interface entre le disque mince et le disque épais	139
8.6	Caractérisation des différentes composantes galactiques	141
8.6.1	Propriétés du disque mince	143
8.6.2	Propriétés du disque épais	146
8.6.3	Propriétés du halo	149
8.7	Échelles de hauteur et de longueur du disque mince et du disque épais	151
8.7.1	Échelles de longueur	152
8.7.2	Échelles de hauteur	153
8.7.3	Recherche de signatures d'accrétions passées	154
8.8	Conclusions	154

Les chapitres précédents se sont focalisés sur le développement et l'étude de la fiabilité des outils nécessaires à l'archéologie galactique. Dans ce chapitre, nous allons pouvoir utiliser ces outils sur l'échantillon d'étoiles observées vers les coordonnées galactiques $l \sim 277^\circ$, $b \sim 47^\circ$. Dans un premier temps, la distribution des vitesses radiales de ces étoiles sera étudiée, et comparée avec les résultats trouvés par Gilmore et al. (2002) révélant la présence d'une population d'étoiles de vitesse intermédiaire entre le disque mince et le disque épais.

Puis, la structure verticale des étoiles de l'échantillon sera étudiée, en caractérisant les propriétés des différentes composantes galactiques. Une attention particulière sera apportée à la description de l'interface entre le disque mince et le disque épais puisque les divers modèles de formation y prédisent des caractéristiques différentes. En fin de chapitre, les échelles de hauteurs et de longueurs du disque mince et du disque épais seront estimées. À nouveau, les résultats obtenus seront confrontés aux différentes théories de formation du disque épais qui sont actuellement admises. La plupart des résultats présentés dans ce chapitre ont été acceptés pour publication dans *Astronomy & Astrophysics* (Kordopatis et al. 2011b).

8.1 Vitesses radiales des étoiles de l'échantillon

Dans le Chap. 3.3, nous avons calculé le décalage spectral des spectres afin de placer leurs longueurs d'onde dans le référentiel au repos et de pouvoir déterminer les paramètres

atmosphériques. Or, ces vitesses radiales ($V_{spectre}$) mesurées ne sont pas intrinsèques à l'étoile, mais représentent la vitesse relative de celles-ci par rapport à l'observateur, au moment de l'observation. Pour obtenir une vitesse radiale héliocentrique, les mouvements de la Terre autour du Soleil, autour du barycentre Terre-Lune et autour de son propre axe doivent être retirés de $V_{spectre}$. Les corrections à apporter sont déterminées précisément, en fonction de la longitude, la latitude et l'altitude de l'observatoire, ainsi que de la date et de l'heure de l'observation (Stumpff 1979). Dans notre cas, les corrections sont calculées simultanément à la procédure de la corrélation croisée effectuée par FXCOR. Les valeurs individuelles des vitesses radiales et leurs erreurs associées sont présentées dans la Table E.3.

Une des premières études qui peut être conduite à partir des 689 étoiles retenues dans notre échantillon est de vérifier si nous observons la population stellaire ayant une vitesse radiale intermédiaire entre le disque épais canonique et le halo et qui a été détectée par Gilmore et al. (2002).

La Fig. 8.1 compare les histogrammes obtenus par Gilmore et al. (sa Fig. 2) et ceux obtenus dans cette thèse, uniquement pour les étoiles ayant $m_V \geq 18$ (soit 128 cibles de notre échantillon). Sur ces deux figures, les traits pleins représentent les prédictions de modèles galactiques. Dans notre cas, comme nous allons le voir plus loin, nous avons utilisé le modèle de Besançon (Robin et al. 2003). Nous remarquons que la population intermédiaire observée par Gilmore et al., n'est pas détectée dans notre échantillon, et qu'un bon accord est obtenu avec les prédictions du modèle. Les raisons de cette non-détection peuvent être diverses :

1. Le relevé de Gilmore et al. (2002) sonde des régions galactiques plus profondes que les nôtres. En effet, le premier observe jusqu'à $m_V = 19.5$, tandis que nos cibles ont des magnitudes inférieures à $m_V = 18.5$. Or un bon accord entre le modèle et les observations de Gilmore et al. est obtenu pour les étoiles les plus brillantes (histogramme du haut de la Fig. 8.1a, réalisé pour $m_V \leq 18$). Notre sondage ne serait alors pas assez profond pour détecter cette éventuelle population.
2. Ce désaccord peut être également dû au fait que nos observations sont dirigées vers de plus hautes latitudes galactiques. L'effet provoqué par une population ayant une vitesse de rotation orbitale plus faible serait donc plus difficilement détectable. En effet, la vitesse radiale d'une étoile peut être estimée en fonction de ses coordonnées galactiques l et b , de sa distance R au centre de la Galaxie et de sa vitesse de rotation V , de la façon suivante (Merrifield 1992) :

$$\frac{V_{rad}}{\sin l \cos b} = \frac{R_{\odot}}{R} V - V_{LSR}. \quad (8.1)$$

De ce fait, à $b \sim 47^\circ$, la vitesse radiale contient une plus faible contribution de la composante V de la vitesse orbitale des étoiles¹.

3. Il est également possible que cette population intermédiaire n'existe pas en tant que telle. En effet, les observations de Gilmore et al. (2002) pourraient être provoquées par un gradient vertical de la vitesse de rotation orbitale des étoiles du disque épais. Une autre possibilité consiste à avoir un mélange des populations galactiques différent que celui prédit par les modèles. L'analyse relativement approximative effectuée alors par Gilmore et al. (2002) aurait peut-être été faussement interprétée comme la signature d'une accrétion majeure de la Voie Lactée.

1. La composante V est la vitesse déterminant le retard par rapport au LSR et donc le moment angulaire.

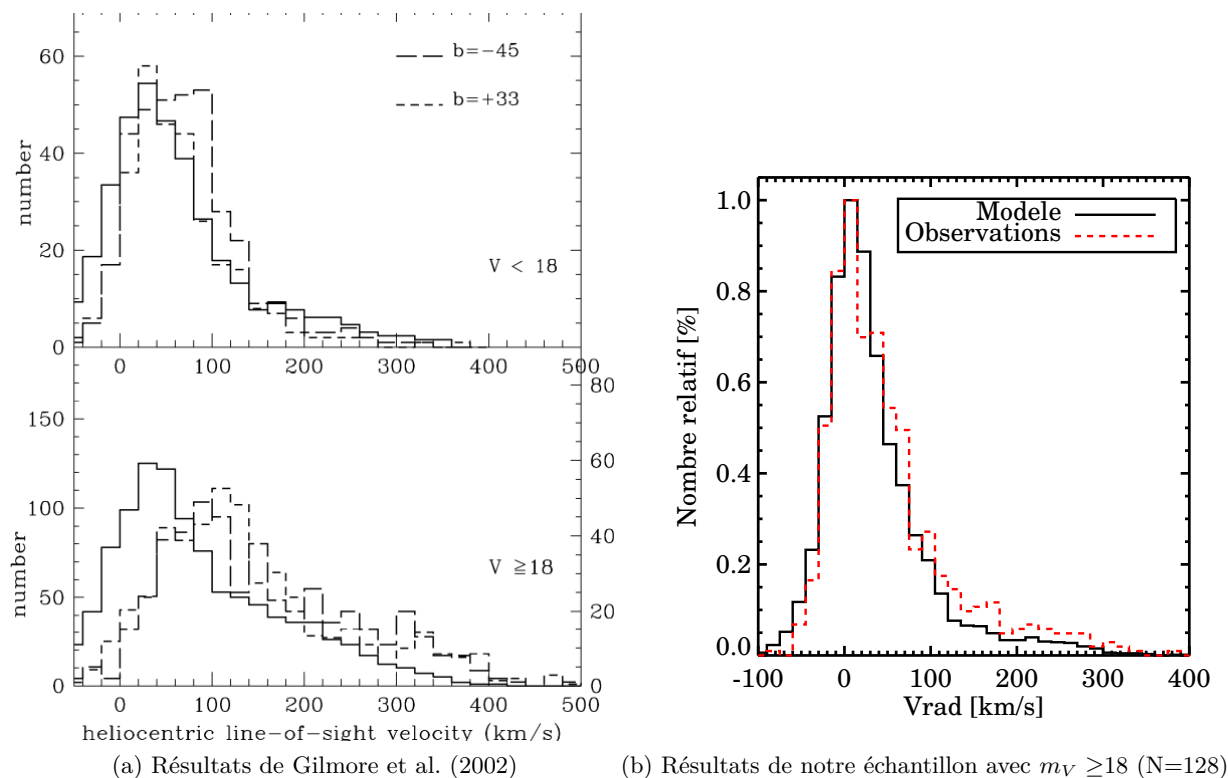


FIGURE 8.1 – Comparaison des vitesses radiales obtenues pour un sous-échantillon d'étoiles ayant $m_V \geq 18$ avec des modèles galactiques. La population observée par Gilmore et al. (2002) (à gauche) ayant une vitesse radiale intermédiaire entre les valeurs du disque épais canonique ($\sim 40 \text{ km s}^{-1}$) et du halo ($\sim 200 \text{ km s}^{-1}$), n'est pas détectée dans notre échantillon (à droite).

Dans les sections qui suivent, diverses propriétés des étoiles de notre échantillon vont être explorées afin d'apporter une réponse à ces deux questions fondamentales :

- Existe-t-il une signature d'une accrétion majeure dans nos observations, comme postulé par Gilmore et al. (2002) ?
- Quel(s) scénario(s) de formation du disque épais expliquent au mieux les propriétés galactiques de nos observations ?

8.2 Estimation des paramètres atmosphériques et des distances des étoiles

Les 689 spectres qui ont été sélectionnés au Chap. 3 ont été analysés grâce à la procédure finale de paramétrisation automatique décrite au Chap. 6. Les températures effectives, gravités de surface et métallicités globales des cibles ont été estimées, ainsi que le rapport signal sur bruit (SNR) de leurs spectres associés². La Fig. 8.2 représente la magnitude apparente des étoiles en fonction du SNR calculé (les croix rouges représentent des spectres qui par la suite seront rejetés de l'échantillon, voir Sect. 8.3). Une nette corrélation peut être remarquée, entre la magnitude et le SNR, les étoiles les moins brillantes étant également celles ayant le SNR le plus bas. Rappelons

2. Notons que le rééchantillonnage successif par la routine *Gasgano*, puis par nous-mêmes entraîne une corrélation entre les pixels des spectres, ce qui conduit à une surestimation du SNR. La corrélation croisée des spectres avec eux-mêmes sur des régions du continu, a montré que ce facteur de surestimation était de ~ 1.4 . De ce fait, lors de la procédure finale le SNR mesuré est corrigé à chaque étape par ce facteur.

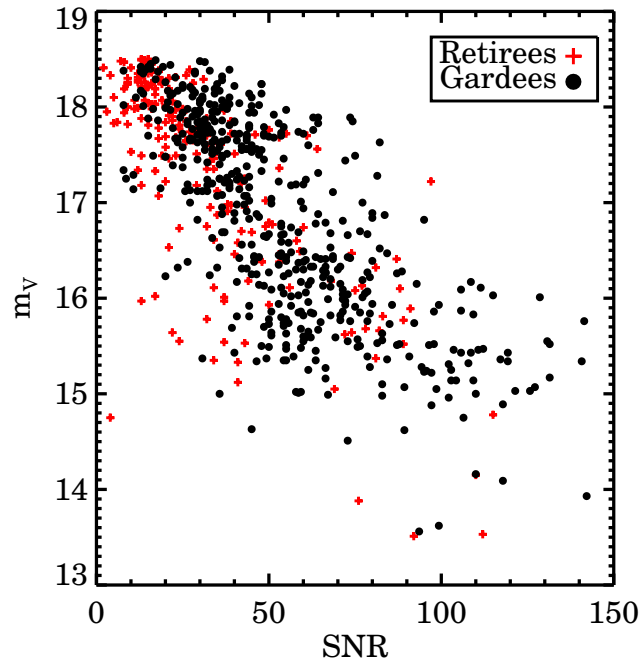


FIGURE 8.2 – Rapports signal sur bruit (SNR) mesurés pour les spectres de l’échantillon. Nous retrouvons bien que les étoiles les moins brillantes ont le SNR le plus faible. Les croix rouges représentent les spectres qui ont été rejetés de l’analyse finale, suite à divers critères de qualité (voir Sect. 8.3).

que cette tendance est attendue, car le temps d’exposition a été quasiment le même pour toutes les cibles (voir Table 3.1).

Les paramètres atmosphériques obtenus sont, quant à eux, présentés dans la Table E.1. Ils sont également représentés sur la Fig. 8.3a, où les cercles vides représentent les spectres qui seront rejetés par la suite de l’analyse (Sect. 8.3). C’est cet ensemble de paramètres qui a été utilisé pour obtenir les magnitudes absolues, les distances, les positions et les vitesses galactocentriques des cibles. Nous pouvons remarquer sur cette Fig. 8.3a la présence d’étoiles dont les paramètres ne peuvent pas être expliqués physiquement (notamment des naines chaudes). Ces étoiles résultent d’une mauvaise classification des spectres à haut SNR et/ou sont dues aux conséquences des dégénérescences dans la détermination des paramètres, décrites au Chap. 6.

Les Fig. 8.3b et 8.3c montrent les paramètres atmosphériques et les magnitudes absolues qui ont servi pour calculer la distance D des étoiles (Fig. 8.3d). En d’autres termes il s’agit des paramètres stellaires trouvés après projection sur les isochrones de Yonsei-Yale. Les isochrones représentés sur ces figures montrent de façon approximative que les étoiles correspondant au disque mince (*i.e.* les plus riches en métaux) sont vieilles d’environ ~ 7 Gyr. De même, les étoiles du disque épais ont un âge de ~ 10 Gyr, et les étoiles du halo, un âge de ~ 13 Gyr. Nous pouvons également remarquer que l’échantillon est largement dominé par les étoiles de la séquence principale, avec uniquement quelques cibles sur la branche des géantes. Les distances sondées vont jusqu’à 12 kpc du Soleil, mais la grande majorité des étoiles se trouve plus proche que ~ 5 kpc (Fig. 8.3d). Notons enfin que les étoiles se trouvant à moins de 4 kpc du plan galactique sondent des rayons galactocentriques entre ~ 7850 pc et ~ 8250 pc.

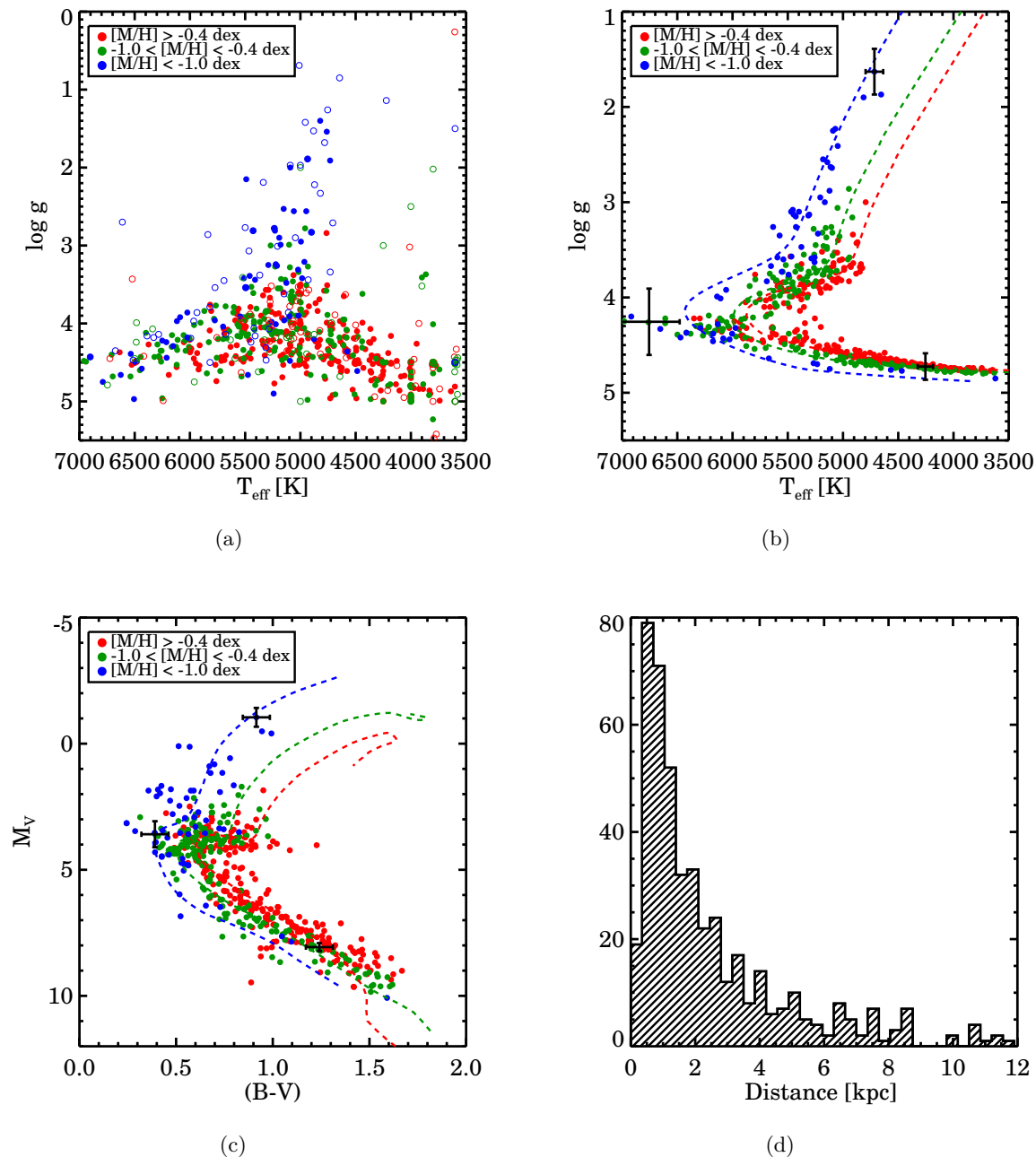


FIGURE 8.3 – (a) : Diagramme $T_{\text{eff}}\text{-}\log g$ brut, tel que obtenu par la procédure finale (MATISSE et DEGAS). Les cercles vides représentent les étoiles qui par la suite vont être rejetées de l’analyse. (b) : Paramètres atmosphériques obtenus pour les étoiles observées, une fois projetés sur les isochrones de Y^2 . Trois isochrones, obtenus pour $[M/H]=0$ dex et 7 Gyr (en rouge), $[M/H]=-0.5$ dex et 10 Gyr (en vert) ainsi que $[M/H]=-1.5$ dex et 13 Gyr (en bleu) y sont également représentés. Les erreurs typiques, pour trois régions du diagramme H–R ont également été représentées. (c) : Diagramme H–R obtenu avec les paramètres projetés sur les isochrones. Les isochrones représentés sont les mêmes que sur la figure précédente. (d) : Distances héliocentriques des cibles considérées.

Effet des extinctions interstellaires sur le calcul des distances Le gaz et la poussière présents dans la Galaxie absorbent et diffusent une partie non négligeable du rayonnement émis par les étoiles. Cet effet provoque un rougissement des indices de couleur et une diminution du flux apparent. Or, si cette baisse de flux apparent n'est pas prise en compte lors du calcul de la distance spectroscopique, des biais systématiques peuvent apparaître. L'importance de ces effets dépend de la quantité d'éléments absorbants le long de la ligne de visée. Elle est quantifiée par la grandeur R_V , elle-même définie comme le rapport entre l'absorption totale A_V (dans le système photométrique Johnson) et l'excès de couleur $E(B - V)$:

$$R_V = \frac{A_V}{E(B - V)}. \quad (8.2)$$

Cette relation, établie par Cardelli et al. (1989) est en moyenne estimée à 3.1 pour le milieu interstellaire de faible densité. Toutefois, elle peut monter jusqu'à $R_V \sim 5 - 6$ dans le cas de nuages moléculaires et des régions les plus denses de la Galaxie.

Pour obtenir les distances nous avons donc dû estimer l'extinction A_V pour chacune des cibles. Ainsi, pour chaque champ observé, nous avons commencé par obtenir les A_V intégrés sur toute la ligne de visée (Schlegel et al. 1998), puis admis que toutes les cibles d'un même champ étaient éteintes de la même façon. Cette hypothèse repose sur le fait que les gaz et poussières sont essentiellement proches du plan galactique, avec des échelles de hauteur de l'ordre de 100-200 pc (Dickey & Lockman 1990). Or, les magnitudes des étoiles observées, ainsi que les hautes latitudes galactiques qui sont sondées, nous assurent quasiment d'être loin du plan galactique (d'après les estimations sur les distances, l'étoile la plus proche est à $Z \sim 130$ pc, ou $D \sim 175$ pc). De plus, nous avons observé dans une direction où l'extinction totale est faible, avec $E(B - V) \sim 0.04$ mag et $A_V \sim 0.1$ mag. L'erreur alors associée pour une surestimation des extinctions serait négligeable, et valable uniquement pour les étoiles les plus proches. En effet, une erreur de 0.1 mag sur l'extinction (qui est l'erreur maximale que nous pouvons avoir) équivaut à une erreur inférieure à 4% sur les distances.

Ainsi, les valeurs de A_V estimées à partir de cette hypothèse sont celles utilisées avec l'Éq. 7.1 pour déterminer les distances des cibles de la Fig. 8.3d.

8.3 Sélection de l'échantillon final

Afin d'obtenir au mieux et avec la plus grande confiance les propriétés chimiques et dynamiques des populations d'étoiles de notre relevé, il est nécessaire d'imposer des critères de qualité sur les données et les résultats obtenus. Le but de cette section est de décrire les critères qui ont été choisis pour aboutir à ce sous-échantillon fiable.

– Premièrement, 53 spectres suspectés d'être des étoiles binaires ou dont les spectres étaient détériorés (par exemple : mauvaise soustraction du ciel) ont été enlevés. De plus, au vu des erreurs internes de la procédure finale de paramétrisation (Table 6.4), nous avons également rejeté les 67 spectres pour lesquels nous avons mesuré un SNR inférieur à 20 pixel^{-1} (56 cas), ou pour lesquels les erreurs associées aux vitesses radiales étaient supérieures ou égales à 10 km s^{-1} . En effet, comme il a été montré au Chap. 6.4, les erreurs sur les paramètres atmosphériques, et par conséquent sur les distances ne sont plus négligeables sous ces conditions. Nous rappelons que pour $\text{SNR} \geq 20 \text{ pixel}^{-1}$, des erreurs inférieures à 190 K, 0.3 dex et 0.2 dex sont obtenues pour les étoiles du disque épais, respectivement pour la température effective, la gravité de surface et la métallicité globale. Ces erreurs mènent à des erreurs inférieures à 35% sur les distances.

– Nous avons également rejeté les spectres pour lesquels les paramètres projetés sur les isochrones n'étaient pas compatibles avec les spectres observés. Pour cela, nous avons calculé des spectres synthétiques à partir des paramètres projetés sur les isochrones pour chaque étoile, puis comparé les distances entre les spectres observés et les solutions projetées ($\chi_{\text{isochrone}}^2$) à celles obtenues avec les solutions de la procédure de paramétrisation (χ_{pipeline}^2).

Évidemment, lorsque $\chi_{\text{isochrone}}^2 \leq \chi_{\text{pipeline}}^2$ la solution était retenue. Par contre, les effets dûs au bruit ou à une mauvaise normalisation font que nous ne devons pas exclure systématiquement tous les spectres pour lesquels $\chi_{\text{isochrone}}^2 > \chi_{\text{pipeline}}^2$. Empiriquement nous avons décidé qu'une solution ne devait pas être acceptée si la distance en χ^2 obtenue avec les paramètres projetés était 25% plus grande que celle obtenue avec la procédure de paramétrisation automatique. Ainsi, la relation suivante a été adoptée comme critère de rejet d'un spectre :

$$\frac{\chi_{\text{isochrone}}^2 - \chi_{\text{pipeline}}^2}{\chi_{\text{pipeline}}^2} > 0.25. \quad (8.3)$$

Ce critère a éliminé 24 étoiles, principalement des géantes (voir la Fig. 8.3a), pour lesquelles nous savons que nous avons des difficultés pour estimer correctement les distances.

– De plus, 11 étoiles pour lesquelles nous avons estimé un âge de 2 Gyr ont été rejetées de l'échantillon. En effet, des étoiles aussi jeunes ne sont pas attendues, ni pour le disque mince (du moins, pas à ces distances au dessus du plan), le disque épais ou le halo. Il y a deux raisons pour lesquelles ces étoiles doivent être exclues de la suite de l'analyse. Premièrement, des étoiles dont les paramètres correspondent à des âges aussi jeunes, sont des étoiles pour lesquelles les spectres sont vraisemblablement dégradés (mauvaise normalisation ou estimation de la vitesse radiale erronée), ou possédant des paramètres se trouvant à l'intérieur du "bassin" de dégénérescence entre les naines chaudes et les géantes (voir Chap. 6). Ce critère rejette également les étoiles de la branche horizontale (HB), qui, nous le rappelons, n'est pas modélisée par les isochrones de Y^2 que nous avons utilisés. Ainsi, une étoile de la HB, sera projetée sur l'isochrone le plus jeune car il s'agira de l'isochrone le plus proche de la mesure des paramètres atmosphériques dans le diagramme H–R.

– Enfin, nous avons retiré 43 étoiles pour lesquelles nous avons une erreur sur la distance supérieure à 50%.

La combinaison de tous ces critères a produit un sous-échantillon final de 479 étoiles, pour lesquelles 452 ont des mesures de mouvements propres et donc une caractérisation cinématique complète (voir les tables de l'Annexe E).

8.4 Simulation d'un échantillon de comparaison

Les outils de synthèse de populations stellaires (*modèle de Besançon*, Robin et al. 2003 ; *TRILEGAL*, Girardi et al. 2005 ; *Galaxia*, Sharma et al. 2011) sont souvent utilisés pour mieux interpréter des données provenant de grands relevés. Ces derniers modélisent le contenu stellaire de la Galaxie comme le résultat de la combinaison de populations distinctes (par exemple : disque mince, disque épais et halo). De plus, ces outils supposent pour chacune des populations stellaires une fonction de distribution $f(\mathbf{r}, \mathbf{v}, a, [M/H], m)$, où \mathbf{r} et \mathbf{v} sont les vecteurs position et vitesse, a l'âge, $[M/H]$ la métallicité et m la masse des étoiles. La forme de cette fonction de distribution est imposée *a priori*, et contient donc toutes les connaissances et les hypothèses admises sur la Galaxie. Ainsi, pour une ligne de visée et un intervalle de magnitudes apparentes donnés, la

TABLE 8.1 – Paramètres adoptés par le modèle de Besançon (d’après Robin et al. 2003).

	Âge (Gyr)	[Fe/H] (dex)	$\sigma_{[\text{Fe}/\text{H}]}$ (dex)	V_{lag} (km s ⁻¹)	σ_U (km s ⁻¹)	σ_V (km s ⁻¹)	σ_W (km s ⁻¹)
Disque mince	0 – 0.15	0.01	0.12	-3.5	16.7	10.8	6
	0.15 – 1	0.03	0.12	-3.1	19.8	12.8	8
	1 – 2	0.03	0.10	-5.8	27.2	17.6	10
	2 – 3	0.01	0.11	-7.3	30.2	19.5	13.2
	3 – 5	-0.07	0.18	-10.8	36.7	23.7	15.8
	5 – 7	-0.14	0.17	-14.8	43.1	27.8	17.4
	7 – 10	-0.37	0.20	-14.8	43.1	27.8	17.5
Disque épais	11	-0.78	0.30	-53	67	51	42
Halo	14	-1.78	0.50	-226	131	106	85
Bulbe	10	0.0	0.40	-79	113	115	100

Notes. La colonne V_{lag} représente le retard par rapport au LSR des populations considérées. Les trois dernières colonnes de la table représentent les valeurs des dispersions de vitesses (appelé aussi ellipsoïde des vitesses). Dans ce modèle le Soleil se situe à $R_{\odot} = 8500$ pc du centre galactique, le LSR a une vitesse de rotation $V_{\text{LSR}} = 226.4$ km s⁻¹, et les vitesses spécifiques du Soleil sont $U_{\odot} = 10.3$ km s⁻¹, $V_{\odot} = 6.3$ km s⁻¹, $W_{\odot} = 5.9$ km s⁻¹.

simulation effectuée des tirages aléatoires à partir des fonctions de distribution, et retourne la prédiction du modèle.

Dans ce mémoire nous avons utilisé le modèle de Besançon, dont les caractéristiques sont résumées dans la Table 8.1. En particulier, le modèle de Besançon suppose que le disque épais a été formé à partir d’une ou plusieurs accrétions de galaxies satellites, conduisant à une population ayant un seul âge (11 Gyr), avec une échelle de hauteur de 800 pc, une échelle de longueur de 2500 pc, une densité locale de 6.2% et aucun gradient vertical en métallicité ou en vitesse de rotation.

Afin de comparer nos observations aux prédictions de Besançon, nous avons effectué une requête *via* l’interface web, pour obtenir un catalogue simulé complet jusqu’à $m_V=19$ et $m_B=20$. De plus, pour ne pas être influencé par le bruit de Poisson provoqué par les tirages aléatoires du modèle, nous avons combiné les résultats de 8×10^4 étoiles simulées, provenant de 12 champs juxtaposés, balayant les coordonnées galactiques $l = [270^\circ; 285^\circ]$, $b = [45^\circ; 50^\circ]$.

Nous avons utilisé les paramètres standards du modèle pour inclure l’extinction interstellaire dans les simulations (densité de la poussière suivant une distribution de Einasto (1979), d’échelle de longueur 5 kpc, échelle de hauteur 140 pc, et une normalisation locale de 0.7 mag kpc⁻¹). De plus, nous avons inclus des erreurs dans les résultats de la simulation concernant les vitesses radiales, les mouvements propres et les magnitudes. Pour les mouvements propres et les vitesses radiales nous avons considéré des erreurs indépendantes de la magnitude, égales à 4.8 km s⁻¹ et 0.2”/siècle, en accord avec les erreurs moyennes établies au Chap. 3.3, et par Ojha (1994).

La photométrie que nous avons à notre disposition a été obtenue sur des plaques photométriques, dont l’erreur en fonction de la magnitude est généralement polynomiale (Robin et al. 2003). En adoptant les erreurs publiées dans la Table 2.1 de Ojha (1994), nous avons fait passer des polynômes de second degré par ces points. Les coefficients des courbes ajustées (voir Fig. 8.4),

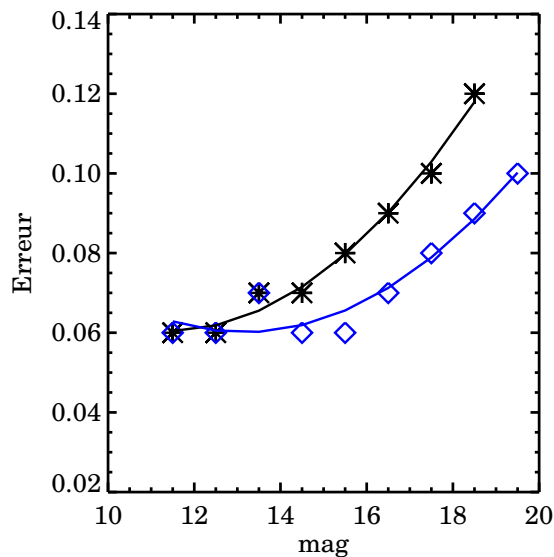


FIGURE 8.4 – Erreurs photométriques de l'échantillon observé (valeurs provenant de Ojha 1994). Des polynômes de second degré sont ajustés à ces points pour simuler des erreurs dans le modèle de Besançon. La courbe noire (étoiles) correspond à la bande V et la courbe bleue (diamants) à la bande B.

ont alors été utilisés pour simuler l'erreur sur les magnitudes en bande V et B. Ainsi, nous avons adopté :

$$\Delta_{m_V} = 0.2066 - 0.025714 \times m_V + 1.1309 \cdot 10^{-3} \times m_V^2 \quad (8.4)$$

$$\Delta_{m_B} = 0.2325 - 0.026199 \times m_B + 9.957 \cdot 10^{-4} \times m_B^2. \quad (8.5)$$

Enfin, les étoiles simulées ont été choisies aléatoirement dans le catalogue de Besançon avec un tirage Monte-Carlo, afin d'obtenir la même distribution en m_V et $(B - V)$ que notre échantillon final de 479 étoiles (Fig. 8.5). De plus, nous avons imposé qu'il y ait le même rapport entre le nombre de géantes et le nombre de naines. Tous ces critères ont rejeté 95% des étoiles du catalogue initial de Besançon, ne gardant, finalement que $\sim 4 \times 10^3$ étoiles simulées. Ce nouveau catalogue sera appelé dans ce qui suit, le catalogue brut (ou standard) de Besançon. Il sera utilisé pour l'interprétation des propriétés verticales de l'échantillon observé. En fonction des résultats obtenus à partir de cette comparaison, les populations galactiques (disque mince, disque épais et halo) seront séparées et caractérisées.

8.5 Gradients verticaux et transition entre les disques mince et épais

Nous pouvons à présent étudier comment les différents paramètres cinématiques et chimiques des étoiles de notre échantillon sont liés entre eux. Bien qu'une analyse plus minutieuse sera menée par la suite, en fonction de la distance par rapport au plan et en fonction des populations galactiques, les Fig. 8.6 et 8.7, montrent déjà les tendances générales de notre échantillon.

Les cibles se situent entre 175 pc et 10 kpc (correspondant à une distance au-dessus du plan variant entre 130 pc et 7.5 kpc), avec uniquement onze étoiles se trouvant entre 10 kpc et 32 kpc

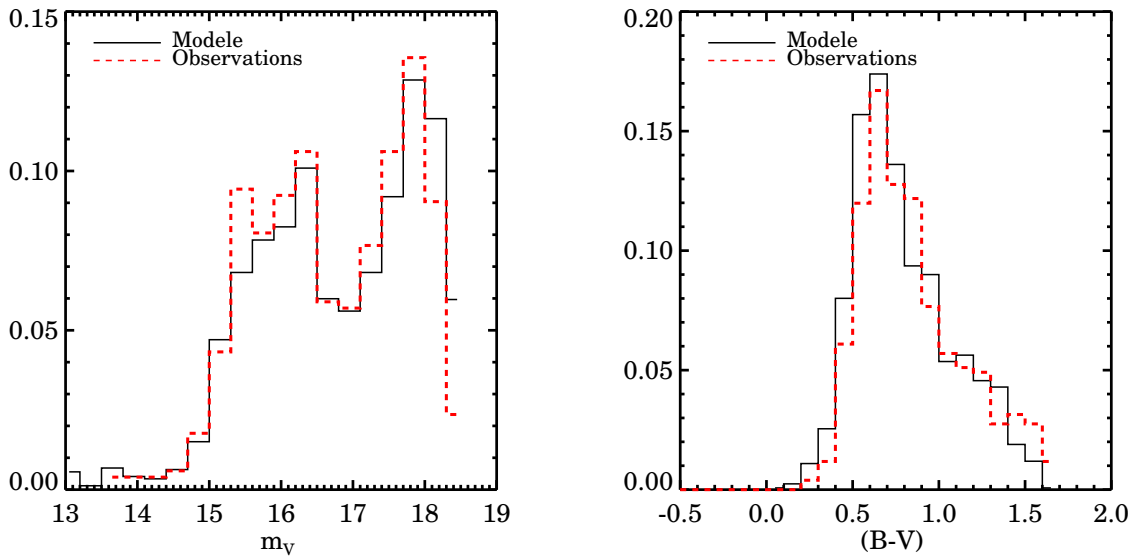


FIGURE 8.5 – Histogramme des distribution en magnitude (à gauche) et en couleur (à droite) pour l'échantillon observé (pointillés rouges) et l'échantillon de Besançon biaisé (trait continu noir).

($Z \sim 24$ kpc). Comme nous l'avons décrit au Chap. 7, ces étoiles lointaines sont susceptibles de souffrir de larges erreurs sur leurs estimations de distances (voir également la barre d'erreur associée sur la Fig. 8.6c) et de ce fait les conclusions qui seront tirées à partir de ces cibles devront être considérées avec précaution.

De plus, notons un excès d'une dizaine d'étoiles ayant des vitesses négatives de V_Z (composante verticale de la vitesse, dans le sens du pôle sud galactique) et de V_R (en direction du centre de la Galaxie). Nous avons recherché dans la littérature si de telles vitesses pouvaient être interprétées par des courants d'étoiles connus vers notre ligne de visée (de Jong et al. 2010), mais aucun courant avec ces propriétés n'est connu à ce jour. Vu que nous avons rejeté les spectres ayant un faible SNR, cet excès a peu de chances de provenir d'un biais de notre méthode de détermination des distances. De plus, nous avons vérifié que ces étoiles ne se regroupaient pas dans d'autres espaces de paramètres, tels que la métallicité ou la position, excluant donc qu'il s'agisse d'un courant d'étoiles. L'hypothèse d'un effet dû à une faible statistique est donc privilégiée.

Nous pouvons remarquer également que la métallicité des étoiles diminue en fonction de leur éloignement par rapport au plan (voir Fig. 8.6c), ce qui est attendu pour un échantillon composé d'un mélange d'étoiles du disque mince, disque épais et halo. Cependant, une comparaison avec les prédictions du modèle de Besançon, indique que notre échantillon manque d'étoiles à faible métallicité ($[M/H] < -1.5$ dex) pour des distances supérieures à 3 kpc au-dessus du plan. La question qui se pose alors est de savoir si ces étoiles sont véritablement absentes de nos observations, ou si elles ont été rejetées suite aux critères de sélections appliqués à la Sect. 8.3.

L'étude des magnitudes et des vitesses radiales des étoiles exclues (cercles vides dans la Fig. 8.6a), montre qu'une grande partie des étoiles avec $m_V \gtrsim 18$ mag et $V_{\text{rad}} > 150$ km s $^{-1}$ ont été rejetées. Or, en direction de ces coordonnées galactiques, ces vitesses radiales correspondent

à celles d'étoiles du halo. Les étoiles du halo étant pauvres en métaux et préférentiellement loin du plan, il s'agit donc bien d'un argument en faveur du fait que les étoiles "manquantes" de la Fig. 8.6c ont été observées, mais rejetées suite à un ou plusieurs de nos critères de qualité.

Enfin, comme le montre la Fig. 8.6b, les vitesses radiales des étoiles vont jusqu'à $V_{\text{rad}} = +400 \text{ km s}^{-1}$. À ces latitudes galactiques, $V_{\text{rad}} \gtrsim 300 \text{ km s}^{-1}$ correspond à des étoiles du halo ayant des orbites rétrogrades (Fig. 8.6d). Ces étoiles vont être étudiées plus amplement dans la section concernant le halo.

8.5.1 Structure verticale

Avant de s'intéresser à la caractérisation des populations galactiques, nous étudions d'abord la structure verticale de l'échantillon. Dans un premier temps, les cibles vont être séparées en fonction de leur distance par rapport au plan puis par la suite, des gradients verticaux seront calculés.

Séparation des cibles par rapport à $Z \sim 1 \text{ kpc}$ Nous avons séparé notre échantillon en étoiles plus proches ou plus distantes de 1 kpc du plan galactique, obtenant ainsi deux sous-échantillons de 201 et 251 étoiles, respectivement. Rappelons que cette coupure à $Z = 1 \text{ kpc}$, correspond approximativement à l'échelle de hauteur du disque épais (voir Table 1.1), ainsi qu'à la distance au-dessus de laquelle Gilmore et al. (2002) ont identifié la population ayant un moment angulaire intermédiaire ($V_{\text{lag}} \sim -100 \text{ km s}^{-1}$ vers $l \sim 270^\circ$ et $b \sim 33^\circ$, voir Fig. 8.1a).

Les histogrammes de gauche de la Fig. 8.8, représentent une comparaison entre les résultats observationnels (en tirets rouges) et les prédictions du modèle de Besançon (trait plein et pointillés noirs) pour la métallicité, et les trois composantes des vitesses, V_R, V_ϕ, V_Z , pour les étoiles plus proches de 1 kpc du plan galactique. Nous pouvons y voir que le modèle reproduit plutôt correctement les observations, sauf pour la métallicité, pour laquelle nous mesurons un pic de plus pauvre de 0.15 dex. Cependant, les queues de la distribution sont bien retrouvées.

D'autre part, pour les cibles les plus lointaines (histogrammes de droite de la Fig. 8.8), plusieurs ajustements doivent être effectués avant de pouvoir trouver un accord entre les observations et le modèle. En effet, comme le rappelle la Table 8.1, le modèle de Besançon considère un disque épais et un halo ayant des métallicités moyennes respectivement de $[\overline{M/H}]_{TD} = -0.78 \text{ dex}$, et $[\overline{M/H}]_H = -1.78 \text{ dex}$. Or ces valeurs sont trop pauvres comparées aux valeurs moyennes qui peuvent être trouvées dans la littérature (voir par exemple les valeurs de la Table 1.1 pour le disque épais et Carollo et al. 2010 pour le halo). En modifiant ces valeurs moyennes, nous trouvons qu'un disque épais et un halo respectivement plus riches que les valeurs par défaut du modèle de 0.3 dex et 0.2 dex, conduisent à un bien meilleur accord pour la distribution en métallicité. Ceci peut se voir également sur la Fig. 8.8, où l'histogramme en pointillés, en haut à droite, représente le modèle standard de Besançon, et l'histogramme en trait plein représente le modèle avec les métallicités modifiées. Un test de Kolmogorov-Smirnov³ indique que nos observations ont une probabilité égale à $\sim 3 \times 10^{-11}\%$ de provenir de la même distribution en métallicité que le modèle de Besançon standard, et $\sim 10\%$ de chances de provenir de la même distribution que le modèle modifié.

À ce niveau de l'étude et au vu de ces résultats, nous proposons donc les métallicités moyennes pour le disque épais $[\overline{M/H}]_{TD} = -0.48 \text{ dex}$, et pour le halo $[\overline{M/H}]_H = -1.58 \text{ dex}$. Notons toutefois que la valeur proposée pour le halo peut souffrir du rejet systématique des

3. En statistique, le test de Kolmogorov-Smirnov est utilisé pour déterminer si deux échantillons suivent la même distribution.

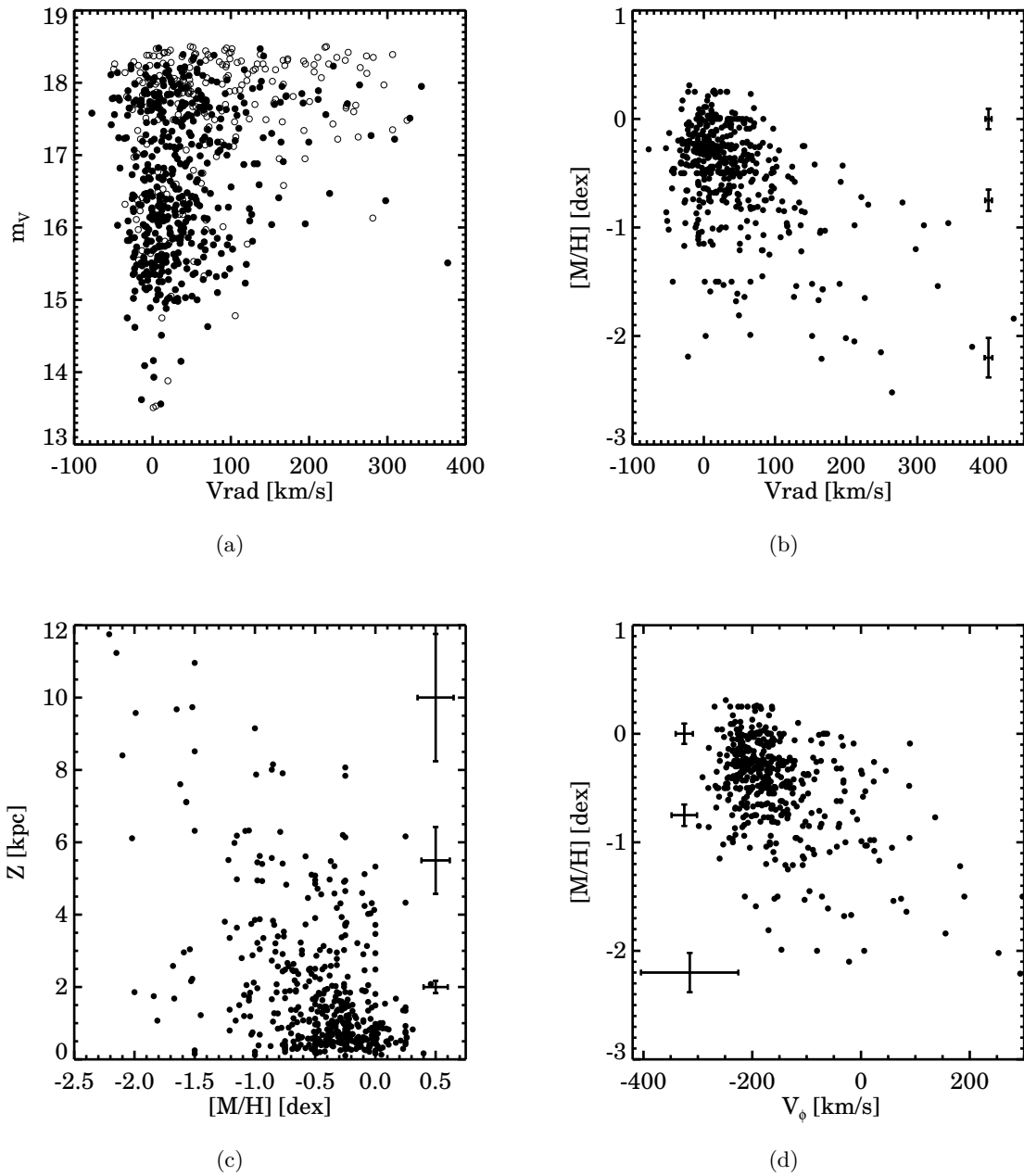


FIGURE 8.6 – Propriétés chimiques et cinématiques de notre échantillon. Les points vides représentent les cibles qui ont été rejetées de notre analyse suite aux divers critères de qualité. (a) : Magnitude apparente m_V en fonction de la vitesse radiale V_{rad} . Nous pouvons voir que les étoiles rejetées ont majoritairement des magnitudes élevées et de grandes vitesses radiales, correspondant à des étoiles du halo. (b) : Métallicité en fonction de la vitesse radiale. (c) : Évolution de la métallicité des étoiles par rapport à la distance au plan galactique Z . (d) : Métallicité en fonction de la vitesse de rotation orbitale V_ϕ .

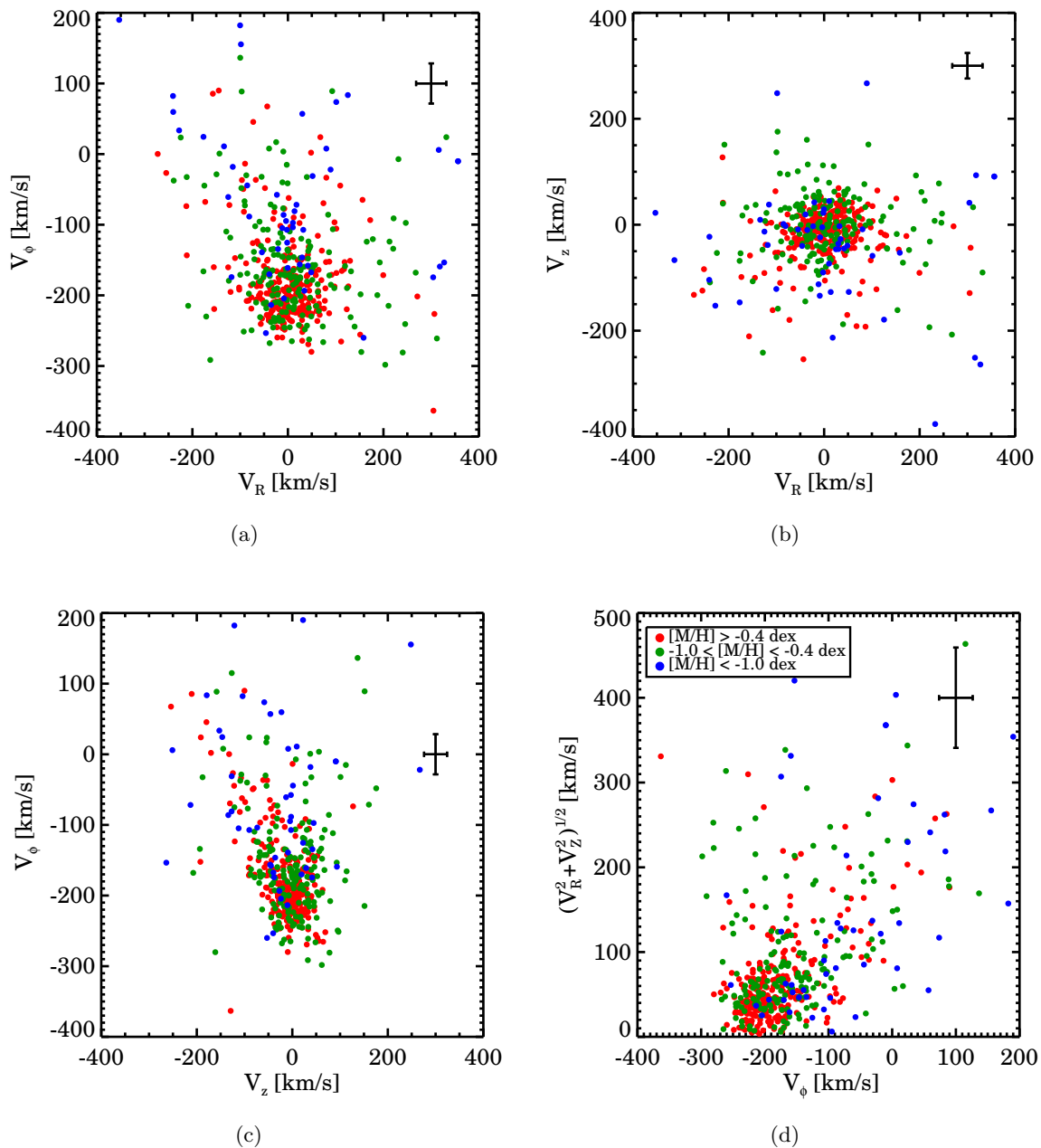


FIGURE 8.7 – Propriétés cinématiques des étoiles de notre échantillon. Un code de couleurs en fonction de la métallicité des étoiles a été choisi. Le diagramme de Toomre représenté en (d) relie l'énergie cinétique perpendiculairement au plan avec la vitesse de rotation des étoiles. Nous pouvons voir que les étoiles pauvres en métaux ne suivent pas des orbites circulaires dans le plan. Ces résultats sont en accord avec des étoiles appartenant au disque épais ou au halo galactique.

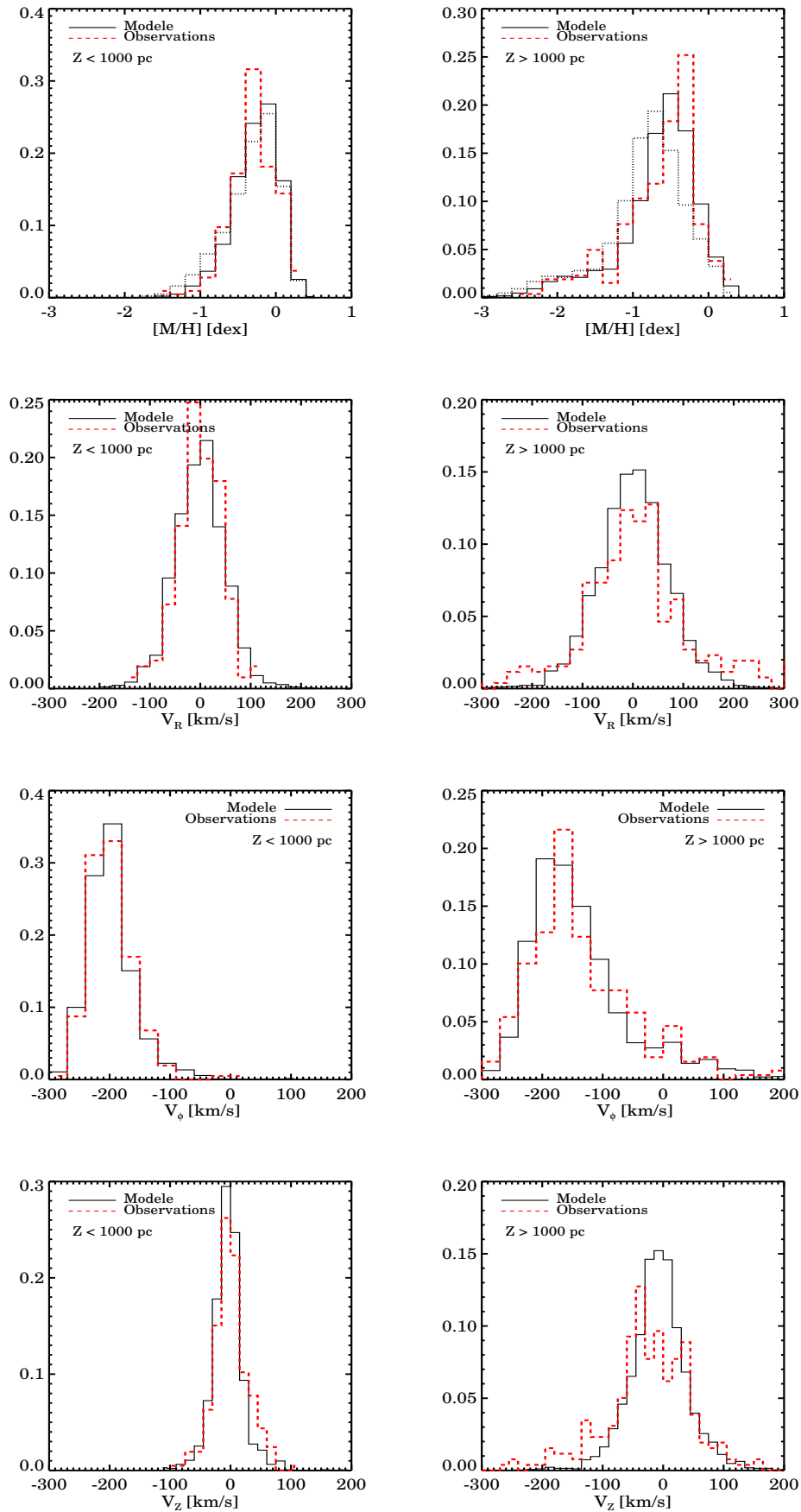


FIGURE 8.8 – Distributions de métallicité et de vitesses pour l'échantillon proche du plan (à gauche) et loin du plan (à droite). Les histogrammes noirs représentent les prédictions du modèle de Besançon possédant un disque épais dont la métallicité moyenne est égale à -0.48 dex. Le modèle dont l'histogramme est en pointillés noirs (figures du haut) possède un disque épais de métallicité moyenne de -0.78 dex.

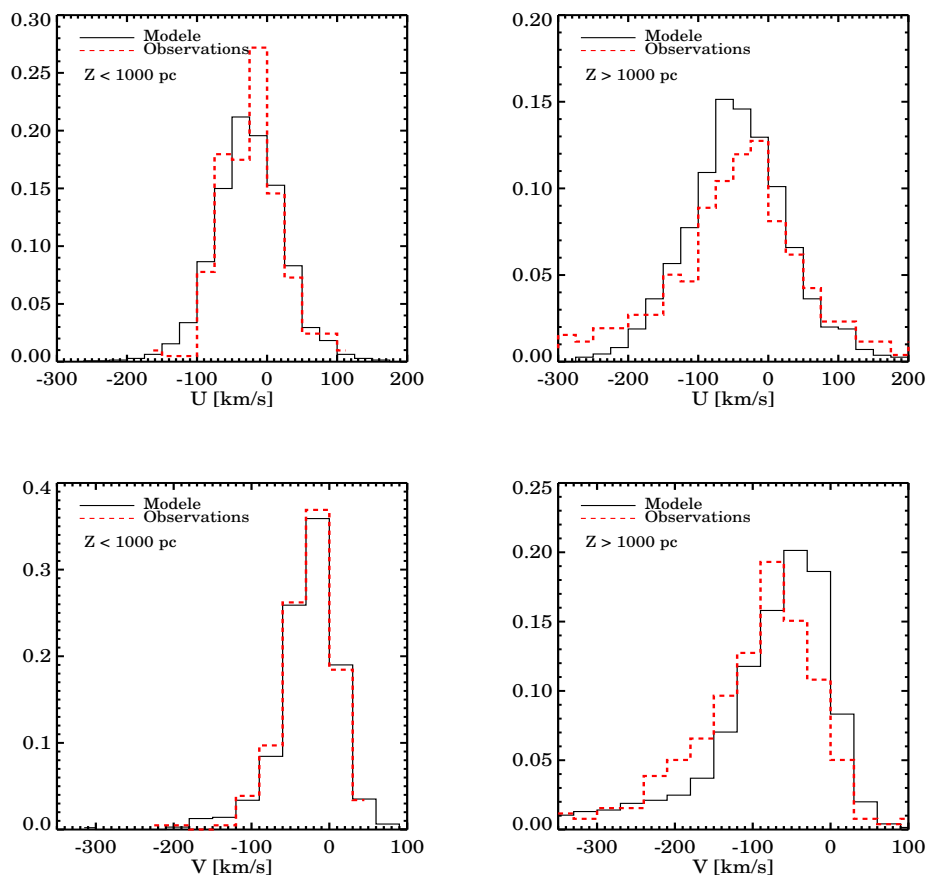


FIGURE 8.9 – Comparaison des vitesses cartésiennes héliocentriques simulées par le modèle de Besançon (en noir) puis calculées par nous mêmes (en rouge) pour l'échantillon proche du plan (à gauche) et loin du plan (à droite).

étoiles de faible métallicité, comme décrit au début de la Sect. 8.5.

En ce qui concerne les distributions des trois composantes des vitesses orbitales, le modèle de Besançon reproduit correctement les distributions de V_R et V_Z , aussi bien près du plan, que loin de celui-ci. Les ailes de distribution plus larges que nous observons proviennent des incertitudes cumulées sur les positions, les mouvements propres et les vitesses radiales, comme cela a été montré au Chap. 7.3. En revanche, ces incertitudes ne suffisent pas pour expliquer le désaccord pour la composante de rotation (V_ϕ). En effet, nous observons une distribution piquée à -165 km s^{-1} (en coordonnées cartésiennes $V = -70 \text{ km s}^{-1}$, voir Fig. 8.9), inférieure de $\sim 20 \text{ km s}^{-1}$ à la vitesse prédite et correspondant à celle du disque épais canonique. Cependant, comme il a déjà été noté plus haut, cet effet est à peine visible sur la distribution en vitesse radiale (voir Fig. 8.1), et du moins qu'on puisse dire, le retard observé est beaucoup moins contrasté que celui observé à la Fig. 2 de Gilmore et al. (2002). Une des raisons possibles pour expliquer cet effet est qu'à de plus hautes latitudes galactiques, la contribution de V dans la V_{rad} est moins importante que dans le cas de Gilmore et al. (2002) ($\cos b = 0.85$ dans leur cas, contre 0.65 dans le notre).

Calcul de gradients verticaux Afin de mieux comprendre quelles sont les causes de ces différences avec les prédictions du modèle de Besançon, ainsi que de déceler à quelle hauteur elles apparaissent, nous allons étudier l'évolution verticale des paramètres en faisant des *coupures* (appelées aussi des *bins*) plus petites au dessus du plan. Pour cela, nous allons nous arrêter à $Z = 4 \text{ kpc}$, et ajuster la taille des *bins* afin qu'ils comportent au moins 20 étoiles.

Notons que dans ce qui suit nous préférons montrer les comparaisons avec le modèle de Besançon en coordonnées cartésiennes U, V, W ($W = V_Z$). En effet, le modèle mélangeant plusieurs ingrédients pour obtenir ses estimations (ex : distance par rapport au centre galactique, vitesse spécifique du Soleil par rapport au LSR, voir Sect. 8.4 et Robin et al. 2003) il nous a semblé plus judicieux d'effectuer la comparaison dans le référentiel héliocentrique cartésien. Toutefois, les gradients et les vitesses que nous mesurerons, seront exprimées en coordonnées cylindriques V_R, V_ϕ, V_Z , qui est le référentiel le plus adapté lorsque de grandes distances sont sondées.

Les points des Fig. 8.10a à 8.10c, ont été obtenus à partir de 5×10^3 simulations Monte-Carlo sur les positions D et les métallicités, produisant ainsi autant de valeurs différentes de vitesses. Pour chacune des réalisations et pour chacun des *bins*, les valeurs médianes ainsi que les déviations absolues médianes (MAD) de la métallicité et de la vitesse V (et V_ϕ) des étoiles ont été calculées. Les valeurs finales présentées sur les figures sont les moyennes sur les 5×10^3 tirages, et les erreurs associées correspondent à la dispersion des résultats.

Les résultats (en noir) obtenus pour la métallicité (Fig. 8.10a), la vitesse V (Fig. 8.10b) et la dispersion de vitesse σ_V (Fig. 8.10c), montrent un net changement de régime aux alentours de 1 kpc, c'est-à-dire là où le disque épais est suspecté de devenir la population dominante. À titre de comparaison, le pourcentage d'étoiles de chaque composante à une altitude Z donnée prédit par le modèle de Besançon est montré sur la Fig. 8.10d.

En dessous de 1 kpc, il n'y a pas de variations de la métallicité avec la distance au plan, en accord avec une population dominée par un disque mince âgé de plus de 5 Gyr (voir par exemple la Table 3 de Soubiran et al. 2008b). En revanche, pour les étoiles les plus lointaines nous mesurons un gradient égal à

$$\partial[M/H]/\partial Z = -0.14 \pm 0.05 \text{ dex kpc}^{-1}.$$

Ce gradient est proche de celui mesuré par Ruchti et al. (2011) pour des géantes du disque épais,

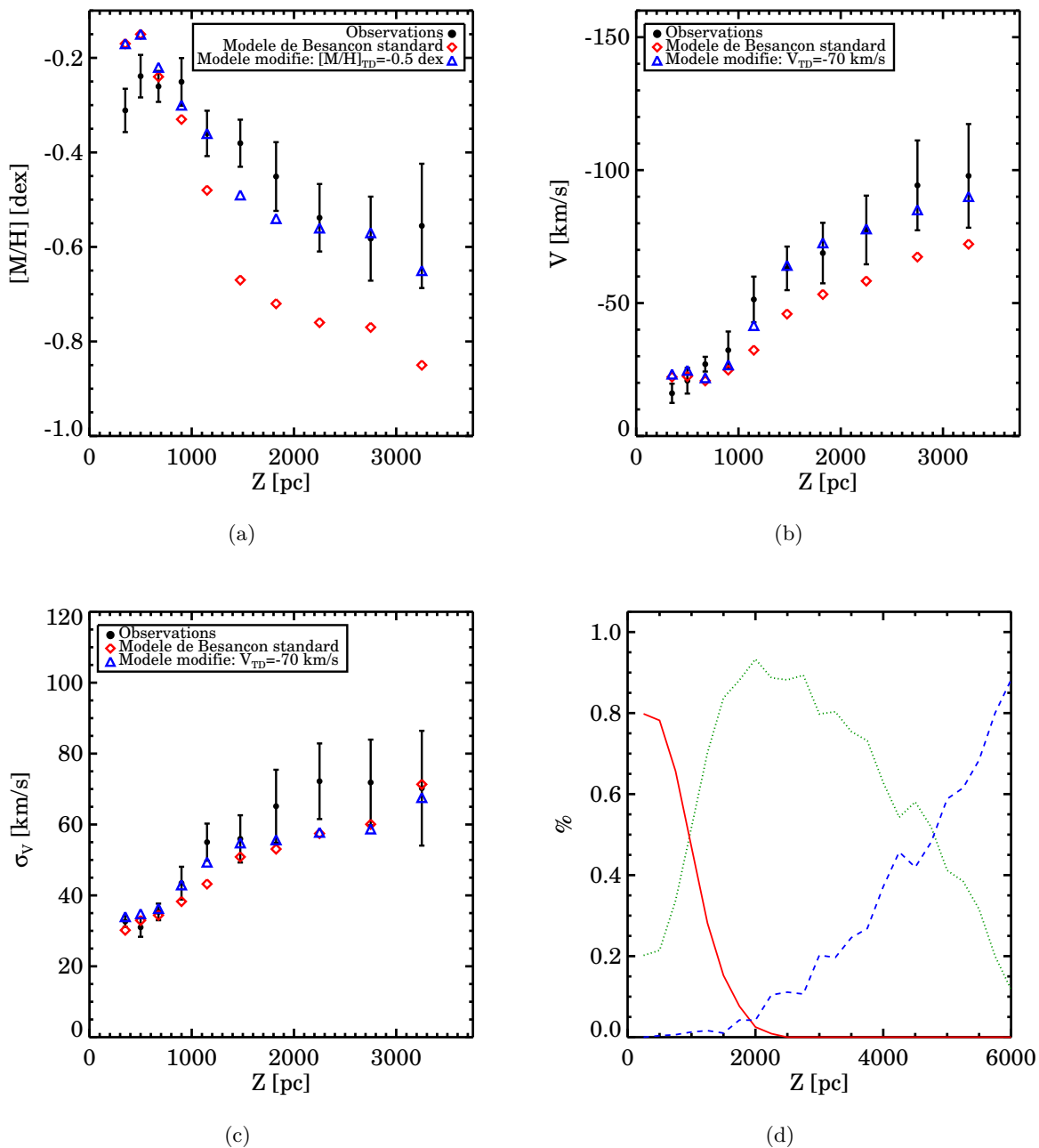


FIGURE 8.10 – Gradients verticaux mesurés pour la métallicité, la vitesse de rotation et la dispersion de vitesses σ_V . Les résultats du modèle de Besançon standard, et modifié sont représentés respectivement en rouge et en bleu. La figure (d) représente la proportion d'étoiles appartenant au disque mince (trait plein rouge), disque épais (pointillés verts) et halo (tirets bleus) prédit par le modèle de Besançon en fonction de la distance au plan Z .

choisies en fonction de leur cinématique ($\partial[M/H]/\partial Z = -0.09 \pm 0.05 \text{ dex kpc}^{-1}$). Il est également en accord (à 2σ près) avec celui mesuré par Katz et al. (2011), pour des étoiles du disque épais choisies en fonction de leur distance par rapport au plan ($\partial[M/H]/\partial Z = -0.07 \pm 0.01 \text{ dex kpc}^{-1}$). Notons toutefois que ce gradient peut être sous-estimé puisque, comme nous l'avons dit précédemment, l'échantillon peut manquer d'étoiles pauvres à de grandes distances.

En ce qui concerne les vitesses orbitales des étoiles comprises entre 1 et 4 kpc, nous avons mesuré des gradients de

$$\begin{aligned}\partial V_\phi / \partial Z &= 19 \pm 8 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1} \\ \partial \sigma_{V_\phi} / \partial Z &= 9 \pm 7 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}\end{aligned}$$

(correspondant en coordonnées cartésiennes à $\partial V / \partial Z = -23 \pm 8 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$, $\partial \sigma_V / \partial Z = 11 \pm 6 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$). Pour comparaison, notons que pour des étoiles sélectionnées aux mêmes altitudes que nous, notre gradient est en accord avec celui trouvé par Spagna et al. (2010), et Lee et al. (2011) qui mesurent $\partial V_\phi / \partial Z = 19 \pm 2 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. De même, Girard et al. (2006) trouvent $\partial V / \partial Z = 30 \pm 3 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ et Casetti-Dinescu et al. (2011) mesurent $\partial V_\phi / \partial Z = 25 \pm 2 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$. Nos valeurs sont donc inférieures, mais en accord, aux erreurs près, avec ces sondages. Néanmoins, pour des cibles sélectionnées en métallicité ($-0.8 < [M/H] < -0.6 \text{ dex}$) et en altitude ($1 < Z < 4 \text{ kpc}$), le gradient avancé par Carollo et al. (2010) de $\partial V_\phi / \partial Z = 36 \pm 1 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ n'est pas compatible avec nos mesures.

Afin de mieux comprendre ces tendances, nous utilisons une fois de plus le modèle de Besançon, et nous le comparons à nos observations. Les losanges rouges des Fig. 8.10 montrent les résultats du modèle brut (standard), c'est-à-dire tel que téléchargé et biaisé en magnitudes et en couleurs pour correspondre à nos observations. Les triangles bleus correspondent au modèle dont les propriétés du disque épais et du halo ont été modifiées en fonction des résultats suggérés précédemment. Ainsi, leurs métallicités moyennes ont été enrichies respectivement de $+0.3 \text{ dex}$ et $+0.2 \text{ dex}$, et la valeur du retard en vitesse de rotation du disque épais, V_{lag} , a été fixée à -70 km s^{-1} (à la place de -53 km s^{-1} qui est admis par le modèle standard).

Comme nous nous y attendions par l'étude au-dessus et en-dessous de 1 kpc du plan, le modèle brut de Besançon ne reproduit pas correctement nos données. Toutefois, le modèle modifié avec un disque épais et un halo plus riches en métaux, ainsi qu'un disque épais en retard par rapport au LSR de $\bar{V} = -70 \text{ km s}^{-1}$, conduisent à un bien meilleur accord entre les observations et les prédictions. En particulier, nous pouvons voir que les gradients mesurés entre 1 et 4 kpc peuvent être expliqués par ce modèle approximatif, comme une transition continue entre les différentes populations galactiques, sans faire appel à des gradients intrinsèques au disque épais (on rappelle que le modèle de Besançon ne considère pas de gradients verticaux pour cette composante).

Cependant, même suite à ces ajustements, le modèle modifié n'arrive pas à représenter correctement tous les aspects de nos observations. En particulier, il y a un désaccord aux altitudes autour desquelles le disque épais devient la population dominante, vers $Z \sim 1 \text{ kpc}$. De plus, le plateau obtenu aux fortes métallicités suggère une densité locale du disque épais plus élevée que celle admise par le modèle de Besançon, corrélée peut-être avec une échelle de hauteur différente. En effet, le modèle prédit le nombre d'étoiles du disque épais observées en dessous d'une certaine échelle de hauteur, et de ce fait, l'échelle de hauteur et la normalisation à $Z = 0$ est un problème dégénéré.

8.5.2 Interface entre le disque mince et le disque épais

Les modèles galactiques supposant un disque épais de nature différente que le disque mince, prédisent naturellement pour une tranche de hauteur Z donnée, une corrélation entre la métallicité, $[M/H]$, et la vitesse de rotation V_ϕ . En effet, cette corrélation est expliquée par le passage progressif d'une population dominée par le disque mince, riche en métaux et en rotation rapide, vers une population dominée par le disque épais plus pauvre en métaux et en rotation plus lente.

Par contre, une telle corrélation n'est pas prédite dans le cas d'un disque épais formé majoritairement par des processus internes tels que la migration radiale. Rappelons que le processus de migration radiale implique que des étoiles qui se sont formées à des rayons galactiques différents du rayon orbital du Soleil, peuvent se retrouver dans le voisinage solaire suite à deux principaux processus : des résonances de corotation avec les bras spiraux (on parle alors de *churning*) et des diffusions des orbites, par exemple par des nuages moléculaires géants (processus de *blurring*, ou brouillage). Le *blurring* permet de garder le même moment angulaire, tout en changeant l'excentricité des étoiles, et le *churning* provoque un changement du moment angulaire des étoiles tout en gardant des orbites circulaires (Schönrich & Binney 2009b).

Ainsi, pour une hauteur Z au-dessus du plan, le scénario de la migration radiale prédit l'existence d'étoiles formées à des rayons galactiques différents, donc balayant des âges et des intervalles de métallicité différents. Lorsque le mélange radial n'est pas complet, les étoiles ayant des métallicités faibles, sont relativement jeunes et proviennent principalement des rayons externes de la Galaxie. Elles ont donc une vitesse V_ϕ plus élevée que les étoiles enrichies en métaux, formées à des rayons galactiques plus petits, produisant donc une relation entre les vitesses de rotation et les métallicités. En revanche, pour un mélange radial complet, des étoiles pauvres en métaux ont eu le temps de migrer jusqu'au voisinage solaire à partir des régions internes de la Galaxie. En se déplaçant vers les régions galactiques où le potentiel gravitationnel est plus faible, les dispersions verticales de leurs vitesses (σ_{V_z}) ont augmenté et leurs orbites se sont mélangées. De ce fait, la corrélation entre V_ϕ et $[M/H]$ aura disparu (Loebman et al. 2011).

L'existence d'une telle corrélation dans la Voie Lactée, aux régions de transition entre le disque mince et le disque épais, est une question n'ayant pas encore eu de réponse définitive. En effet, Ivezić et al. (2008) et Navarro et al. (2011) n'en détectent pas, contrairement à Spagna et al. (2010) et Lee et al. (2011) qui mesurent une corrélation de l'ordre de $45 \text{ km s}^{-1} \text{ dex}^{-1}$.

Pour notre échantillon, en fonction de la densité locale des étoiles du disque épais et des différentes échelles de hauteurs mises en jeu, la transition entre les deux composantes galactiques se fait entre 500 pc et 2 kpc (Fig. 8.10d). La Fig. 8.11 montre les corrélations trouvées pour différentes tranches⁴ de Z dans cet intervalle. Comme précédemment, les erreurs ont été prises en compte grâce à 5000 tirages Monte-Carlo.

Nous remarquons une nette corrélation, visible pour tous les *bins* de hauteur. En l'occurrence, pour des distances au plan comprises entre 0.8 kpc et 2 kpc, nous mesurons :

$$\partial V_\phi / \partial [M/H] = -45 \pm 12 \text{ km s}^{-1} \text{ dex}^{-1},$$

en accord avec les résultats de Spagna et al. (2010) et Lee et al. (2011).

Cette corrélation semble impliquer que, pour nos observations, la migration radiale ne peut pas être le processus majeur de formation du disque épais, et que ce dernier est de nature différente du disque mince (comme cité plus haut). Cela est d'avantage confirmé par le fait

4. L'épaisseur des tranches a été choisie arbitrairement afin que les barres d'erreur soient raisonnablement petites, de l'ordre de $\sim 15 - 20 \text{ km s}^{-1}$.

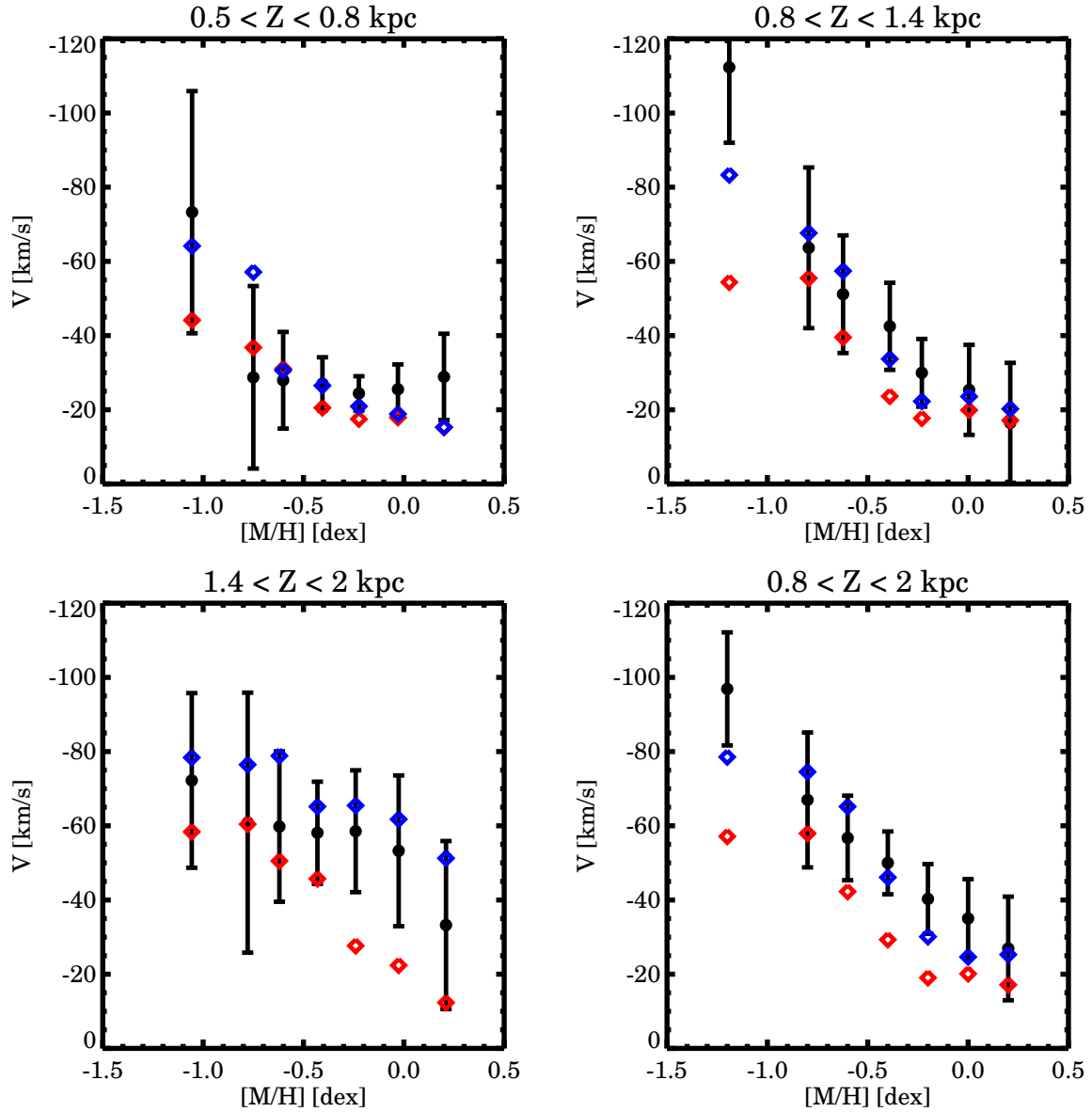


FIGURE 8.11 – Corrélation entre la métallicité et la vitesse de rotation orbitale des étoiles, à différentes tranches de Z où la transition entre le disque mince et le disque épais est attendue. Sur chacune des figures sont représentées les valeurs mesurées (points noirs), les prédictions du modèle de Besançon standard (losanges rouges) et du modèle de Besançon modifié avec $\overline{V_{TD}} = -70 \text{ km s}^{-1}$ et $[\overline{M/H}]_{TD} = -0.48 \text{ dex}$ (triangles bleus).

que nos mesures sont en accord avec le modèle de Besançon modifié ($\overline{V_{TD}} = -70 \text{ km s}^{-1}$, $\overline{[M/H]}_{TD} = -0.48 \text{ dex}$, triangles bleus de la Fig. 8.11) qui considère également un disque épais distinct du disque mince.

Nous allons donc à présent nous concentrer sur la caractérisation de chacune des populations galactiques.

8.6 Caractérisation des différentes composantes galactiques

Le but de cette section est de sélectionner les étoiles appartenant au disque mince, disque épais et halo, afin de caractériser chacune de ces trois composantes. Il n'existe pas de méthode prédéterminée pour le faire, toute technique de sélection obéissant à une certaine stratégie de recherche pour mesurer les caractéristiques désirées. Par exemple, pour déterminer la cinématique des composantes, une sélection en fonction de la métallicité et du rapport de l'abondance des éléments α par rapport à celle du fer peut être faite (ex : Navarro et al. 2011). Inversement, si la métallicité des différentes populations doit être évaluée, une sélection des cibles selon leur excentricité ou de la hauteur maximale au-dessus du plan atteinte au cours de l'orbite de l'étoile peut être adoptée. Le point important à souligner est qu'aucune de ces méthodes ne garantit l'obtention d'un échantillon pur, composé uniquement d'une seule population galactique. Dans ce qui suit nous allons décrire les deux techniques que nous avons adoptées pour cette thèse : la sélection probabiliste, en fonction de la cinématique des étoiles, et la sélection en fonction de la distance par rapport au plan galactique.

L'approche cinématique que nous avons utilisée dans un premier temps présente l'avantage de ne pas faire d'hypothèses sur les échelles de hauteurs des différentes composantes (Soubiran & Girard 2005; Bensby & Feltzing 2006; Ruchti et al. 2010). En revanche, elle suppose un ellipsoïde de vitesses, imposant ainsi de trouver des candidats à l'intérieur des distributions adoptées. De ce fait, des biais sont inévitablement introduits lors du calcul des excentricités. En effet, les étoiles du disque mince qui sont cinématiquement froides (petites dispersions de vitesses) auront de faibles excentricités. Par contre, les étoiles du halo, cinématiquement plus chaudes (grandes dispersions de vitesses), auront de fortes excentricités. De plus, cette approche peut introduire de mauvaises classifications systématiques, là où se superposent les distributions de vitesses, ou alors lorsque les distributions diffèrent de celles attendues (par exemple : distributions non gaussiennes, ou alors avec des moyennes et des dispersions différentes, voir Binney 2010).

En pratique, l'approche cinématique calcule pour chaque jeu de vitesse U , V , W , une probabilité d'appartenance à chacune des composantes galactiques, de la façon suivante :

$$P = \frac{1}{(2\pi)^{3/2} \sigma_U \sigma_V \sigma_W} \cdot \exp \left(-\frac{U^2}{2\sigma_U^2} - \frac{(V - V_{\text{lag}})^2}{2\sigma_V^2} - \frac{W^2}{2\sigma_W^2} \right). \quad (8.6)$$

Notons que certains travaux se limitant à des observations dans le voisinage solaire (par exemple Bensby & Feltzing 2006), rajoutent à l'expression 8.6 un terme équivalent à la densité d'étoiles de chaque composante. Comme ce n'est pas le cas pour cette étude, nous n'avons pas pris en compte ce terme.

Les valeurs adoptées pour σ_U , σ_V , σ_W et V_{lag} dépendent de la population considérée. Dans ce mémoire, les valeurs adoptées sont celles représentées sur la Table 8.2. Elles ont été prises dans Bensby & Feltzing (2006), excepté la valeur de V_{lag} du disque épais, dont la valeur de

TABLE 8.2 – Ellipsoïdes de vitesses adoptés pour chacune des composantes galactiques

Composante galactique	σ_U (km s ⁻¹)	σ_V (km s ⁻¹)	σ_W (km s ⁻¹)	V_{lag} (km s ⁻¹)
Disque mince	35	20	16	-15
Disque épais	67	38	35	-70
Halo	160	90	90	-220

TABLE 8.3 – Identification des populations galactiques, obtenue à partir des spectres synthétiques du modèle de Besançon, à SNR=20 pixel⁻¹

Disque mince		Disque épais		Halo	
(1)	(2)	(1)	(2)	(1)	(2)
84% D	77% D	25% D	15% D	1% D	0% D
16% TD	23% TD	73% TD	78% TD	56% TD	34% TD
0% H	0% H	2% H	7% H	43% H	66% H

Notes. (1) Sélection à partir des vitesses des étoiles (approche probabiliste). (2) Sélection à partir de leur position Z , au-dessus du plan galactique. Les indices D, TD et H, correspondent respectivement au disque mince, disque épais et halo, tels que identifiés par le modèle de Besançon.

-70 km s⁻¹ a été adoptée, comme cela a été suggérée par l’analyse verticale de l’échantillon dans la Sect. 8.5.1.

Afin de pouvoir attribuer une étoile au disque mince, au disque épais ou au halo, il faut que la probabilité d’appartenance à l’une des composantes soit significativement plus élevée que celle d’appartenir aux autres. Plus le rapport adopté est élevé, plus la sélection sera robuste aux erreurs de mesure, mais également, moins d’étoiles seront sélectionnées dans les intervalles de paramètres où les distributions de chaque population se superposent. Le nombre total d’étoiles classées sera alors fortement diminué.

Pour éviter ce problème, au lieu d’attribuer une appartenance définitive à partir des valeurs finales de U , V , W (voir Table E.3), cela a été fait pour chacun des 5000 tirages Monte-Carlo ayant servi à calculer les erreurs sur les vitesses (voir Chap. 7.3). Pour chaque tirage, le rapport de probabilités adopté pour classer une étoile a été fixé arbitrairement à 4 (comme nous allons le voir plus bas, un rapport plus élevé n’améliorerait pas la classification). Pour chaque cible, la composante galactique pour laquelle le plus grand nombre de tirages lui est attribué, est sélectionnée comme étant la classe finale de l’étoile.

Nous avons testé cette méthode sur les paramètres obtenus à partir des spectres synthétiques du catalogue de Besançon, présentés au Chap. 7.1.1. Les ellipsoïdes de vitesses adoptés sont les mêmes que ceux de la Table 8.2, sauf pour V_{lag} , où pour cette application particulière nous avons choisi une valeur compatible avec le modèle, égale à -46 km s⁻¹ (Bensby & Feltzing 2006). Nous avons utilisé l’information publiée par le catalogue concernant l’appartenance de chaque étoile, pour vérifier la contamination des autres populations. Les résultats obtenus pour des spectres bruités à SNR \sim 20 pixel⁻¹ sont représentés sur la Table 8.3, sous le label (1). Nous pouvons voir que cette méthode identifie relativement bien les étoiles appartenant au disque mince (première colonne), mais que 25% de notre sous-échantillon de disque épais est en réalité constitué d’étoiles du disque mince (troisième colonne). Ce résultat est encore moins bon en ce qui concerne le halo, avec plus de la moitié des candidats appartenant finalement au disque épais.

Il est important de noter que pour plus de 80% des étoiles, la classification à l'une des composantes galactiques ne change pas si le rapport de probabilités est augmenté (nous rappelons que dans notre cas il est égal à 4). En effet, nos erreurs sur les vitesses sont telles que pour la plupart des étoiles la même population est obtenue pour plus de la moitié des tirages. Augmenter le rapport des probabilités ne va faire qu'augmenter le nombre de tirages pour lesquels la classification ne sera pas concluante. De ce fait, la composante la plus fréquente restera inchangée, gardant ainsi la même classification.

Enfin, notons que la classification reste également inchangée si un autre ellipsoïde de vitesse est adopté, comme par exemple celui de Soubiran et al. (2003) ou Carollo et al. (2010). En effet, les différences que ces trois travaux présentent ne sont pas suffisamment prononcées pour introduire des différences sur la sélection finale des étoiles.

Pour diminuer la contamination des autres composantes lors de la sélection du disque mince, du disque épais et du halo, il a été trouvé qu'un critère basé uniquement sur la distance par rapport au plan galactique (comme dans Dierickx et al. 2010) aboutissait à des échantillons plus propres. Néanmoins, une telle approche nécessite de supposer des échelles de hauteurs pour le disque mince et le disque épais, ainsi qu'un facteur de normalisation (autrement dit, la densité locale) afin de pouvoir estimer la pollution provenant des autres composantes. Les valeurs des échelles de hauteurs ne sont pas connues précisément, surtout pour le disque épais, mais il est généralement admis que les étoiles se trouvant à plus de $\sim 1 - 2$ kpc et étant plus proches de $\sim 4 - 5$ kpc du plan appartiennent majoritairement au disque épais (voir par exemple Siegel et al. 2002; Jurić et al. 2008; de Jong et al. 2010, ainsi que la Table 1.1).

Les résultats obtenus avec une sélection en Z , pour le même échantillon de Besançon que précédemment, sont représentés sur la Table 8.3, sous le label (2). Dans ce cas, ont été attribuées au disque mince toutes les cibles à moins de 800 pc du plan, au disque épais les étoiles se situant entre 1 et 4 kpc, et au halo toutes les étoiles à plus de 5 kpc du plan. Des régions vides ont été laissées entre 800 pc et 1 kpc et entre 4 kpc et 5 kpc, dans lesquelles aucune sélection n'a été faite. Elles ont été choisies en fonction des prédictions du modèle de Besançon, correspondant aux altitudes auxquelles une étoile a autant de chances d'appartenir à l'une des deux populations dominantes (disque mince/disque épais ou disque épais/halo, voir la Fig. 8.10d). Les résultats de la Table 8.3 montrent que seulement 15% du sous-échantillon du disque épais est pollué par le disque mince (comparé à 25% avec l'approche probabiliste). De plus, la sélection des cibles du halo a également été améliorée, passant de 43% à 66% d'étoiles bien classées.

Tout en connaissant les avantages et les inconvénients de chacune des méthodes de sélection, nous choisissons, dans ce qui suit, d'utiliser ces deux approches pour caractériser les populations de notre échantillon, et de comparer leurs résultats. Ainsi, appliquée sur les cibles observées, la méthode probabiliste classe 154 étoiles en tant que disque mince, 193 en tant que disque épais, et 105 en tant que halo. La sélection en Z en trouve respectivement 163, 187 et 45. Notons que tous les résultats qui vont suivre ont été obtenus en ajustant des gaussiennes aux distributions de U , V , W , V_R , V_ϕ et $[M/H]$ de chaque composante galactique (Fig. 8.12). Les moyennes ainsi trouvées, ainsi que leur dispersions sont représentées sur les Tables 8.4 et 8.5.

8.6.1 Propriétés du disque mince

Les résultats trouvés avec la sélection cinématique, représentés sur la Table 8.4, sont consistants avec les propriétés du disque mince âgé (voir par exemple Soubiran et al. 2003; Vallenari et al. 2006). L'excentricité moyenne des étoiles du disque mince est de 0.14, avec une dispersion de

TABLE 8.4 – Vitesses et métallicités moyennes des différentes composantes galactiques, sélectionnées en fonction de leurs vitesses ou de leurs position.

Composante galactique	N cibles	\bar{U} (km s ⁻¹)	\bar{V} (km s ⁻¹)	\bar{W} (km s ⁻¹)	\bar{V}_R (km s ⁻¹)	\bar{V}_ϕ (km s ⁻¹)	$[M/H]$ (dex)
Disque mince _{ciné}	154	-18 ± 2	-14 ± 1	-5 ± 1	-8 ± 2	-211 ± 1	-0.22 ± 0.02
Disque épais _{ciné}	193	-40 ± 3	-63 ± 2	-3 ± 2	8 ± 2	-166 ± 2	-0.41 ± 0.02
Halo _{ciné}	105	-65 ± 13	-175 ± 9	-23 ± 10	38 ± 13	-60 ± 10	-0.70 ± 0.03
Disque mince _Z	163	-20 ± 1	-21 ± 1	-2 ± 1	-1 ± 1	-204 ± 1	-0.27 ± 0.02
Disque épais _Z	187	-34 ± 4	-69 ± 3	-14 ± 2	-2 ± 3	-167 ± 3	-0.45 ± 0.02
Halo _Z	45	-33 ± 29	-191 ± 25	-49 ± 38	11 ± 22	-47 ± 21	-0.92 ± 0.06

Notes. L'indice *ciné* indique une sélection cinématique des cibles. Disque mince_Z, Disque épais_Z et Halo_Z sont définis par les étoiles se trouvant à $Z < 800$ pc, $1 < Z < 4$ kpc et $Z > 5$ kpc, respectivement. Les composantes de la vitesse solaire ($U_\odot, V_\odot, W_\odot$) n'ont pas été soustraites.

TABLE 8.5 – Ellipsoïde des vitesses et dispersions des métallicités mesurées pour les différentes composantes galactiques.

Composante galactique	σ_U (km s ⁻¹)	σ_V (km s ⁻¹)	σ_W (km s ⁻¹)	$\sigma_{[M/H]}$ (dex)
Disque mince _{ciné}	38 ± 2	25 ± 2	20 ± 1	0.28 ± 0.02
Disque épais _{ciné}	58 ± 4	40 ± 3	55 ± 2	0.34 ± 0.02
Halo _{ciné}	208 ± 14	97 ± 12	122 ± 13	0.59 ± 0.05
Disque mince _Z	43 ± 2	32 ± 1	25 ± 1	0.31 ± 0.02
Disque épais _Z	70 ± 6	55 ± 4	51 ± 3	0.36 ± 0.02
Halo _Z	223 ± 39	142 ± 28	158 ± 34	0.76 ± 0.07

Notes. Les sélections des cibles de chaque population sont celles de la Table 8.4. Les valeurs des dispersions présentées dans cette Table n'ont pas été corrigées des erreurs observationnelles.

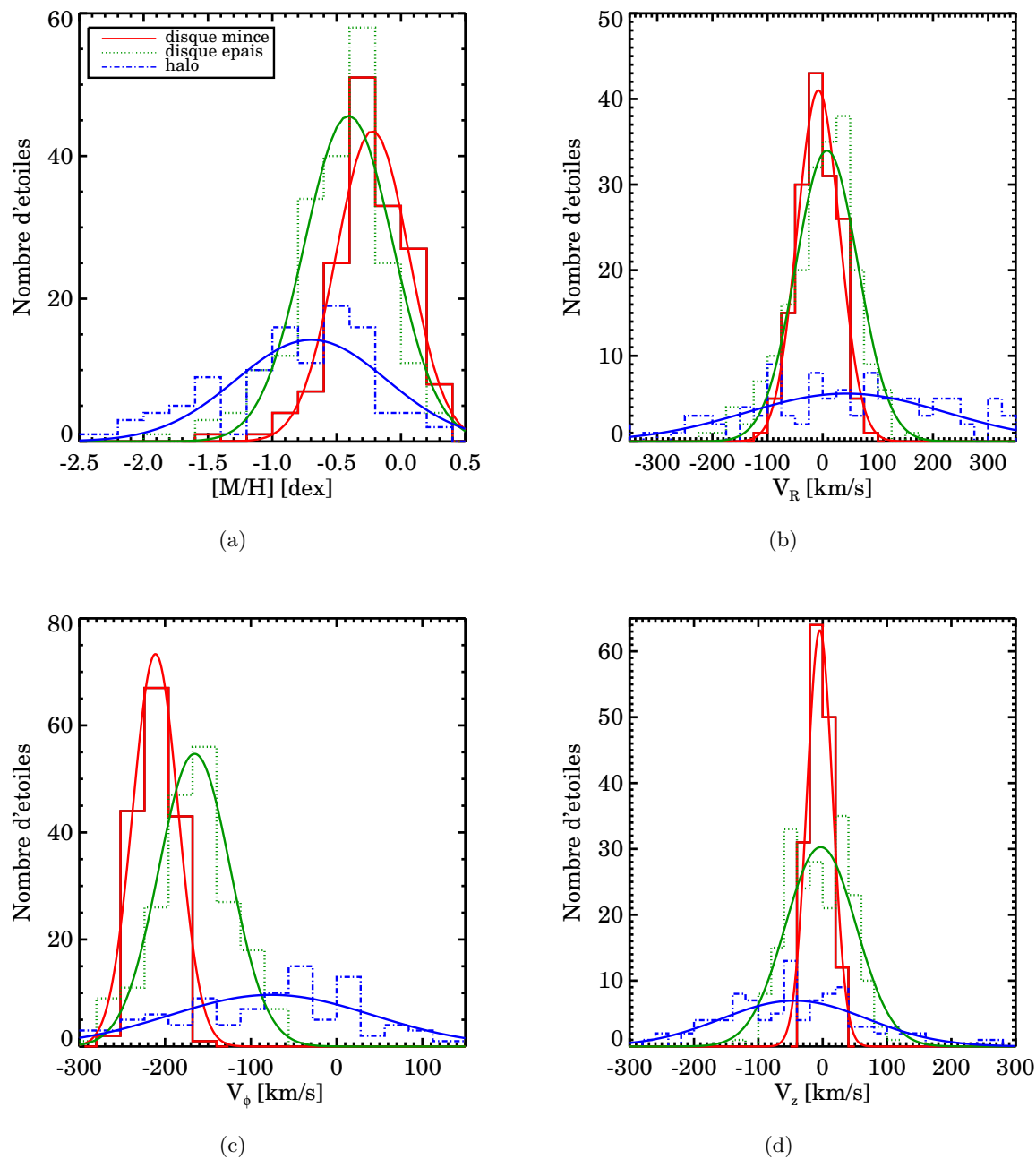


FIGURE 8.12 – Sélection des étoiles composant le disque mince, disque épais et halo, basée sur la distance Z des cibles par rapport au plan galactique.

0.06 (Fig. 8.13). Rappelons toutefois que la sélection cinématique exclue *de facto* les queues de distribution des vitesses et que donc les valeurs réelles pour les excentricités doivent certainement être supérieures à celles trouvées.

L'étoile du disque mince se trouvant le plus loin du plan est à $Z \sim 1874 \pm 224$ pc. Sa métallicité est $[M/H] = -0.75 \pm 0.17$ dex. Notons également que nous avons trouvé un membre du disque mince avec une très faible métallicité, de l'ordre de ~ -1.5 dex, à $Z \sim 250$ pc. Cette étoile a une vitesse radiale qui est typique du disque mince, égale à $V_{\text{rad}} = 1.3 \pm 4.5$ km s⁻¹. Cependant, une telle métallicité n'est pas attendue pour le disque mince. Cette étoile est donc suspectée d'appartenir aux ailes de distribution du disque épais, où les distributions de vitesses se superposent à celles du disque mince. Cette cible illustre ainsi les limitations de la sélection probabiliste. Notons qu'une mesure des rapports $[\alpha/\text{Fe}]$ de cette étoile augmenterait la dimensionnalité du problème de classification, et aiderait à l'identification de la composante à laquelle elle appartient.

La sélection par rapport à la distance Z conduit à un disque mince cinématiquement plus chaud et plus pauvre en métaux comparé à la sélection en vitesse. L'origine de cette différence est due à la contamination du disque épais, car le modèle⁵ du disque mince adopté dans ce cas, est une simple coupure à 800 pc. Les quelques étoiles à haute excentricité que la méthode a associé au disque mince (Fig. 8.13d) illustrent d'ailleurs cette contamination par des étoiles appartenant au disque épais (ou au halo). Notons que la plus forte contamination pour la sélection en position a également été modélisée par les tests effectués sur les spectres synthétiques. La valeur qui apparaît sur la Table 8.3 va alors dépendre de la proportion d'étoiles du disque épais par rapport à celles du disque mince, dont les valeurs trouvées dans la littérature pour le voisinage solaire varient entre 2% et 20% (voir Arnadottir et al. 2009, ainsi que la Table 1.1).

Estimation de la densité locale du disque épais Dans notre échantillon, les étoiles du disque mince sont également les étoiles les plus proches, donc ayant des spectres à hauts SNR. Or la cinématique du disque mince est relativement bien établie dans le voisinage solaire. De plus, les erreurs associées aux mesures sont estimées comme étant faibles. Nous en concluons que les résultats obtenus grâce à l'approche probabiliste sont moins contaminés par les étoiles du disque épais que les résultats obtenus par une sélection en Z . Ainsi, la différence obtenue entre les deux approches peut nous permettre d'avoir une estimation de la densité locale du disque épais.

En considérant un disque mince ayant une vitesse de rotation moyenne de $\overline{V}_\phi = -211$ km s⁻¹ (comme il a été trouvé par l'approche cinématique), et un disque épais ayant $\overline{V}_\phi = -166$ km s⁻¹, la contamination de ce dernier dans le voisinage solaire devrait être de l'ordre de $\sim 19\%$, afin d'obtenir le retard de -15 km s⁻¹ que nous mesurons avec la sélection en Z . Un résultat similaire est obtenu (18%) en calculant le pourcentage nécessaire pour passer de $[\overline{M/H}] = -0.22$ dex (approche cinématique) à -0.27 dex (sélection en Z), avec un disque épais ayant une métallicité -0.5 dex. Ce résultat représente la borne supérieure de la densité locale du disque épais admise pour nos données car elle suppose que la sélection cinématique du disque mince n'est pas contaminée par les étoiles du disque épais.

8.6.2 Propriétés du disque épais

La vitesse de rotation orbitale moyenne que nous mesurons avec l'approche cinématique ($\overline{V} = -63 \pm 2$ km s⁻¹, $\overline{V}_\phi = -166 \pm 2$ km s⁻¹, voir Table 8.4) est en accord avec la valeur trouvée

5. Nous rappelons que ce modèle de la Galaxie pour définir le disque mince, le disque épais est le halo n'est pas physique. Toutefois, il est pratique pour caractériser les populations.

à la Sect. 8.5.1, et est légèrement plus lente que celle du disque épais canonique ($\sim -50 \text{ km s}^{-1}$, voir Table 1.1). L'étoile du disque épais la plus proche du plan se trouve à $Z = 129 \pm 10 \text{ pc}$, et la plus distante à $Z \sim 5.33 \pm 1.17 \text{ kpc}$. Nous trouvons que la métallicité du disque épais varie de $\sim -1.8 \pm 0.1 \text{ dex}$, jusqu'à des valeurs supra-solaires de $\sim +0.25 \pm 0.1 \text{ dex}$, et que $\overline{[M/H]} = -0.41 \pm 0.01 \text{ dex}$.

Cette métallicité moyenne est plus forte que celle qui est communément admise pour le disque épais, aux alentours de -0.5 dex . Une contamination du sous-échantillon par les étoiles du disque mince est donc suspectée, comme cela a d'ailleurs été suggéré par les résultats de la Table 8.3. Notons néanmoins que ces valeurs sont en accord avec les résultats récents de Carollo et al. (2010) concernant l'existence d'une population ayant la cinématique du disque épais et des métallicités du halo (jusqu'à $[M/H] = -1.7 \text{ dex}$), ainsi qu'avec ceux de Bensby et al. (2007b) concernant les étoiles riches en métaux du disque épais. Des indications quant à la nature de ces étoiles de métallicité extrême (comparé aux valeurs moyennes attendues) seront donnés dans la Sect. 8.7.3.

En ce qui concerne la détermination des caractéristiques du disque épais à partir de la position des étoiles, les vitesses moyennes $\overline{V_R}$, $\overline{V_\phi}$ et $\overline{V_Z}$ obtenues ainsi sont compatibles avec les valeurs trouvées probabilistiquement. Notons néanmoins que des valeurs non nulles ont été trouvées pour V_Z . Nous n'avons pas réussi à justifier ces valeurs par des biais éventuels provoqués par notre méthode. Nous privilégions de ce fait l'hypothèse de points zéros non nuls pour les mouvements propres du catalogue de Ojha et al. (1994). Enfin, les valeurs de la vitesse orbitale $\overline{V} = -69 \pm 3 \text{ km s}^{-1}$ ($\overline{V_\phi} = -167 \pm 3 \text{ km s}^{-1}$), et de la métallicité, $\overline{[M/H]} = -0.45 \pm 0.02 \text{ dex}$ qui sont trouvées avec cette approche sont en très bon accord avec les valeurs suggérées dans la Sect. 8.5.1, lorsque la comparaison avec le modèle de Besançon modifié a été faite.

L'affirmation que le disque épais est en effet une composante distincte du disque mince, est encore plus consolidée par la Fig. 8.13a, montrant la corrélation entre la dispersion de vitesses σ_V et la métallicité pour l'ensemble des étoiles situées entre 1 et 4 kpc. Sur cette figure, nous pouvons voir que, pour des métallicités typiques du disque épais ($-1 < [M/H] < -0.2 \text{ dex}$), la dispersion de vitesse est constante (aux erreurs près), autour de $\sigma_V \sim 55 \text{ km s}^{-1}$. À ces distances du plan et à ces métallicités, la contamination provenant des autres composantes galactiques doit être suffisamment faible et peut être négligée. En effet, les cibles se trouvent trop loin du plan et sont trop pauvres en métaux pour appartenir au disque mince, et inversement elles sont trop riches en métaux et trop proches du plan pour être des étoiles du halo. Par conséquent, les valeurs de la Fig. 8.13a devraient correspondre à la dispersion de vitesse de rotation intrinsèque au disque épais.

Excentricités des étoiles du disque épais Selon les travaux de Sales et al. (2009) conduits sur quatre modèles de formation du disque épais, la distribution des excentricités orbitales stellaires contiendrait à elle seule les informations nécessaires pour décrypter les processus ayant formé le disque épais (voir Fig. 8.14). Plus précisément, l'accrétion directe d'étoiles sur des orbites coplanaires au disque épais final, comme dans Abadi et al. (2003), mène à une distribution en excentricités centrée à $\varepsilon \sim 0.5 - 0.6$ (histogramme en haut à gauche de la Fig. 8.14).

Pour un disque épais formé par réchauffement dynamique du disque mince suite à l'interaction avec un satellite accrété (Villalobos & Helmi 2008, *heating*, en haut à droite de la Fig. 8.14), le pic des excentricités se trouve à de faibles valeurs, aux alentours de $\varepsilon \sim 0.2 - 0.3$. Dans ce cas également, la queue de distribution est importante, comportant les étoiles extra-galactiques accrétées. Notons toutefois que Di Matteo et al. (2011) arrivent à modifier la forme de la queue de distribution de leurs simulations, en changeant l'angle d'accrétion et/ou la masse stellaire du

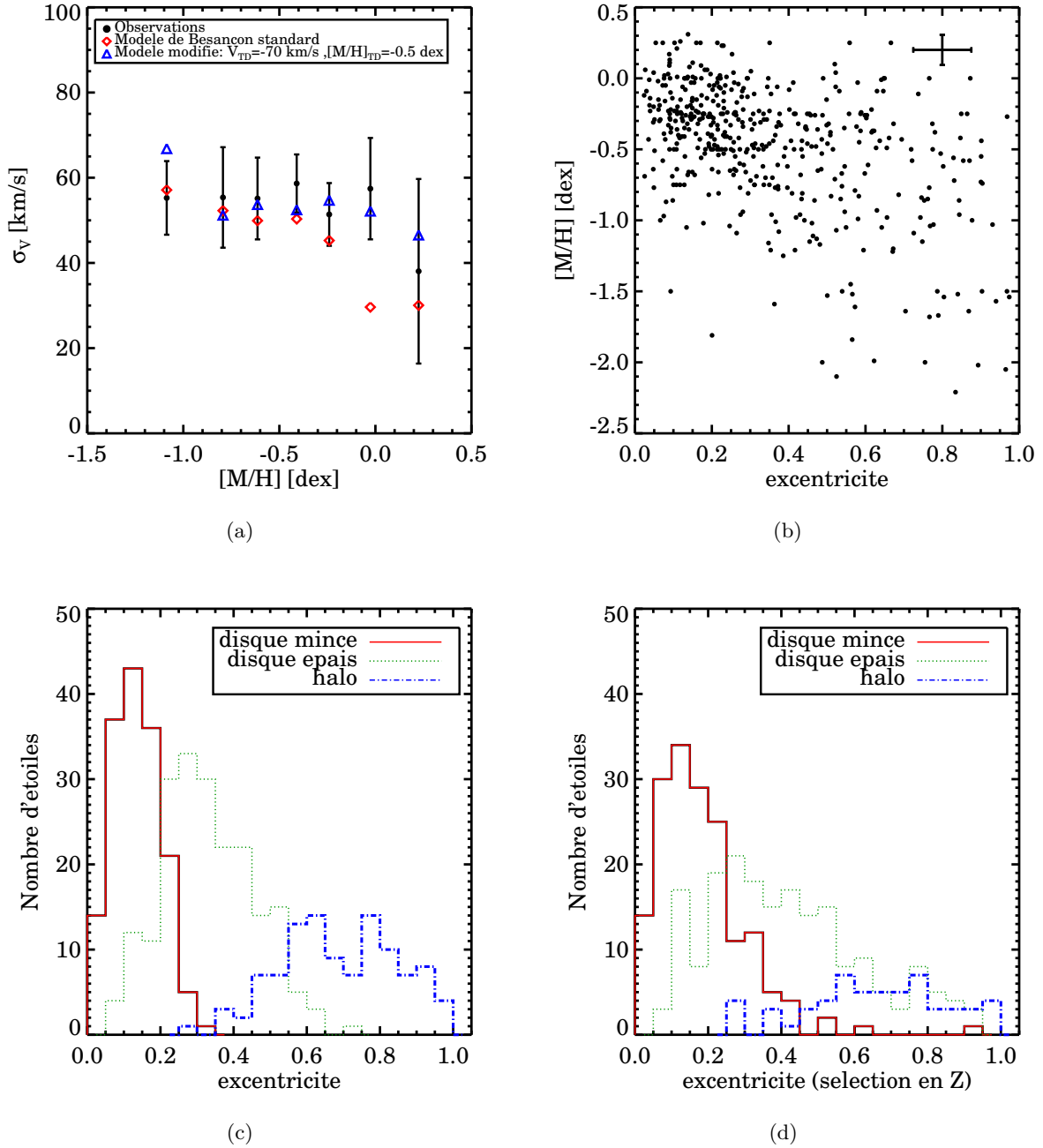


FIGURE 8.13 – (a) : Variation de la dispersion de vitesse de rotation orbitale en fonction de la métallicité, pour les étoiles situées entre 1 et 4 kpc du plan galactique. (b) : Métallicité des étoiles de l'échantillon en fonction de l'excentricité. (c) et (d) : Distributions d'excentricité des différentes populations galactiques en fonction de leur cinématique (c) ou en fonction de leur position au dessus du plan (d).

satellite.

Le disque épais formé suite à la migration radiale des étoiles (en bas à gauche de la Fig. 8.14) a été calculé avec le modèle de Roškar et al. (2008) pour qui le processus dominant la migration est le *churning* (augmentation du moment angulaire tout en gardant des excentricités circulaires). Dans ce cas, la distribution des excentricités est beaucoup plus serrée que dans les autres scénarios, et est centrée à $\varepsilon \sim 0.3$.

Enfin, l'accrétion d'un satellite riche en gaz, ayant servi à former les étoiles du disque épais comme dans Brook et al. (2005), conduit à une distribution intermédiaire entre celle obtenue par la migration et celle obtenue par le réchauffement (*merger*, en bas à droite de la Fig. 8.14).

Au vu de ces prédictions, nous avons donc comparé la fonction de distribution des excentricités des étoiles du disque épais dans notre échantillon (Fig. 8.13c et 8.13d) aux résultats de Sales et al. (2009). Cependant, la seule information robuste qui peut être utilisée dans notre cas est la position du pic de la distribution. En effet, les queues de distributions souffrent des incertitudes individuelles sur les excentricités (qui est de l'ordre de 20%), et des mauvaises classifications que peuvent produire les deux méthodes de sélection employées. De plus, nous rappelons que les excentricités de la Fig. 8.13c, souffrent d'un fort biais de sélection, vu que les étoiles ont été classées en fonction de leurs vitesses. Par conséquent, aucune conclusion définitive ne doit être tirée en fonction des résultats obtenus par la sélection cinématique.

Toutefois, les excentricités de la Fig. 8.13d suggèrent que le pic de la distribution se trouve vers des valeurs plutôt faibles, aux alentours de $\varepsilon \sim 0.3$. Ceci semble également être confirmé par des échantillons d'étoiles RAVE (Wilson et al. 2011; Casetti-Dinescu et al. 2011), et SEGUE (Dierickx et al. 2010; Lee et al. 2011). D'après Sales et al. (2009), ce résultat exclut donc un disque épais formé principalement par accrétion directe d'étoiles, comme dans Abadi et al. (2003), mais aucune distinction en ce qui concerne les autres scénarios ne peut être faite à partir de nos données.

Pour finir, notons que d'après les simulations numériques de Di Matteo et al. (2011), un scénario à la Villalobos & Helmi (2008) nécessiterait que les satellites accrétés soient en orbite directe afin d'obtenir un pic d'excentricité vers $\varepsilon \sim 0.3$.

8.6.3 Propriétés du halo

L'accumulation des erreurs individuelles sur les vitesses radiales, les mouvements propres et les distances, font que la sélection des étoiles appartenant au halo en fonction uniquement de leur cinématique, n'est pas fiable. En effet, rappelons que les tests effectués sur des spectres synthétiques du catalogue de Besançon ont montré que l'approche probabiliste créait un échantillon fortement contaminé par des étoiles du disque épais (voir Table 8.3).

Afin de minimiser cette contamination, nos tests ont plutôt suggéré d'effectuer la sélection des étoiles candidates sur leurs distances par rapport au plan. Ainsi, pour les 45 étoiles se trouvant à une altitude galactique supérieure à 5 kpc, nous mesurons une excentricité moyenne de 0.69, avec une dispersion de 0.16. En ce qui concerne la métallicité moyenne, nous trouvons $[M/H] = -0.92 \pm 0.06$ dex, avec $\sigma_{[M/H]} = 0.76 \pm 0.06$ dex. Or ces valeurs ne correspondent pas aux métallicités typiques du halo, qui sont estimées être centrées à -1.6 dex⁶. Elles ne peuvent pas non plus correspondre au disque épais pauvre en métaux, à cause des grandes distances sondées au dessus du plan par ces étoiles. De plus, nous trouvons une vitesse moyenne $\overline{V_Z}$ significativement différente de zéro, ce qui n'est pas non plus attendu.

6. Valeurs admises pour le halo interne, voir Carollo et al. (2010).

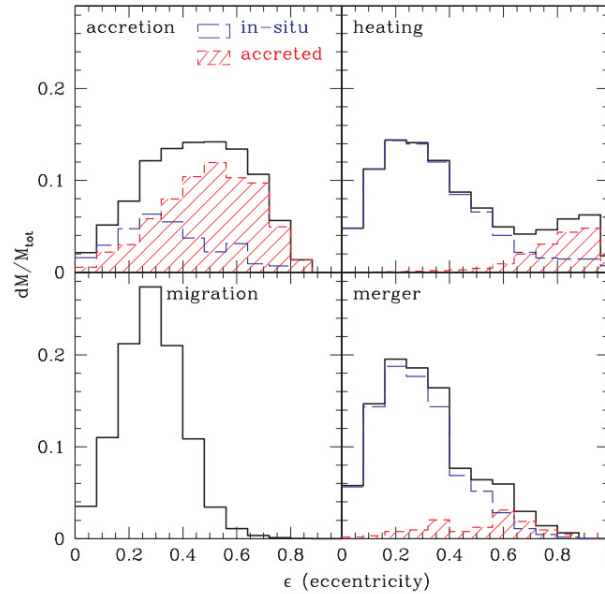


FIGURE 8.14 – Comparaison des distributions d'excentricités pour les différents modèles de formation du disque épais. Les histogrammes rouges représentent les excentricités des étoiles accrétées (Source : Sales et al. 2009).

Ces valeurs étranges sont probablement dues, dans une certaine mesure, aux fortes incertitudes attendues pour les étoiles les plus lointaines, concernant aussi bien leurs distances que leurs vitesses. Notons également que l'incertitude sur les mouvements propres est peut-être sous-estimée dans nos calculs, vu que nous avons considéré une valeur constante de 2 mas/an. Ainsi, par exemple une erreur de 5 mas/an plutôt que 2 mas/an à 7 kpc correspondrait à une erreur sur les vitesses de $\sim 120 \text{ km s}^{-1}$. Enfin, rappelons que nos critères de qualité ont rejeté préférentiellement des étoiles pauvres en métaux, et par conséquent, ont biaisé chimiquement l'échantillon aux grandes distances (voir Fig. 8.6a).

Les raisons évoquées pourraient notamment expliquer la grande dispersion de vitesses que nous mesurons, en comparaison aux valeurs typiques du halo interne. Par exemple, à partir de spectres SEGUE, Carollo et al. (2010) a mesuré $(\sigma_U, \sigma_V, \sigma_W) = (150 \pm 2, 95 \pm 2, 85 \pm 1)$ (voir également les valeurs de la Table 8.2, provenant de Bensby & Feltzing 2006).

Cependant, une raison supplémentaire (ou alternative) pour expliquer ces grandes différences avec les valeurs attendues du halo, peut être la détection d'un courant d'étoiles à de grandes distances. Par exemple, Mizutani et al. (2003) ont proposé que les étoiles rétrogrades présentes dans les champs de Gilmore et al. (2002), et que nous avons également détecté, seraient en fait des débris de la galaxie naine à l'origine de l'amas globulaire ω Cen. Nous avons recherché, sans succès, des signatures possibles d'appartenance à ω Cen parmi nos étoiles rétrogrades. Cette recherche a notamment été faite en métallicité où ω Cen présente deux pics à -1.6 dex, -1.2 dex, avec une queue de distribution allant jusqu'à -0.5 dex (Villanova et al. 2007). Ainsi, bien que la présence de ces débris n'a pas pu être exclue, nous proposons plutôt que les valeurs relativement grandes que nous trouvons pour l'ellipsoïde de vitesses du halo, sont produites par une statistique basée sur un faible nombre de cibles.

8.7 Échelles de hauteur et de longueur du disque mince et du disque épais

Depuis l'article publié en 1983 par Gilmore & Reid mettant en évidence l'existence du disque épais galactique, ainsi qu'après les observations des composantes des galaxies externes (voir par exemple de Vaucouleurs 1959; van der Kruit & Searle 1981; Yoachim & Dalcanton 2008), il est généralement admis que les densités stellaires $\rho_i(r, z)$ des disques minces et des disques épais des galaxies peuvent être approximés par une double exponentielle, exprimée de la façon suivante :

$$\rho_i(R, Z) = \exp\left(-\frac{R}{h_{R,i}}\right) \exp\left(-\frac{Z}{h_{Z,i}}\right). \quad (8.7)$$

Dans cette expression, les indices $i = 1, 2$ correspondent respectivement au disque mince et au disque épais, R au rayon galactocentrique, Z à la distance au dessus du plan et enfin h_R et h_Z aux échelles de longueur et de hauteur. Pour notre Galaxie, h_R et h_Z sont calculées généralement par des comptages d'étoiles, en ajustant des profils de densité à différentes hauteurs du plan (Gilmore & Reid 1983; Ojha et al. 1994; Larsen & Humphreys 2003; Jurić et al. 2008).

Néanmoins, les propriétés cinématiques des étoiles dans la Galaxie sont reliées à leur positions, par le potentiel gravitationnel galactique Φ (voir Chap. 7.4). Pour des populations à l'équilibre, comme il est généralement admis pour le disque mince âgé et le disque épais (Gilmore et al. 1989), il est donc possible d'obtenir les échelles de hauteur et de longueur en résolvant les équations de Jeans dans un repère cylindrique :

$$V_c^2 - \overline{V_\phi}^2 = \sigma_{V_R}^2 \left(\frac{\sigma_{V_\phi}^2}{\sigma_{V_R}^2} - 1 - \frac{\partial \ln(\rho \sigma_{V_R}^2)}{\partial \ln R} - \frac{R}{\sigma_{V_R}^2} \frac{\partial \sigma_{V_{R,Z}}^2}{\partial Z} \right) \quad (8.8)$$

$$\rho K_Z = \frac{\partial \rho \sigma_{V_Z}^2}{\partial Z} + \frac{1}{R} \frac{\partial R \rho \sigma_{V_{R,Z}}^2}{\partial R} \quad (8.9)$$

où ρ est la densité stellaire des composantes décrite plus haut, $V_c = 220 \text{ km s}^{-1}$ est la vitesse de rotation circulaire au voisinage solaire (donc au LSR), $\overline{V_\phi}$ est la vitesse de rotation moyenne de la population d'étoiles définie par l'ellipsoïde de vitesses ($\sigma_{V_R}, \sigma_{V_\phi}, \sigma_{V_Z}$), $K_Z = -\partial\Phi/\partial Z$ est l'accélération verticale (force de rappel) galactique, et enfin $\sigma_{V_{R,Z}}^2 = \overline{V_R V_Z} - \overline{V_R} \overline{V_Z}$ est un terme non diagonal du tenseur des dispersions de vitesses.

Dans ce qui suit, nous allons considérer en tant que disque mince toutes les étoiles se situant à moins de 800 pc du plan galactique. Le disque épais va également être défini en fonction de la position des étoiles, en se limitant à $Z = [1, 3]$ kpc, afin de réduire au maximum la pollution par les autres composantes. Comme cela a été fait dans les sections précédentes, 5000 tirages Monte-Carlo ont été effectués sur les distances, les vitesses radiales et les mouvements propres, afin de propager les erreurs. De plus, pour chaque tirage, chaque dispersion de vitesses mesurée $\sigma_{t,0}$ ($t = V_R, V_\phi, V_Z$) a été corrigée de ses erreurs observationnelles. En pratique, cela a été fait de la façon suivante (Jones & Walker 1988) :

$$\sigma_t = \sqrt{\sigma_{t,0}^2 - \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \xi_{t,j}^2} \quad (8.10)$$

où $\xi_{t,j}$ est l'erreur de mesure individuelle des cibles sur la vitesse t , et N est le nombre total d'étoiles attribuées à la population en question.

8.7.1 Échelles de longueur

Pour calculer les échelles de longueur nous allons utiliser l'équation de Jeans radiale (Éq. 8.8). Or, la résolution de cette équation nécessite de connaître la dépendance radiale de $\sigma_{V_R}^2$, ainsi que la dépendance verticale de $\sigma_{V_{R,Z}}^2$. En suivant les hypothèses faites par exemple par Gilmore et al. (1989) et Carollo et al. (2010), nous allons supposer que pour un disque auto-gravitant, comme c'est le cas des disques mince et épais, la forme des ellipsoïdes de vitesses ne dépendent pas du rayon galactocentrique. De ce fait, $\sigma_{V_R}^2$ sera proportionnel à $\sigma_{V_Z}^2$, ce qui implique que $\sigma_{V_R}^2 \propto \exp(-R/h_R)$.

En ce qui concerne le terme $\partial\sigma_{V_{R,Z}}^2/\partial Z$, son résultat va dépendre de la direction des axes principaux de l'ellipsoïde des vitesses. Deux hypothèses peuvent être trouvées dans la littérature :

1. Les axes principaux sont alignés au repère cylindrique. Dans ce cas $\sigma_{V_{R,Z}}^2$ est alors indépendant de Z et $\partial\sigma_{V_{R,Z}}^2/\partial Z = 0$. Or cette supposition n'est correcte que si le potentiel galactique est plat, ce qui est inexact.
2. Les axes principaux subissent une rotation afin de rester alignés avec les axes d'un potentiel sphérique centré au centre de la Galaxie. Cette hypothèse est plus réaliste, et semble avoir été récemment confirmée par Siebert et al. (2008) sur des données de RAVE et Carollo et al. (2010) sur des données SEGUE. Dans ce cas, d'après Gilmore et al. (1989), nous pouvons faire l'approximation suivante :

$$\frac{R}{\sigma_{V_R}^2} \frac{\partial\sigma_{V_{R,Z}}^2}{\partial Z} \approx 1 - \frac{\sigma_{V_Z}^2}{\sigma_{V_R}^2}. \quad (8.11)$$

Dans ce mémoire nous avons choisi d'utiliser cette deuxième hypothèse pour le calcul des échelles de longueur. Dans ce cas là, l'expression de l'Éq. 8.8 se simplifie de la façon suivante :

$$\frac{\sigma_{V_\phi}^2}{\sigma_{V_R}^2} - 2 + \frac{2R}{h_R} - \frac{V_c^2 - \overline{V_\phi}^2}{\sigma_{V_R}^2} + \frac{\sigma_{V_Z}^2}{\sigma_{V_R}^2} = 0. \quad (8.12)$$

Tous les termes de l'Éq. 8.12 ont été mesurés lors des sections précédentes, et la seule inconnue est h_R : l'échelle de longueur des disques. Ainsi, en ce qui concerne le disque mince, nous avons utilisé $(\sigma_{V_R}; \sigma_{V_\phi}; \overline{V_\phi}) = (43 \pm 2; 33 \pm 1; -204 \pm 1)$ km s⁻¹, et nous avons trouvé :

$$h_{R,1} = 2.9 \pm 0.2 \text{ kpc.}$$

Ce résultat est du même ordre de grandeur (bien que légèrement plus élevé) que d'autres études récentes, telles que celle de Jurić et al. (2008) où, à partir d'un comptage d'étoiles du SDSS, une valeur de 2600 pc à été trouvée. Toutefois, cette légère différence est compatible avec l'échelle de longueur d'un disque mince âgé, qui serait plus étendu que sa partie jeune, suite à des processus de migrations radiales.

Pour le disque épais, nous avons utilisé les valeurs : $(\sigma_{V_R}; \sigma_{V_\phi}; \overline{V_\phi}) = (66 \pm 5; 57 \pm 4; -167 \pm 3)$ km s⁻¹. Nous trouvons dans ce cas⁷ :

$$h_{R,2} = 3.4 \pm 0.7 \text{ kpc.}$$

L'extension radiale trouvée pour le disque épais de notre échantillon se situe dans la tranche supérieure des valeurs publiées jusqu'à présent par les différents auteurs. En effet, comme le

7. Notons, qu'en supposant que les axes de l'ellipsoïde de vitesses sont alignés aux axes du repère cylindrique, nous trouvons une échelle de hauteur pour le disque épais de 3.6 ± 0.8 kpc, en relativement bon accord avec la valeur proposée ci-dessus.

montre la Table 1.1, les valeurs trouvées dans la littérature varient principalement entre 2.2 kpc (Carollo et al. 2010) et 3.6 kpc (Jurić et al. 2008), avec seulement quelques études montant jusqu'à 4.5 kpc, comme dans le cas de Chiba & Beers (2000).

Enfin, notons que le rapport mesuré entre l'échelle de longueur du disque épais et du disque mince ($h_{R,2}/h_{R,1} \sim 1.2$) est en accord avec la plupart des études menées sur la Voie Lactée (par exemple : Ojha 2001; Larsen & Humphreys 2003; Jurić et al. 2008) et des galaxies externes (Neeser et al. 2002; Yoachim & Dalcanton 2006) suggérant $1 \leq h_{R,2}/h_{R,1} \leq 1.6$.

Cependant, l'étude récente de Bensby et al. (2011) sondant explicitement les régions externes de la Galaxie (jusqu'à $R \sim 13$ kpc) conclut que le disque épais a une échelle de longueur deux fois inférieure à celle du disque mince. Bien que ces résultats soient discutables à cause du faible nombre d'étoiles que comporte ce travail ($N = 20$), un rapport $h_{R,2}/h_{R,1} < 1$ serait en accord avec le scénario de Bournaud et al. (2009). Rappelons que dans un tel cas, le disque épais se formerait tôt et rapidement dans l'histoire de la Galaxie, à partir d'un disque mince instable, inhomogène et riche en gaz. Une fois formé, son extension radiale est maintenue, tandis que le disque mince continuera à s'étendre suite à des processus de migration radiale (Sellwood & Binney 2002) ou d'apport continu en gaz (Chiappini et al. 2001).

Par ailleurs, un disque épais tel que nous le mesurons (c'est-à-dire ayant une taille comparable ou plus étendue que celle du disque mince), est prédit naturellement par les scénarios d'accrétion (Abadi et al. 2003) ou de fusions mineures (Villalobos & Helmi 2008). En particulier, les travaux de Qu et al. (2011) ont montré que la valeur exacte du rapport $h_{R,2}/h_{R,1}$ dépendait de plusieurs paramètres difficilement quantifiables, tels que la quantité de gaz présente dans le disque mince au moment de la formation du disque épais, du nombre d'accrétions ainsi que des angles sous lesquels elles se sont produites.

8.7.2 Échelles de hauteur

Nous allons à présent calculer les échelles de hauteur des deux disques. En suivant l'hypothèse que les ellipsoïdes des vitesses sont alignés selon les axes d'un potentiel sphérique, nous pouvons réécrire l'Éq. 8.9 de la façon suivante (Binney & Tremaine 1987; Carollo et al. 2010) :

$$\frac{\partial \ln \sigma_{V_Z}^2}{\partial Z} - \frac{1}{h_Z} + \frac{K_Z}{\sigma_{V_Z}^2} = 0. \quad (8.13)$$

Nous adoptons également la valeur communément admise pour l'accélération verticale galactique de $K_Z = 2\pi G \times 71 M_\odot \text{ pc}^{-2}$ obtenue par Kuijken & Gilmore (1991) à $|Z| = 1.1$ kpc. Néanmoins, nous soulignons que celle-ci peut être différente aux distances auxquelles se trouvent nos cibles ($0.2 < Z < 4$ kpc).

Pour le disque mince, nous utilisons le gradient $\partial \sigma_{V_Z} / \partial Z = 19 \pm 10 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$, ainsi que $\sigma_{V_Z} = 25 \pm 1 \text{ km s}^{-1}$ mesurés dans nos données. Nous trouvons dans ce cas :

$$h_{Z,1} = 216 \pm 13 \text{ pc.}$$

En ce qui concerne le disque épais, nous utilisons $\partial \sigma_{V_Z} / \partial Z = 15 \pm 7 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ et $\sigma_{V_Z} = 53 \pm 3 \text{ km s}^{-1}$ également mesurés dans nos données. L'échelle de hauteur vaut alors :

$$h_{Z,2} = 694 \pm 45 \text{ pc.}$$

Comparées aux résultats publiés dans la littérature (voir Table 1.1), les valeurs mesurées dans notre échantillon sont en bon accord avec les estimations moyennes. En particulier, nous pouvons citer les résultats obtenus par Jurić et al. (2008) par des ajustements de densités d'étoiles sur des données du SDSS de $h_{Z,1} = 300 \text{ pc}$, et $h_{Z,2} = 900 \text{ pc}$.

8.7.3 Recherche de signatures d'accrétions passées

Dans cette section, nous cherchons à identifier des signatures possibles d'accrétions passées dans l'histoire du disque épais. Pour cela, nous recherchons d'éventuelles variations des échelles de longueur et de hauteur de cette composante. En effet, dans le cas d'une accrétion non dissipative d'une galaxie naine possédant une métallicité différente de celle du disque épais canonique, une distribution spatiale différente des étoiles est attendue à la métallicité du satellite accrété.

Nous avons divisé notre sous-échantillon d'étoiles du disque épais en quatre "boîtes" de métallicités différentes, dont la taille a été choisie afin qu'elle contienne un minimum de trente cibles. Nous avons ensuite calculé les échelles de longueur et de hauteur pour chacun de ces *bins* à l'aide des Éq. 8.12 et 8.13. Comme pour les sections précédentes, les erreurs ont été propagées par 5000 tirages Monte-Carlo.

Les deux dernières colonnes de la Table 8.6 montrent que les échelles de hauteur et de longueur augmentent lorsque la métallicité baisse (à l'exception du *bin* le plus pauvre). Néanmoins, au vu des erreurs associées, cette tendance n'est pas suffisamment prononcée pour être significative et une corrélation nulle est aussi envisageable.

Nous en déduisons qu'aux erreurs près, la même échelle de longueur et de hauteur est mesurée à différentes métallicités. Ceci est la signature de l'existence probable d'une seule population, comme suggéré par le réchauffement dynamique du disque mince suite à des processus externes (accrétions mineures, Villalobos & Helmi 2008), ou suite à l'accrétion d'un satellite riche en gaz, le gaz duquel aurait formé les étoiles du disque épais (Brook et al. 2005). Ainsi, aucun indice concernant des étoiles accrétées, comme suggéré par Gilmore et al. (2002) n'a été trouvé dans l'échantillon. Notons toutefois que le scénario d'accrétion d'un satellite déposant ses étoiles en orbite coplanaire ne peut pas être exclu sur la base de ces résultats. En effet, il est possible que la population accrétée soit à l'origine de la population dominante du disque épais.

Enfin, ces résultats peuvent également être confrontés au modèle de formation du disque épais par migration radiale des étoiles tel que proposé par Schönrich & Binney (2009b). Dans un tel scénario, les étoiles se trouvant au rayon solaire proviendraient des parties centrales de la Galaxie. Elles seraient alors âgées, de faible métallicité et riches en éléments α . Leur migration vers les parties externes de la Galaxie, où le potentiel gravitationnel est plus faible leur permettrait également d'atteindre des distances au dessus du plan plus importantes. Ainsi, les étoiles les plus pauvres en métaux auraient des échelles de hauteur plus importantes que les étoiles de métallicité élevée. Une échelle de hauteur constante avec la métallicité, comme cela semble être privilégié par nos données est donc en contradiction avec ce modèle de pure migration radiale. Notons cependant que comme le montrent les travaux de Minchev & Famaey (2010) et Loebman et al. (2011) l'efficacité de la migration radiale peut varier en fonction des propriétés de la barre au centre de la Galaxie, ainsi que de l'importance des bras spiraux du disque. Or, ces paramètres peuvent varier au cours de l'évolution de la Voie Lactée (voir par exemple Bournaud & Combes 2002, ainsi que Sellwood 2010), conduisant à des signatures d'éventuelles migrations radiales plus difficiles à détecter.

8.8 Conclusions

Dans ce chapitre nous avons présenté l'analyse de l'échantillon de ~ 700 étoiles en direction des coordonnées galactiques $l \sim 277^\circ$, $b \sim 47^\circ$. Nous rappelons que le choix des cibles de cet échantillon, décrit au Chap. 3, a été fait afin de sonder le disque épais en dehors du voisinage solaire. Les températures effectives, gravités de surface, métallicités, vitesses radiales et positions galactocentriques sont présentées pour 479 de nos cibles (voir Tables E.1, E.2 et E.3). Les vitesses

TABLE 8.6 – Paramètres cinétiques, échelles de longueur et échelles de hauteur à différentes valeurs de métallicité pour des étoiles du disque épais.

$[M/H]$ (dex)	N	$\overline{V_R}$ (km s ⁻¹)	σ_{V_R} (km s ⁻¹)	$\overline{V_\phi}$ (km s ⁻¹)	σ_{V_ϕ} (km s ⁻¹)	$\overline{V_Z}$ (km s ⁻¹)	σ_{V_Z} (km s ⁻¹)	h_R (kpc)	h_Z (pc)
-1.14	36	-5 ± 9	58 ± 11	-137 ± 11	61 ± 7	-7 ± 8	59 ± 7	1.9 ± 0.7	934 ± 166
-0.67	26	-3 ± 17	85 ± 17	-161 ± 11	54 ± 11	-4 ± 12	54 ± 8	4.0 ± 1.3	804 ± 181
-0.40	56	5 ± 8	81 ± 8	-168 ± 6	52 ± 5	-17 ± 6	45 ± 4	3.8 ± 0.9	610 ± 90
-0.11	37	6 ± 9	64 ± 8	-171 ± 7	50 ± 6	-18 ± 7	45 ± 5	3.1 ± 0.9	620 ± 97

Notes. La deuxième colonne représente le nombre moyen d'étoiles par *bin* au bout de 5000 tirages Monte-Carlo. Les dispersions de vitesses ont été corrigées des erreurs observationnelles. Les échelles de longueurs h_R et échelles de hauteurs h_Z sont calculées à partir des Éq. 8.12 et 8.13. Nous avons supposé $K_Z = 2\pi G \times 71 M_\odot \text{pc}^{-2}$.

galactocentriques ainsi que les excentricités ont également été calculées pour les 452 cibles pour lesquelles nous avons des mesures des mouvements propres (provenant de Ojha et al. 1994).

Nous avons réussi à identifier les trois composantes galactiques (disque mince, disque épais et halo) et montré que le disque mince et le disque épais étaient des populations distinctes tant chimiquement que cinématiquement (Fig. 8.10, Fig. 8.12, Table 8.4, Table 8.5).

Nous avons trouvé que les étoiles du disque épais dans la ligne de visée de cette étude, possédaient un retard par rapport au *Local Standard of Rest* (LSR) de $\sim 70 \text{ km s}^{-1}$, une valeur qui est légèrement supérieure à la valeur communément admise pour le disque épais canonique de 50 km s^{-1} . De plus, les métallicités du disque épais varient de -1.8 dex jusqu'à des valeurs supra-solaires ($\sim +0.25 \text{ dex}$), avec une valeur moyenne de $[M/H] = -0.45 \pm 0.02 \text{ dex}$, en accord avec les relevés récents suggérant des valeurs autour de -0.5 ; -0.6 dex . Notons qu'en fonction de la méthode de sélection des cibles du disque épais (sur les vitesses ou les positions), ces résultats peuvent légèrement varier, mais sont en bon accord entre-eux.

Les gradients verticaux que nous mesurons pour les distances au-dessus du plan où le disque épais est supposé représenter la population dominante ($1 < Z < 4 \text{ kpc}$) sont de $\partial V_\phi / \partial Z = 19 \pm 7 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ et $\partial [M/H] / \partial Z = -0.14 \pm 0.05 \text{ dex kpc}^{-1}$. Ces valeurs sont en relatif accord avec des études antérieures réalisées par Chiba & Beers (2000); Allende Prieto et al. (2006); Girard et al. (2006) et Lee et al. (2011).

Par ailleurs, en modifiant le modèle de Besançon, nous avons réussi à montrer que ces gradients pouvaient être expliqués comme la signature de la transition entre un disque mince, riche en métaux et en rotation rapide, et un disque épais de métallicité moyenne de -0.45 dex et de vitesse de rotation orbitale $\overline{V_\phi} = -167 \text{ km s}^{-1}$. Toujours en fonction du modèle de Besançon, nous avons estimé que la densité locale du disque épais était au maximum de 18%.

Cette transition semble être également confirmée par la mesure de la corrélation entre la vitesse de rotation et la métallicité ($\partial V_\phi / \partial [M/H] = -45 \pm 12 \text{ km s}^{-1} \text{ dex}^{-1}$). Ce résultat, également trouvé par les études récentes de Spagna et al. (2010) et Lee et al. (2011), semble exclure le scénario d'un disque épais formé principalement par des processus de migration radiale, comme suggéré par Sellwood & Binney (2002); Roškar et al. (2008); Schönrich & Binney (2009b); Minchev & Famaey (2010); Loebman et al. (2011). En effet, d'après cette approche, le mélange radial des étoiles âgées étant à l'origine du disque épais provoquerait la disparition de cette corrélation.

Enfin, nous avons trouvé que le pic de la distribution des excentricités du disque épais se trouvait à $\varepsilon \sim 0.3$, en accord avec les résultats de Dierickx et al. (2010) et Lee et al. (2011) obtenus pour le SDSS, ainsi que ceux de Wilson et al. (2011) et Casetti-Dinescu et al. (2011) obtenus pour RAVE. Selon les simulations numériques de Sales et al. (2009) et Di Matteo et al.

TABLE 8.7 – Tests qualitatifs de nos observations pour différents modèles de formation du disque épais

Modèle	excentricité ⁽¹⁾	$\partial V_\phi / \partial [M/H]$	$\partial [M/H] / \partial Z$
Accrétion ⁽²⁾	X	✓	✓
Réchauffement ⁽³⁾	✓	✓	✓
Migration radiale ⁽⁴⁾	✓	X	X
Accrétion riche en gaz ⁽⁵⁾	✓	✓	✓

Notes. Tests qualitatifs réalisés à partir des travaux de (1) : Sales et al. (2009) et Di Matteo et al. (2011). Les différents scénarios envisagés proviennent de (2) : Abadi et al. (2003), (3) : Villalobos & Helmi (2008), (4) : Roškar et al. (2008), (5) : Brook et al. (2005)

(2011) des valeurs si faibles sembleraient exclure un disque épais formé majoritairement d'étoiles accrétées, comme proposé par Abadi et al. (2003). Cependant, une étude plus approfondie de la distribution des excentricités des cibles du disque épais, afin de rechercher des étoiles accrétées par des fusions mineures (repérables à $\varepsilon > 0.6$) n'a pas été possible, à cause de l'incertitude sur les mesures individuelles ainsi que des effets provoqués par la sélection des cibles.

Pour cela, nous avons recherché des signatures dans la mesure des échelles de longueur et de hauteur du disque épais en fonction de la métallicité. Nous n'avons pas trouvé de tendances se distinguant significativement des erreurs de mesure, suggérant que celles-ci étaient constantes ($h_{R,2} = 3.4 \pm 0.7$ kpc ; $h_{Z,2} = 694 \pm 45$ pc). L'hypothèse faite par Gilmore et al. (2002) d'une population accrétée dans le disque épais, pour une direction similaire ($l \sim 270^\circ$, $b \sim 33^\circ$) a donc été exclue.

De plus, au vu de ces résultats, le scénario de la migration radiale semble une fois encore inapproprié. En effet, des échelles de longueur et de hauteur indépendantes de la métallicité sont contraires aux prédictions faites pour ces processus.

Comme le résume la Table 8.7, les deux seuls scénarios qui semblent expliquer l'ensemble de nos observations sont le réchauffement dynamique du disque mince par des fusions mineures (Villalobos & Helmi 2008), et l'accrétion d'un satellite riche en gaz (Brook et al. 2005). Malheureusement nos données ne nous permettent pas de faire une distinction entre ces modèles.

Pour ce faire, une des solutions éventuelles serait de mesurer explicitement les gradients verticaux intrinsèques au disque épais. En effet, il est important de noter que bien que tous les résultats présentés le long de ces sections peuvent être expliqués *uniquement* par un disque épais cinématiquement et chimiquement distinct du disque mince, l'existence de gradients verticaux intrinsèques au disque épais ne peut pas être toutefois exclus. Les modèles développés par Villalobos & Helmi (2008); Qu et al. (2011) prédisent un gradient vertical en vitesse de rotation qui dépendrait des conditions initiales d'accrétion. De plus, une valeur de $\partial [M/H] / \partial Z$ devrait être mesurable, comme signature du gradient vertical du disque mince au moment de son réchauffement. Par ailleurs, les modèles développés par Brook et al. (2005), où les étoiles se formeraient par l'effondrement rapide du nuage de gaz, ne devraient pas admettre, *a priori* de gradients verticaux en métallicité.

Enfin, notons qu'un autre paramètre à vérifier est l'évolution de l'échelle de hauteur du disque épais en fonction du rayon galactique. En effet, les simulations numériques de Qu et al. (2011) affirment que l'augmentation de l'échelle de hauteur du disque épais dans les régions externes de la Voie Lactée donnent des indications importantes sur la masse totale accrétée par la Galaxie au cours de fusions mineures (Villalobos & Helmi 2008). L'absence de variations serait alors en accord avec le modèle de Bournaud et al. (2009), c'est-à-dire d'un disque épais formé suite à la

dispersion d'étoiles et de gaz par les inhomogénéités présentes dans le disque mince initial.

Des données à plus haute résolution, plus haut SNR, ainsi qu'un nombre supérieur de cibles afin d'augmenter la statistique, permettraient alors de répondre à cette question. En effet, dans ce cas nous pourrions obtenir un échantillon d'étoiles du disque épais plus propre, en nettoyant des étoiles du disque mince grâce à l'abondance des éléments α par rapport au fer, et des étoiles du halo grâce à des statistiques plus robustes sur leurs métallicités et leurs vitesses. Bien sûr cela sera possible avec la publication du catalogue de Gaia, qui est prévue pour 2020. Notons cependant que des éléments de réponse pourront être obtenus dès 2012, grâce au relevé Gaia-ESO dont le but est d'obtenir des données à moyenne et haute résolution de plus de 10^5 étoiles de la Voie Lactée (voir Chap.1).

Sondages complémentaires pour l'archéologie galactique

Sommaire

9.1	Plan galactique et cibles CoRoT	159
9.2	Les galaxies naines - Sondage vers le sud galactique	163
9.2.1	Étoiles d'avant-plan de la galaxie du Sculpteur	165
9.2.2	Comparaison avec les étoiles observées à haute résolution	166
9.3	Conclusions	170

Les techniques qui ont été développées aux chapitres précédents (paramétrisation automatique, détermination des distances, des vitesses et des orbites des étoiles), peuvent être appliquées également sur d'autres échantillons afin d'effectuer des travaux d'archéologie galactique. Dans ce chapitre, nous allons montrer deux applications supplémentaires. La première concerne la détermination des distances et des vitesses de 1227 étoiles de trois champs CoRoT (Baglin et al. 2009), se trouvant proches du plan. L'autre application est une étude qui est en cours au moment de la rédaction de ce manuscrit. Cette étude concerne les étoiles d'avant-plan d'un échantillon d'étoiles visant la galaxie naine du Sculpteur (spectres provenant du projet DART, Tolstoy et al. 2004, 2006).

9.1 Plan galactique et cibles CoRoT

La détermination spectroscopique des paramètres atmosphériques stellaires est une étape obligatoire pour la détection de planètes par transits à partir de l'espace. En effet, obtenir des statistiques concernant l'occurrence d'exoplanètes en fonction de la masse, la métallicité, l'âge et la population stellaire (disque mince ou épais) va permettre de poser des contraintes sur la formation et l'évolution des systèmes planétaires.

Pour cela, l'instrument multifibre FLAMES/GIRAFFE de l'ESO a été utilisé¹ dans la configuration HR9B ($\lambda_0 = 5258 \text{ \AA}$, $R = 25\,900$) pour obtenir les spectres haute résolution de 1227 étoiles dans trois des champs CoRoT (Baglin et al. 2009), appelés LRa01, LRc01 et SRc01 (voir Table 9.2 ainsi que Loeillet et al. 2008). Ces champs contiennent des étoiles relativement brillantes ($J < 15$), à basses latitudes galactiques et situées proches des directions du centre et anticentre galactique. La caractérisation des paramètres atmosphériques de ces cibles a été effectuée par Gazzano et al. (2010), en utilisant une adaptation du code MATISSE. Durant cette thèse, les procédures qui ont été développées afin de calculer les magnitudes absolues des étoiles (Chap. 7), ont également été utilisées pour ces 1227 cibles. Les résultats que nous allons résumer ci-dessous font partie du travail qui a été soumis pour publication à A&A (Gazzano, Kordopatis, Deleuil, de Laverny, Recio-Blanco, & Hill 2011).

1. Programmes ESO : 074.C-0633A & 081.C-0413A.

TABLE 9.1 – Nombres d'étoiles considérées pour chaque direction galactique (Source : Gazzano et al. 2011)

Champ CoRoT	N_{\star}	N_{final}	$l(^{\circ})$	$b(^{\circ})$	J
LRa01	457	401	212.2	-1.9	[8.7 ; 13.9]
LRc01	555	415	37.5	-7.5	[9.7 ; 14.6]
SRc01	215	98	36.8	-1.2	[9.0 ; 13.6]
Total	1227	914	–	–	[8.7 ; 14.6]

Notes. Les colonnes contiennent l'identification du champ CoRoT (colonne 1), le nombre total de cibles dans chaque champ (colonne 2), le nombre de cibles ayant servi à l'étude cinématique (colonne 3), les coordonnées galactiques moyennes des champs (colonnes 4 et 5) et le domaine de magnitude en bande J (colonne 6).

L'échantillon d'étoiles se trouvant préférentiellement proche du plan ($|b| < 10^{\circ}$), le calcul des distances des cibles n'a pas été possible en utilisant l'extinction interstellaire publiée par Schlegel et al. (1998). En effet, la très forte inhomogénéité de l'absorption, particulièrement en direction du centre galactique empêche une simulation correcte de cette extinction. De plus, Schlegel et al. (1998) indiquant des extinctions intégrées le long de toute la ligne de visée, cette valeur ne correspond pas aux objectifs de cette étude, où l'extinction à la distance de la source est recherchée. Ainsi, le rougissement a été calculé individuellement à partir des paramètres atmosphériques des étoiles et de la calibration de température effective établie par González Hernández & Bonifacio (2009). Cette calibration relie la couleur théorique des étoiles à leurs températures effectives et leurs métallicités. Or, ces deux derniers paramètres ont été mesurés spectroscopiquement (*i.e.* indépendamment du rougissement) par Gazzano et al. (2010). Ainsi, en déterminant la couleur théorique des cibles, leurs extinctions ont pu être déterminées et leurs modules de distance (Éq. 7.1) ont été calculés. La Fig. 9.1a montre les positions ainsi obtenues. Nous pouvons voir que les cibles sont en effet très proches du plan, en particulier pour les champs LRa01 et SRc01, pour lesquels les étoiles se trouvent toutes à moins de 200 pc de hauteur. Cependant, les rayons galactocentriques sondés sont importants, variant de 5.5 à 12.5 kpc, soit environ 2 à 4 fois l'échelle de longueur du disque mince (Jurić et al. 2008).

Afin de caractériser cinématiquement et chimiquement les étoiles appartenant aux disques mince et épais dans chacun des champs, ces distances ont été combinées avec les mouvements propres des cibles (obtenues par le catalogue *PPMXL*, Roeser et al. 2010) ainsi que leurs vitesses radiales calculées par Loeillet et al. (2008) et Gazzano et al. (2010). Dans ce travail, les cibles des composantes galactiques ont été choisies uniquement avec l'approche probabiliste (Éq. 8.6). En effet, une sélection en Z comme cela a été fait au Chap. 8, n'a pas été possible car les étoiles ne sondent pas des altitudes suffisamment élevées pour effectuer des coupures (voir Fig. 9.1a). Les propriétés cinématiques et chimiques qui ont été calculées avec l'approche probabiliste pour les trois composantes galactiques sont résumées dans la Table 9.2.

Plus particulièrement, il a été trouvé que les étoiles se trouvant proches du centre galactique (LRc01 et SRc01) sont plus riches en métaux que celles trouvées dans la direction proche de l'anti-centre. Ce résultat est en accord avec la présence d'un gradient radial en métallicité dans le disque, comme cela a été trouvé par de nombreuses études dans le passé (voir par exemple, Rudolph et al. 2006; Haywood 2008; Pedicelli et al. 2009). Le gradient radial a été mesuré de deux façons différentes (Fig.9.1b) :

1. En considérant uniquement les naines : dans ce cas les distances sondées sont faibles, mais

TABLE 9.2 – Caractéristiques chimiques et cinématiques des composantes galactiques des champs CoRoT observés (Source : Gazzano et al. 2011)

	Disque mince			Disque épais		Halo
	LRa01	LRc01	SRc01	LRa01	LRc01	LRa01 & LRc01
N_*	248	189	81	42	83	34
\bar{U}	-24.2	7.5	9.7	-51.9	33.2	23.9
\bar{V}	-17.8	-9.7	-5.4	-25.2	-30.6	-76.1
\bar{W}	-0.9	-7.3	-6.3	15.6	-24.7	-105.7
σ_U	31.9	36.8	28.8	56.5	64.8	170
σ_V	24.7	29.7	21.9	56.3	56.5	170
σ_W	22.3	24.9	17.6	70.6	67.6	272
$[\text{M}/\text{H}]$	-0.08	0.02	0.03	-0.17	-0.08	-0.43
$\sigma_{[\text{M}/\text{H}]}$	0.22	0.25	0.26	0.23	0.29	0.44
$[\alpha/\text{Fe}]$	0.07	0.08	0.07	0.11	0.11	0.16
$\sigma_{[\alpha/\text{Fe}]}$	0.07	0.10	0.10	0.09	0.12	0.12

Notes. Uniquement les champs LRa01 et LRc01 ont été considérés pour le disque épais, le champ SRc01 ne possédant que 3 étoiles de cette composante. En ce qui concerne le halo, les candidates des champs LRa01 et LRc01 ont été considérées simultanément afin d’augmenter la statistique.

les paramètres et donc les positions mesurées ont de faibles erreurs. Pour cette application, il a été trouvé que $\partial[\text{M}/\text{H}]/\partial R = -0.055 \pm 0.026 \text{ dex kpc}^{-1}$.

2. En considérant uniquement les géantes : dans ce cas les distances sondées sont plus grandes, mais la précision sur les paramètres atmosphériques et les positions sont plus faibles. Dans ce cas, il a été trouvé que le gradient vaut : $\partial[\text{M}/\text{H}]/\partial R = -0.079 \pm 0.026 \text{ dex kpc}^{-1}$.

Ces gradients sont en bon accord avec les résultats trouvés dans la littérature et dont les valeurs varient entre -0.04 et $-0.1 \text{ dex kpc}^{-1}$ (Haywood 2008; Maciel & Costa 2010). Cependant, notons que contrairement aux valeurs généralement publiées dans la littérature, qui utilisent des traceurs d’âge et de distance jeunes (par exemple : Céphéides, régions HII), cette étude comporte des traceurs plus âgés, en l’occurrence des étoiles de type F, G, K.

Enfin, en ce qui concerne le disque épais, 42 étoiles sur les 401 (10%), 83 étoiles sur les 415 (20%), et 3 étoiles sur les 98 (3%) ont été identifiées respectivement en direction des champs LRa01, LRc01 et SRc01 (voir Table 9.2). Il a été trouvé que le disque épais balaye un large domaine de métallicités, pouvant atteindre jusqu’à des métallicités supra-solaires de 0.3 dex. Rappelons que Bensby et al. (2003, 2007b); Mishenina et al. (2004); Reddy et al. (2006) et Kordopatis et al. (2011b) ont déjà suggéré que les étoiles du disque épais pouvaient atteindre au moins des valeurs solaires de métallicité. Cependant, le faible nombre de cibles identifiées, ainsi que la forte contamination du disque mince qui est suspectée par la méthode de sélection probabiliste (20% en direction de LRa01, jusqu’à 50% dans la direction LRc01, Gazzano et al. 2011) ne nous permettent pas de faire une étude exhaustive des propriétés du disque épais. En particulier, il est impossible de mesurer des gradients radiaux de métallicité qui permettraient d’imposer des contraintes sur les scénarios de formation de cette structure. En effet, nous rappelons qu’un disque épais formé par accréation d’un satellite déposant en orbite coplanaire ses étoiles (Abadi et al. 2003) ou son gaz (Brook et al. 2005), ne prévoit pas de gradient radial en métallicité.

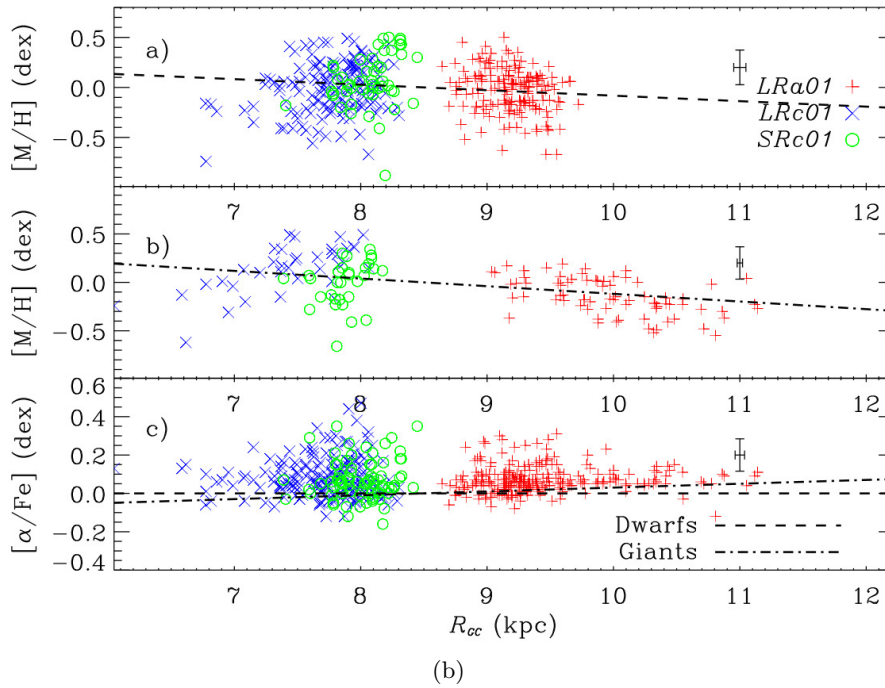
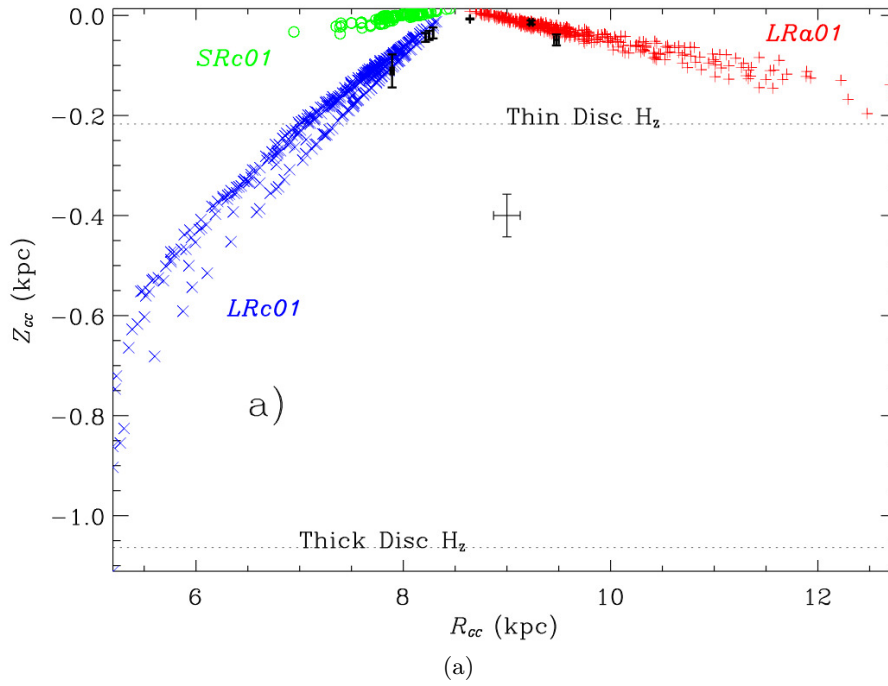


FIGURE 9.1 – (a) : Positions pour l'ensemble des étoiles observées dans les trois champs CoRoT. (b) : Gradients radiaux en métallicité et en abondance $[\alpha/\text{Fe}]$ obtenus uniquement pour les étoiles du disque mince (Source : Gazzano et al. 2011).

9.2 Les galaxies naines - Sondage vers le sud galactique

Dans le contexte général du Λ CDM, les galaxies naines sont supposées constituer les briques primordiales de galaxies plus grandes, telles que la Voie Lactée. En particulier, comme le suggère l'accrétion de la galaxie naine du Sagittaire (Ibata et al. 1994), il est pensé qu'une grande partie du halo galactique a été formée par de telles accrétions. L'étude spectroscopique d'étoiles individuelles des galaxies naines peut nous permettre de comprendre trois points fondamentaux des processus d'assemblage et d'évolution des galaxies :

1. Résoudre le *missing dwarf problem*, autrement dit le manque de satellites autour des galaxies massives. Le Λ CDM prédit un nombre de galaxies satellites bien plus important que celui qui est actuellement observé autour de la Voie Lactée (Moore et al. 1999). Or la masse des galaxies naines est dominée par la matière noire. Ainsi, comprendre la dynamique interne des étoiles des galaxies naines va permettre de contraindre la masse des systèmes (ainsi que le rapport masse sur luminosité) et leurs capacités à maintenir de la matière baryonique à l'intérieur de leurs puits de potentiel.
2. Comprendre quand, comment, et à quelles proportions l'assemblage des galaxies naines a contribué à la formation du halo galactique et/ou d'autres structures telles que disque épais.
3. Tester les modèles et les théories de formation des galaxies. En effet, la taille relativement petite et la simplicité des galaxies naines permet d'avoir une vue globale du système étudié. De plus, comme le temps de mélange des éléments chimiques dans le milieu interstellaire de ces galaxies est court, cela permet d'étudier en particulier l'enrichissement chimique du système, un des ingrédients fondamentaux de l'archéologie galactique.

Le projet DART (Tolstoy et al. 2006, *Dwarf Abundances and Radial-velocity Team*) implique plus de quinze personnes réparties sur dix pays différents. L'objectif principal de ce projet est d'obtenir des abondances chimiques détaillées (nécessitant des spectres à haute résolution) et des vitesses radiales (à partir de spectres à moyenne résolution) pour un large échantillon d'étoiles de quatre galaxies naines proches : la galaxie du Sculpteur (*Sculptor*), du Fourneau (*Fornax*), Sextans (*Sextans*) et de la Carène (*Carina*).

Afin d'obtenir ces données, le spectrographe multifibre FLAMES/GIRAFFE de l'ESO a été utilisé. Pour les quatre galaxies, des spectres à haute résolution ont été obtenus avec les configurations HR10 ($\lambda_0 = 5488 \text{ \AA}$, $R \sim 20\,000$), HR13 ($\lambda_0 = 6273 \text{ \AA}$, $R \sim 22\,500$) et HR14 ($\lambda_0 = 6515 \text{ \AA}$, $R \sim 18\,000$). Pour chaque exposition, quelques fibres de FLAMES ont alimenté le spectrographe à très haute résolution UVES ($R \sim 40\,000$). De plus, Sculptor, Fornax et Carina ont été également observées avec la configuration LR8. Ainsi, ces spectres ont permis d'obtenir les vitesses radiales des étoiles et une estimation de la métallicité globale à partir de la largeur équivalente des raies du triplet de calcium (Battaglia et al. 2008a; Starkenburg et al. 2010) pour plusieurs centaines d'étoiles dans chaque galaxie.

Les résultats de ce projet (Tolstoy et al. 2003; Battaglia et al. 2006, 2008a,b, 2011; Helmi et al. 2006a; Letarte et al. 2010; Starkenburg et al. 2010; Tafelmeyer et al. 2010) ont déjà montré que Fornax, Sculptor et Sextans sont composées de plusieurs générations d'étoiles. En particulier, les populations les plus riches possédant une cinématique plus froide et se trouvant confinées préférentiellement dans les parties internes des galaxies. Également, des gradients de vitesse ont été mesurés pour Sculptor et Sextans, interprétés comme des rotations intrinsèques des galaxies.

En ce qui concerne la composition chimique des étoiles par rapport aux populations stellaires galactiques, l'analyse des abondances des éléments α et des éléments lourds (r -, s -) a montré que

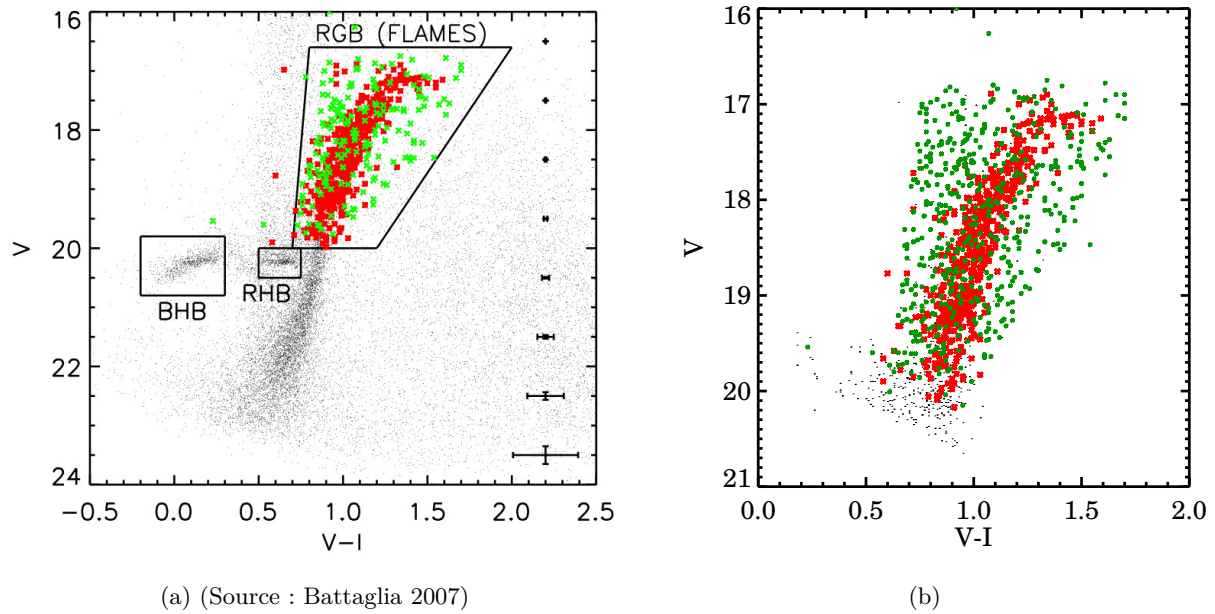


FIGURE 9.2 – Diagramme couleur-magnitude des étoiles en direction de la galaxie naine du Sculpteur. L’encadré “RGB” désigne la région à l’intérieur de laquelle les étoiles ont été observées spectroscopiquement avec le LR8. Les points rouges correspondent aux étoiles associées à la galaxie naine, tandis que les points verts correspondent aux étoiles d’avant-plan de la Voie Lactée. La Fig. (a) désigne la sélection des membres telle qu’effectuée par Battaglia et al. (2008b), c’est-à-dire uniquement en fonction de la vitesse radiale. La Fig. (b) a été faite en fonction de notre sélection, c’est-à-dire en tenant compte de la vitesse radiale et de la gravité de surface des étoiles.

les galaxies naines ne suivent pas le même motif d’abondance que les étoiles du halo (voir Fig. 1.2, ainsi que la revue de Tolstoy, Hill, & Tosi 2009). En particulier, le *coude* des $[\alpha/\text{Fe}]$, c’est-à-dire la valeur à partir de laquelle le rapport $[\alpha/\text{Fe}]$ diminue, se trouve à de faibles métallicités. Ceci implique que si le halo a été formé principalement par l’accrétion de galaxies naines, ces dernières ont du avoir une formation stellaire suffisamment rapide pour continuer à être au plateau des $[\alpha/\text{Fe}]$ à la métallicité moyenne du halo ($[M/H] \sim -1.6$ dex).

Il faut remarquer qu’un des points sensibles liés à de tels projets spectroscopiques est la sélection des étoiles membres des galaxies naines. Généralement le choix des cibles à observer se fait à partir d’un diagramme couleur-magnitude, en effectuant une coupure aux couleurs et aux magnitudes auxquelles se trouvent les étoiles de la branche des géantes rouges de la galaxie naine (encadré RGB sur la Fig. 9.2a). Cependant, une telle sélection va inévitablement observer des étoiles d’avant-plan, appartenant à la Voie Lactée. Or, si ces étoiles ne sont pas rejetées, elles vont pouvoir biaiser les résultats concernant l’étude des galaxies naines.

Généralement, les étoiles membres des galaxies naines sont choisies uniquement sur la base de leurs vitesses radiales. En d’autres termes, les cibles qui ne possèdent pas la même vitesse radiale que la galaxie sondée sont rejetées. Cependant, cette méthode ne peut être appliquée que dans le cas de galaxies telles que Sculptor où la vitesse radiale est bien différente de celle des composantes galactiques (voir Fig. 9.3d). Dans le cas contraire, ou lorsque la galaxie naine est très diffuse (comme par exemple Sextans), il faut pouvoir distinguer les étoiles d’avant-plan en estimant leur gravité de façon empirique (Battaglia et al. 2011).

Notons que, jusqu'à présent, le projet DART n'a pas utilisé les cibles identifiées en tant qu'étoiles d'avant-plan. Or celles-ci peuvent être extrêmement intéressantes à étudier. En effet, comme les cibles sont choisies de magnitude apparente élevée, les étoiles contaminantes appartenant à notre Galaxie seront préférentiellement des étoiles lointaines.

Les outils développés dans ce mémoire peuvent être particulièrement utiles pour de tels sondages. En effet, ils vont pouvoir obtenir de façon automatique et très rapide les paramètres atmosphériques des étoiles, ainsi que leurs distances. De cette façon, les étoiles naines d'avant-plan vont pouvoir être identifiées spectroscopiquement. Une collaboration a été mise en place afin d'exploiter les données de DART et pouvoir extraire de l'information sur la Voie Lactée par les étoiles d'avant-plan. Ci-dessous nous montrons des résultats préliminaires concernant l'échantillon observé en direction de la galaxie du Sculpteur.

9.2.1 Étoiles d'avant-plan de la galaxie du Sculpteur

La galaxie naine du Sculpteur ($l = 287.5^\circ$, $b = -83.2^\circ$) est un système relativement âgé, qui semble avoir arrêté de former des étoiles il y a près de 7 à 10 Gyr (voir par exemple, Tolstoy et al. 2003; Clementini et al. 2005; de Boer et al. 2011). Pendant la période de formation stellaire, qui a duré essentiellement 2 Gyr (avec une queue de distribution très faible allant jusqu'à 4–5 Gyr), a été formée une génération d'étoiles de faible métallicité ($[M/H] \leq -2.0$ dex), répartie de façon homogène dans toute la galaxie, ainsi qu'une deuxième génération d'étoiles, plus riches en métaux ($[M/H] = -1.5$ dex) concentrée dans les régions centrales de Sculpteur (Battaglia et al. 2008b). La population déficiente en métaux semble constituer plus de la moitié de l'ensemble des étoiles. Cette proportion nous indique donc que le premier événement de formation stellaire a été plus intense que le second. Pour l'instant il n'existe pas de preuves qu'il y ait eu deux épisodes de formation stellaire et donc il est possible que cette baisse de formation stellaire ait pu être causée par un rejet hors de la galaxie de la matière interstellaire. Les régions centrales se trouvant au centre du puits de potentiel auraient gardé plus longtemps le gaz que les parties externes, créant ainsi ce contraste (Battaglia et al. 2008b).

Nous avons appliqué nos procédures sur les 2324 spectres qui ont été obtenus avec la configuration LR8. Les résultats préliminaires qui suivent concernent les 1315 étoiles ayant un $\text{SNR} \geq 10 \text{ pixel}^{-1}$.

Les Fig. 9.3a et 9.3b montrent les diagrammes H–R obtenus grâce aux paramètres de la procédure finale et de ceux une fois projetés sur les isochrones. Nous pouvons bien y distinguer deux populations différentes : les naines d'avant-plan et les géantes de Sculpteur. Cette séparation est également visible sur la Fig. 9.3c. En effet, l'histogramme des métallicités de l'ensemble des étoiles montre que nous avons deux sur-densités d'étoiles (au minimum) : les cibles extragalactiques pauvres en métaux ($[M/H] \lesssim -1.5$ dex) et les naines de la Voie Lactée, possédant des métallicités typiques du disque épais ($[M/H] \sim -0.5$ dex). Notons également que la double population dans Sculpteur semble ressortir également de cet histogramme, avec des pics à $[M/H] \sim -2.1$ dex et $[M/H] \sim -2.6$ dex.

Enfin, la séparation des étoiles d'avant-plan peut être aperçue sur la Fig. 9.3d. Celle-ci représente la vitesse radiale des étoiles en fonction de la métallicité. D'une part les étoiles de Sculpteur, pauvres en métaux, possèdent toutes des vitesses radiales entre $80 \leq V_{\text{rad}} \leq 150 \text{ km s}^{-1}$. D'autre part, les étoiles d'avant-plan sont centrées à $V_{\text{rad}} \sim 0 \text{ km s}^{-1}$ et possèdent une grande dispersion. De plus, cette figure confirme que les étoiles d'avant-plan possèdent des métallicités typiques du disque épais ($[M/H] \sim -0.5$ dex), allant jusqu'à $[M/H] = -3$ dex, ces dernières étant assimilées aux étoiles du halo.

Au vu des aspects qui viennent d'être décrits, nous avons défini comme les étoiles d'avant-plan, toutes les cibles ne possédant pas la vitesse radiale de Sculpteur ($V_{\text{rad}} < 80 \text{ km s}^{-1}$, $V_{\text{rad}} > 150 \text{ km s}^{-1}$), ainsi que les étoiles naines à la vitesse radiale de Sculpteur ($\log g > 3.5$, voir Fig. 9.3a et 9.3b). La Fig. 9.2b, montre notre séparation d'étoiles (cibles d'avant-plan en vert et étoiles de Sculpteur en rouge), par rapport à la sélection faite par Battaglia et al. (2008b), basée uniquement sur la vitesse radiale (Fig. 9.2a). Nous pouvons remarquer que les étoiles qui ne se trouvent pas sur la branche des RGB mais qui ont été associées à la galaxie naine du Sculpteur par Battaglia et al. (2008b) (par exemple à $V-I \sim 1$ et $V \sim 17$, ou encore $V-I \sim 1.25$ et $V \sim 19$), ont été classées comme cibles d'avant-plan suite à notre analyse.

L'histogramme en métallicité des étoiles d'avant-plan observées est tracé en pointillés rouges sur la Fig. 9.4, où est représentée également en noir la prédiction du modèle de Besançon sur cette ligne de visée². Comme suggéré plus haut, les métallicités indiquent que la population d'étoiles d'avant-plan est dominée par les étoiles du disque épais. De plus, bien que les composantes galactiques n'aient pas été séparées, la comparaison avec le modèle de Besançon indique que le disque épais dans cette direction possède la même métallicité moyenne que celle mesurée en direction de $l \sim 277^\circ$, $b \sim 47^\circ$, égale à $[M/H] = -0.48$ dex (voir Chap. 8.6.2). Enfin, notons que les étoiles possédant $[M/H] \lesssim -1.2$ dex que nous retrouvons sont également prédites par le modèle de Besançon, mais en quantité plus faible.

Rappelons que pour l'instant ces résultats ne sont que préliminaires. En l'occurrence, aucun critère de qualité n'a été appliqué sur nos résultats (exceptée la coupure en SNR) afin d'obtenir un échantillon plus fiable. Notons également que la détermination des distances des étoiles au dessus du plan nous permettra de séparer les populations en fonction de leurs positions. Des gradients verticaux en métallicité vont également pouvoir être mesurés et comparés à ceux obtenus dans la direction $l \sim 277^\circ$, $b \sim 47^\circ$ (Chap. 8).

9.2.2 Comparaison avec les étoiles observées à haute résolution

À part les observations effectuées à basse résolution autour du triplet du calcium, des données à haute résolution avec les configurations HR10, HR13 et HR14 de FLAMES/GIRAFFE ont également été obtenues pour 88 des étoiles les plus brillantes. Ainsi, les abondances individuelles des cibles ont pu être estimées (Tolstoy, Hill, & Tosi 2009, Hill et al. en préparation). Nous présentons dans cette section une comparaison entre les résultats obtenus à haute résolution puis ceux obtenus avec notre procédure de paramétrisation automatique à partir de la configuration LR8. La Fig. 9.5 montre le spectre synthétique typique d'une de ces étoiles observées (géante avec $\log g = 1.0$ dex et $[M/H] = -2.0$ dex), ainsi que ses fonctions $B_\theta(\lambda)$ utilisées pour la détermination des paramètres. Nous remarquons que les signatures spectrales les plus sensibles aux variations des T_{eff} , $\log g$, $[M/H]$ sont très peu visibles dans le spectre, et donc que l'estimation des paramètres va être fortement limitée par le bruit.

Nous avons appliqué notre procédure de paramétrisation automatique sur ces 88 spectres (SNR moyen $\sim 50 \text{ pixel}^{-1}$). Les températures effectives auxquelles nous comparons nos résultats ont été calculées à partir de la moyenne des températures photométriques obtenues aux bandes (V-I), (V-K) et (V-J) (Ramírez & Meléndez 2005) puis ajustées (si nécessaire) par les températures d'excitation. En ce qui concerne les gravités de surface, elles ont été calculées par l'équilibre d'ionisation.

Par rapport aux valeurs de référence (obtenues photométriquement et à haute résolution), un biais de 92 K, 0.54 dex et -0.40 dex respectivement pour la température effective, la gravité de

2. Un modèle de Besançon avec un disque épais possédant une métallicité moyenne de -0.48 dex et un halo à $[M/H] = -1.58$ dex a été considéré, comme suggéré dans le Chap. 8.

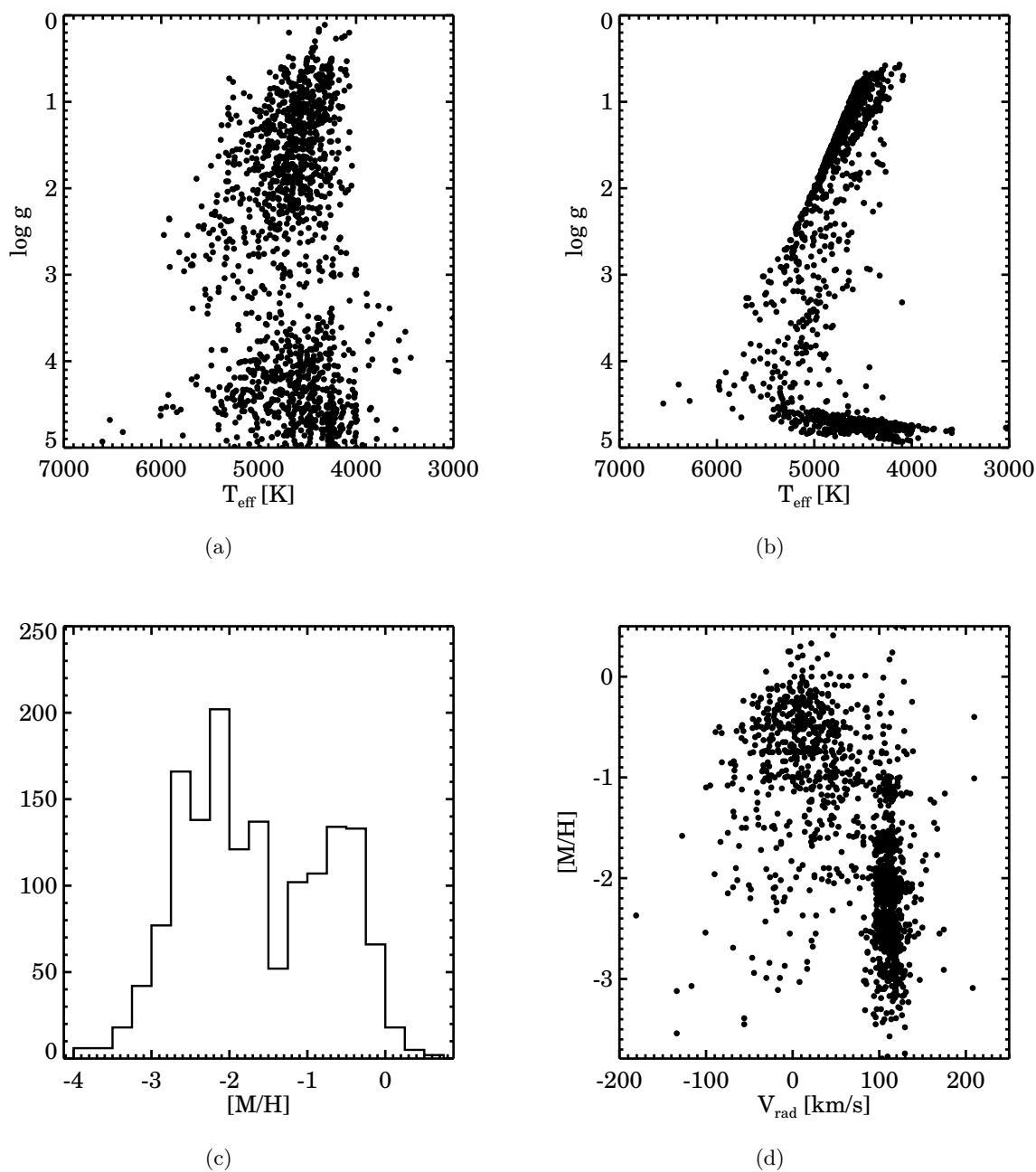


FIGURE 9.3 – Résultats préliminaires pour les étoiles observées en direction de la galaxie naine du Sculpteur. **(a)** : Diagramme H–R des étoiles avec les paramètres tels qu’obtenus par la procédure automatique de paramétrisation mise en place au Chap. 6. **(b)** : Diagramme H–R avec les paramètres atmosphériques une fois projetés sur les isochrones de Yonsei-Yale. **(c)** : Histogramme de métallicité pour l’ensemble des étoiles. Les étoiles à forte métallicité, de valeur typique du disque épais de la Voie Lactée, sont les étoiles d’avant-plan. **(d)** : Métallicités en fonction de la vitesse radiale des étoiles. Les étoiles appartenant à la galaxie naine du Sculpteur se trouvent concentrées à $V_{\text{rad}} \sim 120 \text{ km s}^{-1}$.

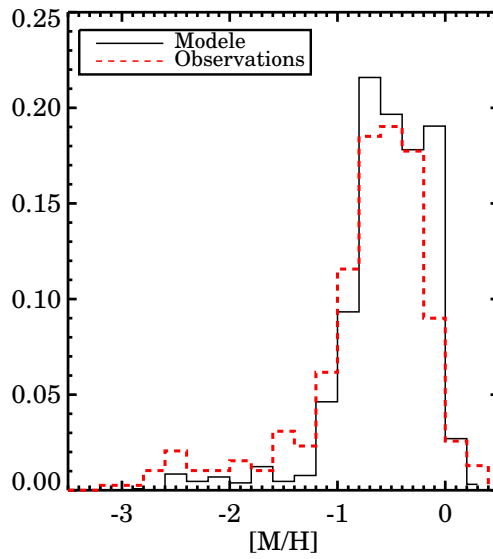


FIGURE 9.4 – Distribution en métallicité des étoiles d'avant-plan (pour $\text{SNR} > 20 \text{ pixel}^{-1}$). Les estimations du modèle de Besançon (trait plein) sont également représentées. Ces estimations ont été obtenues en considérant un disque épais à métallicité moyenne de -0.48 dex , comme suggéré dans le Chap. 8.

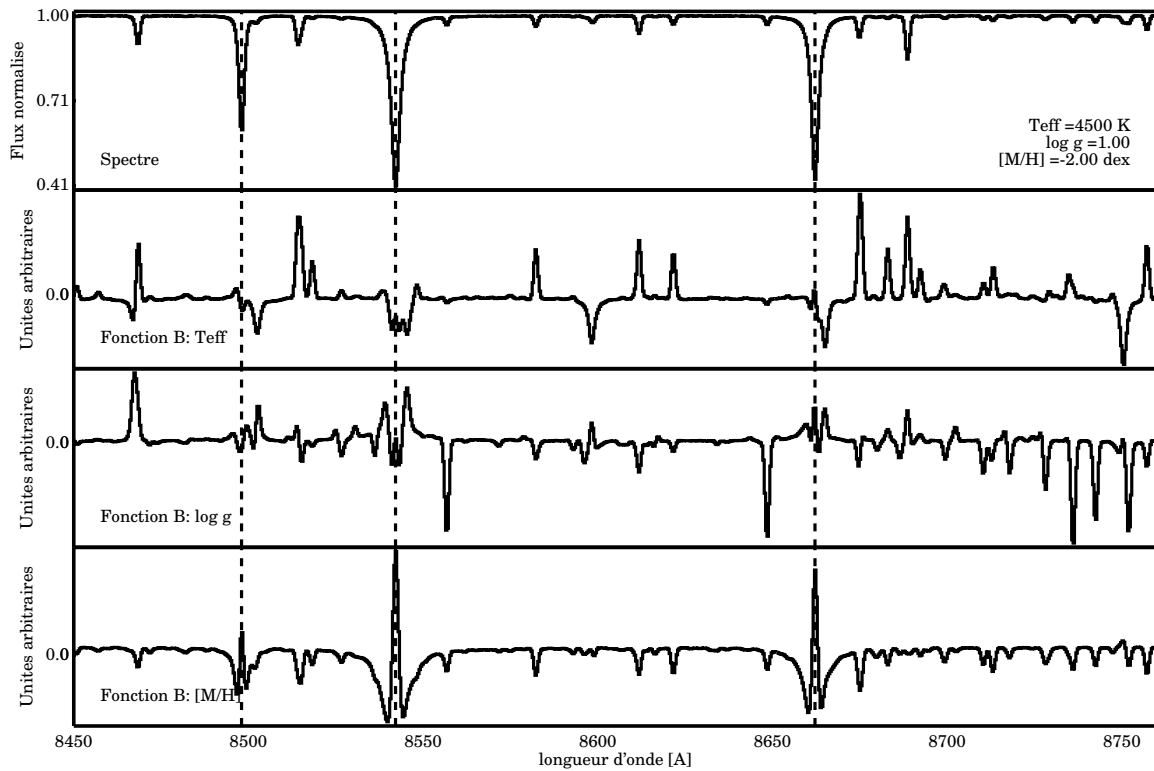


FIGURE 9.5 – Spectre synthétique d'une étoile géante très pauvre en métaux (figure du haut), et ses fonctions $B_\theta(\lambda)$ de MATISSE pour la température effective, gravité de surface et métallicité. Les traits verticaux en pointillés désignent la position du triplet du calcium. Nous pouvons remarquer que les signatures spectrales sensibles aux paramètres sont très peu visibles dans le spectre.

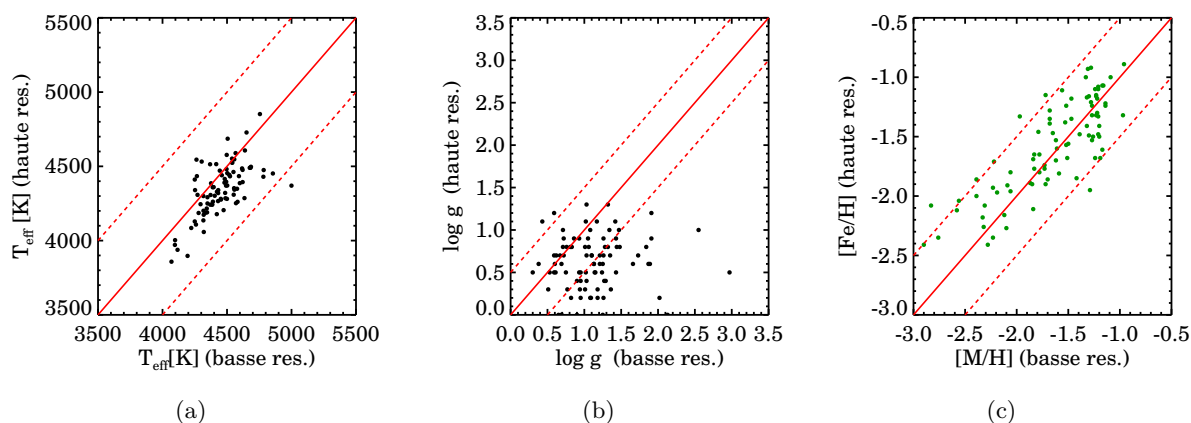


FIGURE 9.6 – Comparaison des résultats obtenus à haute résolution pour les étoiles de la galaxie naine du Sculpteur. Les résultats affichés pour la métallicité ont été corrigés d’un biais de 0.4 dex (voir Sect. 9.2.2).

surface et la métallicité a été trouvé (*i.e.* nous trouvons les étoiles plus chaudes, plus naines et plus riches). Les dispersions des valeurs sont respectivement de 170 K, 0.75 dex et 0.38 dex.

Les fortes erreurs sur la gravité de surface ne sont pas surprenantes, car comme nous l’avons vu dans le Chap. 6.2.1, la région du triplet du calcium n’est pas appropriée pour estimer avec précision ce paramètre. En effet, il n’existe pas de signatures spectrales très sensibles à la gravité (Fig. 9.5). De plus, comme cela a été également vu au Chap. 6.2.1, un *bassin* de dégénérescence existe le long de la branche des géantes : le spectre d’une étoile géante peut ressembler à celui d’une étoile plus chaude, avec une gravité de surface supérieure et plus riche en métaux. Cette dégénérescence explique pourquoi certaines des étoiles sont estimées à des $\log g$ plus élevés.

Le biais qui est mesuré en métallicité nécessite plus de discussion, car il illustre les limitations de la grille de spectres synthétiques qui est utilisée. En effet, la méthode qui a été mise en place n’est pas supposée souffrir de forts biais. Le seul biais suspecté concerne les étoiles naines et est de l’ordre de 0.1 dex (voir Chap. 6.5). Pour expliquer la différence de 0.4 dex que nous trouvons ici, deux points doivent être abordés :

1. La grille de spectres de référence sur laquelle repose l’apprentissage de MATISSE et DEGAS considère une abondance en éléments α qui est représentative des étoiles de la Voie Lactée ($[\alpha/\text{Fe}] = -0.4 \times [\text{Fe}/\text{H}]$, jusqu’à $[\text{Fe}/\text{H}] = -1.0$). Or, les étoiles de Sculpteur sont plus déficientes en éléments α (Tolstoy et al. 2003). En d’autres termes, pour une métallicité donnée ces étoiles extragalactiques ont un rapport $[\alpha/\text{Fe}]$ inférieur à celui des étoiles du halo galactique. Ceci implique que notre estimateur de métallicité $[\text{M}/\text{H}]$ n’est plus à la même échelle que l’abondance du fer. Cependant, à $[\text{M}/\text{H}] \leq -1.8$ dex, les rapports $[\alpha/\text{Fe}]$ sont identiques pour les deux populations, c’est à dire $[\alpha/\text{Fe}] = +0.4$ dex. De ce fait, si le biais mesuré est dû uniquement aux éléments α , il devrait disparaître pour les faibles métallicités. Comme ce n’est pas le cas, nous en concluons que les éléments α ne peuvent pas être la seule cause à l’origine de ce biais.
2. Une raison supplémentaire pour expliquer cette différence peut provenir du fait que pour les géantes de la grille de spectres synthétiques, une valeur de microturbulence $\xi = 2 \text{ km s}^{-1}$ a été adoptée (voir Chap. 5). Cependant, il est communément admis que la microturbulence

dépend linéairement du $\log g$ de façon suivante :

$$\xi = A - B \log g. \quad (9.1)$$

Fulbright (2000) trouve $A=2.70$ et $B=0.51$, tandis que Kirby et al. (2009) trouvent une pente plus faible, avec $A=2.13$ et $B=0.23$.

L'effet de la microturbulence est de désaturer les raies fortes et saturées. Ainsi, pour une abondance donnée, et en considérant une raie saturée, une valeur supérieure de ξ va mener à une largeur équivalente plus forte. Dans le cas de Sculpteur, où $\xi \approx 1.5 - 1.7 \text{ km s}^{-1}$ (Kirby et al. 2009), les raies fortes et saturées auront une largeur équivalente plus petite, et par conséquent une métallicité plus faible. En particulier, le biais en métallicité sera plus important pour des étoiles se trouvant en haut de la branche des RGB (ξ faible), comparé à celui des étoiles ayant un $\log g$ plus élevé. Des résultats préliminaires où le biais en métallicité est tracé en fonction de la vitesse de microturbulence, semblent confirmer ces propos (voir Fig. 9.7).

Enfin, notons toutefois qu'une naine d'avant-plan a également été observée à haute résolution. Pour cette étoile, les résultats photométriques et à haute résolution estiment que : $T_{\text{eff}}=4903 \text{ K}$, $\log g=3.8$, $[M/H]=-0.7 \text{ dex}$. Pour cette étoile *standard* de la Galaxie, notre procédure de paramétrisation automatique trouve : $T_{\text{eff}} = 4618 \pm 95 \text{ K}$, $\log g = 4.2 \pm 0.20$, $[M/H] = -0.76 \pm 0.10 \text{ dex}$, en bon accord avec les valeurs de référence. Ce résultat valide donc le fait que pour des étoiles naines *standard* galactiques, la procédure automatique qui a été mise en place retrouve bien des paramètres corrects.

9.3 Conclusions

Dans ce chapitre nous avons montré des applications supplémentaires des outils qui ont été développés au cours de ce mémoire. La procédure de calcul de magnitudes absolues des étoiles a été appliquée sur un échantillon de 1227 étoiles de trois champs CoRoT sondant des directions proches du plan galactique. Pour cette étude, les paramètres atmosphériques proviennent de l'analyse de Gazzano et al. (2010) sur des spectres à haute résolution (configuration HR9 du spectrographe FLAMES/GIRAFFE). Les étoiles appartenant au disque mince, disque épais, et halo ont été sélectionnées cinématiquement, et ont permis une caractérisation de ces composantes. Bien que le nombre de membres du disque épais et du halo n'ait pas été suffisant pour avoir des estimations fiables de leurs propriétés, celles du disque mince ont pu être déterminées de façon robuste sur de larges rayons galactocentriques ($5.5 < R < 12 \text{ kpc}$). En particulier, un gradient radial de métallicité a été mesuré, de l'ordre de $\partial[M/H]/\partial R = -0.079 \pm 0.026 \text{ dex kpc}^{-1}$, à partir des étoiles géantes de l'échantillon. Ce gradient est en accord avec les mesures récentes de Pedicelli et al. (2009), et permettent d'imposer des contraintes sur les scénarios de migration radiale dans le disque mince (par exemple, Schönrich & Binney 2009b; Loebman et al. 2011).

De plus, nous avons présenté des résultats préliminaires concernant l'analyse des étoiles de la Voie Lactée contaminant les études des populations stellaires de galaxies naines. Ces travaux effectués en collaboration avec le groupe de travail DART nous ont également permis de tester les performances de notre procédure de paramétrisation automatique sur des étoiles appartenant à la galaxie naine du Sculpteur. En particulier, nous avons comparé nos résultats obtenus à basse résolution ($R \sim 6 \text{ 500}$) avec ceux obtenus à partir de spectres à haute résolution

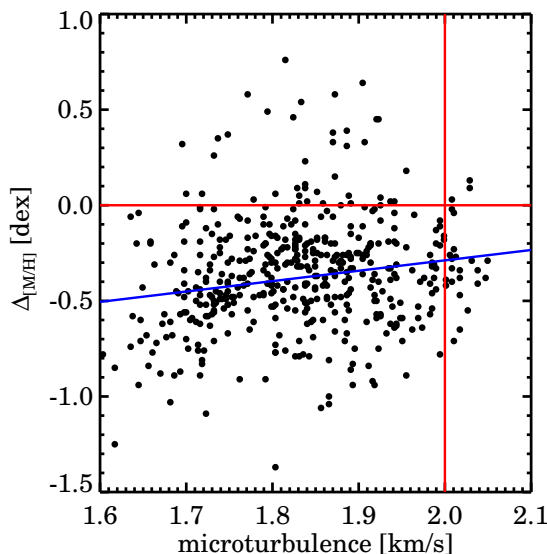


FIGURE 9.7 – Effet de la microturbulence des étoiles de la galaxie du Sculpteur sur la détermination des métallicités. La vitesse de microturbulence a été calculée par les gravités de surface mesurées par notre procédure automatique de paramétrisation et la relation de Kirby et al. (2009). L’axe des ordonnées représente le biais en métallicité entre nos valeurs et celles déterminées à partir de la calibration photométrique du triplet du calcium (Battaglia et al. 2008a). Le trait rouge horizontal représente un biais nul, tandis que le vertical représente la valeur de microturbulence pour laquelle les spectres synthétiques ont été calculés. La droite bleue représente l’ajustement des points. Nous pouvons voir que les étoiles pour lesquelles la vitesse de microturbulence s’éloigne le plus de la valeur de 2 km s^{-1} , sont également celles pour lesquelles le biais en métallicité est le plus fort.

($R \sim 20\,000$). Des biais ont été mesurés concernant la métallicité des étoiles géantes, pauvres en métaux de Sculpteur, montrant ainsi les limites de notre grille de référence. En effet, cette grille considère des étoiles avec des abondances d’éléments α par rapport au fer qui sont les valeurs *standard* que nous pouvons trouver dans la Voie Lactée. Or, celles-ci ne sont pas valables dans les galaxies naines, introduisant des inconsistances entre la métallicité globale ($[M/H]$) mesurée dans notre cas, et le rapport $[Fe/H]$ qui est publié. Enfin, un effet supplémentaire limitant les performances de la grille, est peut-être provoqué par la vitesse de microturbulence qui est fixée égale à $\xi = 2 \text{ km s}^{-1}$ pour les géantes (voir Chap. 5). En réalité cette valeur est plus faible pour les étoiles géantes à petits $\log g$, ayant comme effet direct de désaturer les raies fortes.

Les perspectives à court terme de cette collaboration consistent à continuer à étudier les étoiles d’avant-plan observées en direction des galaxies naines du Sculpteur, des Fourneaux, de la Carène et de Sextans. En l’absence de mouvement propres des étoiles, un des résultats qui va pouvoir être obtenu est le gradient vertical des disques dans plusieurs directions de la Galaxie. Ainsi, nous allons pouvoir étudier la transition entre le disque mince et le disque épais est vérifier si celle-ci se fait de façon identique dans toutes les lignes de visées.

Conclusions et perspectives

Sommaire

10.1 Paramétrisation stellaire autour du triplet du calcium et apports pour le RVS de Gaia	173
10.2 Contraintes sur la formation du disque épais	174
10.3 Perspectives : l'ère de l'archéologie galactique	177

L'existence de disques épais dans la plupart des galaxies spirales telles que la Voie Lactée semble être de nos jours confirmée. Cependant, leur origine reste encore mystérieuse, et la compréhension de la formation du disque épais de la Voie Lactée est un des défis majeurs de l'astrophysique actuelle.

En effet, les différentes hypothèses impliquées pour expliquer son origine sont directement liées aux processus de formation des galaxies et au Λ CDM, le modèle actuel de l'Univers. Pour apporter des éléments de réponse, nous faisons appel à l'archéologie galactique du disque épais. Celle-ci consiste à obtenir les paramètres orbitaux ainsi que la composition chimique des atmosphères d'un grand échantillon d'étoiles, afin d'identifier des signatures de populations stellaires d'origine commune (population accrétée, ou provenant de la migration des régions internes de la Galaxie, etc.).

Il existe actuellement plusieurs projets d'archéologie galactique, récoltant des dizaines de milliers de spectres d'étoiles. Une quantité aussi importante de données nécessite la mise en place d'algorithmes automatiques de paramétrisation des spectres. Une approche automatique optimale est d'autant plus cruciale que la mission Gaia (dont le lancement est prévu pour 2013) va obtenir des spectres moyenne résolution, de quelques centaines de millions d'étoiles (Perryman et al. 2001).

Les travaux présentés dans ce mémoire de thèse traitent les deux aspects développés ci-dessus. Plus précisément, les buts ont été de :

1. Développer une procédure de paramétrisation automatique des spectres dans une résolution et un domaine de longueurs d'onde similaires aux spectres de Gaia ($\sim \lambda 8500 \text{ \AA}$, mode basse résolution $R = \lambda/\Delta\lambda \sim 7\,000$) (Kordopatis et al. 2011a; Lebzelter et al. 2011).
2. Exploiter cette procédure pour apporter des contraintes sur la formation du disque épais à partir de données sondant des régions lointaines du voisinage solaire (Kordopatis et al. 2011b; Gazzano et al. 2011).

10.1 Paramétrisation stellaire autour du triplet du calcium et apports pour le RVS de Gaia

Nous avons proposé une procédure afin d'obtenir de façon automatique et optimale à partir des spectres des étoiles, leurs températures effectives, gravités de surface et métallicités globales. Cette procédure est basée sur l'utilisation d'une grille de spectres synthétiques qui servira à

l'apprentissage de deux algorithmes de paramétrisation : une méthode de projection, MATISSE (Recio-Blanco et al. 2006), et un arbre de décision, DEGAS (Bijaoui et al. 2010). Bien que la discussion se soit concentrée sur des spectres à moyenne résolution ($R \sim 6\,500$, échantillonnage : 0.4 \AA), obtenus autour du triplet infra-rouge du calcium ($\sim 8500 \text{ \AA}$), les résultats présentés sont facilement adaptables à n'importe quelle configuration spectrale, à condition qu'une librairie de spectres de référence soit disponible.

La procédure proposée consiste à utiliser MATISSE à haut rapport signal sur bruit ($\text{SNR} > 35 \text{ pixel}^{-1}$), pour sa capacité à interpoler des spectres dans une grille de spectres théoriques, pour ses faibles erreurs et pour l'interprétation physique facile de la méthode (utilisation de fonctions $B_\theta(\lambda)$). À bas SNR, les problèmes associés à la présence de minima secondaires de la fonction distance dans ce domaine de longueurs d'onde et cette résolution sont mieux traités à l'aide d'une méthode de reconnaissance de forme telle que l'arbre de décision DEGAS.

La méthode mise en place est robuste aux imperfections des spectres suite à des mauvaises normalisations, ou des possibles problèmes de corrections des vitesses radiales. En effet, des erreurs inférieures à $\sim 7\text{--}10 \text{ km s}^{-1}$ ($\sim 1/2 \text{ pixel}$) sur la vitesse radiale ont une influence négligeable sur les estimations des paramètres atmosphériques. De plus, nous avons montré que DEGAS peut être utilisé avec succès même à bas SNR ($\sim 10 \text{ pixel}^{-1}$) afin d'obtenir une normalisation très proche de la réalité, ainsi qu'une bonne mesure du rapport signal à bruit.

La quantification des erreurs internes a montré que les résultats étaient suffisamment précis pour des études d'archéologie galactique ($\sigma_{[\text{M}/\text{H}]} < 0.1 \text{ dex}$) jusqu'à des $\text{SNR} \sim 35 \text{ pixel}^{-1}$ pour des étoiles de métallicité élevée ou intermédiaire ($[\text{M}/\text{H}] > -1 \text{ dex}$). De plus, les résultats sont suffisamment précis ($\sigma_{[\text{M}/\text{H}]} < 0.2 \text{ dex}$) pour distinguer les différentes populations galactiques telles que le disque mince, le disque épais ou le halo jusqu'à des $\text{SNR} \sim 20 \text{ pixel}^{-1}$.

Validée sur des bibliothèques d'étoiles de référence (bibliothèques S^4N ; Allende Prieto et al. 2004, et CFLIB; Valdes et al. 2004), la procédure proposée est particulièrement bien adaptée pour une utilisation sur de grands relevés spectroscopiques tels que Gaia. En effet, une fois la phase d'apprentissage effectuée, le temps de calcul pour traiter 2×10^4 spectres (normalisations, estimations du SNR et estimation des paramètres) est d'environ une heure sur un ordinateur portable actuel. Nos résultats montrent, pour la première fois, quelles sont les précisions auxquelles la communauté scientifique peut s'attendre pour des spectres obtenus avec la configuration basse résolution du RVS de Gaia.

Cette procédure a déjà été implémentée en Java, et sera intégrée dans la chaîne d'analyse de données du DPAC de Gaia afin d'être une des méthodes utilisées pour paramétriser les spectres du RVS avec l'algorithme GSP-Spec.

10.2 Contraintes sur la formation du disque épais

La procédure automatique mise en place a été appliquée pour l'analyse d'un échantillon de ~ 700 étoiles en direction des coordonnées galactiques $l \sim 277^\circ$, $b \sim 47^\circ$, une direction vers laquelle Gilmore et al. (2002) auraient observé les signatures d'une population accrétée.

Les trois composantes galactiques (disque mince, disque épais et halo) ont été identifiées et caractérisées, montrant que le disque mince et le disque épais étaient des populations distinctes, tant chimiquement que cinématiquement. Nous avons trouvé que les étoiles du disque épais en dehors du voisinage solaire possédaient des propriétés similaires à celles mesurées localement. La métallicité du disque épais varie de -1.8 dex jusqu'à des valeurs supra-solaires ($\sim +0.25 \text{ dex}$), avec une moyenne à $[\text{M}/\text{H}] = -0.45 \pm 0.02 \text{ dex}$, en accord avec les relevés récents suggérant des

valeurs autour de -0.5 dex. En comparant avec les prédictions du modèle de Besançon (Robin et al. 2003), nous avons estimé que la densité locale d'étoiles du disque épais est inférieure à 18%.

Les gradients verticaux que nous avons mesuré pour les distances au-dessus du plan où le disque épais est supposé représenter la population dominante ($1 < Z < 4$ kpc) sont de $\partial V_\phi / \partial Z = 19 \pm 8 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ et $\partial[M/H] / \partial Z = -0.14 \pm 0.05 \text{ dex kpc}^{-1}$. Ces gradients peuvent être expliqués comme la signature de la transition entre un disque mince, riche en métaux et en rotation rapide, et un disque épais de métallicité moyenne de -0.45 dex et de vitesse de rotation orbitale $V_\phi = -167 \text{ km s}^{-1}$ (en coordonnées cylindriques).

Cette transition semble être également confirmée par la mesure de la corrélation entre la vitesse de rotation et la métallicité ($\partial V_\phi / \partial[M/H] = -45 \pm 12 \text{ km s}^{-1} \text{ dex}^{-1}$). Ce résultat n'est pas en accord avec un disque épais formé principalement par des processus de migrations radiales (Sellwood & Binney 2002; Roškar et al. 2008; Schönrich & Binney 2009b; Minchev & Famaey 2010; Loebman et al. 2011). En effet, d'après cette approche, le mélange radial des étoiles âgées étant à l'origine du disque épais provoquerait la disparition de cette corrélation.

Nous avons également trouvé que le pic de la distribution des excentricités du disque épais se trouve à $\varepsilon \sim 0.3$, en accord avec les valeurs obtenues par les grands relevés SDSS et RAVE. Selon les simulations numériques de Sales et al. (2009) des valeurs si faibles sembleraient exclure un disque épais formé majoritairement d'étoiles accrétées, comme proposé par Abadi et al. (2003).

Enfin, nous avons recherché des signatures de variations éventuelles des échelles de longueur et de hauteur du disque épais en fonction de la métallicité. Nous n'avons pas trouvé de tendances se distinguant significativement des erreurs de mesure, suggérant que les échelles de longueur et de hauteur sont constantes et égales à $h_R = 3.4 \pm 0.7 \text{ kpc}$ et $h_Z = 694 \pm 45 \text{ pc}$. L'hypothèse faite par Gilmore et al. (2002) d'une population accrétée dans le disque épais, pour une direction similaire ($l \sim 270^\circ$, $b \sim 33^\circ$) a donc été rejetée. De plus, au vu de ces résultats, le scénario de la migration radiale semble une fois encore inapproprié. En effet, des échelles de longueur et de hauteur indépendantes de la métallicité sont contraires aux prédictions de ces processus.

Les deux seuls scénarios qui semblent expliquer l'ensemble de nos observations sont le réchauffement dynamique du disque mince par des fusions mineures (Villalobos & Helmi 2008), et l'accrétion d'un satellite riche en gaz (Brook et al. 2005). Malheureusement, nos données ne nous permettent pas de faire une distinction entre ces modèles. Comme nous allons le voir dans la section suivante, des données à plus haute résolution et en quantité plus nombreuse pourraient alors aider à séparer les deux modèles.

Comment contraindre observationnellement¹ les scénarios de formation du disque épais ?

Afin de pouvoir distinguer entre le modèle de réchauffement dynamique du disque mince (ex : Villalobos & Helmi 2008), ou d'accrétion d'un satellite riche en gaz (ex : Brook et al. 2005), il est nécessaire de mesurer précisément les gradients verticaux intrinsèques au disque épais. En effet, le premier scénario suppose que le disque épais conserve un gradient de métallicité, reflétant le gradient présent dans le disque mince au moment où il a été chauffé. Or le disque mince actuel possède un gradient d'environ $-0.3 \text{ dex kpc}^{-1}$ (Chen et al. 2003; Soubiran et al. 2008b; Ivezić et al. 2008). Ainsi, de part le réchauffement vertical des étoiles par les bras spiraux (Sellwood & Binney 2002), un gradient a dû exister assez tôt dans l'histoire de la Galaxie. Ce dernier devrait donc être mesurable dans le disque épais actuel. Au contraire, le modèle de formation par effondrement rapide d'un nuage de gaz (Brook et al. 2005), ne permettrait pas d'obtenir

1. Notons que des demandes de temps d'observations au télescope VLT de l'ESO (P.I. : G. Kordopatis) ont déjà été soumises et que d'autres suivront, afin d'obtenir des données allant dans ce sens.

de gradient. Pour pouvoir mesurer correctement les gradients verticaux intrinsèques au disque épais, une estimation des abondances en éléments α et/ou d'éléments lourds par des spectres à plus haute résolution est nécessaire. En effet, une telle analyse permettrait d'éliminer les étoiles du disque mince qui contaminent l'échantillon de cibles du disque épais. Ce genre de données vont pouvoir être obtenues dès 2012, grâce à la spectroscopie moyenne et haute résolution du Gaia-ESO survey. Combinées aux distances et aux mouvements propres que Gaia obtiendra, il sera alors possible de mesurer avec une très grande précision les gradients verticaux jusqu'à des distances de 10 kpc du Soleil.

Un autre domaine à explorer est la queue de distribution des excentricités des étoiles du disque épais. En effet, Sales et al. (2009) et Di Matteo et al. (2011) prévoient que les étoiles accrétées d'une galaxie satellite devraient posséder de fortes excentricités. Bien que le nombre d'étoiles et la valeur de l'excentricité dépendent des paramètres d'accrétions (rapport des masses, angle d'inclinaison, quantité de gaz), détecter des étoiles du disque épais à forte excentricité permettrait d'exclure le modèle de Brook et al. (2005). Pour une telle étude, il va donc falloir pouvoir distinguer les étoiles du disque épais et du halo. En effet, une simple étude des abondances des éléments α ne permet pas de séparer les deux composantes galactiques car elles ont le même rapport $[\alpha/\text{Fe}]$ aux basses métallicités, et leurs distribution de vitesse peuvent se superposer. Ainsi, pour pouvoir décomposer les deux populations, un nombre de cibles suffisamment élevé pour obtenir des statistiques plus robustes sur les membres du disque épais est nécessaire. Dans ce domaine là Gaia excèlera, en observant près de 4×10^8 étoiles du disque épais et 2×10^7 étoiles du halo.

Enfin, une autre étude importante à mener concerne les propriétés du disque épais à différents rayons galactocentriques.

- L'étude des régions externes de la Voie Lactée ($R > 10$ kpc) va permettre de confirmer, ou pas, l'existence d'un gauchissement (*flare*) du disque stellaire. En effet, les simulations numériques de Qu et al. (2011) affirment que l'augmentation de l'échelle de hauteur du disque épais dans les régions externes de la Voie Lactée, donne des indications importantes sur la masse totale accrétée par la Galaxie au cours de fusions mineures (Villalobos & Helmi 2008). L'absence de variations serait alors en accord avec le modèle de Bournaud et al. (2009), c'est-à-dire d'un disque épais formé suite à la dispersion d'étoiles et de gaz par les inhomogénéités présentes dans le disque mince initial. Bien qu'aucune prédiction n'ait été faite concernant la migration radiale sur ce sujet, nous pensons qu'un tel scénario ne devrait pas prédire d'augmentation significative de l'échelle de hauteur pour le disque épais à de grands rayons galactiques.
- L'étude des régions internes de la Voie Lactée ($R < 5$ kpc) va permettre d'étudier la transition entre le disque épais et le bulbe galactique et permettre de comprendre si ces deux populations sont distinctes ou pas. En effet, les scénarios de formation du disque épais par processus internes prévoient que le disque épais est formé soit simultanément au bulbe (Bournaud et al. 2009), soit par migration des étoiles du bulbe vers les régions externes (voir par exemple : Sellwood & Binney 2002; Roškar et al. 2008; Schönrich & Binney 2009b). Dans ce cas, les deux populations seraient identiques et aucune transition ne devrait être visible.

10.3 Perspectives : l'ère de l'archéologie galactique

Les perspectives qui se présentent suite à ces travaux de thèse sont :

1. **À court terme** : Poursuivre les travaux sur l'étude de la formation du disque épais, en analysant les étoiles d'avant-plan de relevés obtenus en direction de galaxies naines (collaboration avec l'équipe DART). Cette étude va permettre de caractériser les propriétés verticales des structures galactiques à différentes positions dans la Voie Lactée. En combinant ces informations avec le calcul de gradients verticaux en métallicité, les modèles de formation du disque épais vont pouvoir être contraints.
2. **À moyen terme** : Un contrat post-doctoral de trois années va commencer en novembre à l'*Institute of Astronomy* de l'université de Cambridge, un des centres de recherche pionniers de l'archéologie galactique. Au cours de ces trois années une partie de la préparation et de l'exploitation des données du grand relevé Gaia-ESO est prévue. Il est également prévu de m'impliquer au cours de ce *post-doc* à l'analyse d'abondances chimiques de spectres de la mission RAVE. En effet, RAVE obtient ces données dans un domaine de longueurs d'onde et à une résolution spectrale très proches de ceux de Gaia et de ceux sur lesquels j'ai travaillé le long de ce mémoire. De plus, des travaux identiques, concernant les abondances chimiques des étoiles de galaxies naines seront menées. Enfin, la méthode de paramétrisation automatique va continuer à être développée avec l'équipe de Nice (P. de Laverny, A. Recio-Blanco, V. Hill, A. Bijaoui, C.C. Worley) afin de tester de nouveaux algorithmes ou encore de calculer une grille de spectres à dimensions plus élevées (éléments α , rotation des étoiles).
3. **À long terme** : Bien évidemment le but à long terme est l'exploitation scientifique de Gaia dont la quantité de données ainsi que leur précision astrométrique seront inégalées.

Liste des abréviations

ANN	Réseau de neurones artificiel (“Artificial Neural Network”)
AGB	Branche Asymptotique des Géantes
BP & RP	Spectrophotomètres Bleu et Rouge de Gaia
CCD	Charged Coupled Device
CCF	Fonction de corrélation croisée
CFLIB	Coudé Feed stellar spectra Library
CoRoT	COncvection, ROtation and planetary Transits
CU	Unité de Coordination de Gaia
ESA	Agence Spatiale Européenne
ESO	Observatoire Austral Européen (“European Southern Observatory”)
ETL	Équilibre Thermodynamique Local
DEGAS	DEcision tree alGorithm for ASTrophysics
DPAC	Gaia Data Processing and Analysis Consortium
FLAMES	Fibre Large Array Multi Element Spectrograph
GREAT	Gaia Research for European Astronomy Training
GSP-Spec	Generalised Stellar Parametriser - Spectroscopy
GSP-Phot	Generalised Stellar Parametriser - Photometry
Gyr	10^9 années
H-R	Diagramme de Hertzsprung-Russell
IMF	Fonction de Masse Initiale des étoiles
IRAF	Image Reduction and Analysis Facility
$\log g$	Logarithme de la gravité de surface
LSR	Local standard of Rest
MATISSE	MATrix Inversion for Spectral SynthEsis
M_{\odot}	Masse solaire ($M_{\odot} = 1.9891 \times 10^{30}$ kg)
MOS	Multi Objet Spectroscopy
pc	parsec (environ 3.26 années-lumière)
PCA	Analyse par Composantes Principales
RAVE	RAdial Velocity Experiment
RVS	Spectrographe à bord de Gaia (“Radial Velocity Spectrometer”)
S ⁴ N	Spectroscopic Survey of Stars in the Solar Neighborhood
SDSS	Sloan Digital Sky Survey
SEGUE	Sloan Extension for Galactic Understanding and Exploration
SFR	Taux de formation stellaire (“Star Formation Rate”)
SN Ia	Supernova de type Ia
SN II	Supernova de type II
SNR	Rapport Signal à Bruit (“Signal-to-Noise Ratio”)
T_{eff}	Température effective
VLT	Very Large Telescope
V_{rad}	Vitesse radiale

Λ CDM	Matière noire froide avec constante cosmologique (“ Λ Cold Dark Matter”)
[M/H]	Métallicité globale de l'étoile, relative au Soleil
[α /Fe]	Abondance des éléments α par rapport au Fer, relative au Soleil

Caractérisation du vecteur des différences de DEGAS

Règle de minimisation de l'énergie par noeud

Soit un ensemble de J points, dans R^L , de coordonnées $x_j(l)$, $l \in (1, L)$. Cet ensemble est partitionné en deux sous-ensembles possédant J_1 et J_2 éléments. $\bar{x}_1(l)$ et $\bar{x}_2(l)$ sont les coordonnées des centres de chacun de ces sous-ensembles. V_1 et V_2 sont la somme des distances de chaque point par rapport au centre du sous-ensemble, c'est-à-dire les énergies respectives de chaque sous-ensemble :

$$V_1 = \sum_{j_1} \sum_l (x_{j_1}(l) - \bar{x}_1(l))^2 \quad (\text{B.1})$$

$$V_2 = \sum_{j_2} \sum_l (x_{j_2}(l) - \bar{x}_2(l))^2. \quad (\text{B.2})$$

L'énergie totale des deux sous-ensembles $V = V_1 + V_2$ peut alors se réécrire :

$$V = \sum_{j_1 \in J_1} \sum_l x_{j_1}^2(l) - J_1 \sum_l \bar{x}_1^2(l) + \sum_{j_2 \in J_2} \sum_l x_{j_2}^2(l) - J_2 \sum_l \bar{x}_2^2(l) \quad (\text{B.3})$$

$$= \sum_{j \in J} \sum_l x_j^2(l) - \left[J_1 \sum_l \bar{x}_1^2(l) + J_2 \sum_l \bar{x}_2^2(l) \right] \quad (\text{B.4})$$

$$= V_0 - \left[J_1 \sum_l \bar{x}_1^2(l) + J_2 \sum_l \bar{x}_2^2(l) \right] \quad (\text{B.5})$$

avec $V_0 = \sum_{j \in J} \sum_l x_j^2(l)$ l'énergie totale du système. Nous remarquons que l'Éq. B.5 correspond au théorème de Huyghens, (ou théorème d'axes parallèles). Dans ce cas nous avons exprimé le moment d'inertie du système par rapport à l'axe passant par la moyenne des points en fonction du moment d'inertie des deux sous-ensembles J_1 et J_2 .

Une bonne séparation est définie en minimisant la dispersion autour des deux centres, et en maximisant la séparation entre ceux-ci. Ainsi, il faut maximiser l'énergie :

$$E = J_1 \sum_l \bar{x}_1^2(l) + J_2 \sum_l \bar{x}_2^2(l). \quad (\text{B.6})$$

Échange de deux points

L'algorithme DEGAS est un arbre de décision oblique k - d . À chaque étape, l'ensemble de points associés à chaque noeud est séparé en deux sous-parties égales, en comparant le coefficient de projection de chaque modèle sur un vecteur à la médiane des coefficients de projection pour l'ensemble des modèles (voir Chap. 4.4.2). Ainsi, si un point est déplacé du sous-ensemble J_1 à J_2 , il faut qu'un autre point soit déplacé de J_2 à J_1 afin de garder le même nombre de points à chaque sous-échantillon.

L'échange des points t_1 et t_2 , provenant de J_1 et J_2 conduit à l'énergie suivante :

$$E' = J_1 \sum_l \left[\frac{(J_1 - 1)\bar{x}_1^2(l) - t_1(l) + t_2(l)}{J_1} \right]^2 + J_2 \sum_l \left[\frac{(J_2 - 1)\bar{x}_2^2(l) - t_2(l) + t_1(l)}{J_2} \right]^2 \quad (\text{B.7})$$

que nous pouvons également réécrire :

$$\begin{aligned} E' = & \frac{(J_1 - 1)^2}{J_1} \sum_l \bar{x}_1^2(l) - 2 \frac{J_1 - 1}{J_1} \sum_l (t_1(l) - t_2(l)) \bar{x}_1^2(l) + \frac{1}{J_1} \sum_l (t_1(l) - t_2(l))^2 \\ & + \frac{(J_2 - 1)^2}{J_2} \sum_l \bar{x}_2^2(l) + 2 \frac{J_2 - 1}{J_2} \sum_l (t_1(l) - t_2(l)) \bar{x}_2^2(l) + \frac{1}{J_2} \sum_l (t_1(l) - t_2(l))^2. \end{aligned} \quad (\text{B.8})$$

La variation d'énergie est :

$$\begin{aligned} \Delta E = & \frac{-2J_1 + 1}{J_1} V_1 + \frac{-2J_2 + 1}{J_2} V_2 + 2 \sum_l (t_1(l) - t_2(l)) \left[\frac{J_2 - 1}{J_2} \bar{x}_2(l) - \frac{J_1 - 1}{J_1} \bar{x}_1(l) \right] \\ & + \left(\frac{1}{J_1} + \frac{1}{J_2} \right) \sum_l (t_1(l) - t_2(l))^2. \end{aligned} \quad (\text{B.9})$$

Les deux premiers termes de l'Éq. B.9 sont indépendants des points échangés. Le dernier ne dépend pas des centres choisis. Le terme restant indique le lien entre les points échangés et les centres. Comme l'ensemble de points est partitionné en deux sous-ensembles égaux J_1 et J_2 , le terme $(\bar{x}_2(l) - \bar{x}_1(l))$ représente le vecteur \mathbf{D} rejoignant les deux barycentres. Les variations d'énergie sont alors données par la projection des spectres sur ce vecteur.

Le plan de séparation est l'hyperplan perpendiculaire à \mathbf{M} , à la coordonnée de la médiane γ . Imposer $\mathbf{D} = \mathbf{M}$ revient à échanger des points proches du plan perpendiculaire à ce vecteur. La variation d'énergie due à l'échange des points correspond également à la différence des coefficients de projection. Ceci nous a mené à utiliser ce vecteur pour partitionner le sous-ensemble associé à un noeud. Comme ce vecteur dépend de la partition effectuée, une méthode itérative de construction est nécessaire.

Données atomiques adoptées

TABLE C.1 – Liste des 50 raies ayant subit les corrections les plus importantes sur leur $\log gf$.

λ (Å)	Élément	$\log gf$ adopté	$\log gf$ initial (VALD)
8818.4790	Cl	-2.100	-1.060
8444.4610	MgI	-3.100	-2.390
8736.0060	MgI	-1.200	-3.210
8736.0060	MgI	-1.200	-1.930
8417.9030	SiI	-2.700	-4.581
8418.7970	SiI	-2.100	-1.524
8492.0770	SiI	-2.100	-2.771
8514.5990	SiI	-2.900	-5.082
8543.1510	SiI	-1.900	-3.506
8600.5650	SiI	-2.800	-3.747
8680.0800	SiI	-1.800	-3.243
8690.0610	SiI	-2.900	-4.793
8780.7480	SiI	-1.200	-1.760
8633.1240	SI	-0.6000	-0.060
8423.1310	CaI	-0.550	-1.051
8608.1780	CaI	-0.600	-1.122
8725.0060	CaI	-1.800	-0.807
8842.6120	CaI	-1.300	-0.679
8468.4700	TiI	-1.493	-0.993
8598.1740	TiI	-1.542	-2.242
8684.2320	TiI	-2.608	-2.008
8725.7910	TiI	-3.018	-2.418
8761.4740	TiI	-2.693	-1.993
8821.1550	TiI	-2.474	-1.974
8670.9010	MnI	-1.700	-0.727
8672.0220	MnI	-1.300	-0.581
8673.9330	MnI	-1.500	-0.757
8740.9140	MnI	-0.7000	-0.055
8458.9960	FeI	-2.350	-1.519
8538.0150	FeI	-1.200	-2.354
8562.1040	FeI	-2.046	-2.846
8562.2210	FeI	-6.087	-7.087
8584.7930	FeI	-2.000	-1.466
8592.1210	FeI	-2.027	-3.227
8601.0470	FeI	-2.300	-1.577

Table C.1 – suite

λ (Å)	Élément	log gf adopté	log gf initial (VALD)
8610.6100	FeI	-1.750	-2.650
8618.1410	FeI	-2.900	-1.805
8656.6740	FeI	-1.777	-2.577
8661.8980	FeI	-1.000	-1.537
8678.9310	FeI	-4.532	-5.432
8689.8590	FeI	-1.650	-1.030
8736.3200	FeI	-3.048	-3.848
8736.6970	FeI	-8.229	-8.829
8805.2250	FeI	-2.000	-2.551
8816.8850	FeI	-1.700	-2.203
8878.9450	FeI	-4.200	-5.302
8897.5120	FeI	-2.800	-2.079
8559.0210	CoI	-0.428	-1.428
8768.7780	NiI	-1.700	-0.662
8840.3380	NiI	-1.500	-0.508

Publications

1. ***Automatic stellar spectra parameterisation in the IR CaII triplet region***
G. Kordopatis, A. Recio-Blanco, P. de Laverny, A. Bijaoui, V. Hill, G. Gilmore, R.F.G. Wyse & C. Ordenovic
Article publié dans la revue Astronomy & Astrophysics (A&A, 535, A106)
2. ***A spectroscopic survey of thick disc stars outside the solar neighbourhood***
G. Kordopatis, A. Recio-Blanco, P. de Laverny, G. Gilmore, V. Hill, R.F.G. Wyse, A. Helmi, A. Bijaoui, M. Zoccali & O. Bienaymé
Article publié dans la revue Astronomy & Astrophysics (A&A, 535, A107)
3. ***Characterisation of the Galactic populations with CoRoT targets***
J.-C. Gazzano, G. Kordopatis, M. Deleuil, P. de Laverny, A. Recio-Blanco & V. Hill
Article soumis dans la revue Astronomy & Astrophysics
4. ***Un arbre de Décision Oblique pour l'Estimation des Paramètres sur une Grille de Modèles***
A. Bijaoui, G. Kordopatis, A. Recio-Blanco, P. de Laverny & C. Ordenovic
Article accepté pour la conférence du GRETSI
5. ***Comparative Modelling of the Spectra of Cool Giants***
T. Lebzelter, U. Heiter, C. Abia, K. Eriksson, M. Ireland, H. Neilson, W. Nowotny, J. Maldonado, T. Merle, R. Peterson, B. Plez, I. Short, G. Wahlgren, C. Worley, B. Aringer, S. Bladh, P. de Laverny, A. Goswami, G. Kordopatis, A. Mora, R. Norris, M. Scholz, F. Thévenin, T. Tsuji, B. Montesinos & R.F. Wing
Article en préparation

A&A 535, A106 (2011)
 DOI: [10.1051/0004-6361/201117372](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201117372)
 © ESO 2011

**Astronomy
&
Astrophysics**

Automatic stellar spectra parameterisation in the IR Ca II triplet region

G. Kordopatis¹, A. Recio-Blanco¹, P. de Laverny¹, A. Bijaoui¹, V. Hill¹,
 G. Gilmore², R. F. G. Wyse³, and C. Ordenovic¹

¹ Université de Nice Sophia Antipolis, CNRS, Observatoire de la Côte d'Azur, Cassiopée UMR 6202, BP 4229, 06304 Nice, France
 e-mail: georges.kordopatis@oca.eu

² Institute of Astronomy, University of Cambridge, Madingley Road, Cambridge CB3 0HA, UK

³ Johns Hopkins University, Baltimore, MD, USA

Received 30 May 2011 / Accepted 19 September 2011

ABSTRACT

Context. Galactic archaeology aims to determine the evolution of the Galaxy from the chemical and kinematical properties of its individual stars. This requires the analysis of data from large spectroscopic surveys, with sample sizes in tens of thousands at present, with millions of stars being reached in the near future. Such large samples require automated analysis techniques and classification algorithms to obtain robust estimates of the stellar parameter values. Several on-going and planned spectroscopic surveys have selected their wavelength region to contain the IR Ca II triplet ($\sim \lambda \lambda$ 8500 Å) and the work presented in this paper focuses on the automatic analysis of such spectra.

Aims. We aim to develop and test an automatic method by which one can obtain estimates of values of the stellar atmospheric parameters (effective temperature, surface gravity, overall metallicity) from a stellar spectrum. We also explore the degeneracies in parameter space, estimate the uncertainties in the derived parameter values and investigate the consequences of these limitations for achieving the goals of galactic archaeology.

Methods. We investigated two algorithms, both of which compare the observed spectrum to a grid of synthetic spectra, but each uses a different mathematical approach for finding the optimum match and hence the best values of the stellar parameters. Our investigation of these algorithms' robustness can be widely applied because it amplifies the main problems that the other methods can encounter. The first algorithm, MATISSE, derives the values of each stellar parameter through a local fit to the spectrum such that each pixel in wavelength space is treated separately. The sensitivity of the flux at each wavelength to the value of a given stellar parameter is determined from the synthetic spectra. The observed spectrum is then projected using these sensitivity vectors to give an estimated value of the stellar parameters. This value depends on finding the true minimum in the fit and the algorithm must avoid being trapped in false local minima. The second algorithm, DEGAS, uses a pattern-recognition approach and consequently has a more global vision of the parameter space. The best-fit synthetic spectrum is derived through a series of comparisons between the observed and synthetic spectra, summed over wavelength pixels, with additional refinements in the set of synthetic spectra after each stage, i.e. a decision tree.

Results. We identified physical degeneracies in different regions of the $H - R$ diagram: hot dwarf and giant stars share the same spectral signatures. Furthermore, it is very difficult to determine an accurate value for the surface gravity of cooler dwarfs. These effects are intensified when the lack of information increases, which happens for low-metallicity stars or spectra with low signal-to-noise ratios (SNRs). Our results demonstrate that the local projection method is preferred for spectra with high SNR, whereas the decision-tree method is preferred for spectra of lower SNR. We therefore propose a hybrid approach, combining these methods, and demonstrate that sufficiently accurate results for the purposes of galactic archaeology studies are retrieved down to SNR ~ 20 for typical parameter values of stars belonging to the local thin or thick disc, and for SNR down to ~ 50 for the more metal-poor giant stars of the halo.

Conclusions. If unappreciated, degeneracies in stellar parameters can introduce biases and systematic errors in derived quantities for target stars such as distances and full space motions. These can be minimised using the knowledge gained by thorough testing of the proposed stellar classification algorithm, which in turn lead to robust automated methods for the coming extensive spectroscopic surveys of stars in the Local Group.

Key words. stars: fundamental parameters – stars: abundances – techniques: spectroscopic – methods: data analysis

1. Introduction

Understanding the formation and evolution of the Milky Way Galaxy from the properties of its long-lived constituent stars (also known as the field of galactic archaeology) requires the collection of photometric and/or spectroscopic data for statistically significant samples of stars throughout the Galaxy. Photometry has the advantage of faster completion of deep wide-field/all-sky surveys but spectroscopy provides more accurate, detailed

information about the target stars. For example, depending on the spectral resolution, one can more easily determine overall metallicities ($[M/H]$), the enhancements of α -elements with respect to iron (with respect to the Sun, $[\alpha/Fe]$), individual elemental abundances and the fundamental stellar parameters effective temperature (T_{eff}) and surface gravity ($\log g$). The combination of these parameters allows one to derive line-of-sight distances through a comparison of a given star's position on the $H - R$ diagram and an appropriate set of theoretical isochrones. Full

6D phase-space coordinates can be determined if proper motions are available, which additionally constrain models of Galaxy formation and evolution.

The wavelength range around the IR Ca II triplet is more and more frequently used in studies of galactic archaeology. The IR Ca II triplet ($\lambda\lambda 8498.02, 8542.09, 8662.14$ Å) lines are strong for most stellar spectral types and luminosity classes, as well as for very metal-poor stars (see, for example Zwitter et al. 2004; Wilkinson et al. 2005), providing ideal features for a robust determination of the star's radial velocity. The usefulness of this wavelength range goes beyond line-of-sight kinematics, because there are numerous absorption lines from many species, including iron and several α -elements (Ca II, Si I, Mg I) and these remain visible even at relatively low spectral resolution and low signal-to-noise ratio (SNR¹). The pattern of the ratios of these α -elements to iron can be used to trace the star formation timescale in the parent system owing to distinctive roles played by the supernovae of different type (and explosion timescale) in creating and ejecting the different elements. In addition, an estimate of overall metallicity can be derived from empirical calibrations between metallicity ([M/H]) and the equivalent widths of the Ca II triplet (Battaglia et al. 2008; Starkenburg et al. 2010; Fulbright et al. 2010). Furthermore, Paschen lines (for example $\lambda\lambda 8502.5, 8545.4, 8598.4, 8665.0, 8750.5$ Å) are visible for stars hotter than spectral type G3. The Mg I ($\lambda\lambda 8807$ Å) line, which is a useful indicator of surface gravity (see Ruck & Smith 1993; Battaglia et al. 2011), is also visible, even in spectra of low SNR. Finally, lines from molecules such as TiO and CN can be seen in spectra of the cooler stars.

The collection of very large samples of spectroscopic data to undertake studies in galactic archaeology has become feasible in recent years. For example, multifiber instruments such as the GIRAFFE/FLAMES spectrograph, mounted on Kueyen, the second-unit telescope of the Very Large Telescope (VLT) of the European Southern Observatory (ESO) allows spectra of more than a hundred objects to be obtained at a time with adequate SNR (typically higher than ~ 20) after only a few hours of exposure time. The first galactic archaeology survey to use the IR Ca II triplet region has been the RAdial Velocity Experiment survey (RAVE, $\lambda\lambda 8410$ – 8795 Å, see Steinmetz 2003). This targets bright (limit of $I \sim 13$) stars and uses the 6dF multi-object spectrograph on the UKSchmidt telescope with a resolution of $R = \lambda/\Delta\lambda \sim 7500$; the RAVE project has already collected more than four hundred thousand spectra. In addition, several studies of the stellar populations of the Milky Way and its satellite dwarf galaxies have been conducted with the FLAMES multifiber spectrograph of ESO, using instrumental setups centred on the IR Ca II triplet (specifically, the LR8 and HR21 setups). The series of papers related to the ESO large programmes DART (Tolstoy et al. 2006; Battaglia et al. 2006, 2011) and that of Gilmore et al. 171.B-0520(A) (see Wyse et al. 2006; Koch et al. 2007, 2008, and references therein) are good examples of the use of the IR Ca II triplet for galactic archaeology. Furthermore, in the near future the ESA Gaia mission will collect several tens of millions of spectra with its Radial Velocity Spectrometer (RVS, Wilkinson et al. 2005), at a spectral resolution $R \sim 11500$ and two different samplings – 0.02453 nm and 0.07359 nm (effective resolution of ~ 7000) – depending on the brightness of the targets.

Despite this extensive use of the IR Ca II triplet region and its previously mentioned advantages, the determination of the

¹ Throughout the paper, we define the SNR as being the signal-to-noise ratio per pixel.

values of stellar atmospheric parameters from low- to medium-resolution spectra in this wavelength domain is far from trivial. In particular, as we will see below, there exists a strong degeneracy between the effective temperature and the surface gravity, in that varying either produces similar changes in the normalised stellar flux of several spectral features. This degeneracy can lead to the misclassification of dwarf stars as giant stars, and vice versa, a problem that becomes more severe for low-metallicity stars. This misclassification obviously creates errors in the derived stellar distances based on the estimated values of the atmospheric parameters. The ability to mitigate this degeneracy must be built-in to the automated methods of stellar parameter determination and that is the only feasible way of dealing with the massive datasets produced by the coming galactic archaeology surveys.

The goal of this paper is to show which astrophysical information can be retrieved from spectra observed around the calcium triplet. We investigate the performances of two methods of automated estimation of the values of stellar parameters based on very different mathematical approaches, which allows us to describe the main problems encountered in this spectral region. As a specific example of the application of these two algorithms, we consider the case of spectra obtained with the LR8 setup of FLAMES (8206 – 9400 Å, $R \sim 6500$, sampling = 0.2 Å). The spectra obtained using the other instruments and/or setups mentioned above (RAVE – RVS – FLAMES/HR21) have either broader wavelength ranges or higher spectral resolutions, and each of these provides more information that can help to disentangle some of the degeneracies. Consideration of the degeneracies resulting from spectra obtained with the LR8 setup will therefore cover those likely to result from the other setups.

The structure of this paper is as follows: in Sect. 2 we introduce the two methods whose performances we test, and in Sect. 3 we explain how the synthetic spectra used as training and testing sets have been computed. In Sect. 4 we present the performances that are achieved by each of the two applied algorithms and present the final adopted strategy for the derivation of the values of the stellar atmospheric parameters. Section 5 is dedicated to the application of the method to real spectra, dealing with errors in the derived parameter values that are introduced by uncertainties in the radial velocity and in the continuum normalisation. Finally, in Sect. 7 we discuss the effects of the errors in the parameter determinations on the science goals of galactic archaeology.

2. Automatic parameter estimation methods

The parameter estimation problem consists in finding the stellar atmospheric parameters (mainly effective temperature, surface gravity, global metallicity and individual chemical abundances) that define a synthetic spectrum that is an optimal fit to an observed spectrum. This estimation cannot be made analytically, because of the complexity of the theoretical spectra, which involve the very complex physics included in stellar model atmosphere and spectral line formation theory. As a consequence, the stellar spectra parameterisation has to be performed by using synthetic spectra grids which span the parameter space that we are concerned with here.

We point out that we favour in our study parameter estimations from synthetic spectra grids rather than grids of real observed stars, mainly because a sufficiently accurate parameterisation of large samples of different types of stars does not exist. Therefore, the isolation of flux variations caused by variations

G. Kordopatis et al.: Automatic stellar spectra parameterisation in the IR Ca II triplet region

of only one of the atmospheric parameters cannot be easily performed, which is different from synthetic spectra.

The main problems encountered by the different automated estimation methods are caused by the possible non-linearity of the model spectra and the non-convexity of the distance function, which quantifies the difference between a model and the data. On one hand, a change in the atmospheric parameters can induce non-linear variations of the spectral flux, which is more important for large-scale parameter variations: two sets of parameters, distant in parameter space, can result in very similar spectra. On the other hand, the flux changes caused by the variation of a given parameter, for instance, the effective temperature, can be very similar to those induced by another parameter, usually the surface gravity or the metallicity. Therefore, secondary minima and multiple solutions to the stellar spectra fitting problem may exist. Parameter degeneracy is usually more severe when the available information about the parameters decreases: e.g. with a more narrow spectral range, lower spectral resolution, lack of spectral signatures, and so on. In addition, secondary minima can also be artificially generated by noise disturbing the distance function.

As presented in Bijaoui et al. (2010), several methods exist in the literature for the automatic parameter estimation from stellar spectra. The methods can be separated into i) solving an optimisation problem (e.g. minimum distances, Nelder-Mead algorithm, Gauss-Newton algorithm); ii) optimising a projection on given vectors (e.g. principal component analysis, MATISSE algorithm, penalized χ^2); or iii) as a classification problem (e.g. artificial neural networks, support vector machines, decision trees).

Optimisation and projection algorithms usually rely either on the convexity of a distance function or the linearity of the models. Nevertheless, a local parameter space treatment is sometimes considered to minimise the failure of these conditions. On the other hand, classification algorithms tackle the parameterisation problem from a completely different point of view: the pattern recognition one. This different approach can have many advantages in severe conditions of parameter degeneracy.

As the work of this paper shows, each method has its optimal application field, and a combination of algorithms can be necessary for achieving the best results. We will illustrate the difficulties that we encountered when performing the stellar parameterisation of IR Ca II triplet region low-resolution spectra. To do this, we will apply two different parameterisation methods: a projection algorithm, MATISSE (Recio-Blanco et al. 2006) and a classification method, DEGAS (Bijaoui et al. 2010), based on an oblique k-d decision tree. Those two algorithms, which are representative of two very different mathematical approaches, exemplify the main problems that the other methods can encounter when dealing with this kind of spectra.

2.1. The MATISSE method

The MATISSE algorithm (MATrix Inversion for Spectral SynthEsis) is a local multi-linear regression method. We briefly recall now the basic equations of the method, but we encourage the reader to review Recio-Blanco et al. (2006) and Bijaoui et al. (2008) for a more comprehensive description.

MATISSE estimates a θ_i stellar atmospheric parameter (T_{eff} , $\log g$, [M/H]) by projecting the observed spectrum $O(\lambda)$ on a particular vector $B_{\theta_i}(\lambda)$ associated to a theoretical θ_i parameter, as follows:

$$\hat{\theta}_i = \sum_{\lambda} B_{\theta_i}(\lambda) O(\lambda). \quad (1)$$

These vectors, called $B_{\theta}(\lambda)$ functions hereafter, are computed during a learning phase from a library of synthetic spectra that cover the same wavelength range and have the same spectral resolution and wavelength sampling as the observed spectra. They relate in a quantitative way the pixel-pixel flux variations in a spectrum to a given variation of the θ_i parameter. If the $B_{\theta}(\lambda)$ are orthogonal, the effects from each parameter affect the spectrum in a different way, and therefore the atmospheric parameters are derived accurately. When this is not the case, possible degeneracies in parameter space can occur, which cause a correlation of the parameter errors. The $B_{\theta}(\lambda)$ functions are computed from an optimum multi-linear combination of theoretical, synthetic spectra $S(\lambda)$, as follows:

$$B_{\theta_i}(\lambda) = \sum_j \alpha_{ij} S_j(\lambda), \quad (2)$$

where the α_{ij} factor is the weight associated with each synthetic spectrum $S_j(\lambda)$ to retrieve the θ_i parameter. To compute these weights during the learning phase, Eq. (1) is applied to a subset of synthetic spectra. Accordingly, we obtain by combining Eqs. (1) and (2):

$$\Theta_i = C \alpha_i, \quad (3)$$

where $C = [c_{jj}]$ is the correlation matrix between S_j and S_j , and Θ_i as well as α_i the vectors of the parameters θ_i and the weights α_{ij} for all considered spectra. The weights α_{ij} are then computed by inverting the correlation matrix C .

We have as many $B_{\theta}(\lambda)$ functions as there are spectra in the library of synthetic spectra. Each of them is computed using a small parameter range, for which we assumed the parameter variations to have a linear effect on the spectral flux variations. In practice, to converge to a parameter sub-space, one can use either generic $B_{\theta}^0(\lambda)$ functions, or impose a priori the $B_{\theta}(\lambda)$, if a first estimation of the parameters is available². When applying Eq. (1) to an observed spectrum, the method iterates for as long as the derived parameters are not included in the considered parameter sub-space for which the $B_{\theta}(\lambda)$ functions were computed. Usually, the final convergence is attained after a few iterations.

Here, the MATISSE method deals with normalised spectra and consequently all the necessary information for deriving the atmospheric parameters is provided by the spectral lines, i.e. their relative strengths. This strength changes according to the spectral type, the luminosity class and the metal content of the stars. In noiseless spectra and when the synthetic spectra perfectly match real stellar spectra, all astrophysical information (i.e. spectral lines) can be taken into account during the training phase of MATISSE. Nevertheless, for noisier spectra or if there is a mismatch between the observed and the synthetic stellar spectra, it is better to consider only the most relevant features, and give less weight to second-order variations.

The possibility of identifying a specific subset of the spectral signatures that are to be used for an atmospheric parameter derivation, which is a particular feature of MATISSE, allows us to adopt an optimised strategy according to the SNR and the type of the star, and therefore to optimise the analysis according to the quality of each spectrum. This optimisation is achieved when computing the $B_{\theta}(\lambda)$ functions, and more precisely while inverting the correlation matrix C of Eq. (3). A direct inversion would take into account all the n -order variations caused by the

² The first estimates can come either from photometric measurements or from results of other algorithms.

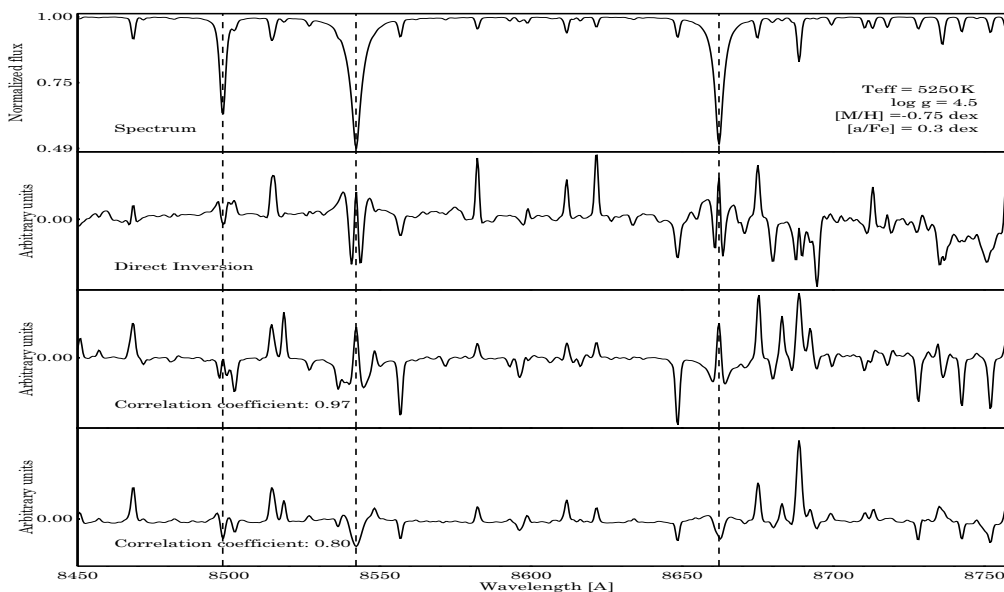


Fig. 1. Illustration of the MATISSE basis functions. For every set of parameters θ_i , corresponding to a spectrum in a grid of synthetic spectra, a set of $B_\theta(\lambda)$ was computed. Here, we can see the computed $B_{T_{\text{eff}}}(\lambda)$ functions (and the corresponding synthetic spectrum) for a star with $T_{\text{eff}} = 5250$ K, $\log g = 4.5$, $[M/H] = -0.75$ dex, $[\alpha/Fe] = 0.3$ dex. For clarity we represent only a part of the wavelength range in the plot. The strongest features in the spectrum (top panel), identified with dashed vertical lines, correspond to the Ca II triplet. In the second row we show the $B_{T_{\text{eff}}}(\lambda)$ computed with a direct inversion of the correlation matrix, whereas the last two panels show the $B_{T_{\text{eff}}}(\lambda)$ functions computed with the Landweber iterative algorithm, imposing a coefficient of correlation between the input and the output parameters of 0.97 and 0.80, respectively. As described in Sect. 2.1, the smaller the coefficient, the less weight is given to the second-order variations of the spectral flux. The spectral analysis can therefore be optimised according to the quality of the spectrum, which is typically quantified in the signal-to-noise ratio.

parameters. If one only considers the first order variations of the spectral flux though, one has to approximate the inverse of C . The degree of approximation can be controlled by using an iterative algorithm, such as that of Landweber (Landweber 1951). In that case, one can impose a correlation coefficient between the input and the output parameters to be equal to the desired degree of approximation. The higher the factor of correlation, the lower the degree of approximation. A correlation coefficient of one would be similar to a direct inversion.

In practice, the correlation matrix can sometimes be ill-conditioned, and can therefore imply many near-zero eigenvalues. The Landweber algorithm adapts the inversion to the matrix conditioning, in the sense that the first eigenvectors are inverted during the first iterations, and the inversion of the smallest ones need more iterations to be accomplished. The iteration number is linked with the correlation coefficient cited above.

We took the grid of the synthetic spectra described in Sect. 3.1, stopped the iterations for the different values of correlations of 0.75, 0.80, 0.90, 0.95 and 0.98, and computed the $B_\theta(\lambda)$ functions with the respective approximations of C^{-1} . This is illustrated in Fig. 1, where we plot the same $B_{T_{\text{eff}}}(\lambda)$ function computed with different correlation factors. As we notice in this figure, all minor features of the spectrum are given a very low weight for a correlation factor of 0.80 (bottom panel of Fig. 1). These approximated $B_\theta(\lambda)$ functions are fully justified as long as the spectra are of low quality, where these minor features are anyway lost in the noise.

Application of the various approximated $B_\theta(\lambda)$ functions on noisy synthetic spectra allowed us to select the most suitable combination, as a function of spectral type, metallicity, and SNR (see Sect. 4.1).

2.2. DEGAS: an oblique k - d decision-tree method

In the limit of the sampling precision, the parameter estimation is a recognition problem. The grid of synthetic spectra can be treated as a known set of patterns among which we aim to identify the observed spectra. In the learning phase, the recognition rules are established using the grid of theoretical spectra.

Decision trees are commonly used for data mining (Quinlan 1993). At each tree node, a decision is taken to split the data subset into two or more subsets. The leaf level corresponds to the identified classes. A k - d tree is a basic space-partitioning structure in a k -dimensional space (in our case, $k = 3$, T_{eff} , $\log g$ and $[M/H]$). The decisions result from the projection of the observations on a node vector. Classical, or axis-parallel decision trees, check only one variable at each node. In the particular case of oblique decision trees, the node vectors (called D_n hereafter) are obtained from a linear combination of the structural features (i.e. the atmospheric parameters), resulting in a simpler and more accurate tree (White 2008).

The DEGAS (DECision tree alGORITHM for ASTrophysics) algorithm is an oblique k - d decision tree, for which a preliminary version has already been presented in Bijaoui et al. (2010). The recognition rules at each node are built during the learning phase as follows:

1. The mean vector \mathbf{M} of the flux values per pixel is computed.
2. For each spectrum \mathbf{S}_j associated to the node, we calculate the scalar product $c_j = \mathbf{S}_j \cdot \mathbf{M}$. Let \tilde{c} be the median value of c_j .
3. The data are bisected into two subsets, T_1 and T_2 , according to the following criteria:
 - S_j belongs to the subset T_1 if $c_j \leq \tilde{c}$
 - S_j belongs to the subset T_2 if $c_j > \tilde{c}$.

G. Kordopatis et al.: Automatic stellar spectra parameterisation in the IR Ca II triplet region

4. The mean vectors \mathbf{M}_1 and \mathbf{M}_2 of each subset are then computed, and the difference vector $\mathbf{D} = \mathbf{M}_1 - \mathbf{M}_2$ is determined.
5. According to the Huygens theorem, the best separation between T_1 and T_2 corresponds to the case for which the dispersions around \mathbf{M}_1 and \mathbf{M}_2 are minimal, which is when \mathbf{M} and \mathbf{D} are parallel. Indeed, we examined the variation V of the dispersions that resulted from spectra exchange between the two sets T_1 and T_2 . Because the V expression introduced the vector \mathbf{D} , we chose to get \mathbf{M} and \mathbf{D} parallel in order to maximise V . This dramatically improved the separation compared to the use of \mathbf{M} . Hence, in practice, if the angle between \mathbf{M} and \mathbf{D} is too wide (correlation coefficient smaller than 0.999), we iterate until convergence, re-separating the data by the hyperplane defined by \mathbf{D} (going back to step 2, replacing \mathbf{M} by \mathbf{D}).

Once this procedure has converged for a particular node n , we determine the final projection node vector \mathbf{D}_n , which will display the features that allow one to separate the data at that node, and the final median value \tilde{c}_n of $c_j = \mathbf{S}_j \cdot \mathbf{D}_n$.

In this way, the recognition tree with $\log_2(N)$ levels is built, where N is the number of spectra of the training grid. At the lowest level nodes of the tree, the leaves, only one training spectrum remains associated with each node. During the application phase, the target data \mathbf{O}_i passes through all levels of the recognition tree, and a template is associated to it.

Nevertheless, noise can induce possible misclassifications. At each node one has to take into account that the projection coefficient $c_i = \mathbf{O}_i \cdot \mathbf{D}_n$ is distributed according to a Gaussian law, defined for the entire real axis. So, theoretically both branches can be chosen, and the algorithm should fully explore the decision tree. This would lead to an inefficient method. To allow the assignation of a probability to each of the directions, we chose to replace the Gaussian distribution by an Epanechnikov kernel, which corresponds to a truncated parabola. Let us consider

$$u_i = \frac{c_i - \tilde{c}_n}{\sigma_{c_i}}, \quad (4)$$

where $\sigma_{c_i} = \frac{1}{\text{SNR}} \sqrt{\sum_{\lambda} D_n(\lambda)^2}$. If $u_i \leq -k$ we decide that the correct direction is 1. If $u_i \geq k$ direction 2 is chosen. If $-k < u_i < k$ both directions are considered. Owing to the threshold, generally only one direction is chosen, and in the end only few leaves are selected.

After scanning all nodes, a subset of synthetic templates is selected, and the distances of the templates from the observed spectrum are computed. Then, a weighted mean is evaluated on the parameters taking into account these distances, setting

$$W_i^n = (1 - |\mathbf{O}_i - \mathbf{S}_n|^2)^p. \quad (5)$$

The value p of the polynomial exponent is fairly arbitrary. If the noise is important, the distances between the selected templates and the observed spectrum are quite similar, and therefore a strong exponent is needed to put more weight to the most similar solution. We tested several values ($p = 16, 32, 64, 128$) on a set of noisy synthetic spectra and decided to use $p = 64$ throughout.

3. Creating the training and testing spectroscopic set

As noted earlier, most automatic spectral analysis methods, e.g. artificial neural networks or maximum likelihood algorithms, require a library of synthetic or observed spectra with well-known

Table 1. Atmospheric parameters of the synthetic spectra of the learning grid.

	Range	Step
T_{eff}	3000 ; 8000 K	200 K between [3000; 4000] 250 K between [4000; 8000]
$\log g$	0.0 ; 5.0	0.5 dex
[M/H]	-5.0 ; +1.0 dex	1.00 dex between [-5; -3] 0.50 dex between [-3; -1] 0.25 dex between [-1; +1]

parameters for their learning phase. These reference spectra have to cover the whole parameter space $T_{\text{eff}}, \log g, [\text{M}/\text{H}]$ where the selected targets are expected. No available observed libraries with those characteristics that covered our wavelength range with sufficiently accurate parameters were available in our case. We therefore chose to compute a synthetic library to fulfil our objectives.

3.1. Grid of synthetic spectra for the learning phase.

A library of synthetic spectra spanning the parameter space as detailed in Table 1 was computed using MARCS model atmospheres (Gustafsson et al. 2008) and the Turbosol code (Alvarez & Plez 1998, and further improvements by Plez). We assumed a coupling between the overall metallicity and the α -element abundances³ according to the commonly observed enhancements in metal-poor galactic stars. We considered

- $[\alpha/\text{Fe}] = 0.0$ dex for $0.0 \leq [\text{M}/\text{H}] \leq +1.0$ dex
- $[\alpha/\text{Fe}] = +0.1$ dex for $[\text{M}/\text{H}] = -0.25$ dex
- $[\alpha/\text{Fe}] = +0.2$ dex for $[\text{M}/\text{H}] = -0.50$ dex
- $[\alpha/\text{Fe}] = +0.3$ dex for $[\text{M}/\text{H}] = -0.75$ dex
- $[\alpha/\text{Fe}] = +0.4$ dex for $[\text{M}/\text{H}] \leq -1.0$ dex.

Each spectrum was computed assuming hydrostatic and local thermodynamic equilibrium (LTE), covering the wavelength range 8390–8860 Å with a wavelength step of 0.02 Å. For stars with $3.5 < \log g < 5.0$ (cgs units), plane-parallel models were used, with a microturbulence parameter $\xi = 1 \text{ km s}^{-1}$. For giant stars ($\log g < 3.0$), spherical symmetry, with $\xi = 2 \text{ km s}^{-1}$ was preferred. These models, for which the sphericity effects may be considerable for low gravities (see Heiter & Eriksson 2006), have been calculated for a mass of $1 M_{\odot}$. The final library contains 2905 spectra of 23501 pixels. Let us note that a few models are missing in the synthetic library owing to the approach to the Eddington flux limit or poor convergence, as described in Gustafsson et al. (2008).

This paper deals with spectra that will be obtained with the LR8 setup of FLAMES (Pasquini et al. 2003). Therefore, this library had to be adapted to the observational setup. The spectra were restricted to the wavelengths 8400–8820 Å, which contain all the predominant lines, and we trimmed out spurious effects in the CCDs (border effects, presence of a glow in the red part) and possible sky residuals. For this reason, the range between 8775 Å and 8801 Å, which contains few iron lines and possibly has important sky residuals, was also removed. The spectral feature corresponding to Mg I around ~8807 Å was kept though.

The spectra were then convolved with a Gaussian kernel and re-binned to match the sampling and resolution of the LR8 spectra. In addition, eight re-sampled pixels⁴ corresponding to the

³ The chemical species considered as α -elements are O, Ne, Mg, Si, S, Ar, Ca and Ti.

⁴ This corresponds to less than 1% of the total pixels in the spectrum.

cores of the strong Ca II lines were also removed from the spectra (two pixels for the first line, and three for the other two lines, corresponding to 0.8 and 1.2 Å, respectively), because a disagreement is expected between the synthetic spectra and the true ones for these pixels. Indeed, the cores of strong lines have a significant contribution from the upper layers of the stellar atmospheres, where LTE, one of the assumptions of the model atmospheres which were used, is not applicable any more. Removing them will accordingly avoid possible biases to the final parameter extraction. We checked this with the tests presented in Sect. 4. The final spectrum contains in the end only 957 pixels with a sampling of 0.4 Å.

3.2. Line-list calibration

In order to compute realistic synthetic spectra, it is necessary to know the atomic and the molecular parameters of the existing lines as accurately as possible. Whereas central wavelengths and excitation potentials are fairly well established for most of the atomic lines, the probabilities of electronic transitions (illustrated by the oscillator strengths $\log gf$) are more subject to uncertainties. The combination of a line-list, a set of model atmospheres and a spectral synthesis method has to be calibrated on standard stars of different spectral types to check the line-list quality and obtain reliable synthetic stellar spectra.

For that purpose, we used the set extracted from the VALD database⁵ in May 2009 (Kupka et al. 2000) as an initial atomic line-list and combined it with MARCS model atmospheres to reproduce the observed high resolution, high SNR spectra of the Sun (Brault & Neckel 1987) and Arcturus (Hinkle et al. 2003; Allende Prieto et al. 2004) as precisely as possible.

All radiative transfer computations were made assuming LTE and hydrostatic equilibrium, and therefore no effort was made to fit the cores of strong spectral features better (e.g. Ca II triplet or Mg I line). Instead we removed the pixels corresponding to the cores of the Ca II triplet as described in the previous section.

The VALD atomic line-list set was first modified, adopting the oscillator strength corrections by Gustafsson et al. (2008) for some lines. The molecular line-list includes ZrO, TiO, VO, CN, C₂, CH, SiH, CaH, FeH and MgH lines with their corresponding isotopic variations (kindly provided by B. Plez). The adopted solar abundances were those of Grevesse (2008), except for CNO, in which case we used Asplund et al. (2005). In addition, we considered $\xi = 1 \text{ km s}^{-1}$ and $V \sin i = 2 \text{ km s}^{-1}$. We then calibrated manually more than 250 lines to match the observed solar spectrum, checking that the overall χ^2 between the synthetic template and the observed spectrum was decreasing with each adjustment.

In addition, roughly 50 lines were calibrated on Arcturus under the condition that this calibration did not increase the overall χ^2 for the Sun. We also note that the calibration process did not consider a correction of the molecular bands, even though some incorrect minor features were noticed.

For Arcturus we used the parameters and the abundances of Smith et al. (2000): $T_{\text{eff}} = 4300 \text{ K}$, $\log g = 1.7$, $[M/H] = -0.6 \text{ dex}$, $[\alpha/\text{Fe}] = +0.3 \text{ dex}$, $V \sin i = 1.5 \text{ km s}^{-1}$, macroturbulence parameter $\eta = 5.2 \text{ km s}^{-1}$ with a radial-tangential profile, and $\xi = 1.7 \text{ km s}^{-1}$. We note though that the observed spectrum of Hinkle et al. (2003) was already normalised, but had an imperfect normalisation around the second line of the Ca II triplet, noticeable as clearly asymmetric wing strengths.

⁵ <http://vald.astro.univie.ac.at/>

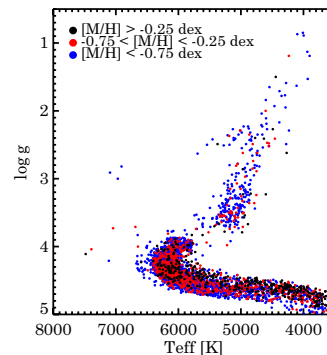


Fig. 2. Input parameters for the testing set. The spectra were computed based on a catalogue of pseudo-stars requested from the website of the Besançon Galaxy model.

Finally, because of the fairly poor constraints on its atmospheric parameters, no line-list calibrations additional to those made from the Sun and Arcturus were made on Procyon A (spectral type F5-IV). Although we checked if the previously made calibrations were reproducing the Procyon observed spectrum correctly, which is available from the S^4N library (Allende Prieto et al. 2004). As expected, we found that the overall fitting quality was improved compared to the computed spectrum using the non-calibrated line-list of VALD.

3.3. Testing set

In order to test the MATISSE and the DEGAS algorithms, we required a set of synthetic spectra that did not sit on the learning grid nodes. We used the specificities of the local $B_\theta(\lambda)$ functions of MATISSE associated with a synthetic spectrum $S_0(\lambda)$ with $\theta_{0,k}$ parameters to compute a set of interpolated spectra. Indeed, the variations from a grid's spectrum $S_0(\lambda)$ with $\theta_{0,k}$ parameters can be computed according to the following expression:

$$S_0(\lambda) - S(\lambda) = \sum_{k=1,K} (\theta_{0k} - \theta_k) \sum_{k'=1,K} (B^{-1})_{kk'} B_{\theta_{k'}}(\lambda), \quad (6)$$

where $B_{kk'}$ is the correlation matrix between the basis vectors, defined as

$$B_{kk'} = \sum_{\lambda} B_{\theta_k}(\lambda) B_{\theta_{k'}}(\lambda). \quad (7)$$

We used Eq. (6) to compute a synthetic spectrum of the Sun, and compared it to the observed one. The spectra agreed well, validating in this way the interpolation routine.

To test the methods efficiently, these interpolated spectra have to represent realistic cases, i.e. they have to follow a plausible $H - R$ diagram. For that purpose, we made use of the Besançon model of the Milky Way (Robin et al. 2003), which returns atmospheric parameters of simulated stars towards a given line-of-sight. We queried from the website of the Besançon model⁶ simulated mock catalogues of stars towards the galactic bulge, the north galactic pole and towards intermediate latitudes ($l = 245^\circ$, $b = 45^\circ$) to model the range of stellar parameters encountered in different galactic stellar populations. 10^4 of these stars were selected randomly, to create our testing sample (see Fig. 2). For each of these pseudo-stars, two different

⁶ <http://model.obs-besancon.fr/>

G. Kordopatis et al.: Automatic stellar spectra parameterisation in the IR Ca II triplet region

Table 2. Relative errors of MATISSE at 70% of the error distribution.

SNR (pixel ⁻¹)	T_{eff} (K)				$\log g$ (dex)				[M/H] (dex)			
	100	50	20	10	100	50	20	10	100	50	20	10
KII-IV, [M/H] > -0.5 dex	50	48	103	157	0.07	0.14	0.30	0.52	0.09	0.10	0.12	0.21
KII-IV, -1 < [M/H] < -0.5 dex	56	67	119	234	0.13	0.18	0.42	0.79	0.08	0.09	0.18	0.30
KII-IV, -2 < [M/H] < -1 dex	72	85	175	328	0.16	0.26	0.78	1.32	0.15	0.17	0.26	0.43
KII-IV, [M/H] < -2 dex	56	70	200	386	0.24	0.56	1.17	1.72	0.12	0.13	0.21	0.60
GII-IV, [M/H] > -0.5 dex	63	73	133	272	0.10	0.12	0.29	0.81	0.08	0.08	0.18	0.29
GII-IV, -1 < [M/H] < -0.5 dex	67	84	163	307	0.13	0.19	0.54	1.12	0.07	0.11	0.18	0.39
GII-IV, -2 < [M/H] < -1 dex	66	120	281	407	0.18	0.30	0.92	1.52	0.17	0.18	0.25	0.43
GII-IV, [M/H] < -2 dex	131	297	528	729	0.33	0.63	1.85	2.51	0.18	0.34	0.56	1.33
FII-IV, all [M/H]	80	110	127	150	0.11	0.15	0.17	0.25	0.07	0.10	0.17	0.23
KV, [M/H] > -0.5 dex	56	61	90	140	0.09	0.13	0.28	0.54	0.08	0.09	0.15	0.27
KV, -1 < [M/H] < -0.5 dex	71	76	102	181	0.12	0.17	0.32	0.82	0.09	0.09	0.17	0.32
KV, -2 < [M/H] < -1 dex	88	99	138	260	0.17	0.25	0.52	1.78	0.15	0.18	0.24	0.40
KV, [M/H] < -2 dex	93	114	210	554	0.32	0.36	0.47	1.50	0.16	0.16	0.27	0.58
GV, > -0.5 dex	55	90	254	439	0.08	0.15	0.42	0.86	0.09	0.10	0.23	0.38
GV, -1 < [M/H] < -0.5 dex	62	195	329	587	0.11	0.33	0.54	1.62	0.08	0.13	0.23	0.39
GV, -2 < [M/H] < -1 dex	110	296	502	798	0.17	0.50	0.80	2.52	0.17	0.21	0.33	0.51
GV, [M/H] < -2 dex	472	561	861	1136	0.71	0.95	2.64	3.56	0.26	0.34	0.69	1.28
FV, > -0.5 dex	57	106	330	552	0.10	0.18	0.41	0.84	0.10	0.12	0.26	0.41
FV, -1 < [M/H] < -0.5 dex	71	165	405	730	0.12	0.27	0.50	1.14	0.10	0.15	0.31	0.46
FV, -2 < [M/H] < -1 dex	137	340	575	1075	0.18	0.43	0.75	1.88	0.17	0.23	0.42	0.68
FV, [M/H] < -2 dex	1249	1314	1389	1529	1.28	1.63	2.86	3.43	1.92	2.13	2.23	2.04
Thin disc dwarfs	52	92	228	382	0.08	0.15	0.35	0.69	0.09	0.10	0.21	0.34
Thick disc dwarfs	67	207	364	662	0.11	0.33	0.53	1.51	0.10	0.13	0.25	0.42
Halo giants	74	116	263	432	0.19	0.34	1.00	1.72	0.16	0.18	0.27	0.45

Notes. Because of the poor statistics on FII-IV stars, all the metallicities were considered to infer the published value. The three last lines represent the accuracies of the method for typical old thin disc dwarfs ($\log g > 3.9$, $-0.5 < [M/H] < -0.25$ dex), thick disc dwarfs ($(\log g > 3.9$, $-1.5 < [M/H] < -0.5$ dex) and halo giants ($T_{\text{eff}} < 6000$ K, $\log g < 3.5$, $-2.5 < [M/H] < -1.25$ dex).

metallicity values were considered to obtain a catalogue spanning the whole metallicity range: the one given by the model of Besançon, and another lowered by -0.75 dex. The 2×10^4 spectra of these pseudo-stars, were then interpolated from the learning grid using Eq. (6), at the sampling and resolution of the FLAMES LR8 spectra.

Finally, to test the robustness of the methods, four different values of white Gaussian noise (SNR $\sim 10, 20, 50, 100$ pixel⁻¹) were used to degrade these spectra, raising the final number of testing spectra to 8×10^4 .

4. Individual performances of the two methods

We considered that no photometric information is available for the stars whose spectra we analysed. We therefore aimed to explore the performances of each method without additional data. We recall that often this is not true. In particular, this will not be the case for the Gaia space mission, because the two spectrophotometers BP/RP together with astrometric information will provide a handful of information, constraining that way the allowed ranges for T_{eff} and $\log g$.

4.1. Performance of MATISSE

We ran MATISSE with the first solution found with the $B_{\theta}^0(\lambda)$ functions as input (i.e. without any a priori information) on the 8×10^4 synthetic spectra of the testing set described in Sect. 3.3. Figure 3 and Table 2 show, respectively, the evolution of the shape of the $H-R$ diagram and the relative errors at 70 % of the error distribution, as a function of the SNR for different types of stars. In the left column of Fig. 4 we represent the evolution of

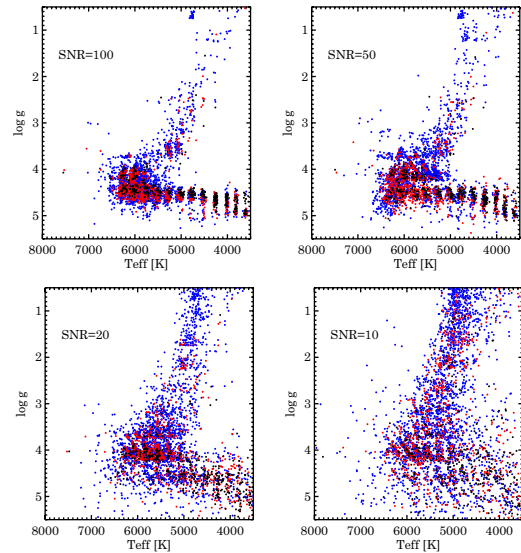


Fig. 3. Dependence of the $H-R$ diagram for spectra analysed with the MATISSE algorithm as a function of signal-to-noise ratio. The colour code, quantifying metallicity, is the same as in Fig. 2. As expected, stars with lower metallicities and hence less spectral information are those with the greatest scatter.

the typical errors according to the SNR for thin disc ($-0.25 < [M/H] < 0.5$ dex) and thick disc ($-1.5 < [M/H] < -0.25$ dex) dwarf stars and halo giants ($T_{\text{eff}} < 6000$ K, $\log g < 3.5$,

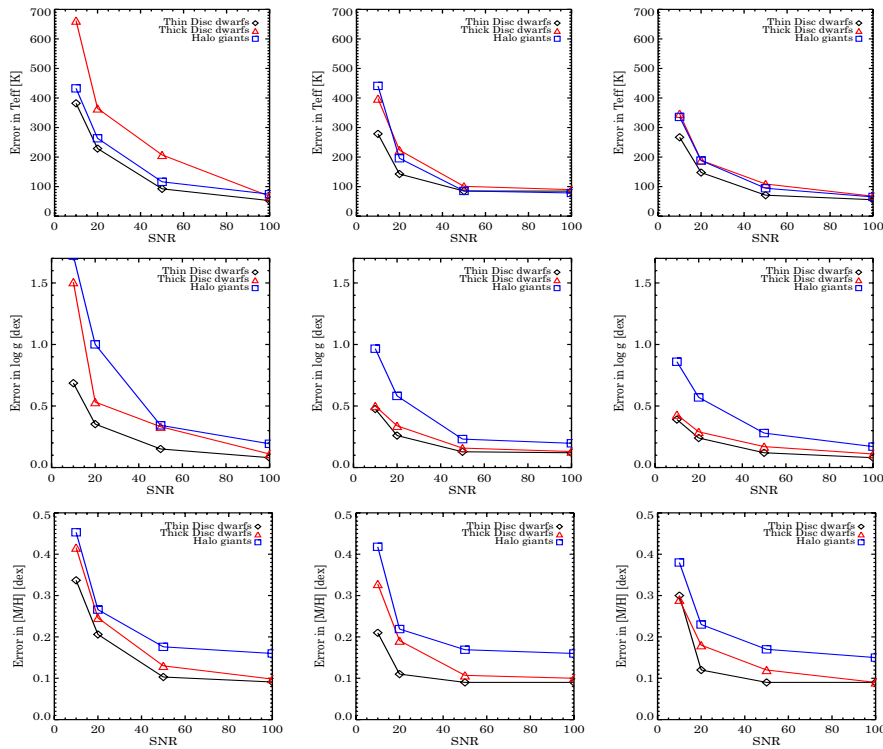


Fig. 4. Relative errors of the stellar parameters derived by MATISSE (left column), DEGAS (middle column), and the final adopted pipeline (right column), at 70% of the error distribution as a function of the signal-to-noise ratio. Intermediate temperature ($5000 < T_{\text{eff}} < 6000$ K) thin disc ($-0.25 < [M/H] < 0.5$ dex) and thick disc ($-1.5 < [M/H] < -0.25$ dex) dwarf stars are represented as black diamonds and red triangles symbols, respectively. Halo giant stars ($T_{\text{eff}} < 6000$ K, $\log g < 3.5$, $-2.5 < [M/H] < -1.25$ dex) are blue squares.

$-2.5 < [M/H] < -1.25$ dex). These values (also represented in the last lines of Table 2) were obtained for the above mentioned testing set and the best $B_{\theta}(\lambda)$ functions combination (see Sect. 2.1). Two main conclusions can be derived:

- Good results are obtained down to $\text{SNR} \sim 20$ for spectra where a lot of spectral information is available, typically, metal-rich dwarfs. The errors increase with decreasing metallicity (see Table 2). For GV type stars (dwarfs, $T_{\text{eff}} > 5000$ – 6000 K), with $\text{SNR} \sim 50$, the internal errors on T_{eff} rise from 90 K for metal-rich ($[M/H] > -0.5$ dex) to 290 K for metal-poor stars ($-1 < [M/H] < -2$ dex). Errors on $\log g$ are increased from 0.15 dex to 0.50 dex, and for metallicity from 0.10 dex to 0.21 dex.
- Two degeneracy regimes occur. The first, between the hot sub-dwarfs ($T_{\text{eff}} > 6000$ K) and the giant branch, is caused by the common spectral signatures shared by T_{eff} and $\log g$. The second concerns the cool dwarfs and originates in the poor constraints on $\log g$ available with this wavelength range and resolution.

These two degeneracies are mainly caused by the behaviour of the Ca II lines (the strongest spectral signatures) for different spectral types. Indeed, considering that pressure dependence can be translated into approximate gravity dependences, the wings of the Ca II lines grow proportionally to $g^{1/3}$ for cool main sequence stars (see Gray 2008), but strongly depend on the T_{eff} . For dwarfs with $3000 < T_{\text{eff}} \leq 5000$ K, where no Paschen lines are developed, the only relevant spectral signatures concerning $\log g$ come from the weaker metallic lines which, depending on

the SNR and the global metallicity of the star, can be lost in the noise.

On the other hand, parameter degeneracies (and also the secondary minima) that affect hot dwarfs involve very distant locations in parameter space. Indeed, if we compare the spectra of a star with $T_{\text{eff}} = 6500$ K; $\log g = 4.5$; $[M/H] = -1.0$ dex and another that is significantly cooler and more giant, with $T_{\text{eff}} = 5500$ K; $\log g = 3.0$; $[M/H] = -1.5$ dex (see Fig. 5), we can see that they are almost identical. Only the cores of the strong lines (calcium, magnesium) are different, and their wings differ weakly. In addition, the few Paschen lines that both spectra exhibit are almost identical (only Pa12, around 8750 \AA , is significantly different). This additionally supports our removal of the cores of the Ca II lines in our automated analysis. Indeed, our tests have revealed that avoiding the Ca II line cores in the reference grid helped to decrease the number of secondary minima. The disagreement between the synthetic templates and the true spectra, in addition to the effect of noise on these line-core pixels, can induce important biases, because spectra with similar cores will have a lower overall χ^2 . The price to pay to avoid these biases is a bigger dispersion in the final parameter estimates. This effect becomes even more critical when the metallicity decreases, owing to the lack of spectral information.

The absence of distinct spectral signatures can also be seen from the angles between the $B_{\theta}(\lambda)$ functions at different regions of the $H - R$ diagram. We recall that if the $B_{\theta}(\lambda)$ functions are perpendicular, the parameters can be perfectly derived, because they use different spectral signatures. For example, a star with $T_{\text{eff}} = 6500$ K; $\log g = 4.5$; $[M/H] = -1.0$ dex has an angle

G. Kordopatis et al.: Automatic stellar spectra parameterisation in the IR Ca II triplet region

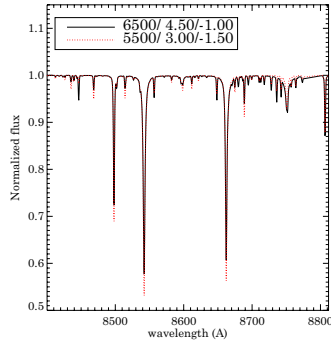


Fig. 5. Noise-free synthetic spectra showing the degeneracy in parameter space between a hot dwarf star (black, solid line) and a cool giant (red dotted line). The spectra differ significantly only at the cores of the lines and at Pa12 (~ 8750 Å), but their wings differ weakly.

between T_{eff} and $\log g$ of 33.4° , 66.5° between $[\text{M}/\text{H}]$ and T_{eff} , and finally 89.2° between $\log g$ and $[\text{M}/\text{H}]$. We can therefore expect a degeneracy between the T_{eff} and $\log g$ determination, and a milder one between T_{eff} and metallicity, as we noticed with our testing set.

On the other hand, for the cool dwarfs, inaccurate $\log g$ derivation is only caused by the lack of spectral sensitivity, and not because the spectral signatures are shared between the parameters. Indeed, for a star with $T_{\text{eff}} = 4500$ K; $\log g = 4.5$; $[\text{M}/\text{H}] = -1.0$ dex the angle between T_{eff} and $\log g$ is 89.7° , between $[\text{M}/\text{H}]$ and T_{eff} is 82.9° , and finally between $\log g$ and $[\text{M}/\text{H}]$ is 109.9° .

In terms of χ^2 between the MATISSE parameter solution and the true reference values, the secondary minima for cool dwarfs lie close to the parameter space formed by T_{eff} ; $\log g$; $[\text{M}/\text{H}]$ and consequently MATISSE still derives accurate parameter estimates, even at low SNR. For hot dwarfs the low-SNR estimates are farther from the true parameter values, resulting in higher overall errors. Adding noise to the signal will accentuate this behaviour, increase the number of secondary minima, and hence decrease the accuracy of MATISSE.

In addition, Fig. 3 shows that some stars are estimated to have $\log g > 5$. This effect is more important for low-metallicity stars, but also affects metal-rich stars at low SNR. This effect, which is typical of the projection algorithms, appears because MATISSE may perform extrapolations in parameter space to obtain the atmospheric parameters. Indeed, the $B_\theta(\lambda)$ functions on which the spectra are projected, still attach too much weight to certain spectral signatures even when they are optimised to a spectral type and an SNR value, which enhances the sensitivity to noise. Of course, results lying outside the grid boundaries have to be considered as unreliable and need to be treated separately (see Sect. 4.4 for more details on how these values are finally treated).

The correlation of the parameter errors is non-negligible, as seen in Fig. 6, which illustrates again the effects of the non-convexity and the degeneracies of the distance function. Indeed, we found the well-known $T_{\text{eff}}-[\text{M}/\text{H}]$ correlation as well as the correlation between $\log g - T_{\text{eff}}$. The correlation between $\log g$ and $[\text{M}/\text{H}]$, however, is almost insignificant for metal-rich and intermediate-metallicity stars, down to SNR ~ 20 .

4.2. Performances of the DEGAS algorithm

Unlike MATISSE and its local $B_\theta(\lambda)$ functions, the DEGAS method allows a more global view of the parameter space, and

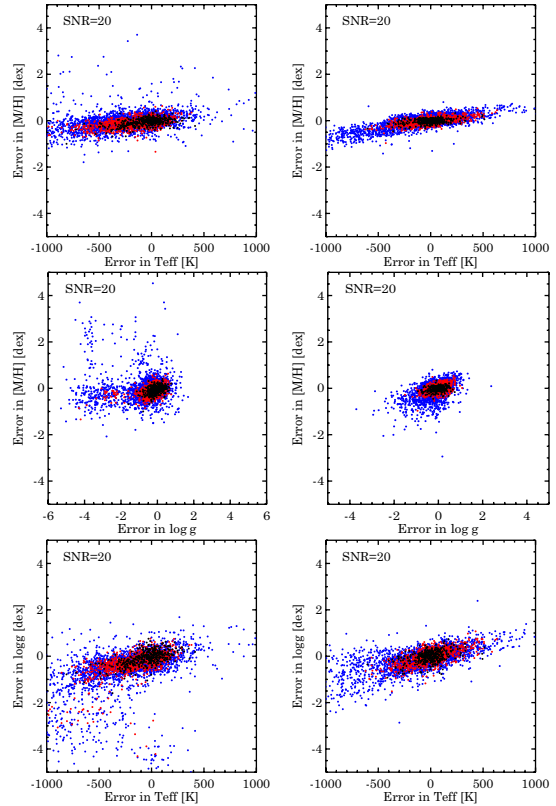


Fig. 6. Error correlations for MATISSE (left column) and DEGAS (right column) for spectra with SNR ~ 20 . The colour code, which corresponds to the metallicity, is the same as in Fig. 2. The general shape of these figures shows the degeneracy between the atmospheric parameters. For higher SNRs the correlation slopes are similar, but less extended, because the errors are smaller. The specific properties of each analysis method lead to the somewhat different extension and dispersion of the correlations.

therefore, it is less affected by local minima traps. Accordingly degradation of the parameter accuracies is slow with decreasing SNR (see Table 3 and the middle column of Fig. 4). The critical SNR value for which DEGAS gives better results than MATISSE is around SNR ~ 35 . Above that value, DEGAS is incapable of inferring an appropriate interpolated parameter combination between the grid points (Fig. 7) because Eq. (5) assigns too much weight to the resulting leaves of the decision tree. However, the closest grid point (absolute minimum) is usually found. Of course this effect results in relatively higher errors compared to those of MATISSE. This feature cannot be improved without affecting the results at lower SNR.

Nevertheless, even at higher SNR, the pattern recognition approach deals better with spectra having low metallicities ($[\text{M}/\text{H}] < -1$ dex). For instance, at SNR ~ 50 , a G-type giant with $[\text{M}/\text{H}] < -2$ dex is expected to have errors of 182 K, 0.43 dex, 0.22 dex for T_{eff} , $\log g$ and $[\text{M}/\text{H}]$, respectively. These accuracies are 35% better than those obtained with MATISSE. Furthermore, the same effect can be observed for KV metal-poor type stars, resulting in a (partial) resolution of the thickening of the cool part of the main sequence seen with MATISSE (Fig. 3).

DEGAS gives quite good results down to SNR ~ 20 for stars with $[\text{M}/\text{H}] > -1$ dex. Typical errors for giants are 121 K,

Table 3. Relative errors of DEGAS at 70% of the error distribution.

SNR (pixel ⁻¹)	T_{eff} (K)				$\log g$ (dex)				[M/H] (dex)			
	100	50	20	10	100	50	20	10	100	50	20	10
KII-IV, [M/H] > -0.5 dex	91	87	107	213	0.16	0.17	0.22	0.53	0.08	0.08	0.09	0.22
KII-IV, -1 < [M/H] < -0.5 dex	76	75	106	233	0.19	0.20	0.30	0.61	0.08	0.08	0.14	0.24
KII-IV, -2 < [M/H] < -1 dex	81	81	125	315	0.19	0.20	0.49	0.93	0.17	0.18	0.21	0.35
KII-IV, [M/H] < -2 dex	77	78	263	399	0.20	0.24	0.54	0.98	0.10	0.16	0.20	0.43
GII-IV, [M/H] > -0.5 dex	91	91	100	274	0.16	0.18	0.24	0.60	0.08	0.08	0.11	0.24
GII-IV, -1 < [M/H] < -0.5 dex	78	88	171	301	0.19	0.20	0.38	0.70	0.08	0.09	0.16	0.29
GII-IV, -2 < [M/H] < -1 dex	75	84	249	468	0.19	0.23	0.61	1.04	0.17	0.17	0.24	0.46
GII-IV, [M/H] < -2 dex	107	182	469	695	0.27	0.43	1.03	0.85	0.18	0.22	0.52	0.66
FII-IV all [M/H]	75	75	75	138	0.12	0.12	0.13	0.14	0.12	0.12	0.20	0.26
KV, [M/H] > -0.5 dex	77	77	88	141	0.18	0.18	0.23	0.43	0.09	0.09	0.10	0.17
KV, -1 < [M/H] < -0.5 dex	81	80	98	160	0.18	0.18	0.26	0.46	0.09	0.09	0.11	0.22
KV, -2 < [M/H] < -1 dex	84	83	123	257	0.18	0.19	0.30	0.55	0.17	0.17	0.20	0.30
KV, [M/H] < -2 dex	91	95	204	429	0.13	0.21	0.27	0.78	0.11	0.11	0.23	0.33
GV, [M/H] > -0.5 dex	83	84	168	310	0.11	0.13	0.30	0.49	0.09	0.09	0.12	0.24
GV, -1 < [M/H] < -0.5 dex	83	97	216	371	0.11	0.14	0.33	0.48	0.09	0.09	0.16	0.30
GV, -2 < [M/H] < -1 dex	99	121	320	656	0.13	0.18	0.40	0.67	0.19	0.20	0.29	0.52
GV, [M/H] < -2 dex	264	365	612	943	0.26	0.34	0.73	1.09	0.18	0.26	0.46	0.78
FV, [M/H] > -0.5 dex	90	93	205	332	0.18	0.18	0.31	0.47	0.09	0.09	0.15	0.27
FV, -1 < [M/H] < -0.5 dex	93	101	232	411	0.18	0.19	0.36	0.52	0.08	0.09	0.17	0.32
FV, -2 < [M/H] < -1 dex	95	108	401	817	0.18	0.20	0.47	0.80	0.19	0.20	0.33	0.65
FV, [M/H] < -2 dex	156	264	622	1003	0.21	0.30	0.67	0.89	0.18	0.22	0.56	1.06
Thin disc dwarfs	84	85	142	278	0.12	0.13	0.26	0.48	0.09	0.09	0.11	0.21
Thick disc dwarfs	89	100	223	398	0.13	0.16	0.34	0.50	0.10	0.11	0.19	0.33
Halo giants	78	85	195	441	0.20	0.23	0.58	0.97	0.16	0.17	0.22	0.42

Notes. see Table 2 for a description of the line labels.

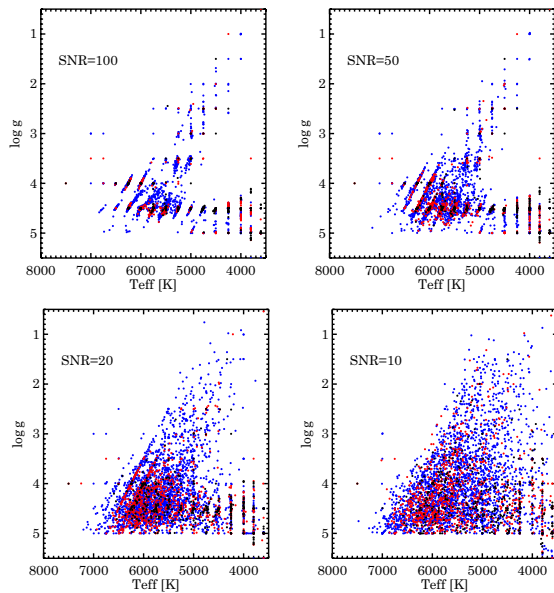


Fig. 7. Dependence of the $H - R$ diagram structure recovered with the DEGAS algorithm as a function of the spectrum's signal-to-noise ratio. The colour code is the same as in Fig. 2.

0.29 dex, 0.13 dex for T_{eff} , $\log g$ and [M/H], respectively. These values are ~ 168 K, 0.30 dex, 0.14 dex for dwarfs, and hotter dwarfs have lower accuracies compared to cooler ones.

Let us stress though that an additional reason why this method gives smaller errors compared to MATISSE is that the derived parameter values cannot lie outside the grid boundaries.

This is also illustrated when comparing the dispersion of the error correlation for the two algorithms in Fig. 6. However, the general shape of the correlations has not changed, as expected, because the physical degeneracies are impossible to separate for any of the methods.

4.3. Errors caused by the radial velocity estimation

The automated stellar parameterisation relies on a good radial velocity correction of the observed spectra to the rest frame where the synthetic templates are calculated. It is therefore necessary to test the robustness of each method in the case where the spectra are not perfectly at the rest frame.

To this purpose we used the random set of spectra presented in Sect. 3.3, with SNR $\sim 100, 50, 20$ and 10 pixel⁻¹, and introduced four different values of Doppler shifts ($V_{\text{rad}} = 5, 7, 10$ and 15 km s⁻¹, corresponding to $1/3, 1/2, 2/3$ and 1 pixel shift). We then ran the two algorithms with these spectra and checked the resulting error distribution for each parameter. In Fig. 8 we show the relative errors obtained for the different radial velocity shifts for an SNR = 50 and for both methods. The results show that the spectra need to be corrected to better than half a pixel (corresponding to a V_{rad} accuracy of less than ~ 7 km s⁻¹) to obtain estimates that are still similar to those obtained for spectra at the rest frame. Most of the times, this condition is fulfilled, because the errors commonly obtained on V_{rad} for FGK stars at SNR ~ 20 in the LR8 setup are less than 5 km s⁻¹ (see the companion paper Kordopatis et al. 2011b). However, the atmospheric parameter errors, induced by a non-perfect V_{rad} correction, tend to increase more rapidly when the metallicity decreases. This is because the few spectral signatures present in the signal have a relatively small equivalent width (the spectral lines are spread on only a few pixels), and even at high SNR their misplacement have a serious effect on the parameter estimations.

G. Kordopatis et al.: Automatic stellar spectra parameterisation in the IR Ca II triplet region

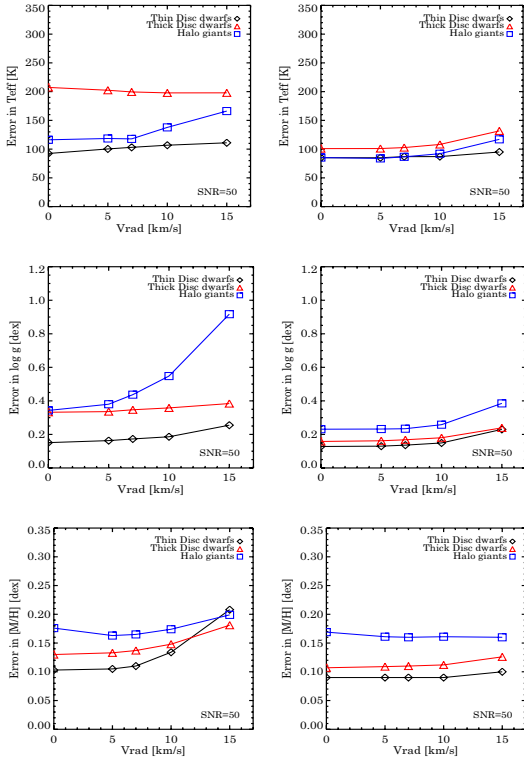


Fig. 8. Sensitivity to radial velocity errors for MATISSE (*left*) and DEGAS (*right*). The values at $V_{\text{rad}} = 0 \text{ km s}^{-1}$ correspond to the values found in Fig. 4. Additional errors caused by an incorrect V_{rad} correction are almost null as long as the Doppler shift remains lower than 7 km s^{-1} . For lower SNR the robustness of the algorithms is higher, which has an almost negligible effect even for an extreme velocity error of $V_{\text{rad}} = 15 \text{ km s}^{-1}$.

Furthermore, good estimates are obtained for both methods for shifts up to $2/3$ of a pixel at any SNR for intermediate- to high-metallicity stars. We point out though that DEGAS is in general more stable than is MATISSE when dealing with spectra that are not in the rest frame, especially for metal-poor stars.

At lower SNR (≤ 20) both algorithms are stable to Doppler shifts and show a similar behaviour. Indeed, for low-quality spectra the errors induced by noise dominate those arising from a poor radial velocity correction.

4.4. Summary: adopted strategy

We decided to set up a procedure that would combine the benefits of MATISSE (very good results in a local environment, easy interpretation) and DEGAS (global view and better tackling of the secondary minima problem). The MATISSE algorithm gives better results if there are no significant secondary minima in the distance function, because of the local application of its learning $B_{\theta}(\lambda)$ functions. In the particular case of low-resolution IR Ca II spectra, this condition is achieved for data with an SNR value higher than ~ 35 and global metallicity $[M/H] > -2.0$ dex. Nevertheless, the use of $B_{\theta}^0(\lambda)$ is not the optimal approach to obtain the best possible results. Indeed, the number of local minima tends to increase with noise and the lack of spectral signatures. Given the properties of the parameter space around

the Ca II region, the generic $B_{\theta}^0(\lambda)$ functions will not provide the absolute minimum and hence will accentuate the degeneracies. Therefore, to fully exploit the capabilities of MATISSE, we decided to use the results of DEGAS as an initial input. This operation reduces the effect caused by the secondary minima, and can therefore provide more accurate results (up to 50% accuracy improvement for T_{eff} and $\log g$).

For lower SNR (less than 35) and very metal-poor stars, the non-convexity of the distance function is too severe to infer good results with a projection method such as MATISSE. The use of DEGAS is therefore preferred. Indeed, DEGAS can derive errors lower by 75% than those of MATISSE for a low-SNR metal-poor spectrum.

Finally, as seen in Figs. 3 and 7, because of the non-convexity of the distance function, both methods can return results in regions of the $H - R$ diagram where no stars can exist. Removing these parameter combinations from the possible solution space will therefore reduce the degeneracies and increase the method accuracy. Based on the Y^2 isochrones (Yi et al. 2001) of stars spanning ages from 0.25 Gyr to 15 Gyr and metallicities from -3 dex to $+0.8$ dex, we decided to exclude the $B_{\theta}(\lambda)$ functions and the grid points used for DEGAS, where no possible isochrones were nearby. In practice, to avoid too important astrophysical priors in the derived parameters, we removed only the templates with $\log g = 5$ and $T_{\text{eff}} > 6250 \text{ K}$, those with $T_{\text{eff}} \leq 4250 \text{ K}$ and $4 \leq \log g \leq 3$ dex, as well as all stars with $[M/H] \leq -3$ dex, $T_{\text{eff}} \leq 4000 \text{ K}$ and $\log g \leq 4$ dex. We checked in Sect. 5.2 that this selection did not introduce biases in the final results.

5. Final adopted pipeline

Based on the results and the discussion in the above sections, we adopted a final pipeline. This procedure took into account the following points:

- The applied parameterisation method has to be chosen according to its optimal application conditions defined in Sect. 4.4.
- Spectra normalisation (when the data are not flux-calibrated) is coupled to the atmospheric parameter determination.
- The parameterisation algorithms are optimised for a given SNR value, which implies a robust SNR measurement.

However, the SNR determination itself depends on the spectra normalisation and the atmospheric parameter estimation. The final adopted pipeline therefore iterates on the parameter estimation until convergence of the normalisation solution and the SNR measurement, as described in the following steps:

1. A rough sigma-clipping, polynomial fit normalisation is performed and an initial value of the SNR is assumed that is constant for all the spectra (we adopted an intermediate value of $\text{SNR} \sim 50$). This will give us a first rough estimation of the parameters using DEGAS to compute a synthetic spectrum with the parameters of the first guess. Using this template, the SNR is estimated for the first time, as described in Sect. 5.1.
2. DEGAS is re-applied with the newly found SNR values. The new atmospheric parameters are then used to compute a synthetic template and re-normalise the input spectrum. This step is repeated several times to obtain a normalisation as perfect as possible (see Sect. 5.2). Convergence is achieved when the continuum shape is unchanged compared to the previous iteration.

3. The SNR is re-computed for the final normalised spectra. If its value is higher than 35 and the $[M/H]$ value determined by DEGAS is higher than -2.0 dex, MATISSE is run with the set of $B_{\theta}(\lambda)$ functions corresponding to the spectral type and the SNR value. The results of DEGAS from the previous step are kept for low-SNR or very metal-poor stars.
4. For other stars, the final atmospheric parameter estimations are obtained when the convergence of MATISSE is achieved. If the MATISSE results are beyond the parameter grid boundaries shown in Table 1, the results of DEGAS are taken. The final SNR is derived only at the end of this step, with a template corresponding to the adopted stellar atmospheric values.

5.1. Measurement of the signal-to-noise ratio

The SNR is estimated following the procedure described in Zwitter et al. (2008). First, the atmospheric parameter guesses obtained by a given method are used to obtain a synthetic spectrum with the same atmospheric parameters. The difference between the template and the observed spectrum is then computed, keeping only the pixels where the difference changes sign from the previous or the next adjacent pixel and has a relative flux close to 1. This selection criterion allows us to keep only the continuum pixels, where the difference is caused by pure noise, and avoids the selection of pixels that are affected by systematic effects (for example due to a bad template selection). This difference is then divided by the theoretical spectrum and the SNR estimate is obtained by taking the inverse of its standard deviation.

As we previously pointed out, the measurement of the SNR strongly depends on the normalisation and the synthetic template selection. In addition, the selection of the synthetic template depends on the accuracy of the results of the used method (selected $B_{\theta}(\lambda)$ functions for MATISSE or the considered leaves for DEGAS), which also depend on the SNR. The redundancy of the problem therefore requires several iterations before a convergence of the values can be achieved. For that reason, the SNR needs to be estimated several times during our procedure to obtain a good normalisation (see Sect. 5.2).

5.2. Normalisation effects

Because the parameter derivation is very sensitive to the relative depths of specific lines, a poorly-determined pseudo-continuum shape can have sizeable effects. Normalisation is therefore a matter of prime importance and special care must be taken. Comprehensive tests were made to minimise this effect as much as possible.

The final adopted procedure consisted of running DEGAS several times, renormalising the initially roughly normalised spectrum after each iteration. To accomplish this, we use a few consecutive iterations to fit the shape of the ratio between the interpolated spectrum and the observed spectrum with a fifth-order polynomial⁷ and with symmetric rejection criteria (clipping away points farther than 0.5σ). The continuum shape of the observed spectrum is then re-adjusted according to the shape of the fitted function.

To test the robustness of our procedure, we performed various tests with the random spectra grid described in Sect. 3.3. We modified the spectral shape (and hence the continuum) up to 3% by multiplying the spectrum with either a slope, a third-degree

⁷ A third-degree polynomial was also tested, showing either equivalent or poorer results than a fifth-order polynomial.

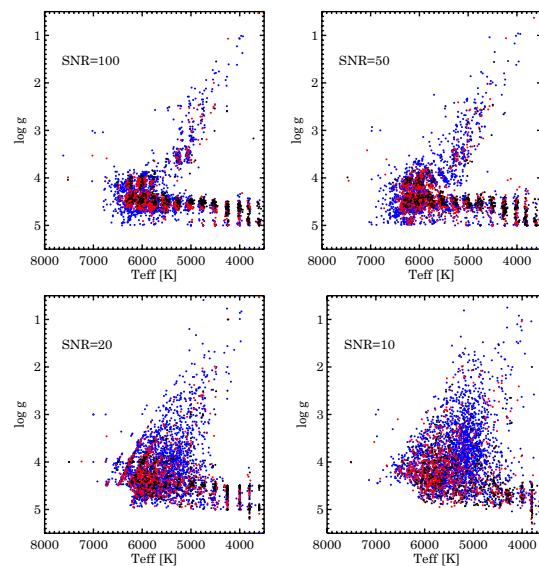


Fig. 9. Sensitivity of the recovered $H - R$ diagram for simulated data to the spectrum signal-to-noise ratio using the final adopted pipeline. The colour code is the same as in Fig. 2.

polynomial, or a fifth-degree polynomial. The amplitude of 3% is considered to be a pessimistic case for roughly normalised spectra corrected for instrumental effects. The tests were also run on the perfectly normalised spectra, passing through the whole pipeline to verify that our procedure is not degrading the already perfectly normalised input spectra (see the left column of Fig. 4, Fig. 9 and Table 4). The results show that this strategy is quite rapidly converging to a stable solution which minimises the errors caused by normalisation independent of the deformation of the continuum. In addition, as we show in Fig. 10, a good re-normalisation is obtained even for the cool metal-rich stars. Indeed, in that case the large wings of the spectral lines and the huge amount of atomic and molecular lines can be a challenge to find the continuum. An unchanged continuum shape is achieved after a few iterations. The number of needed iterations depends on the SNR, the departure from the true continuum and the spectral type. Practically, this procedure is performed ten consecutive times and convergence is checked.

It can also be noticed that in some cases, this pipeline derives the parameters with even better accuracies than the better of the two individual methods (Tables 2–4). This is because the $B_{\theta}^0(\lambda)$ are not used any more, which better constrains the parameter sub-space, as already discussed in Sect. 4.4. Another factor that explains the better results is that the final adopted pipeline does not consider grid points in unphysical regions of the $H - R$ diagram. Nevertheless, the extrapolation properties of MATISSE still derive stellar parameters with “unphysical” values in some cases, as seen in the two top plots of Fig. 9.

Finally, the method is robust to deformation of the continuum, with errors on T_{eff} , $\log g$ and $[M/H]$ obtained after the re-normalisation procedure almost identical (within 10%) with the errors obtained for perfectly normalised spectra.

6. Application to observed spectra

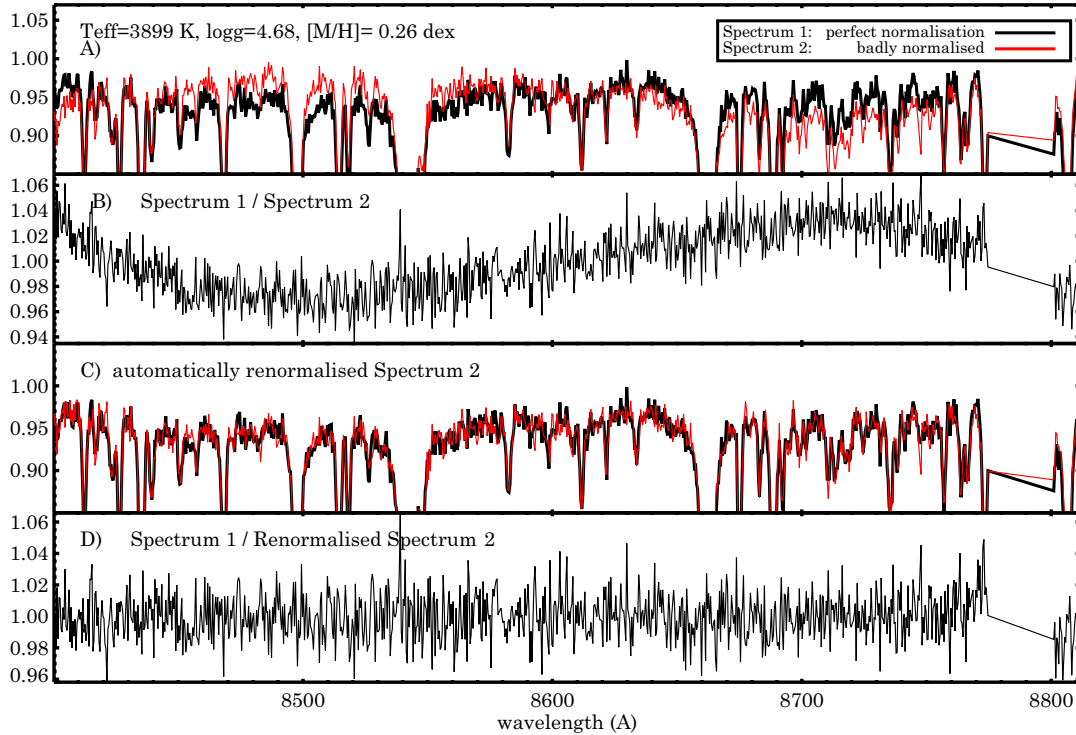
The errors estimated in the previous sections and illustrated in Table 4 can be viewed as the expected relative errors of the

G. Kordopatis et al.: Automatic stellar spectra parameterisation in the IR Ca II triplet region

Table 4. Relative errors of the final adopted pipeline, at 70% of the error distribution.

SNR (pixel ⁻¹)	T_{eff} (K)				$\log g$ (dex)				[M/H] (dex)			
	100	50	20	10	100	50	20	10	100	50	20	10
KII-IV, [M/H] > -0.5 dex	51	49	102	142	0.10	0.14	0.21	0.41	0.09	0.09	0.10	0.15
KII-IV, -1 < [M/H] < -0.5 dex	55	65	109	225	0.12	0.17	0.31	0.60	0.08	0.09	0.12	0.20
KII-IV, -2 < [M/H] < -1 dex	68	77	132	294	0.15	0.23	0.47	0.85	0.14	0.17	0.22	0.34
KII-IV, [M/H] < -2 dex	51	92	247	246	0.21	0.47	0.61	1.01	0.14	0.16	0.20	0.15
GII-IV, [M/H] > -0.5 dex	70	69	158	253	0.10	0.15	0.37	0.67	0.08	0.09	0.14	0.21
GII-IV, -1 < [M/H] < -0.5 dex	65	74	164	309	0.12	0.19	0.44	0.65	0.07	0.11	0.11	0.25
GII-IV, -2 < [M/H] < -1 dex	63	94	234	357	0.17	0.25	0.59	0.84	0.17	0.18	0.24	0.40
GII-IV, [M/H] < -2 dex	90	214	392	386	0.25	0.48	0.83	0.72	0.17	0.27	0.38	0.43
FII-IV all [M/H]	69	106	71	92	0.14	0.15	0.12	0.10	0.07	0.08	0.15	0.15
KV, [M/H] > -0.5 dex	59	64	87	119	0.09	0.12	0.19	0.23	0.08	0.08	0.09	0.14
KV, -1 < [M/H] < -0.5 dex	73	79	95	158	0.12	0.16	0.20	0.26	0.08	0.09	0.10	0.18
KV, -2 < [M/H] < -1 dex	84	87	120	253	0.14	0.17	0.21	0.34	0.15	0.16	0.19	0.31
KV, [M/H] < -2 dex	92	86	177	333	0.17	0.18	0.14	0.85	0.10	0.13	0.19	0.39
GV, [M/H] > -0.5 dex	57	76	160	275	0.08	0.12	0.27	0.40	0.09	0.10	0.14	0.29
GV, -1 < [M/H] < -0.5 dex	64	104	190	295	0.10	0.16	0.28	0.43	0.08	0.11	0.14	0.22
GV, -2 < [M/H] < -1 dex	89	136	317	614	0.14	0.18	0.39	0.70	0.16	0.19	0.30	0.52
GV, [M/H] < -2 dex	169	328	654	756	0.22	0.46	0.67	0.95	0.18	0.26	0.50	0.61
FV, [M/H] > -0.5 dex	54	83	204	361	0.11	0.16	0.27	0.43	0.10	0.12	0.19	0.34
FV, -1 < [M/H] < -0.5 dex	70	116	197	404	0.12	0.20	0.27	0.43	0.09	0.12	0.15	0.29
FV, -2 < [M/H] < -1 dex	100	174	529	945	0.16	0.27	0.48	0.85	0.16	0.20	0.40	0.79
FV, [M/H] < -2 dex	185	383	741	981	0.27	0.46	0.73	0.90	0.27	0.41	0.63	1.03
Thin disc dwarfs	55	70	147	267	0.08	0.12	0.24	0.39	0.09	0.09	0.12	0.30
Thick disc dwarfs	67	108	188	346	0.11	0.17	0.29	0.43	0.09	0.12	0.18	0.29
Halo giants	65	94	188	335	0.17	0.28	0.57	0.86	0.15	0.17	0.23	0.38

Notes. see Table 2 for a description of the line labels.

**Fig. 10.** Re-normalisation process for a cool metal-rich dwarf star. Plot A) shows in black the theoretical spectrum and in red the spectrum with a modified continuum (see Sect. 5.2), which is analysed with our method. The change applied on the input spectrum can be viewed in plot B) of this figure, where the ratio between the theoretical spectrum and the input is shown. A corrected continuum shape is obtained at the end of our pipeline, as can be seen in the two bottom plots (C) and D).

A&A 535, A106 (2011)

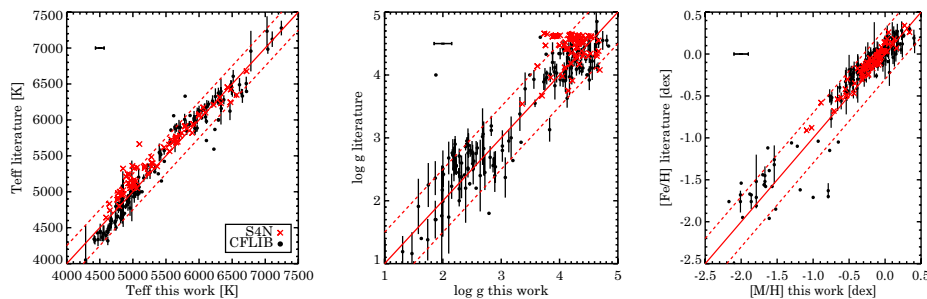


Fig. 11. Comparisons between the results of our pipeline and values found in the literature for the S^4N (red crosses) and CFLIB (black dots) stellar spectral libraries. The error bars shown for the CFLIB spectra represent the dispersion of the parameter values found in the literature, when available. The red dashed diagonal lines, plotted for an easier interpretation of the results, represent errors of ± 250 K, 0.5 dex and 0.3 dex for T_{eff} , $\log g$ and $[M/H]$, respectively. Typical errors of our pipeline are represented in the upper left corner of each plot.

method when one compares stars within a catalogue of observed stars. Nevertheless, differences between model spectra and real stellar spectra can potentially introduce systematic biases. Therefore we needed to test our pipeline with real data.

We attempted to recover the atmospheric parameters from spectra in observed stellar libraries. It was a challenge to find spectra that covered the same wavelength region with a sufficiently high resolution and good parameter estimates. Only two datasets were found: the S^4N from Allende Prieto et al. (2004), and the CFLIB described in Valdes et al. (2004). We smoothed the spectra from both libraries with a Gaussian kernel to match our working resolving power and re-sampling, and applied the whole pipeline.

The S^4N catalogue⁸ consists of a survey of 118 stars in the solar neighbourhood, therefore these stars are mostly metal-rich dwarfs. The covered spectral range is very broad (3620–9210 Å), observed in a single spectral setup at high-resolution ($R \sim 50\,000$) and high SNR (>200). Nevertheless, only 68 spectra include our wavelength range without any inter-order gap. The effective temperatures for this catalogue were obtained using Strömberg photometry and the $(B - V)$ colour index with the Alonso et al. (1996, 1999) calibrations. Furthermore, these T_{eff} were confirmed by fitting synthetic profiles of the H_α and H_β lines, as described by Barklem et al. (2002) and are therefore considered reliable. In addition, the gravities published for these stars have been derived from the Hipparcos trigonometric parallaxes and are also very reliable. Nevertheless, one may expect differences between physical gravities and gravities obtained spectroscopically, especially for cool main-sequence stars, for which the isochrones give roughly the same value of $\log g$ (see Fig. 11). In addition, differences are expected for the determination of the metallicities. The narrow spectral range and the poor spectral signatures available around the IR Ca II triplet cannot be compared to the plethora of lines present in the whole wavelength range of the S^4N .

Table 5 shows the biases and the dispersions between our derived parameters (plotted in Fig. 11 in red crosses) and the values found in Allende Prieto et al. (2004). We find that the biases for T_{eff} , $\log g$ and $[M/H]$ are reasonable but not negligible, of the order of ~ -108 K, -0.21 dex and -0.08 dex, respectively. The dispersions are 145 K, 0.32 dex and 0.09 dex, respectively. Let us note though that the biases on $[M/H]$ and $\log g$ disappear completely if we consider the published values derived only from the same wavelength range as we use here (strictly, the Gaia RVS

Table 5. Biases and dispersions for the derived parameters of the S^4N and CFLIB libraries.

	T_{eff} (K)	$\log g$ (dex)	$[M/H]$ (dex)
S^4N (all)	-108 ± 145	-0.21 ± 0.32	-0.08 ± 0.09
CFLIB (all)	30 ± 171	-0.04 ± 0.42	-0.05 ± 0.21
CFLIB (dwarfs)	-27 ± 156	0.03 ± 0.26	-0.10 ± 0.10
CFLIB (giants)	91 ± 118	-0.05 ± 0.45	-0.04 ± 0.21

wavelength range, with results kindly provided by C. Allende-Prieto, see Allende Prieto (2008) for a detailed description).

However, the S^4N library alone is not sufficient to test our method fully. It does not cover the astrophysical parameter space well enough to fulfil our goals of testing our pipeline over the entire $H - R$ diagram, and especially on intermediate and low-metallicity stars. The CFLIB library⁹ consists of ~ 900 high SNR spectra that cover the entire wavelength range of 3460–9464 Å with a spectral resolution of 1.2 Å. This catalogue was conceived to cover the whole $H - R$ diagram down to metallicities of ~ -2.5 dex, with the purpose to be a testing library for automatic synthesis methods. The parameters published for these stars, however, are a compilation of independent studies of several authors, obtained by various methods. Hence, some dispersion is expected, and the comparison between the method's results with the published parameters of this library needs to be performed carefully.

Together with the 900 spectra of the CFLIB catalogue, we used the on-line database of PASTEL¹⁰ (Soubiran et al. 2010) instead of the published values in Valdes et al. (2004) to obtain updated values for the relevant stellar parameters. We chose then to keep only those spectra for which at least two measurements were available from different authors, and all stars with $[M/H] < -1$ dex¹¹ (ignoring the previous selection criterion for metal poor stars). In Fig. 11 we can see the results obtained for the 162 CFLIB stars that fulfil our criteria, where the estimates from our pipeline are plotted against the mean values found in the literature (black dots). The error bars, if any, represent the dispersion in the published values. The scatter found is 171 K, 0.42 dex and 0.21 dex for T_{eff} , $\log g$ and $[M/H]$, respectively. Table 5 shows the error dispersions for the whole CFLIB

⁹ See <http://www.noao.edu/cflib>

¹⁰ <http://pastel.obs.u-bordeaux1.fr/>

¹¹ Results of 15 different authors were considered to obtain the mean values to which we compare the results of our pipeline.

⁸ See <http://hebe.as.utexas.edu/s4n>

G. Kordopatis et al.: Automatic stellar spectra parameterisation in the IR Ca II triplet region

Table 6. Derived errors for the S^4N and CFLIB libraries, at different signal-to-noise ratios.

SNR (pixel^{-1})	S^4N			CFLIB		
	T_{eff} (K)	$\log g$ (dex)	[M/H] (dex)	T_{eff} (K)	$\log g$ (dex)	[M/H] (dex)
~ 100	173	0.40	0.13	158	0.40	0.19
~ 50	208	0.42	0.14	175	0.40	0.21
~ 20	270	0.53	0.15	233	0.48	0.27
~ 10	320	0.61	0.29	299	0.62	0.37

library, and separately for the dwarfs ($\log g > 3$) and the giants ($\log g \leq 3$). No significant biases are found, except for a small effect (~ 0.1 dex) in the metallicity of dwarf stars. It can be noticed that the stars for which our estimates are the most distant from the published values are the ones which had only one associated measurement. Therefore, it is difficult to know if the reason for these outliers is an error of this method or an error in the published values.

We also tested the pipeline on the spectra of the Sun and Arcturus. The spectra of [Allende Prieto et al. \(2004\)](#) and [Hinkle et al. \(2003\)](#) were degraded to $\text{SNR} \sim 100 \text{ pixel}^{-1}$, with 200 noise realisations. For each of the considered cases, 400 spectra were processed. For the Sun the results are very close to the standard solar parameter values, except for the metallicity, for which a difference of -0.1 dex is noticed. Similar parameters are derived for the T_{eff} and the [M/H] of Arcturus, but $\log g$ is less well derived, perhaps because of the imperfect normalisation of the spectrum of [Hinkle et al. \(2003\)](#) (Sect. 3.2).

We comment briefly on the apparent bias found in metallicity for the dwarfs. As we can see from Table 5, a similar bias of ~ -0.1 dex is found for the Sun, the S^4N stars and the dwarfs of CFLIB. We decided to make no zero-point correction because the suspected bias is within the error bars found for the metallicity, while inadequate statistics make it impossible to quantify any bias as a function of stellar type. Application of the pipeline to Arcturus showed no particular bias on the [M/H] parameter. As a consequence, given our fairly arbitrary separation between metal-rich and metal-poor stars and between giants and dwarfs, we decided not to correct any systematic bias.

Finally, we tested the pipeline by introducing four different values of white Gaussian noise ($\text{SNR} \sim 10, 20, 50, 100 \text{ pixel}^{-1}$) to the S^4N and CFLIB spectra. In addition, to increase the statistics of our tests, twenty noise realisations for each spectrum were performed for each value of the SNR. Table 6 shows the error at 70% of the total distribution for each of the libraries. Good estimates are found down to $\text{SNR} \sim 20$, as expected, validating in this way our method for the case of observed spectra.

7. Conclusions

In the era of large spectroscopic surveys, the automated parameterisation of stellar spectra in the infra-red ionised calcium triplet region is a fundamental problem that must be addressed and solved. We here presented such a method to derive automatically values of the effective temperatures, surface gravities and overall metallicities of observed stars. Although the application discussed in this paper was to spectra with wavelength coverage around $\sim 8500 \text{ \AA}$, the method we derived is easily adaptable to any other wavelength range and spectral resolution, provided there exists a grid of synthetic spectra with the same characteristics as the observed spectra. Furthermore, the dimensionality of

the parameter space can be increased from that discussed here, if desired, by adding the $[\alpha/\text{Fe}]$ chemical ratio ([Gazzano et al. 2010](#)).

We studied two different approaches to the problem of automated classification, which led to a new hybrid method that combines the two approaches. At high SNR, a projection algorithm, the MATISSE method is preferred, because of its capability to interpolate between the spectra of a synthetic grid, its lower errors and the easy interpretation of its output. At low SNR, the problem of secondary minima in the solution for the best-fit synthetic spectrum is better treated with DEGAS, the algorithm based on pattern recognition. A quantification of the internal errors showed that results that are sufficiently accurate for galactic archaeology surveys which aim to study the full metallicity distribution ($\sigma_{[\text{M}/\text{H}]} < 0.1$ dex), can be obtained down to $\text{SNR} \sim 35$ for all metal-rich and intermediate-metallicity stars ($[\text{M}/\text{H}] < -1$ dex). Furthermore, accurate results ($\sigma_{[\text{M}/\text{H}]} < 0.2$ dex) that suffice to separate the different galactic components can be obtained down to $\text{SNR} \sim 20$. Indeed, we obtained $\sigma_{[\text{M}/\text{H}]} < 0.12$ dex, 0.18 dex and 0.23 dex for typical old thin disc, thick disc and halo stars, respectively.

The application of this hybrid method was tested successfully on stellar libraries of observed targets, validating it for extended surveys such as Gaia. Our results show for the first time the expected accuracies that are possible from the spectra gathered by the RVS of Gaia at its low sampling. Furthermore, in addition to deriving accurate parameters, the method is well suited for big datasets, because it is not very time-consuming computationally – processing 2×10^4 spectra takes less than an hour on a current laptop. The method is already coded in Java and will be delivered to the Gaia Data Processing and Analysis Consortium (DPAC) as one of the possible nodes of the whole processing pipeline.

We identified those regions of the $H - R$ diagram where special care must be taken to avoid systematic biases. To illustrate this point, consider a survey that mainly targets giant stars. In this case, the derived line-of-sight distances, obtained by the projection of the estimated stellar atmospheric parameters on a set of isochrones, can be seriously under-estimated because a giant star can be misclassified as a hot dwarf. Spurious effects can therefore be introduced when computing the galactocentric positions and space velocities of the sample and therefore compromise any conclusions. Nevertheless, to minimise the effect of this degeneracy, we can consider a synthetic grid composed only of the spectra of giant stars, and consequently avoid populating regions of the $H - R$ diagram that should be left empty. Furthermore, if a variety of spectral types are observed, appropriate photometric ($(B - V)$ for warm stars, $(V - K)$ for cooler stars) measurements can also help to constrain the parameter space.

The conclusions presented in this paper will be used in a companion paper [Kordopatis et al. \(2011\)](#), where we will present the chemical and dynamical properties of roughly 700 stars, selected to probe the galactic thick disc, outside the solar neighbourhood.

Acknowledgements. The authors would like to thank the Mesocentre computer centre of the Observatoire de la Côte d’Azur for computing the grid of synthetic spectra and the $B(\lambda)$ functions. We are grateful to B. Edvardsson for providing the grid of MARCS model atmospheres, B. Plez for his molecular line-lists and the improved Turbospec code, M. Irwin for his very fruitful comments and suggestions as a referee, A. Robin for her useful advices on the use of the Besançon model, C. C. Worley for the careful reading of this paper, and C. Allende-Prieto for letting us use his re-normalisation routine for IDL. RFGW acknowledges support from the US National Science Foundation, through grant AST-0908326, and from the Gordon & Betty Moore Foundation. Finally, G.K. would like to

thank the Centre National d'Etudes Spatiales (CNES) and the Centre National de Recherche Scientifique (CNRS) for the financial support.

References

- Allende Prieto, C. 2008, in AIP Conf. Ser. 1082, ed. C. A. L. Bailer-Jones, 47
- Allende Prieto, C., Barklem, P. S., Lambert, D. L., & Cunha, K. 2004, A&A, 420, 183
- Alonso, A., Arribas, S., & Martínez-Roger, C. 1996, A&A, 313, 873
- Alonso, A., Arribas, S., & Martínez-Roger, C. 1999, A&AS, 140, 261
- Alvarez, R., & Plez, B. 1998, A&A, 330, 1109
- Asplund, M., Grevesse, N., & Sauval, A. J. 2005, in Cosmic Abundances as Records of Stellar Evolution and Nucleosynthesis, ed. T. G. Barnes, III, & F. N. Bash, ASP Conf. Ser., 336, 25
- Barklem, P. S., Stempels, H. C., Allende Prieto, C., et al. 2002, A&A, 385, 951
- Battaglia, G., Tolstoy, E., Helmi, A., et al. 2006, A&A, 459, 423
- Battaglia, G., Irwin, M., Tolstoy, E., et al. 2008, MNRAS, 383, 183
- Battaglia, G., Tolstoy, E., Helmi, A., et al. 2011, MNRAS, 411, 1013
- Bijaoui, A., Recio-Blanco, A., & de Laverny, P. 2008, in AIP Conf. Ser. 1082, ed. C. A. L. Bailer-Jones, 54
- Bijaoui, A., Recio-Blanco, A., de Laverny, P., & Ordenovic, C. 2010, in ADA 6 – Sixth Conference on Astronomical Data Analysis
- Brault, J., & Neckel, H. 1987, Spectral Atlas of Solar Absolute Disk-Averaged and Disk-Center Intensity from 3290 to 12 510 Å, available from <ftp.hs.uni-hamburg.de/pub/outgoing/FTS-Atlas/>
- Fulbright, J. P., Wyse, R. F. G., Ruchti, G. R., et al. 2010, ApJ, 724, L104
- Gazzano, J., de Laverny, P., Deleuil, M., et al. 2010, A&A, 523, A91
- Gray, D. F. 2008, The Observation and Analysis of Stellar Photospheres (Cambridge: Cambridge University Press)
- Grevesse, N. 2008, Commun. Asteroseismol., 157, 156
- Gustafsson, B., Edvardsson, B., Eriksson, K., et al. 2008, A&A, 486, 951
- Heiter, U., & Eriksson, K. 2006, A&A, 452, 1039
- Hinkle, K., Wallace, L., Livingston, W., et al. 2003, in The Future of Cool-Star Astrophysics: 12th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun (2001 July 30 – August 3), ed. A. Brown, G. M. Harper, & T. R. Ayres (University of Colorado), 12, 851
- Koch, A., Kleyna, J. T., Wilkinson, M. I., et al. 2007, AJ, 134, 566
- Koch, A., Grebel, E. K., Gilmore, G. F., et al. 2008, AJ, 135, 1580
- Kordopatis, G., Recio-Blanco, A., de Laverny, P., et al. 2011, A&A, 535, A107
- Kupka, F. G., Ryabchikova, T. A., Piskunov, N. E., Stempels, H. C., & Weiss, W. W. 2000, Baltic Astron., 9, 590
- Landweber, L. 1951, Am. J. Math., 73, 615
- Pasquini, L., Alonso, J., Avila, G., et al. 2003, in SPIE Conf. Ser., ed. M. Iye & A. F. M. Moorwood, 4841, 1682
- Quinlan, J. R. 1993, C 4.5: Programs for machine learning, ed. J. R. Quinlan
- Recio-Blanco, A., Bijaoui, A., & de Laverny, P. 2006, MNRAS, 370, 141
- Robin, A. C., Reylé, C., Derrière, S., & Picaud, S. 2003, A&A, 409, 523
- Ruck, M. J., & Smith, G. 1993, A&A, 277, 165
- Smith, V. V., Suntzeff, N. B., Cunha, K., et al. 2000, AJ, 119, 1239
- Soubiran, C., Le Campion, J., Cayrel de Strobel, G., & Caillo, A. 2010, A&A, 515, A111
- Starkeburg, E., Hill, V., Tolstoy, E., et al. 2010, A&A, 513, A34
- Steinmetz, M. 2003, in GAIA Spectroscopy: Science and Technology, ed. U. Munari, ASP Conf. Ser., 298, 381
- Tolstoy, E., Hill, V., Irwin, M., et al. 2006, The Messenger, 123, 33
- Valdes, F., Gupta, R., Rose, J. A., Singh, H. P., & Bell, D. J. 2004, ApJS, 152, 251
- White, R. L. 2008, in AIP Conf. Ser. 1082, ed. C. A. L. Bailer-Jones, 37
- Wilkinson, M. I., Vallenari, A., Turon, C., et al. 2005, MNRAS, 359, 1306
- Wyse, R. F. G., Gilmore, G., Norris, J. E., et al. 2006, ApJ, 639, L13
- Yi, S., Demarque, P., Kim, Y., Lee, Y., et al. 2001, ApJS, 136, 417
- Zwitter, T., Castelli, F., & Munari, U. 2004, A&A, 417, 1055
- Zwitter, T., Siebert, A., Munari, U., et al. 2008, AJ, 136, 421

A&A 535, A107 (2011)
 DOI: [10.1051/0004-6361/201117373](https://doi.org/10.1051/0004-6361/201117373)
 © ESO 2011

**Astronomy
&
Astrophysics**

A spectroscopic survey of thick disc stars outside the solar neighbourhood^{★,★★}

G. Kordopatis¹, A. Recio-Blanco¹, P. de Laverny¹, G. Gilmore², V. Hill¹, R. F. G. Wyse³,
 A. Helmi⁴, A. Bijaoui¹, M. Zoccali⁵, and O. Bienaymé⁶

¹ Université de Nice Sophia Antipolis, CNRS, Observatoire de la Côte d'Azur, Cassiopée UMR 6202, BP 4229, 06304 Nice, France
 e-mail: georges.kordopatis@oca.eu

² Institute of Astronomy, University of Cambridge, Madingley Road, Cambridge CB3 0HA, UK

³ Johns Hopkins University, Baltimore, MD, USA

⁴ Kapteyn Astronomical Institute, University of Groningen, PO Box 800, 9700 AV Groningen, The Netherlands

⁵ Departamento de Astronomía y Astrofísica, Pontificia Universidad Católica de Chile, Av. Vicuña Mackenna 4860, Casilla 306, Santiago 22, Chile

⁶ Université de Strasbourg, Observatoire Astronomique, Strasbourg, France

Received 30 May 2011 / Accepted 3 October 2011

ABSTRACT

Context. In the era of large spectroscopic surveys, Galactic archaeology aims to understand the formation and evolution of the Milky Way by means of large datasets. In particular, the kinematic and chemical study of the thick disc can give valuable information on the merging history of the Milky Way.

Aims. Our aim is to detect and characterise the Galactic thick disc chemically and dynamically by analysing F, G, and K stars, whose atmospheres reflect their initial chemical composition.

Methods. We performed a spectroscopic survey of nearly 700 stars probing the Galactic thick disc far from the solar neighbourhood towards the Galactic coordinates ($l \sim 277^\circ$, $b \sim 47^\circ$). The derived effective temperatures, surface gravities and overall metallicities were then combined with stellar evolution isochrones, radial velocities and proper motions to derive the distances, kinematics and orbital parameters of the sample stars. The targets belonging to each Galactic component (thin disc, thick disc, halo) were selected either on their kinematics or according to their position above the Galactic plane, and the vertical gradients were also estimated.

Results. We present here atmospheric parameters, distances and kinematics for this sample and a comparison of our kinematic and metallicity distributions with the Besançon model of the Milky Way. The thick disc far from the solar neighbourhood is found to differ only slightly from the thick disc properties as derived in the solar vicinity. For regions where the thick disc dominates ($1 \lesssim Z \lesssim 4$ kpc), we measured vertical velocity and metallicity trends of $\partial V_\phi / \partial Z = 19 \pm 8$ km s⁻¹ kpc⁻¹ and $\partial [M/H] / \partial Z = -0.14 \pm 0.05$ dex kpc⁻¹, respectively. These trends can be explained as a smooth transition between the different Galactic components, although intrinsic gradients could not be excluded. In addition, a correlation $\partial V_\phi / \partial [M/H] = -45 \pm 12$ km s⁻¹ dex⁻¹ between the orbital velocity and the metallicity of the thick disc is detected. This gradient is inconsistent with the SDSS photometric survey analysis, which did not detect any such trend, and challenges radial migration models of thick disc formation. Estimations of the scale heights and scale lengths for different metallicity bins of the thick disc result in consistent values, with $h_R \sim 3.4 \pm 0.7$ kpc, and $h_Z \sim 694 \pm 45$ pc, showing no evidence of relics of destroyed massive satellites.

Key words. Galaxy: evolution – Galaxy: kinematics and dynamics – stars: abundances – methods: observational

1. Introduction

In the paradigm of a dark energy and dark matter dominated Universe, the process of disc galaxy formation is still very poorly understood. For instance, the creation of the Galactic thick disc still remains a riddle. Was it formed by the accretion of satellites that have deposited their debris in a roughly planar configuration (Abadi et al. 2003), or was the thin disc heated after successive small accretions as suggested for example by Villalobos & Helmi (2008)? Did the thick disc stars form in situ, through heating of the thin disc by gas rich mergers and starburst during the merger process (Brook et al. 2004), or did they migrate because

of resonances with the spiral arms (and the central bar), as suggested for example by Schönrich & Binney (2009) or Loebman et al. (2011)?

To answer these questions, we would ideally like to tag or associate the visible components of the Galaxy to parts of the proto-Galactic hierarchy. All necessary constraints can be obtained from a detailed analysis of the chemical abundances of cool and intermediate temperature stars. Indeed, F, G, and K type dwarf stars are particularly useful to study Galactic evolution, because they are both numerous and long-lived, and their atmospheres reflect their initial chemical composition. However, a direct measurement of their spatial distribution requires accurate estimates of stellar distances, which is a delicate step involving (if the parallax is not available) the determination of precise stellar parameters (effective temperatures, surface gravities and metal content).

* Based on VLT/FLAMES observations collected at the European Southern Observatory, proposals 075.B-0610-A & 077.B-0.382.

** Full Tables 1, 2, and 4 are only available at the CDS via anonymous ftp to cdsarc.u-strasbg.fr (130.79.128.5) or via <http://cdsarc.u-strasbg.fr/viz-bin/qcat?J/A+A/535/A107>

That is the reason why most spectroscopic surveys of the thick disc up to now are restricted to the solar neighbourhood (within about a 500 pc radius), except for those with relatively few stars in their samples. Nevertheless, detailed metallicity measurements based on such spectroscopic observations of kinematically selected thick disc stars revealed in several studies a clear distinction in chemical elements ratios between the metal-poor tails of the thin and the thick discs (Edvardsson et al. 1993; Bensby & Feltzing 2006; Reddy et al. 2006; Fuhrmann 2008; Ruchti et al. 2010; Navarro et al. 2011). Stars belonging to the latter are α -enhanced, suggesting a rapid formation of the thick disc and a distinct chemical history. Indeed, the $[\alpha/\text{Fe}]$ chemical index is commonly used to trace the star formation time-scale in a system in terms of the distinct roles played by supernovae (SNe) of different types in the Galactic enrichment. The α -elements are produced mainly during Type II SNe explosions of massive stars ($M > 8 M_{\odot}$) on a short time-scale ($\sim 10^7$ years), whereas iron is also produced by Type Ia SNe of less massive stars on a much longer time-scale ($\sim 10^9$ years).

On the other hand, photometric surveys such as the SDSS (York et al. 2000) explore a much larger volume, but suffer from greater uncertainties in the derived parameters. Based on photometric metallicities and distances of more than 2 million F/G stars up to 8 kpc from the Sun, Ivezić et al. (2008) suggested that the transition between the thin and the thick disc can be modelled as smooth, vertical shifts of metallicity and velocity distributions, challenging the view of two distinct populations that was introduced by Gilmore & Reid (1983).

The goal of this paper is to put additional constraints on the vertical properties of the thick disc. For that purpose, we spectroscopically explored the stellar contents outside the solar neighbourhood using the Ojha et al. (1996) catalogue. The authors of that survey photometrically observed several thousands of stars towards the direction of Galactic antirotation. They provide the Johnson U , B , V magnitudes as well as the proper motions for most of the targets up to $V \sim 18.5$ mag. We selected 689 of them based on their magnitudes to probe the Galactic thick disc, and observed them using the VLT/FLAMES GIRAFFE spectrograph in the LR08 setup (covering the infrared ionized calcium triplet).

The line-of-sight ($l \sim 277^\circ$, $b \sim 47^\circ$) was chosen in accordance to results found by Gilmore et al. (2002) towards ($l \sim 270^\circ$, $b \sim -45^\circ$) and ($l \sim 270^\circ$, $b \sim 33^\circ$) that were confirmed by Wyse et al. (2006) towards ($l \sim 260^\circ$, $b \sim -23^\circ$), ($l \sim 104^\circ$, $b \sim 45^\circ$), ($l \sim 86^\circ$, $b \sim 35^\circ$), which state that thick disc stars farther than 2 kpc from the Sun seem to have a rotational lag greater than the canonical thick disc. Indeed, it is commonly accepted that the latter lags the local standard of rest (LSR) by ~ 50 km s $^{-1}$, whereas the authors cited above found a lag twice as high (~ 100 km s $^{-1}$) at long distances. Because the angular momentum is essentially a conserved quantity in galaxy formation, this lagging sub-population has been suggested by the authors to be the remnants of the last major merger of the Milky Way, back to $z \sim 2$.

For the analysis of this very substantial sample of FLAMES spectra we used the pipeline presented in Kordopatis et al. (2011, hereafter Paper I). It allowed us to obtain the effective temperature (T_{eff}), the surface gravity ($\log g$) and the overall metallicity¹ ($[\text{M}/\text{H}]$) for the stars of our sample. They were combined with the proper motions and the ($B - V$) colours of the

Ojha catalogue and our derived radial velocities. Those parameters were then used to estimate the distances, galactocentric positions and kinematics, as well as the orbital parameters (eccentricities, apocentric and pericentric distances, angular momenta) of our targets.

The structure of this paper is as follows. The observed stellar sample is presented in the next section together with the data reduction and the radial velocity derivation. The method used to determine the atmospheric parameters is reviewed in Sect. 3. In Sect. 4 the estimates for the atmospheric parameters, the distances and the kinematics are presented. In Sect. 5 a clean sample of stars is selected, whose stars are analysed in Sect. 6 with respect to their distance above the Galactic plane; then we compare them to the Besançon model of the Milky Way (Robin et al. 2003). The Galactic components, chosen with a probabilistic approach and according to their distance above the Galactic plane, are also characterised and discussed in relation with thick disc formation scenarios. Finally, we estimate in Sect. 7 the radial scale lengths and scale heights of the thin disc and the thick disc.

2. Observations, data reduction and radial velocity derivation

The observations were obtained with VLT/FLAMES feeding the GIRAFFE spectrograph in MEDUSA mode, that allows a simultaneous allocation of 132 fibres (including sky). The GIRAFFE low-resolution grating LR08 (8206–9400 Å, $R \sim 6500$, sampling = 0.2 Å) was used during ESO observing periods 75 and 77 (2005 and 2006, respectively). One of the interesting points of that configuration is that it contains the Gaia/RVS wavelength range (8475–8745 Å), and is similar to its low-resolution mode ($R \sim 7000$).

In that wavelength range the IR Ca II triplet (8498.02, 8542.09, 8662.14 Å) is predominant for most spectral types and luminosity classes even for very metal-poor stars (see, for example Zwitter et al. 2004). In addition, these strong features are still detectable even at low signal-to-noise ratio (S/N), allowing a good radial velocity (V_{rad}) derivation and an overall metallicity estimation. Paschen lines (for example 8502.5, 8545.4, 8598.4, 8665.0 Å) are visible for stars hotter than G3. The Mg I (8807 Å) line, which is a useful indicator of surface gravity (see Ruck & Smith 1993), is also visible even for low S/N . Finally, molecular lines such as TiO and CN can be seen for cooler stars.

The 689 stars of our sample were selected only from their V -magnitudes and the availability of proper motions measurements in the catalogue of Ojha et al. (1996). They were faint enough to probe the Galactic thick disc and bright enough to have acceptable S/N ($m_V \leq 18.5$ mag). To fill all available fibres of MEDUSA, brighter stars in the Ojha catalogue were added to our survey ($m_V \geq 14$), resulting in a bimodal distribution in magnitudes. We made no colour selection, which resulted in a wide range of both $\log g$ and T_{eff} as we will show in Sects. 3 and 4. The magnitude precisions range from 0.02 mag for the brightest, to 0.05 mag for the faintest stars (Ojha et al. 1996). Associated errors for the proper motions are estimated to be 2 mas year $^{-1}$.

Eight different fields were observed with two exposures each. The spectra were reduced using the Gasgano ESO GIRAFFE pipeline² (version 2.3.0, Izzo et al. 2004) with optimal extraction. The sky-lines were removed from our spectra using the software developed by M. Irwin (Battaglia et al. 2006), which is optimal for the wavelength range around the

¹ We define the stellar overall metallicity as $[\text{M}/\text{H}] = \log \left(\frac{N(M)}{N(\text{H})} \right)_* - \log \left(\frac{N(M)}{N(\text{H})} \right)_{\odot}$, where N represents the number density and M all elements heavier than He.

² <http://www.eso.org/gasgano>

G. Kordopatis et al.: A spectroscopic survey of thick disc stars outside the solar neighbourhood

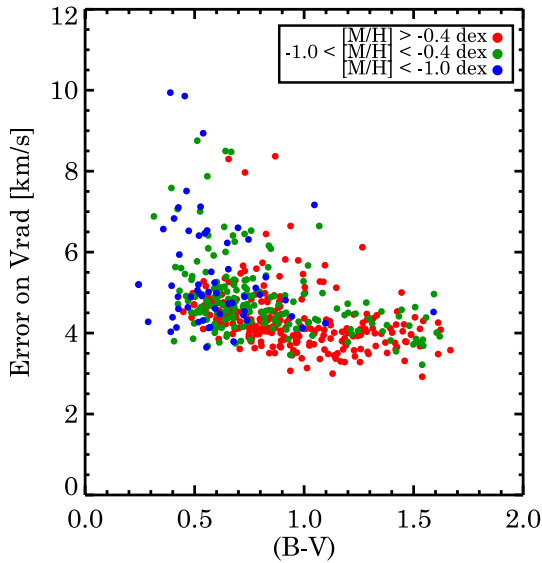


Fig. 1. Radial velocity uncertainties versus the $(B - V)$ colour for the final catalogue (479 stars), as selected in Sect. 5. Dots with different colours refer to different metallicity ranges.

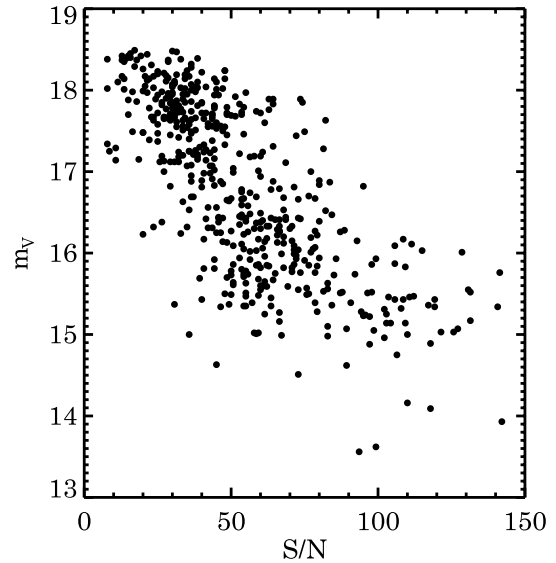


Fig. 2. Apparent magnitude m_v versus measured signal-to-noise ratio (per pixel) for all observed sample (689 stars in total).

IR Ca II triplet. For each field the four fibres that were allocated to the sky were combined to obtain a median sky spectrum and separate the continuum from the sky-line components. Then, the latter was cross-correlated to the object spectrum (which was also split into continuum and line components) to match the object sky-line intensities and positions. Afterwards, the sky was subtracted by finding the optimal scale factor between the masked sky-line and the object spectrum. Individual exposures were then cross-correlated using IRAF to put them on the same reference frame and to be summed. Before summing them, the cosmic rays and the remaining residual sky-lines were removed by comparing the flux levels of the individual exposures.

To measure the radial velocities we used a binary mask of a K0 type star at the LR08 resolution (available from the Geneva observatory with the girBLDRS routine, see Royer et al. 2002). The cross-correlation function (CCF) between the observed spectra and the binary mask was computed, extracting from the position of the peak the V_{rad} value. The spectral features corresponding to the full-width at half-maximum (FWHM) of the Ca II triplet and the Mg I (8807 Å) lines were added manually into this binary mask, because we found that otherwise the cross-correlation routine did not converge for the lowest S/N spectra (where the spectral lines are hard to identify). The wider lines added to the binary mask play a dominant role in the cross-correlation method. This implies that no particular concern has to be raised about errors caused by possible template mismatches. The only expected effect is a decrease in the precision of the V_{rad} estimates, owing to a broader CCF. Nevertheless, as shown in Paper I, the derivation of the atmospheric parameters is not altered as long as the uncertainties in V_{rad} are less than $\sim 7\text{--}8 \text{ km s}^{-1}$. We found in our survey that the mean error on the V_{rad} is 4.70 km s^{-1} and the standard deviation of the error distribution is 1.3 km s^{-1} . In Fig. 1 we plot the estimated errors on the radial velocities versus the $(B - V)$ colour of the targets. A colour code was added according to the derived metallicity of the stars (as found in Sect. 3). The largest errors are found for the hotter

and the most metal-poor stars, as expected, because the mixture of broader lines for the former and weaker lines for the latter differ the most. The individual values of the heliocentric V_{rad} are presented in Table 1 and will be used in Sect. 4.3 to determine the galactocentric velocities and hence the orbits of the stars.

The spectra were then shifted at the rest frame and linearly rebinned by a factor of two, in agreement with Shannon's criterion. Furthermore, they were resampled to match the sampling of the synthetic spectra library we had in our possession, which we used to derive the atmospheric parameters (see Paper I). This led to a final sampling of 0.4 \AA and an increased S/N per pixel.

Then the spectra were cut at the wavelengths $8400\text{--}8820 \text{ \AA}$ to keep the range with the predominant lines and suffering least by CCD spurious effects (border effects, presence of a glow in the red part) and possible sky residuals. For this reason, the range between 8775 and 8801 \AA which contains few iron lines compared to the possible important sky residuals, was also removed. The spectral feature corresponding to the Mg I around $\sim 8807 \text{ \AA}$ was nevertheless kept. The cores of the strong Ca II lines were also removed, as explained in Paper I.

The final spectra, containing 957 pixels, were normalised by iteratively fitting a second-order polynomial to the pseudo-continuum, asymmetrically clipping off points that lay far from the fitting curve. This first normalisation is not very crucial, because the pipeline that derives the atmospheric parameters renormalises the spectra with the aid of synthetic spectra (see Paper I).

Finally, the binary stars or suspected ones, and very low quality spectra (owing to a bad location of the fibre on the target) were removed at this point from the rest of the sample, leading to a final sample of 636 stars. The final measured S/N of our spectra varies from ~ 5 to $\sim 200 \text{ pixel}^{-1}$, with a mean of $\sim 70 \text{ pixel}^{-1}$. Nevertheless, the cumulative smoothing effects of spectral interpolation and resampling lead to an over-estimation of the S/N by a factor of ~ 1.4 because of the pixel correlation. Hence, the plot of Fig. 2 shows the apparent magnitude versus the corrected S/N .

Table 1. Kinematics of the selected targets belonging to the final catalogue.

ID	μ_l ($''/cen$)	μ_b ($''/cen$)	V_{rad} ($km\ s^{-1}$)	ΔV_{rad} ($km\ s^{-1}$)	U ($km\ s^{-1}$)	ΔU ($km\ s^{-1}$)	V ($km\ s^{-1}$)	ΔV ($km\ s^{-1}$)	W ($km\ s^{-1}$)	ΔW ($km\ s^{-1}$)	V_R ($km\ s^{-1}$)	ΔV_R ($km\ s^{-1}$)	V_ϕ ($km\ s^{-1}$)	ΔV_ϕ ($km\ s^{-1}$)	ϵ	Δ_ϵ
1	0.142	-0.361	110.2	3.8	53	50	-125	41	27	39	-90	50	-66	55	0.54	0.16
2	0.382	0.107	141.3	5.3	132	68	-47	48	127	43	-212	69	-73	56	0.59	0.14
3	0.361	-0.263	9.0	4.5	8	3	-8	4	3	4	-25	3	-216	4	0.06	0.01
4	0.354	-0.739	24.7	6.4	114	51	-134	42	-106	39	-149	49	-28	48	0.44	0.08
...																

Notes. μ_l and μ_b are taken from Ojha et al. (1996). U , V and W are the Cartesian velocity coordinates, with respect to the LSR, hence, without taking into account the peculiar solar velocities. V_R and V_ϕ are the velocity components in cylindrical coordinates, centred at the Galactic centre. Full Table 1 is available at the CDS.

Table 2. Individual atmospheric parameters (as derived by the procedure of Paper I), relative V -Magnitudes, $(B - V)$ colour, absolute V -magnitude and estimated S/N of the observed targets of the final catalogue.

ID	T_{eff} (K)	ΔT_{eff} (K)	$\log g$ ($cm\ s^{-2}$)	$\Delta \log g$ ($cm\ s^{-2}$)	[M/H] (dex)	$\Delta_{[M/H]}$ (dex)	m_V	$(B - V)$	M_V	Δ_{M_V}	S/N ($pixel^{-1}$)
1	5962	212	4.02	0.30	-0.76	0.15	17.37	0.61	3.98	0.86	23
2	5001	74	3.51	0.12	-0.25	0.10	17.24	0.69	3.01	0.41	29
3	4272	64	4.86	0.12	-0.22	0.09	16.41	1.42	8.30	0.13	60
4	4997	88	3.73	0.17	-1.00	0.16	16.81	0.73	3.14	0.29	35
...											

Notes. m_V and $(B - V)$ are taken from Ojha et al. (1996). Full Table 2 is available at the CDS.

3. Determination of the stellar atmospheric parameters

We used the procedure described in Paper I to derive the atmospheric parameters of the stars and their associated errors. To take into account the overestimation of the S/N owing to the pixel resampling, the measured S/N was decreased by a factor 1.4 at each step of the pipeline. The obtained parameter values are shown in Table 2.

We recall that this procedure consists of using two different algorithms simultaneously, MATISSE (Recio-Blanco et al. 2006) and DEGAS (Bijaoui et al. 2010), to iteratively re-normalise the spectra and derive the atmospheric parameters of the observed targets. The learning phase for the algorithms is based on a grid of synthetic spectra covering T_{eff} from 3000 K to 8000 K, $\log g$ from 0 to 5 ($cm\ s^{-2}$) and [M/H] from -5 dex to +1.0 dex. A coupling between the overall metallicity and the α element abundances³ is assumed according to the commonly observed enhancements in metal-poor Galactic stars:

- $[\alpha/Fe] = 0.0$ dex for $[M/H] \geq 0.0$ dex;
- $[\alpha/Fe] = -0.4 \times [M/H]$ dex for $-1 \leq [M/H] < 0$ dex;
- $[\alpha/Fe] = +0.4$ dex for $[M/H] \leq -1.0$ dex.

At $S/N \sim 50\ pixel^{-1}$ the pipeline returns typical errors⁴ for stars with $\log g \geq 3.9$ and $-0.5 < [M/H] \leq -0.25$ dex, of 70 K, 0.12 dex, 0.09 dex for T_{eff} , $\log g$ and [M/H], respectively. For more metal-poor stars ($-1.5 < [M/H] \leq -0.5$ dex) the achieved accuracies are 108 K, 0.17 dex and 0.12 dex. Finally, for stars classified as halo giants ($T_{eff} < 6000$ K, $\log g < 3.5$, $-2.5 < [M/H] \leq -1.25$ dex) the typical errors are 94 K, 0.28 dex and 0.17 dex (see Paper I).

This pipeline was successfully tested on the observed stellar libraries of S^4N (Allende Prieto et al. 2004) and CFLIB (Valdes et al. 2004), showing no particular biases in T_{eff} or $\log g$. Still, a bias of -0.1 dex was found for metal-rich dwarfs, which, as discussed in Paper I, we decided not to correct because of the small

³ The chemical species considered as α -elements are O, Ne, Mg, Si, S, Ar, Ca and Ti.

⁴ Defined as the 70% value of the internal error distribution.

range of $\log g$ and [M/H] spanned by the libraries. As discussed in Sect. 4.1, this possible bias is not expected to introduce any significant bias in the distance estimates or the derived velocities of the present survey.

4. Determination of the stellar distances, kinematics and orbits

Typical F, G and K main-sequence stars have $m_V \sim 15-18$ at distances of 1-5 kpc, and at least until the ESA/Gaia mission, stellar distances for targets far from the solar neighbourhood have to be determined spectroscopically or photometrically. For instance, the atmospheric parameters determined in the previous section can be projected onto a set of theoretical isochrones to derive the absolute magnitudes of the stars. Then we can derive the line-of-sight distances using the distance modulus.

4.1. Procedure to estimate stellar distances

We generated our own set of isochrones by using the *YYmix2* interpolation code, based on the Yonsei-Yale (Y^2) models (version 2, Demarque et al. 2004) combined with the Lejeune et al. (1998) colour table.

We set the youngest age of the isochrones at 2 Gyr, because we expect to observe targets from the old thin disc, the thick disc and the halo, and very few stars are expected to be younger than this. Following Zwitter et al. (2010), we generated isochrones with a constant step of 1 Gyr, up to 14 Gyr. In addition, we used the full metallicity range of the Y^2 models, ranging from $[Fe/H] = -3.0$ dex to $[Fe/H] = +0.8$ dex. The step in metallicity is constant, equal to 0.1 dex, smaller than the typical error on the derived metallicities of the observed stars. The adopted values for the α -enhancements at different metallicities are the same as those used for the grid of synthetic spectra described in the previous section. At the end, a set of 494 isochrones were generated.

To obtain the absolute magnitude M_V , we used the method of Zwitter et al. (2010). This procedure consists of finding the

G. Kordopatis et al.: A spectroscopic survey of thick disc stars outside the solar neighbourhood

most likely values of the stellar parameters, given the measured atmospheric ones, and the time spent by a star in each region of the H–R diagram. In practice, we selected the subset of isochrones with $[M/H] \pm \Delta_{[M/H]}$, where $\Delta_{[M/H]}$ is the estimated error on the metallicity, for each set of derived T_{eff} , $\log g$ and $[M/H]$. Then a Gaussian weight was associated to each point of the selected isochrones, which depends on the measured atmospheric parameters and the considered errors (see Eq. (1)). This criterion allows the algorithm to select only the points whose values are close to those derived by the pipeline. Still, in low S/N spectra, whose parameter errors can be significant, an excessive weight can be appointed to rapid evolutionary phases of the isochrones, where it is unlikely that there are many stars. To avoid this artefact, we associate to the previous weight, another one, that is proportional to the time spent by a star on each part of the H–R diagram. Following Zwitter et al. (2010), this weight was set as dm : the mass step between two points of the same isochrone. Hence, the total weight W for each point on the isochrone can be expressed as follows:

$$W = dm \cdot \exp\left(-\sum_i \frac{(\theta_i - \hat{\theta}_i)^2}{2\Delta_{\theta_i}^2}\right), \quad (1)$$

where i corresponds to T_{eff} , $\log g$, $[M/H]$ or $(B - V)$, θ_i to the parameter values of the points on the isochrones, $\hat{\theta}_i$ to the values derived from observations (from photometry or spectroscopy) and Δ_{θ_i} to the associated error of the measurement. The absolute magnitude M_v is then obtained by computing the weighted mean of all points of the subset of isochrones. The corresponding error is computed by considering the standard deviation of the latter.

To test the adopted procedure, we made extensive use of the Besançon model of the Milky Way (Robin et al. 2003). This is a semi-empirical model that includes physical constraints and current knowledge of the formation and evolution of the Galaxy to return for a given line-of-sight (*los*) the atmospheric parameters, the positions and the kinematics of simulated stars in a given range of magnitudes. It uses the isochrones of Schaller et al. (1992) to simulate the stellar populations of the thin disc and the isochrones of Bergbusch & Vandenberg (1992) to simulate the thick disc and the halo. Thus, small offsets may be expected when comparing the distances we derived with the Y^2 isochrones and those deduced from this model.

We obtained a simulated catalogue of $\sim 4 \times 10^3$ stars towards ($l \sim 277^\circ$, $b \sim 47^\circ$) in this way and tested the method by computing the *los* distances of the targets in two ways:

1. The Besançon atmospheric parameter values were taken and associated with errors that the pipeline of Paper I would produce for the corresponding stellar type and metallicity at different S/N . In that way we checked the impact of the weight W of Eq. (1) on the distance estimation. We represented in the first row of Table 3 the values at 70% of the error distribution that we found. The results are very encouraging because at $S/N \sim 20 \text{ pixel}^{-1}$ the dispersion of the recovered distances with respect to the theoretical ones is only 27%. Nevertheless, a bias was found for stars farther than ~ 8 kpc, even at high S/N . For instance, at $S/N \sim 50 \text{ pixel}^{-1}$ the distances for the farthest stars are overestimated by $\sim 18\%$, and this offset increases with decreasing S/N (up to 30% at $S/N \sim 10 \text{ pixel}^{-1}$). Indeed, these distant stars are found to be metal-poor giants (halo stars), for which the errors in the atmospheric parameters are expected to be larger (e.g.: at $S/N \sim 20 \text{ pixel}^{-1}$, the uncertainties are 188 K, 0.57 dex and 0.23 dex for T_{eff} , $\log g$ and $[M/H]$, respectively). These

Table 3. Values at 70% of the error distribution for the recovered distances of the pseudo-stars of the Besançon model.

S/N (pixel^{-1})	100	50	20	10
Relative errors (1)	17%	20%	27%	31%
Relative errors (2)	19%	23%	35%	52%

Notes. Recovered distances (1) using the Besançon atmospheric parameters and (2) using the parameters derived from interpolated synthetic spectra at the Besançon parameters.

uncertainties will allow a high number of points on the isochrones to have roughly the same weight W and to span a relatively wide range of magnitudes, because the late-type giant stars have a sensitive dependance of absolute magnitude with astrophysical parameters. This effect will result in a mean M_v that will be lower, designating the stars to a farther distance than they should be. This problem is well known and has already been described in detail in Breddels et al. (2010) and Zwitter et al. (2010). As we will see in Sect. 6.2.3, it will concern less than 4% of our observed sample.

A disagreement of $\sim 13\%$ towards smaller distances for the stars closer than 1 kpc was found. This difference is caused by the different sets of isochrones involved, and not by the method itself. Indeed, we verified that the absolute magnitudes for main-sequence stars at a given metallicity were always higher in the case of Schaller et al. (1992) compared to the Y^2 ones. The difference disappeared for the dwarfs generated from the isochrones of Bergbusch & Vandenberg (1992).

2. The parameters derived from the spectra of the pseudo-stars were taken. For that purpose, we computed degraded ($S/N \sim 100, 50, 20, 10 \text{ pixel}^{-1}$) synthetic spectra with the atmospheric parameters of the simulated targets and used the automated pipeline to derive their T_{eff} , $\log g$ and $[M/H]$. We found that the dispersion on the final distance estimation was slightly increased, and that no additional biases were introduced. Indeed, the projection on the isochrones fixes some possible misclassification of the automated spectral classification pipeline. For instance, it solves the problem of the thickening of the cool part of the main-sequence, as presented in Paper I. Therefore, the estimations are quite similar to those obtained from the Besançon values, as seen in the last row of Table 3.

Finally, we tested the effect of a possible metallicity bias on the distance determinations. We modified the Besançon metallicities by -0.1 dex to match the suspected bias that the pipeline of Paper I exhibited. The errors on the recovered distances were only increased by 2% compared to those presented in Table 3. We therefore conclude that our distance estimates are not sensitive to the possible small bias in metallicity that could be present in our data.

4.2. Distances of the observed stars

The observed magnitudes and colours of Ojha et al. (1996) were dereddened assuming a mean $E(B - V) \sim 0.04$ mag and $A_v \sim 0.1$ mag (Schlegel et al. 1998). Figures 3–5 show the atmospheric parameters projected onto the isochrones, their absolute magnitude M_v , and the histogram of the distances that we obtained using the method described in the previous section. These figures concern the final sample, as selected in Sect. 5. The value

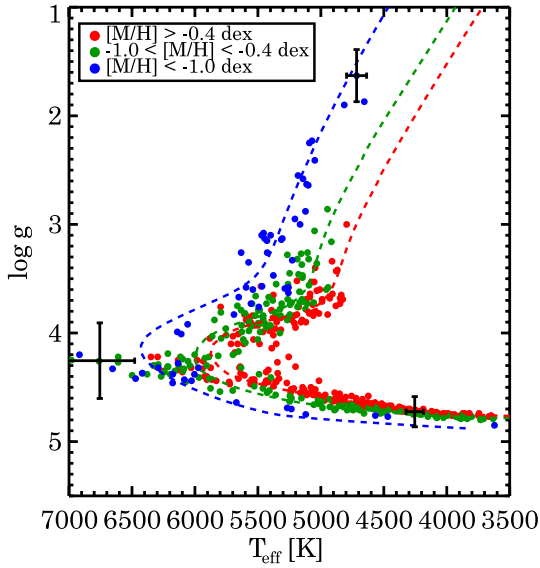


Fig. 3. Atmospheric stellar parameters for the present sample of Galactic field stars derived by the pipeline of Paper I and projected onto the Y^2 isochrones. Three isochrones for $[M/H] = -1.5$ dex and 13 Gyr (blue), $[M/H] = -0.5$ dex and 10 Gyr (green) and $[M/H] = 0$ dex and 7 Gyr (red) are represented. The metallicity values are those derived by the automated pipeline. Typical error bars are represented for different regions of the H–R diagram.

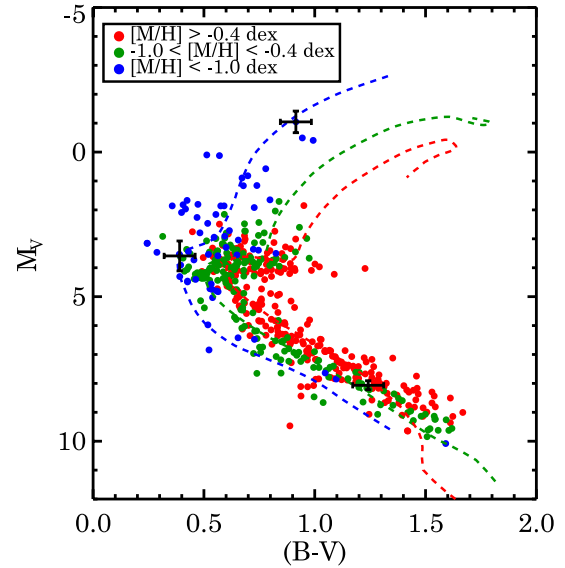


Fig. 4. Derived absolute magnitude M_V versus $(B - V)$ colour for the present sample of Galactic field stars and for the atmospheric parameters derived by the pipeline of Paper I and projected on the Y^2 isochrones. The colour codes and the isochrones are the same as in Fig. 3. Typical error bars are represented for different regions of the H–R diagram.

of A_V should be lower for the closest stars than the adopted one because A_V represents the total extinction in the los . However, the nearest targets are at $Z \sim 130$ pc ($D \sim 175$ pc), higher than most of the dust column, and consequently a single value of A_V is a good approximation. In addition, a maximum error of 0.1 mag in A_V will be equivalent to an underestimation of less than 4% in the distances, which can be neglected.

The availability of the distances (D) then allows us to estimate their Galactic-centred Cartesian coordinates⁵ (X_{GC}, Y_{GC}, Z_{GC}):

$$X_{GC} = D \cos(b) \cos(l) - X_{\odot} \quad (2)$$

$$Y_{GC} = D \cos(b) \sin(l) \quad (3)$$

$$Z_{GC} = D \sin(b), \quad (4)$$

where $(X_{\odot}, Y_{\odot}, Z_{\odot}) = (8, 0, 0)$ kpc (Reid 1993) and l, b are the Galactic coordinates.

Table 4 presents the derived values and their associated errors (computed analytically, considering no errors on l and b). They will be used in Sect. 6 to assign a star to a particular Galactic component (thin disc, thick disc or halo).

4.3. Kinematic properties and orbital parameters

Proper motions combined with distance estimates and radial velocities provide the information required to calculate the full space motions of any star in the Galaxy. For our sample the radial velocities were derived from the observed spectra (see Sect. 2), whereas magnitudes, colours and proper motions were taken from Ojha et al. (1996). The associated space-velocity components in the Galactic cardinal directions, U (towards the Galactic

centre), V (in the direction of the Galactic rotation) and W (towards the north Galactic pole) were computed for all the stars using the following equations:

$$U = V_{\text{rad}} \cos(b) \cos(l) - D\mu_b \cos(l) \sin(b) - D\mu_l \sin(l) \quad (5)$$

$$V = V_{\text{rad}} \cos(b) \sin(l) - D\mu_b \sin(l) \sin(b) + D\mu_l \cos(l) \quad (6)$$

$$W = V_{\text{rad}} \sin(b) + D\mu_b \cos(b), \quad (7)$$

where μ_l and μ_b are the proper motions on the sky⁶. We also computed the galactocentric velocities in a cylindrical reference frame. In that case, the velocity components are V_R, V_{ϕ} , and V_Z , with $V_Z = W$. They are computed as follows:

$$V_R = \frac{1}{R} [X_{GC} \cdot (U + U_{\odot}) + Y_{GC} \cdot (V + V_{\text{rot}} + V_{\odot})] \quad (8)$$

$$V_{\phi} = \frac{1}{R} [X_{GC} \cdot (V + V_{\text{rot}} + V_{\odot}) - Y_{GC} \cdot (U + U_{\odot})], \quad (9)$$

where $R = \sqrt{X_{GC}^2 + Y_{GC}^2}$ is the planar radial coordinate with respect to the Galactic centre, $(U_{\text{LSR}}^{\odot}, V_{\text{LSR}}^{\odot}, W_{\text{LSR}}^{\odot}) = (10.00, 5.25, 7.17)$ km s⁻¹ is the solar motion decomposed into its cardinal directions relative to the Local Standard of Rest (LSR, Dehnen & Binney 1998), and $V_{\text{rot}} = 220$ km s⁻¹ is the amplitude of the Galactic rotation towards $l = 90^{\circ}$ and $b = 0^{\circ}$ (IAU 1985 convention; see Kerr & Lynden-Bell 1986). In this reference frame a retrograde rotation is indicated by $V_{\phi} > 0$ km s⁻¹.

The errors on these kinematic data are estimated as follows: for each star, we performed 5×10^3 Monte-Carlo realisations for D, μ_l, μ_b and V_{rad} , assuming Gaussian distributions around

⁵ We have adopted a right-handed reference frame, with the X axis pointed towards the Galactic centre.

⁶ One measures $\mu_l = \mu_l^* \cos(b)$, with μ_l^* the true proper motion in the l direction.

G. Kordopatis et al.: A spectroscopic survey of thick disc stars outside the solar neighbourhood

Table 4. Positions of the selected targets belonging to the final catalogue.

ID	l	b	D	Δ_D	X	Δ_X	Y	Δ_Y	Z	Δ_Z	R	Δ_R
	($^\circ$)	($^\circ$)	(pc)	(pc)	(pc)	(pc)	(pc)	(pc)	(pc)	(pc)	(pc)	(pc)
1	280.201	47.452	4573	2061	552	245	-3069	1365	3397	1511	8167	326
2	280.338	47.363	6725	1333	816	159	-4477	876	4942	967	8504	329
3	280.308	47.406	401	24	48	3	-267	16	295	18	7955	2
4	280.223	47.409	5202	705	628	84	-3486	467	3853	516	8167	124
...												

Notes. l and b are the Galactic coordinates taken from Ojha et al. (1996). D is the line-of-sight distance. X , Y and Z are heliocentric distances in a Cartesian reference frame. R is the galactocentric planar radial coordinate. Full Table 4 is available at the CDS.

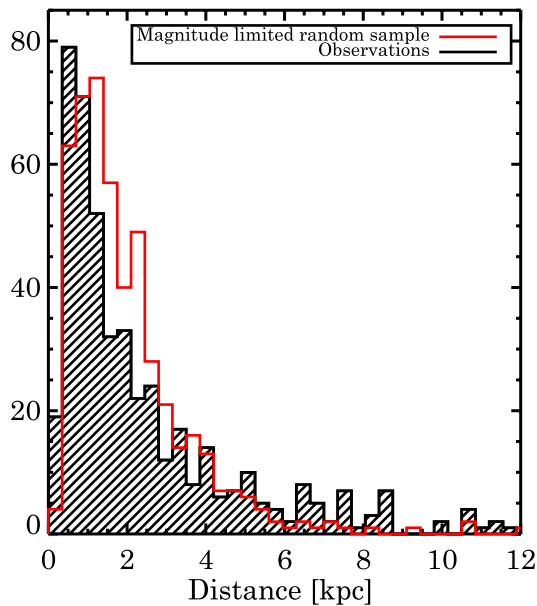


Fig. 5. In black we denote the distribution of the line-of-sight distances for the subset of the observed stellar sample that meet the quality criteria described in Sect. 5. Overplotted in red is the distribution of a randomly selected magnitude-limited ($m_V \leq 18.5$) sample of stars based on the Besançon catalogue.

their adopted values, with a dispersion according to their estimated errors. For every realisation, 6d phase-space parameters and angular momenta were computed, taking as a final value the mean of all realisations, and as an error the standard deviation (see Tables 4 and 1). The number of realisations was determined to achieve a stable result for each measurement. Later on, as described in Sect. 6.2, each of these Monte-Carlo realisations will be used to assign for each star a probability of belonging to one of the Galactic components.

The median estimated errors on the Galactic rotational velocities, V_ϕ , for metal-rich ($[M/H] > -0.4$ dex), intermediate metallicity ($-1 < [M/H] < -0.4$ dex) and low-metallicity ($[M/H] < -1$ dex) stars are of the order of 10, 18 and 48 km s^{-1} , respectively. For V_R we reach accuracies of 12, 23 and 49 km s^{-1} , and for V_Z we obtain 9, 16 and 41 km s^{-1} , respectively.

Finally, from the present positions and space-motion vectors of the stars one can integrate their orbits up to several Galactic revolutions and hence estimate their orbital parameters. Stellar

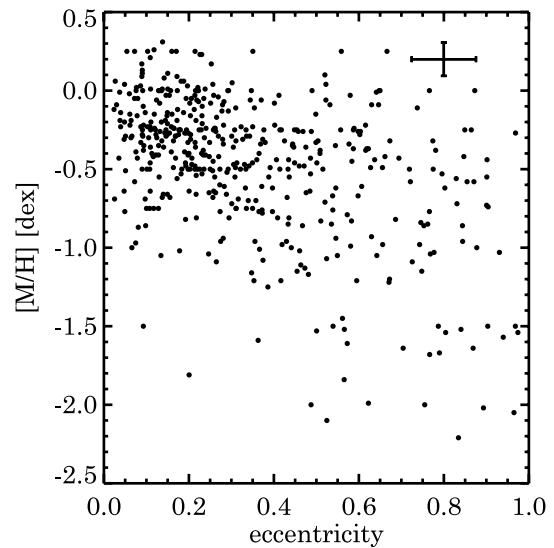


Fig. 6. Metallicity versus eccentricity for the 452 stars with full 6d phase-space coordinates. Typical errors are shown in the upper right corner.

orbital eccentricities⁷, pericentric and apocentric distances were computed. For that purpose we considered a three-component Galaxy (dark halo, disc, bulge). The Milky Way potential was fixed, and modelled with a Miyamoto-Nagai disc, a Hernquist bulge and a logarithmic dark matter halo (see Helmi 2004, and references therein for more details).

Errors on these parameters were propagated from the previously found positions and velocities. Typical errors on eccentricities are $\sim 22\%$. Results can be seen in Table 1 and in Fig. 6, where ϵ has been plotted versus $[M/H]$. As we will discuss in the next section, these eccentricities can be used to identify the Galactic components and distinguish the origins of the thick disc stars (Sales et al. 2009).

5. Star selection

We need the cleanest possible sample to confidently describe the properties of our observed stars. The final catalogue contains 479 stars, 452 of which have full 6d phase-space coordinates. Below we explain how they have been selected.

⁷ We define the eccentricity as $\epsilon = (r_{\text{ap}} - r_{\text{pc}})/(r_{\text{ap}} + r_{\text{pc}})$ where r_{ap} and r_{pc} correspond to the apocentric and pericentric distances of the last orbit of each star.

As already mentioned, from the initial 689 targets 53 stars that were identified as binaries or had very low quality spectra were removed. In addition, we removed the targets for which the parameters projected onto the isochrones clearly disagreed with the results of the pipeline, according to the following criterion:

$$\frac{\chi_{\text{isochrone}}^2 - \chi_{\text{pipeline}}^2}{\chi_{\text{pipeline}}^2} > 0.25, \quad (10)$$

where χ_{pipeline}^2 and $\chi_{\text{isochrone}}^2$ correspond to the differences between the observed spectrum and the synthetic templates (resulting from the pipeline parameters or those projected onto the isochrones, respectively). The above condition removed 24 stars, mainly giants. In addition, 11 stars with a projection onto an isochrone of 2 Gyr were removed from our survey because these young stellar populations are expected neither in the thin disc (at those distance above the plane), the thick disc or the halo. Removing these targets is justified, because the stars that are found to be so young are clearly misclassified by the automatic pipeline (because of degraded spectral lines, bad normalisation..., or because of the $\log g$ - T_{eff} degeneracy between the hot dwarfs and the giants, see Paper I). In addition, this criterion also removes possible stars on the blue horizontal branch (BHB), because the Y^2 isochrones closest to the BHB will be the youngest ones. Finally, we removed 11 stars for which the spectra had an estimated error in the $V_{\text{rad}} > 10 \text{ km s}^{-1}$, 43 stars with an estimated error on $D > 50\%$, and all remaining stars with $S/N < 20 \text{ pixel}^{-1}$. Indeed, as shown in Paper I, the errors in the atmospheric parameters, and hence on the distances are non negligible in that case. As a matter of fact, with a selection for $S/N \geq 20 \text{ pixel}^{-1}$, errors less than 190 K, 0.3 dex and 0.2 dex are expected for thick disc stars for T_{eff} , $\log g$ and $[M/H]$, respectively, leading to errors smaller than 35% on the distances.

Figures 3 and 5 show the H-R diagram and the $l\text{os}$ distance distribution for the final catalogue, which contains 479 stars. For the 452 stars for which the proper motions were available, Fig. 7 illustrates their V_R , V_ϕ , and V_Z velocity components. The targets mainly span $l\text{os}$ distances from $\sim 175 \text{ pc}$ up to $\sim 10 \text{ kpc}$ (corresponding to a distance above the plane $Z \sim 7.5 \text{ kpc}$), with only 11 stars reaching up to $D \sim 32 \text{ kpc}$ ($Z \sim 24 \text{ kpc}$). As described in Sect. 4.1, these very distant stars are thought to have strongly overestimated distances (up to 30%), and hence one should be careful concerning the conclusions obtained for them. In addition, the excess of stars seen in the V_Z versus V_R plot of Fig. 7 towards negative V_Z and V_R is caused by small number statistics rather than a stellar stream.

The metallicity clearly decreases with increasing Z (Fig. 8), as expected, because the proportion of thin disc, thick disc and halo stars changes. Nevertheless, we can notice in Fig. 8 a lack of metal-poor stars ($[M/H] < -1.5 \text{ dex}$) at heights greater than $\sim 3 \text{ kpc}$ from the plane. One could argue that these missing stars are either misclassified, unobserved, or removed because of one of the quality criteria cited previously. The analysis of the magnitudes and the V_{rad} of the removed stars (empty circles in Fig. 9) shows that these targets are mainly faint stars ($m_v \geq 18$), with typical velocity values corresponding to the halo ($V_{\text{rad}} \geq 180 \text{ km s}^{-1}$). This is strong evidence suggesting that some metal-poor stars have been observed, but were removed afterwards from the final catalogue. Indeed, the poor accuracies achieved for this type of stars (spectral signatures lost in the noise, see Paper I) lead to their removal when selecting a clean sample for the present analysis.

Finally, the V_{rad} distribution of the targets extends up to $V_{\text{rad}} = +400 \text{ km s}^{-1}$ (see Fig. 8). At these Galactic latitudes

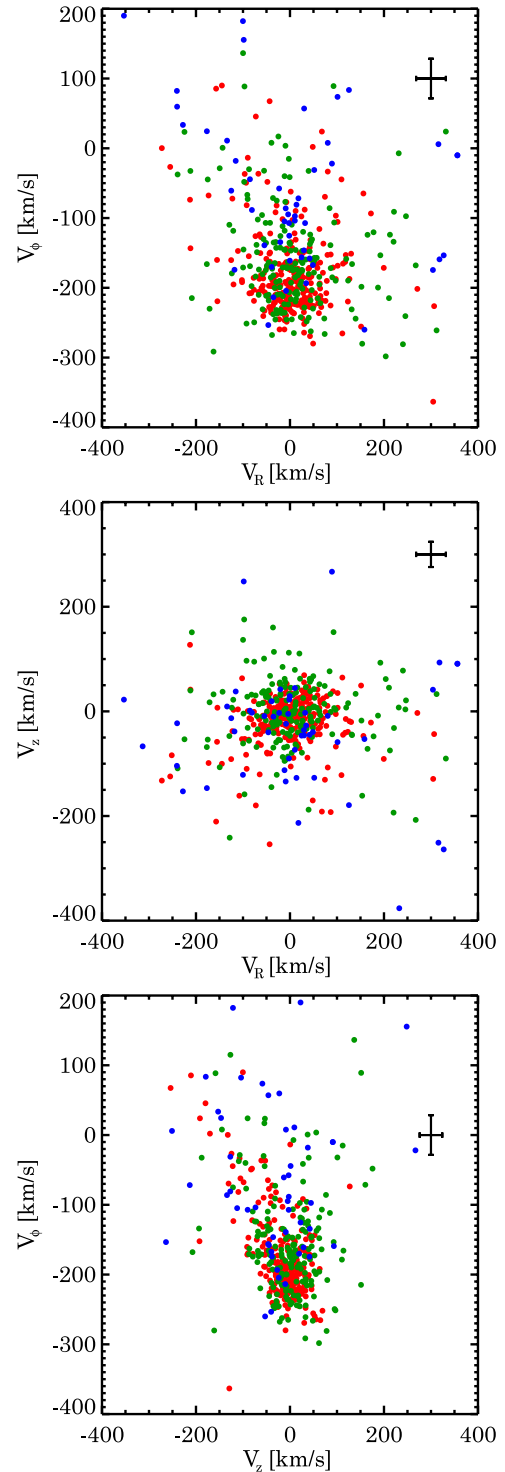


Fig. 7. Galactocentric velocities computed for the observed sample as defined in Sect. 5. Typical errors are represented in the upper right corners. The colour code according to the metallicity is the same as in Fig. 3.

G. Kordopatis et al.: A spectroscopic survey of thick disc stars outside the solar neighbourhood

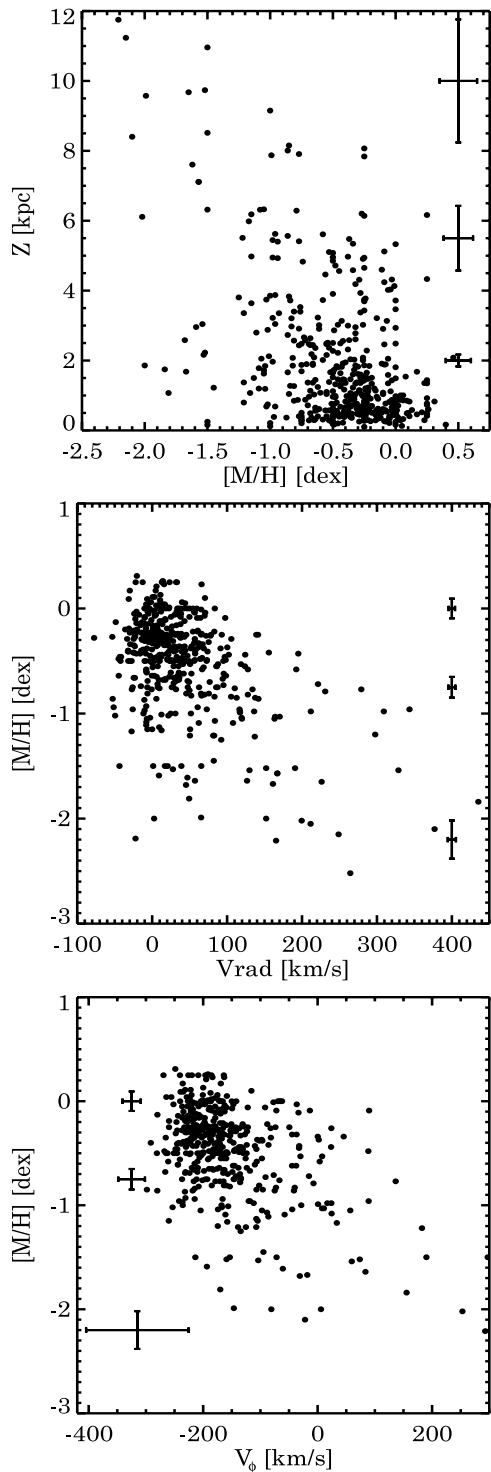


Fig. 8. Metallicity versus distance above the plane (*top*), versus heliocentric radial velocity (V_{rad} , *middle* plot) and versus rotational velocity (V_{ϕ} , *lower* plot), for the considered sample. Mean estimated errors are represented for three different heights or metallicity ranges.

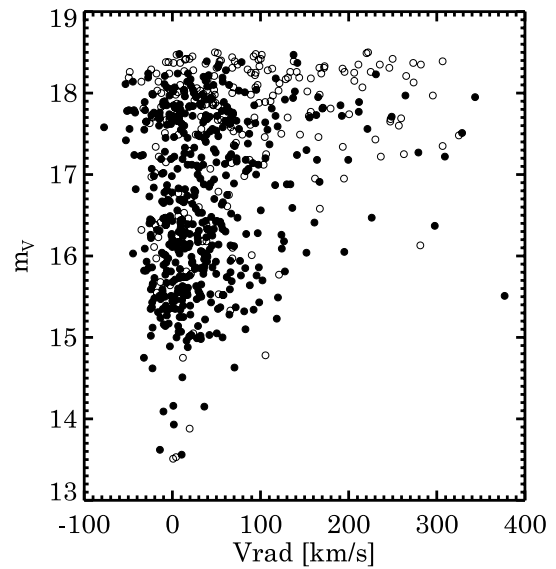


Fig. 9. Apparent magnitude versus derived heliocentric radial velocity (V_{rad}) of the entire sample. Empty circles represent the rejected targets, whereas the filled ones represent the selected stars for the final catalogue (see Sect. 5 for more details). Most of the faint targets with $V_{\text{rad}} \geq 180 \text{ km s}^{-1}$ (typically, the halo stars) were removed.

($b \sim 47^\circ$) $V_{\text{rad}} \geq 300 \text{ km s}^{-1}$ corresponds to halo stars with retrograde orbits. The low metallicities of these stars combined with the derived V_{ϕ} -velocity component confirm this. These stars will be discussed in more detail in Sect. 6.2.3.

6. Characterisation of the observed stellar sample

To compare our observations with Galactic models, we created a catalogue of pseudo-stars with the same properties as ours. For that purpose we obtained a complete (up to $m_V = 19$, $m_B = 20$) catalogue of 8×10^4 simulated stars towards our *los* from the website of the Besançon Galactic model⁸ (Robin et al. 2003). The latter supposes a thick disc formed through one or successive merger processes, resulting in a unique age population (11 Gyr) with a scale height of 800 pc, a local density of 6.2%, and no vertical gradients in metallicity or rotational velocity.

To run the model, we considered a mean diffuse absorption of 0.7 mag kpc^{-1} . We applied parabolic photometric errors as a function of the magnitude, and a mean error on the proper motions of 2 mas year^{-1} , according to the values given by Ojha et al. (1996). The input errors for the V_{rad} were those derived in Sect. 2. We selected stars with a Monte-Carlo routine to obtain the same m_V and $(B - V)$ distributions as in the FLAMES survey and the same ratio between giant and main-sequence stars (resulting from our final catalogue). This strict selection finally kept $\sim 4 \times 10^3$ simulated Besançon stars (called raw Besançon catalogue hereafter). Below we will first use this mock catalogue to help us in interpreting the vertical properties of the observed data (Sect. 6.1). Then, according to the hints given by the vertical study, the stars belonging to each Galactic component will be selected (Sect. 6.2), which will lead to a characterisation of the thin disc, thick disc and halo.

⁸ <http://model.obs-besancon.fr>

We recall that the model returns the Cartesian velocities U , V , W , and to obtain the values V_R , V_ϕ in the cylindrical frame, one must use Eqs. (8) and (9). Both of them suppose a solar velocity and a galactocentric distance for the Sun. The values adopted by the Besançon model are not the commonly admitted ones ($R_\odot = 8.5$ kpc, $U_\odot = 10.3$ km s $^{-1}$, $V_\odot = 6.3$ km s $^{-1}$, $W_\odot = 5.9$ km s $^{-1}$), and for that reason, we preferred to compare only the Cartesian velocities and not the best-suited cylindrical frame.

6.1. Study according to the distance above the Galactic plane

First, we divided the observed sample into stars lying closer and farther than 1 kpc from the Galactic plane, with 201 and 251 targets, respectively. We recall that this cut at $Z = 1$ kpc roughly corresponds to the scale height of the thick disc (Jurić et al. 2008) and to the threshold height above which Gilmore et al. (2002) identified a lagging population towards lower Galactic latitudes ($b \sim 33^\circ$).

The left-side histograms of Fig. 10 represent a comparison between the model and the observations for metallicity, rotational velocity and V_{rad} of the closest stars. They show that the model reproduces the observations close to the plane fairly well, except for the position of the metallicity peak, for which we find a more metal-poor distribution, by 0.15 dex.

On the other hand, for the more distant set (right-side histograms), several adjustments are needed to bring the metallicities and the velocities of the model to a better agreement with the observations. Indeed, the model considers a thick disc and a halo following Gaussian metallicity distributions, with a mean $\overline{[M/H]}_{\text{TD}} = -0.78$ dex, and $\overline{[M/H]}_{\text{H}} = -1.78$ dex, respectively. These values are too metal-poor compared to the mean thick disc and mean halo metallicities found in the literature (see Soubiran et al. 2003; Fuhrmann 2008; Carollo et al. 2010). We find that a thick disc and a halo more metal-rich than the model default values by 0.3 dex and 0.2 dex respectively, lead to a much better agreement of the metallicity distribution, as can be seen from the comparison between the red dashed histogram (the observations) and the black one (the modified model) in the first row plots of Fig. 10. We therefore propose $\overline{[M/H]}_{\text{TD}} = -0.48$ dex, and $\overline{[M/H]}_{\text{H}} = -1.58$ dex. We stress that the proposed value for the halo can suffer from the removal of some of the metal-poor stars, as described in Sect. 5.

As far as the velocity distributions are concerned, the model still nicely represents the U and W distributions far from the plane, but not the velocity in the direction of Galactic rotation (V). Indeed, we find a shifted distribution with a peak around -70 km s $^{-1}$, lower by 20 km s $^{-1}$ compared to the predicted one. This ~ 20 km s $^{-1}$ difference is also seen for V_ϕ , suggesting that its origin is not a spurious effect caused by the local, Cartesian reference frame. Nevertheless, this effect is hardly visible from the radial velocity distribution, and the lag is much less clear compared to that visible in Fig. 2 of Gilmore et al. (2002). This might be partly because at higher latitudes the contribution of V to the V_{rad} is less important.

To better characterise the observed sample, we studied the metallicity and the velocity distributions for narrower height bins up to 4 kpc from the plane. The size of the bins was chosen to include at least 20 stars. To fully take into account the uncertainties in the computed positions and metallicities of the observed stars, the plots of Fig. 11 were obtained from 5×10^3 Monte-Carlo realisations on both parameters (i.e. D and $[M/H]$). For each realisation we computed the new velocities and measured

the median metallicity and the median V of the stars inside each bin. The mean value and the 1σ uncertainties rising from the Monte-Carlo realisations were plotted. Finally, σ_v was obtained by computing the mean robust deviation of V inside each bin.

A clear change of regime is observed in Fig. 11 for $[M/H]$, V and σ_v around 1 kpc, i.e. where the transition between the thin and the thick disc is expected. Closer than 1 kpc the metallicity trend is flat, whereas for the more distant stars a gradient $\partial[M/H]/\partial Z = -0.14 \pm 0.05$ dex kpc $^{-1}$ is measured. This gradient, agrees (within the errors) with that found by Katz et al. (2011) and Ruchti et al. (2011). Yet this gradient might be under-estimated because as noticed previously, our sample might be lacking low-metallicity stars at long distances. Velocity gradients of $\partial V_\phi/\partial Z = 19 \pm 8$ km s $^{-1}$ kpc $^{-1}$ and $\partial \sigma_{V_\phi}/\partial Z = 9 \pm 7$ km s $^{-1}$ kpc $^{-1}$ are observed for the stars between 1 and 4 kpc, which agrees relatively well with the results found by Casetti-Dinescu et al. (2011) and Girard et al. (2006).

To better understand the origin of these trends, we used once more the Besançon model and compared it to our observations. As suspected from the study above and below 1 kpc, the raw Besançon model does not mimic our data correctly (Fig. 11, red diamonds). On the other hand, a more metal-rich thick disc and halo, and a thick disc that lags behind the LSR by $\bar{V} = -70$ km s $^{-1}$, as suggested previously, leads to a much better agreement between the observations and the predictions (blue triangles). In particular, the measured trends seem to be explained in our mock model as a smooth transition between the different Galactic populations.

Nevertheless, even with these adjustments the mock model does not represent all results we obtained. In particular, bins around $Z = 1$ kpc still clearly disagree, corresponding to the height where the thick disc is expected to become the dominant population. In addition, the plateau at the high-metallicity regime is not well modelled either, suggesting a local density of the thick disc higher than the one assumed for the model, correlated perhaps with a different scale height. Indeed, the model essentially predicts the number of thick disc stars seen above one scale height, and thus the adopted thick disc scale height and $Z = 0$ normalisation are degenerate.

Moreover, a clear correlation between V_ϕ and $[M/H]$ is found for the stars between 0.8 and 2 kpc ($\partial V_\phi/\partial [M/H] = -45 \pm 12$ km s $^{-1}$ dex $^{-1}$), in agreement with Spagna et al. (2010) and Lee et al. (2011), though in disagreement with the SDSS view of Ivezić et al. (2008), based on photometric metallicities. We recall that according to the radial migration scenarios (Roškar et al. 2008; Schönrich & Binney 2009), no or only a very small correlation is expected in the transition region, because the older stars that compose the thick disc have been radially well mixed.

6.2. Characterisation of the Galactic components

We now aim to select the thin disc, thick disc and halo members to characterise these three Galactic components. We recall that there is no obvious predetermined way to define a sample of a purely single Galactic component. Any attempt will produce samples contaminated by the other populations.

We used the kinematic approach of Soubiran & Girard (2005); Bensby & Feltzing (2006); Ruchti et al. (2010) to select the stars belonging to each Galactic component (hereafter also called probabilistic approach). We recall that the advantage of this method is that no scale height is assumed for any population. The inconvenience is that it assumes a velocity ellipsoid, forcing in that way to find member candidates within the

G. Kordopatis et al.: A spectroscopic survey of thick disc stars outside the solar neighbourhood

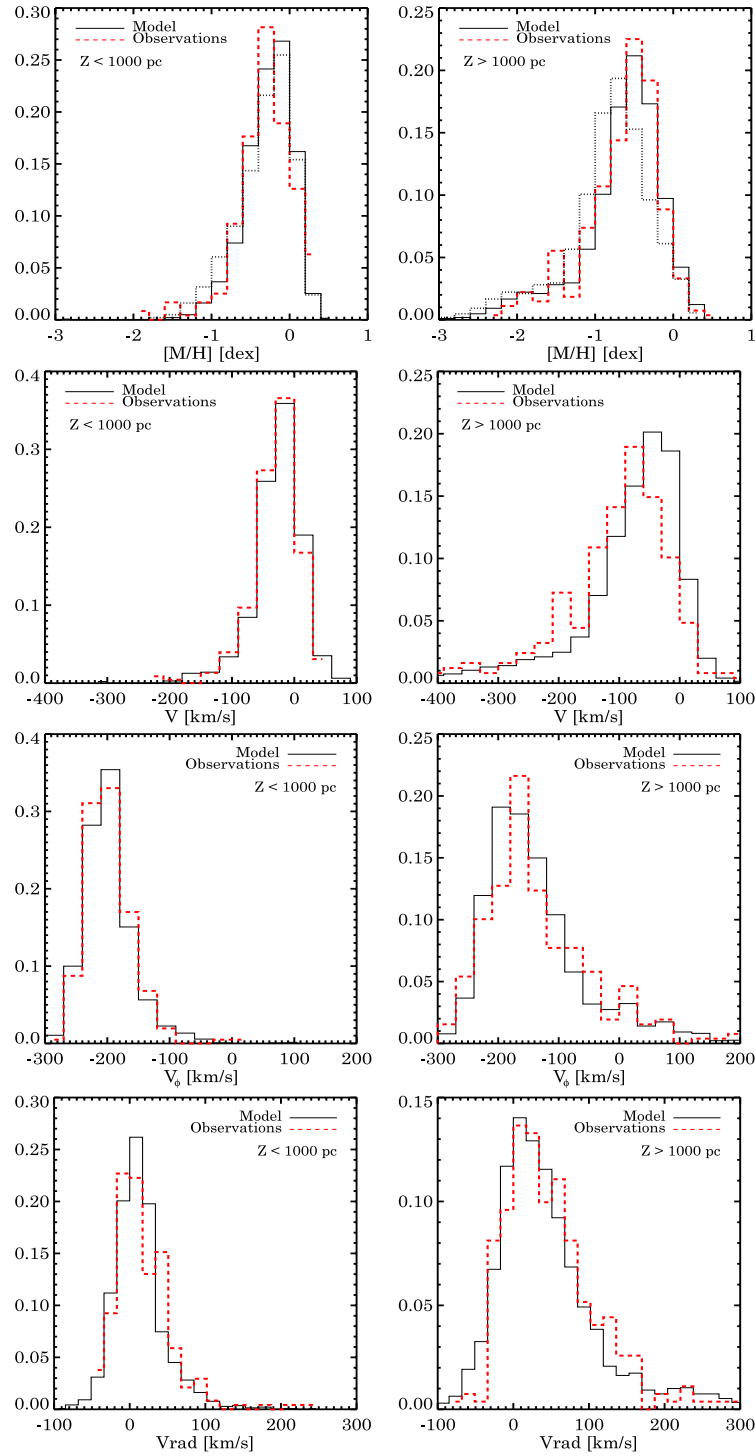


Fig. 10. Comparisons between our observations (red dashed histograms) and the Besançon model predictions (black solid histograms) for the metallicities, rotational (V in Cartesian and V_ϕ in cylindrical coordinates system) and radial velocities. The left-side plots include the stars that are lower than 1 kpc, whereas the right-side plots include the stars farther than 1 kpc from the plane. Dotted black histogram corresponds to the raw Besançon model (as downloaded from the web, but biased to match our magnitude distribution), whereas the black continuous line corresponds to a model with a richer by 0.3 and 0.2 dex thick disc and halo, respectively.

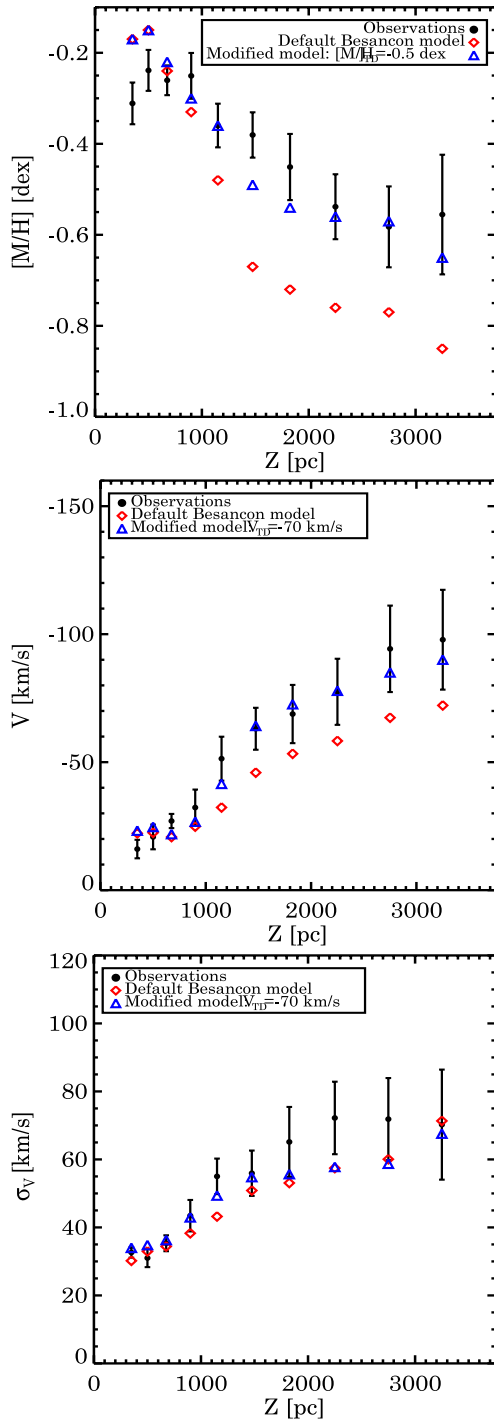


Fig. 11. Median metallicities and V -velocities at different height bins above the Galactic plane. Each point has 1σ uncertainties, obtained from 5×10^3 Monte-Carlo realisations on the position of the stars (and hence their velocities) and their metallicities. Red diamonds represent the predictions of the raw Besançon model, whereas the blue triangles represent a modified model with metal-richer thick disc and halo, and a thick disc that lags behind the LSR by $\bar{V} = -70$ km s $^{-1}$.

Table 6. Adopted values for the characterisation of the Galactic components

Galactic component	σ_U (km s $^{-1}$)	σ_V (km s $^{-1}$)	σ_W (km s $^{-1}$)	V_{lag} (km s $^{-1}$)
Thin disc	35	20	16	-15
Thick disc	67	38	35	-70
Halo	160	90	90	-220

Table 7. Galactic population identification obtained from synthetic spectra of the Besançon sample simulated with a signal-to-noise ratio of approximately 20 pixel $^{-1}$.

Thin disc		Thick disc		Halo	
(1)	(2)	(1)	(2)	(1)	(2)
84% D	77% D	25% D	15% D	1% D	0% D
16% TD	23% TD	73% TD	78% TD	56% TD	34% TD
0% H	0% H	2% H	7% H	43% H	66% H

Notes. (1) Selection according to velocities of the stars (probabilistic approach). (2) Selection according to Z -distance. D, TD and H, correspond to thin disc, thick disc and halo stars, respectively, as identified by the Besançon model.

given dispersions (introducing for example biases in the eccentricity distributions because the cold stars like thin disc's ones will have low eccentricities and very hot stars very high eccentricities). This may lead to systematic misclassifications where the velocity distribution overlap, or if the assumed distributions are not the expected ones (i.e. non Gaussian or with significantly different means and/or dispersions).

In practice, for each set of U , V and W a membership probability is computed according to the following equation:

$$P = \frac{1}{(2\pi)^{3/2} \sigma_U \sigma_V \sigma_W} \cdot \exp\left(-\frac{U^2}{2\sigma_U^2} - \frac{(V - V_{\text{lag}})^2}{2\sigma_V^2} - \frac{W^2}{2\sigma_W^2}\right). \quad (11)$$

The adopted values of σ_U , σ_V , σ_W and V_{lag} are the ones represented in Table 6. They are taken from [Bensby & Feltzing \(2006\)](#), except for the V_{lag} of the thick disc, in which case we used the value suggested in Sect. 6.1 of -70 km s $^{-1}$. The probability of belonging to one of the components has to be significantly higher than the probability of belonging to the others, to assign a target to it. In addition, one has to take into account the uncertainties on the measured velocities, to avoid massive misclassifications. In practice, instead of assigning a component based on the final values of U , V and W (presented in Table 4), we performed it for each of the 5×10^3 Monte-Carlo realisations used to compute these values (see Sect. 4.3). The adopted threshold in probability ratio above which a realisation is assigned to a component was fixed to four (we checked that our results are not affected by the adopted threshold, see below). The final assignment was then made by selecting the component which occurred in most realisations.

We tested this approach with the parameters obtained from the synthetic spectra of the Besançon sample, presented in Sect. 4.1. The adopted velocity ellipsoids are the same as in Table 6, but in that particular case, we chose a V_{lag} compatible with the model, of -46 km s $^{-1}$. Results for spectra with $S/N \sim 20$ pixel $^{-1}$ are shown in Table 7, where we checked the true membership of each assigned star (labelled (1)). This approach identifies the thin disc targets quite well (first column), but 25% of the thick disc candidates are actually thin disc members (third column). Furthermore, the majority of the identified halo stars are, in fact, thick disc members.

G. Kordopatis et al.: A spectroscopic survey of thick disc stars outside the solar neighbourhood

The assignment to a component for most of the stars is independent of the adopted probability threshold (in our case: four). Indeed, for the majority of the stars more than half of the Monte-Carlo realisations result in the same assignment. Increasing the probability threshold will only increase the realisations for which the assignment will not be obtained. Hence, the component which will have occurred in the majority of realisations will remain unchanged, keeping that way the same membership assignment. Finally, we stress that the results obtained when replacing the velocity ellipsoids of [Bensby & Feltzing \(2006\)](#) with those of [Soubiran et al. \(2003\)](#) or [Carollo et al. \(2010\)](#) remained identical. Indeed, the differences in the velocity ellipsoids or the rotational lag are not different enough (few km s^{-1}) to introduce changes in the final candidate selection.

To obtain a sample of thick disc and halo stars as pure as possible, we found that a candidate selection based on the distance above the Galactic plane was preferred (like in [Dierickx et al. 2010](#), for example). In this case, one has to adopt some values for the scale heights of each population, and a normalisation factor to estimate the pollution of the other components. Scale heights are a matter of debate, especially for the thick disc and the halo, but it is generally admitted that stars lying farther than $\sim 1\text{--}2$ kpc and closer than $\sim 4\text{--}5$ kpc from the Galactic plane are thick disc dominated ([Siegel et al. 2002](#); [Jurić et al. 2008](#); [de Jong et al. 2010](#)). Results obtained for the same Besançon sample with this distance selection are also shown in Table 7 under the label (2). In that case, only 15% of the thick disc stars are misclassified as thin disc members. In addition, the ratio of recovered halo targets has increased from 43% to 66% compared to the probabilistic approach.

Keeping these results in mind, we decided below, to investigate the results obtained by both methods (Z selection and probabilistic approach) for our observed data. We performed Gaussian fits of the distributions of U , V , W and $[M/H]$ for each Galactic component, and we discuss the mean values and dispersions for each method. Results and their 1σ uncertainties are shown in Table 8.

The probabilistic approach assigned 154 stars to the thin disc, 193 stars to the thick disc and 105 stars to the halo. On the other hand, in the Z selection the 163 stars lying closer than $Z = 800$ pc were assigned to the thin disc, the 187 stars lying between $1 \leq Z \leq 4$ kpc to the thick disc, and the 45 stars above 5 kpc from the plane to the halo.

6.2.1. The thin disc

The values found with the kinematic approach shown in Table 8 are consistent with the properties of the old thin disc ([Vallenari et al. 2006](#); [Soubiran et al. 2003](#), and references therein). The mean eccentricity for the thin disc stars is 0.14, with a dispersion of 0.06 (Fig. 13), though we remind the reader that these values are expected to be greater in reality. Indeed, the high eccentricity tail of the thin disc cannot be selected with the adopted procedure because of the biases introduced to the orbital parameters by the kinematic selection.

The most distant thin disc star is found at $Z \sim 1874 \pm 224$ pc. We found one thin disc candidate with $[M/H] \sim -1.5$ dex, at $Z \sim 250$ pc. This star has $V_{\text{rad}} = 1.3 \pm 4.5$ km s^{-1} , which is typical of the thin disc. Nevertheless, we rather suspect this target to be thick disc member, whose kinematics occupy the wings of the thick disc distribution function in a region that overlaps the thin disc distribution function. This nicely illustrates the limitations of our adopted Gaussian model for the distribution functions. A measurement of its α -elements abundances would increase

the dimensionality available for population classification, and so might help to identify its membership with confidence.

A selection according to Z -distance results in a hotter velocity ellipsoid and a lower mean metallicity compared to the kinematic selection. The higher lag and the lower metallicity found with this method is probably caused by the pollution from the thick disc. This is also suggested from the eccentricity distribution of Fig. 14, where one can notice that the thin disc has an anomalously high number of stars with $\epsilon \geq 0.2$. Indeed, we recall that in that case, stars up to $Z = 800$ pc are considered to be thin disc members. This model is of course dynamically unphysical, and is adopted here merely as a limiting and convenient case to illustrate different population classification outcomes. The contamination from the thick disc will thus depend mainly on the local density of the latter, whose values are found to vary in the literature from 2% up to 12% (see [Armadottir et al. 2009](#), for a review of the normalisation factors).

Considering a thin disc with $\overline{V}_\phi = -211$ km s^{-1} (as found with the kinematic approach) and a thick disc with $\overline{V}_\phi = -166$ km s^{-1} , the contamination caused by the latter should be $\sim 19\%$ to recover the lag of ~ -15 km s^{-1} that we measure. Roughly the same result (18%) is obtained when looking for the amount of thick disc contaminants which is needed to pass from $\overline{[M/H]} = -0.22$ dex (kinematic approach) to -0.27 dex (Z selection) with a canonical thick disc metallicity of -0.5 dex.

Because the kinematics are reasonably well established in the solar neighbourhood, we conclude for the thin disc that the probabilistic approach should return more robust results than the Z -distance selection.

6.2.2. The thick disc

The mean V -velocity ($\overline{V} = -63 \pm 2$ km s^{-1} , $\overline{V}_\phi = -166 \pm 2$ km s^{-1} , see Tables 8 and 9) found with the kinematic approach is slightly higher than the typical canonical thick disc value, which less than -50 km s^{-1} (see, for example, [Wilson et al. 2011](#)). The mean eccentricity is 0.33, with a dispersion of 0.13 (see Fig. 13). The closest thick disc star is found at $Z = 129 \pm 10$ pc, and the most distant one at $Z \sim 5.33 \pm 1.17$ kpc. We find that the metallicity of the thick disc extends from $\sim -1.8 \pm 0.1$ dex up to super-solar values of $\sim +0.25 \pm 0.1$ dex, and that $\overline{[M/H]} = -0.41 \pm 0.02$ dex. Let us note again that the mean metallicity might be overestimated owing to the contribution of the thin disc (misclassifications for the stars lying in the low velocity tails), and that the kinematic selection introduces biases in the eccentricity distribution.

On the other hand, the Z selection results in \overline{V}_R , \overline{V}_ϕ , \overline{V}_Z velocity distributions which are compatible with those found probabilistically⁹. Nevertheless, a slightly lower metallicity ($\overline{[M/H]} = -0.45$ dex) is found, which, interestingly, agrees well with the results suggested in Sect. 6.1, where we compared our results with those of the Besançon model.

The argument that the thick disc is a distinct population compared to the thin disc is even more accredited by the plot of σ_V versus $[M/H]$ (Fig. 12), obtained for the stars lying between 1 and 4 kpc. We see that for typical thick disc metallicities ($-1 < [M/H] < -0.2$ dex) the velocity dispersion is constant within the errors, around $\sigma_V \sim 55$ km s^{-1} . At these heights and

⁹ We note though that we found non-zero values for \overline{V}_R and \overline{V}_Z . We searched for possible reasons for these offsets without success. These mean values could be possibly caused by small zero-point errors on the proper motions.

Table 8. Mean metallicity and kinematic values (not corrected for observational errors) of the different Galactic components (see Sect. 6.2) in cylindrical coordinates.

Galactic component	N	\overline{V}_R (km s ⁻¹)	\overline{V}_ϕ (km s ⁻¹)	\overline{V}_Z (km s ⁻¹)	$\overline{[M/H]}$ (dex)	σ_{V_R} (km s ⁻¹)	σ_{V_ϕ} (km s ⁻¹)	σ_{V_Z} (km s ⁻¹)	$\sigma_{[M/H]}$ (dex)
Thin disc _{kin}	154	-8 ± 2	-211 ± 1	-5 ± 1	-0.22 ± 0.02	38 ± 2	26 ± 1	20 ± 1	0.28 ± 0.02
Thick disc _{kin}	193	8 ± 2	-166 ± 2	-3 ± 2	-0.41 ± 0.02	56 ± 4	42 ± 3	55 ± 2	0.34 ± 0.02
Inner halo _{kin}	105	38 ± 13	-60 ± 10	-23 ± 10	-0.70 ± 0.03	194 ± 14	121 ± 13	122 ± 13	0.59 ± 0.05
Thin disc _Z	163	-1 ± 1	-204 ± 1	-2 ± 1	-0.27 ± 0.02	43 ± 2	33 ± 1	25 ± 1	0.31 ± 0.02
Thick disc _Z	187	-2 ± 3	-167 ± 3	-12 ± 2	-0.45 ± 0.02	66 ± 5	57 ± 4	53 ± 3	0.36 ± 0.02
Inner halo _Z	45	11 ± 22	-47 ± 21	-48 ± 17	-0.92 ± 0.06	215 ± 31	166 ± 28	146 ± 22	0.76 ± 0.06

Notes. Thin disc_Z, thick disc_Z and inner halo_Z are defined as the stars lying below $Z < 800$ pc, between $1 < Z < 4$ kpc and above $Z > 5$ kpc, respectively.

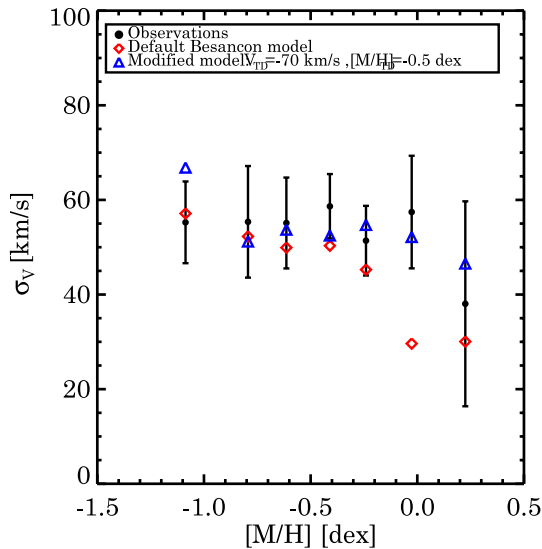


Fig. 12. V -velocity dispersion for different metallicity bins for the stars lying between $1 < Z < 4$ kpc above the plane. Red diamonds represent the raw Besançon model, whereas the blue triangles represent the model with our preferred model, which has a mean metallicity -0.5 dex, and a mean Galactic rotational velocity $\overline{V} = -70$ km s⁻¹ for the thick disc.

metallicities the pollution from the other components is expected to be very low (too high and too metal-poor for the thin disc, too low and too metal-rich for the halo). Hence, this plot seems to highlight the intrinsic velocity dispersion of the thick disc. But we cannot rule out the existence of an intrinsic vertical gradient in the metallicity and rotational velocity of the thick disc. Higher resolution spectroscopy and/or higher number of targets like the forthcoming Gaia-ESO survey will help to answer this question, though. A cleaner thick disc sample might be obtained by separating the thin disc from the thick disc based on the $[\alpha/Fe]$ ratio, and the halo from the thick disc by means of higher statistics.

Finally, the orbital eccentricities of the thick disc obtained with the two methods have to be discussed (see Figs. 13 and 14). Very many authors have recognised that the shape of the eccentricity distribution can give valuable information about the formation mechanism of the thick disc and the accreted or not accreted origin of its stars (Sales et al. 2009; Di Matteo et al. 2011). Although for both selection methods the distribution tails can suffer from individual uncertainties or wrong population assignments, the position of the peak is reliable information according

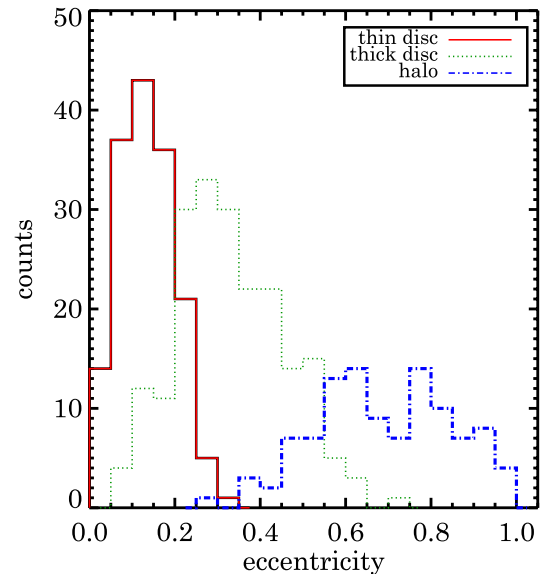


Fig. 13. Eccentricity distributions for the thin disc (in red), thick disc (in dotted green) and halo (in dotted-dashed blue). The candidates were selected based on their kinematics, according to the probabilistic approach of Ruchti et al. (2010). This selection therefore introduces biases in the eccentricity distributions because the tails of the velocity distributions cannot be selected.

to these authors. The eccentricities in Fig. 13 suffer from selection biases, as discussed in the previous sections, because the membership was decided on kinematic criteria. Hence, no conclusions should be taken based on these results.

On the other hand, Fig. 14 suggests a peak at rather low values, around $\epsilon \sim 0.3$. Hence, the pure accretion scenario, as in Abadi et al. (2003), which supposes a peak around $\epsilon \sim 0.5$, can be ruled out (we note though that these results have been recently debated by Navarro 2011). Nevertheless, no separation can be made between the heating, migration or merger scenarios, which differ mainly in the detailed shape, especially in the breadth of the distribution.

We note, however, that Fig. 14 suggests a broader distribution than has been found so far for more local samples. This is very interesting because it might suggest that accretion has contributed slightly more compared to local sample, and that the dominant mechanism for the formation of the thick disc may well have varied with distance from the Galactic center.

G. Kordopatis et al.: A spectroscopic survey of thick disc stars outside the solar neighbourhood

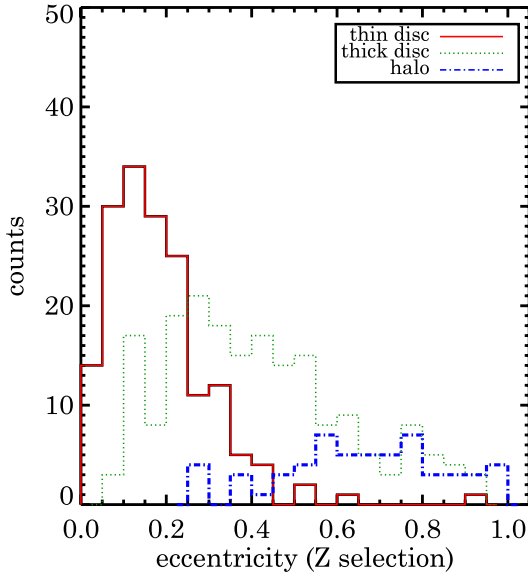


Fig. 14. Eccentricity distributions for the thin disc (in red), thick disc (in dotted green) and halo (in dotted-dashed blue). The candidates were selected based on their distance above the Galactic plane.

6.2.3. The halo

The addition of the individual errors on V_{rad} , μ_l , μ_b and D leads to an unreliable selection of halo stars based only on their kinematics. Indeed, we recall that our tests conducted on synthetic spectra of the mock Besançon catalogue showed that a probabilistic assignment of halo membership inevitably generates a sample strongly polluted by the thick disc.

To minimise this pollution, our tests suggest to perform a selection on Z instead. For the 45 stars being more distant from the plane than $Z = 5$ kpc, the mean eccentricity is 0.69, with a dispersion of 0.16. We find a mean metallicity of $[M/H] = -0.92 \pm 0.06$ dex, with $\sigma_{[M/H]} = 0.76 \pm 0.06$ dex. These values are too metal-rich, compared to the commonly admitted value of ~ -1.6 dex for the inner halo (Carollo et al. 2010). In addition, we find mean $\overline{V_Z}$ velocities significantly different from zero, which is not expected. These odd values are likely caused by the large uncertainty expected for the most distant stars for both the distance and hence the velocities to our star selection criterion, which created a biased and unreliable halo sample (see Fig. 9) and probably to an underestimation of the errors for the proper motions for the most distant stars (we recall that we assumed a constant error of 2 mas/year).

This could also explain the fairly large velocity dispersions that we find compared to those expected for the halo. For example, using SEGUE spectra, Carollo et al. (2010) found for the inner halo $(\sigma_U, \sigma_V, \sigma_W) = (150 \pm 2, 95 \pm 2, 85 \pm 1)$.

We note, however, that another possible solution to explain a part of this discrepancy can be found in Mizutani et al. (2003), who suggested that the retrograde stars in Gilmore et al. (2002) could be the debris of ω Cen. We searched among our retrograde stars for a possible identification of ω Cen candidates (e.g. in the metallicity space) without any success. Therefore we favour

small-number statistics to explain these large velocity dispersions, although we cannot exclude their presence.

7. Derivation of the radial scale lengths and scale heights

Supposing that the thick disc and the thin disc are in equilibrium, the velocity ellipsoids that were derived in the previous sections can be used with the Jeans equation to infer an estimate of their radial scale lengths (h_R) and scale heights (h_Z). Below we considered as thin disc the stars below 800 pc from the Galactic plane, and as thick disc the stars between 1 and 3 kpc to avoid a strong contamination from the other components. In addition, the dispersions of the velocity ellipsoids were corrected from the observational errors by taking them out quadratically, as in Jones & Walker (1988). In cylindrical coordinates the radial and azimuthal components of the Jeans equation are

$$V_c^2 - \overline{V_\phi}^2 = \sigma_{V_R}^2 \left(\frac{\sigma_{V_\phi}^2}{\sigma_{V_R}^2} - 1 - \frac{\partial \ln(\rho \sigma_{V_R}^2)}{\partial \ln R} - \frac{R}{\sigma_{V_R}^2} \frac{\partial \sigma_{V_{RZ}}^2}{\partial Z} \right) \quad (12)$$

$$\rho K_Z = \frac{\partial \rho \sigma_{V_Z}^2}{\partial Z} + \frac{1}{R} \frac{\partial R \rho \sigma_{V_{RZ}}^2}{\partial R} \quad (13)$$

where ρ is the density of the considered Galactic component, $V_c = 220 \text{ km s}^{-1}$ is the circular velocity at the solar radius, $\overline{V_\phi}$ is the mean rotational velocity of the stars having the σ_{V_R} , σ_{V_ϕ} , σ_{V_Z} velocity dispersions, $\sigma_{V_{RZ}}^2 = \overline{V_R V_Z} - \overline{V_R} \overline{V_Z}$, and K_Z is the vertical Galactic acceleration.

7.1. Radial scale lengths

We consider that $\rho(R) \propto \exp(-R/h_R)$, and that $\sigma_{V_R}^2$ has the same radial dependence as ρ (as in Carollo et al. 2010). Therefore, $\sigma_{V_R}^2 \propto \exp(-R/h_R)$. In addition, one can assume that $\partial \sigma_{V_{RZ}}^2 / \partial Z \approx 0$, which is true if the Galactic potential is an infinite constant surface density sheet (Gilmore et al. 1989). In this case, the axes of the velocity ellipsoid are aligned with the cylindrical coordinates, and Eq. (12) becomes:

$$\frac{\sigma_{V_\phi}^2}{\sigma_{V_R}^2} - 1 + \frac{2R}{h_R} - \frac{V_c^2 - \overline{V_\phi}^2}{\sigma_{V_R}^2} = 0. \quad (14)$$

An alternative option is to consider that the Galactic potential is dominated by a centrally concentrated mass distribution and that the local velocity ellipsoid points towards the Galactic centre (Gilmore et al. 1989; Siebert et al. 2008). In that case, the previous term becomes

$$\frac{R}{\sigma_{V_R}^2} \frac{\partial \sigma_{V_{RZ}}^2}{\partial Z} \approx 1 - \frac{\sigma_{V_Z}^2}{\sigma_{V_R}^2} \quad (15)$$

Eq. (12) can then be rewritten as follows:

$$\frac{\sigma_{V_\phi}^2}{\sigma_{V_R}^2} - 2 + \frac{2R}{h_R} - \frac{V_c^2 - \overline{V_\phi}^2}{\sigma_{V_R}^2} + \frac{\sigma_{V_Z}^2}{\sigma_{V_R}^2} = 0. \quad (16)$$

Each of the terms of Eqs. (14) or (16) were measured in our data, leaving as the only free variable the radial scale length h_R of the discs. With the values derived for the thick disc of $(\sigma_{V_R}; \sigma_{V_\phi}; \overline{V_\phi}) = (66 \pm 5; 57 \pm 4; -167 \pm 3) \text{ km s}^{-1}$, we find

Table 9. Same as Table 8 but in Cartesian coordinates.

Galactic component	\bar{U} (km s ⁻¹)	\bar{V} (km s ⁻¹)	\bar{W} (km s ⁻¹)	σ_U (km s ⁻¹)	σ_V (km s ⁻¹)	σ_W (km s ⁻¹)
Thin disc _{kin}	-18 ± 2	-14 ± 1	-5 ± 1	38 ± 2	25 ± 2	20 ± 1
Thick disc _{kin}	-40 ± 3	-63 ± 2	-3 ± 2	58 ± 4	40 ± 3	55 ± 2
Inner halo _{kin}	-65 ± 13	-175 ± 9	-23 ± 10	208 ± 14	97 ± 12	122 ± 13
Thin disc _Z	-20 ± 1	-21 ± 1	-2 ± 1	43 ± 2	32 ± 1	25 ± 1
Thick disc _Z	-34 ± 4	-69 ± 3	-14 ± 2	70 ± 6	55 ± 4	51 ± 3
Inner halo _Z	-33 ± 29	-191 ± 25	-49 ± 38	223 ± 39	142 ± 28	158 ± 34

Notes. Thin disc_Z, thick disc_Z and inner halo_Z are defined as in Table 8. The mean velocities are given without taking into account the solar motions ($U_\odot, V_\odot, W_\odot$).

$h_R = 3.6 \pm 0.8$ kpc using Eq. (14), and $h_R = 3.4 \pm 0.7$ kpc using Eq. (16). These two values reasonably agree between them, and are found in the upper end of the values cited in the literature (ranging from 2.2 kpc, Carollo et al. 2010, up to 3.6 kpc, Jurić et al. 2008; or even 4.5 kpc in the case of Chiba & Beers 2001).

Using Eq. (16) and $(\sigma_{V_R}, \sigma_{V_\phi}, \bar{V}_\phi) = (43 \pm 2; 33 \pm 1; -204 \pm 1)$ km s⁻¹, we find that the thin disc has a similar radial extent within our uncertainties as the thick disc, with $h_R = 2.9 \pm 0.2$ kpc. A smaller thin disc has been suggested by other recent observations (see Jurić et al. 2008), but once more, the value we derived is at the upper end of the previously reported values in the literature. Still, an extended thin disc like this is plausible because our data mainly probe the old thin disc, which is likely to be more extended than its younger counterpart.

7.2. Scale heights

We assume that the last term of Eq. (13) is negligible, because we are far from the Galactic centre, and that $\rho(Z) \propto \exp(-Z/h_Z)$. Equation (13) hence becomes

$$\frac{\partial \ln \sigma_{V_Z}^2}{\partial Z} - \frac{1}{h_Z} + \frac{K_Z}{\sigma_{V_Z}^2} = 0. \quad (17)$$

We used $K_Z = 2\pi G \times 71 M_\odot \text{pc}^{-2}$ derived by Kuijken & Gilmore (1991) at $|Z| = 1.1$ kpc, but we note that this value of K_Z might differ at the distances where our targets are observed. We also used for the thick disc the value derived from our data of $\partial \sigma_{V_Z} / \partial Z = 15 \pm 7$ km s⁻¹ kpc⁻¹ and $\sigma_{V_Z} = 53 \pm 3$ km s⁻¹. Hence, for the thick disc, we find $h_Z = 694 \pm 45$ pc.

We found for the thin disc that $\partial \sigma_{V_Z} / \partial Z = 19 \pm 10$ km s⁻¹ kpc⁻¹ and $\sigma_{V_Z} = 25 \pm 1$ km s⁻¹, resulting in $h_Z = 216 \pm 13$ pc.

The derived values for both components agree well with, for example, Jurić et al. (2008), who suggested a thin disc with $h_Z = 300$ pc, and a thick disc with $h_Z = 900$ pc.

7.3. Metallicity dependence of the scale lengths of the thick disc

To investigate furthermore the metallicity gradients found for the rotational velocity of the thick disc, we computed the radial scale lengths and scale heights for different metallicity bins using Eqs. (16) and 17. The results are shown in Table 10, where the metallicity bins were selected to include at least 30 stars each. Though we found that both h_R and h_Z increased with decreasing metallicity (except for the most metal-poor bin), this trend is not strong enough to stand-out significantly from the errors. We conclude that within the errors, the same scale lengths and

scale heights are found, which is the signature of only one population. Indeed, if a significant amount of relics of a destroyed massive satellite should exist in our line-of-sight, as suggested by Gilmore et al. (2002), one would expect them to have a different spatial distribution compared to the canonical thick disc, which we do not observe. Unless, of course, the satellite debris provides the dominant stellar population in the thick disc.

This result can also be discussed in the frame of a thick disc formed according to a radial migration scenario. In that case, the older stars that are at the solar radius have come from the inner parts of the Galaxy, and are expected to have a higher vertical velocity dispersion and a different metallicity, and hence, should exhibit scale heights dependent on metallicity. In particular, the model of Schönrich & Binney (2009) predicts a lower scale height for the metal-poor thick disc compared to its metal-rich counterpart. This trend is not observed in our data (if it exists, it should be fairly small), which challenges the migration scenario as being the most important process of creation of the Galactic thick disc.

8. Conclusions

A significant sample of roughly 700 low-resolution spectra (FLAMES/GIRAFFE LR8 setup, covering the IR Ca II triplet) of stars faint enough to probe long distances and bright enough to get high S/N s were collected towards the Galactic coordinates $l \sim 277^\circ$, $b \sim 47^\circ$. The stellar atmospheric parameters (T_{eff} , $\log g$, overall metallicity $[M/H]$) were extracted from the spectra with our automated code, which is fully described in Kordopatis et al. (2011). Given the proper motions of Ojha et al. (1996) and our derived radial velocities, we were able to derive the distances and the positions for 479 stars of our sample and the 3D motions and the orbital eccentricities for 452 of them.

We found a thick disc with a mean rotational velocity $\bar{V}_\phi \sim -167$ km s⁻¹, a value slightly higher than the commonly adopted lag of less than 50 km s⁻¹. We emphasise that our sample of stars probes distances above 1 kpc from the plane, so this difference may imply a correlation between lag velocity and vertical velocity rather than a simple inconsistency with local data. The mean measured metallicity of the thick disc is -0.45 dex. Its metal-poor tails extends to -1.8 dex, whereas its metal-rich tail goes up to solar and super-solar values. Depending on how the thick disc stars are selected (Z positions or velocities), these values may vary a little, but generally agree well between them. The vertical velocity gradient, $\partial V_\phi / \partial Z = 19 \pm 8$ km s⁻¹ kpc⁻¹, and metallicity gradient $\partial [M/H] / \partial Z = -0.14 \pm 0.05$ dex kpc⁻¹ that are measured for the regions where the thick disc is the dominant population ($1 < Z < 4$ kpc) seem to agree well with a smooth transition between the Galactic components, and are compatible with the

G. Kordopatis et al.: A spectroscopic survey of thick disc stars outside the solar neighbourhood

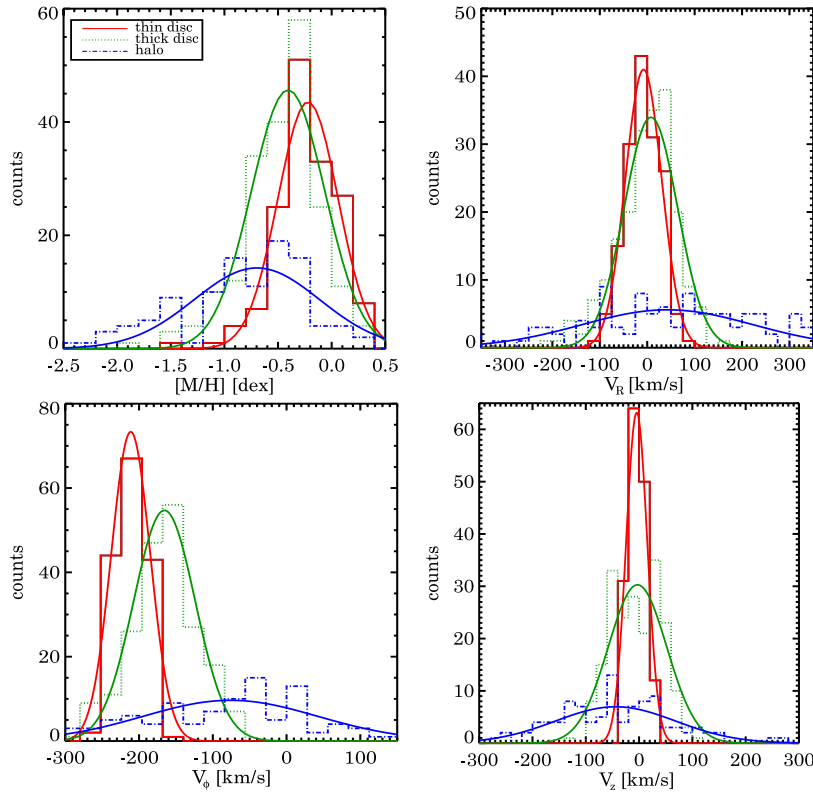


Fig. 15. Metallicity and velocity distributions for the Galactic components selected according to their position above the Galactic plane. The Gaussian fits were obtained taking into account the errors on each parameter with 5×10^3 Monte-Carlo realisations.

Table 10. Kinematic parameters, radial scale lengths and scale heights for different metallicity bins of the thick disc targets.

$[M/H]$ (dex)	N	$\overline{V_R}$ (km s ⁻¹)	σ_{V_R} (km s ⁻¹)	$\overline{V_\phi}$ (km s ⁻¹)	σ_{V_ϕ} (km s ⁻¹)	$\overline{V_z}$ (km s ⁻¹)	σ_{V_z} (km s ⁻¹)	h_R (kpc)	h_z (pc)
-1.14	36	-5 ± 9	58 ± 11	-137 ± 11	61 ± 7	-7 ± 8	59 ± 7	1.9 ± 0.7	934 ± 166
-0.67	26	-3 ± 17	85 ± 17	-161 ± 11	54 ± 11	-4 ± 12	54 ± 8	4.0 ± 1.3	804 ± 181
-0.40	56	5 ± 8	81 ± 8	-168 ± 6	52 ± 5	-17 ± 6	45 ± 4	3.8 ± 0.9	610 ± 90
-0.11	37	6 ± 9	64 ± 8	-171 ± 7	50 ± 6	-18 ± 7	45 ± 5	3.1 ± 0.9	620 ± 97

Notes. All velocity dispersions were corrected for the observational errors. The scale lengths h_R and scale heights h_z were computed using Eqs. (16) and (17), and we assumed $K_z = 2\pi G \times 71 M_\odot \text{pc}^{-2}$.

values found by Chiba & Beers (2001); Allende Prieto et al. (2006); Girard et al. (2006); Lee et al. (2011) and Ruchti et al. (2011), whose values range from 16 ± 4 to $30 \pm 3 \text{ km s}^{-1} \text{ kpc}^{-1}$ and from -0.07 ± 0.01 to $-0.09 \pm 0.05 \text{ dex kpc}^{-1}$. A correlation between the metallicity and the rotational velocity of $\partial V_\phi / \partial [M/H] = 43 \pm 11 \text{ km s}^{-1} \text{ dex}^{-1}$ is also found, in agreement with Spagna et al. (2010) and Lee et al. (2011).

The radial scale length and scale height of the thick disc are estimated to be $h_R \sim 3.4 \pm 0.7 \text{ kpc}$ and $h_z \sim 694 \pm 45 \text{ pc}$, which agrees well with the SDSS results of Jurić et al. (2008). No clear metallicity dependences are detected for h_R or for h_z , pointing towards a thick disc that is mainly composed by only one population.

Finally, we found a broad peak of the eccentricity distribution for the thick disc around $\epsilon \sim 0.3$ which, according to the works of Sales et al. (2009) and Di Matteo et al. (2011) seem to rule out a pure accretion scenario. These results agree with

those recently obtained by Wilson et al. (2011) and Dierickx et al. (2010), who measured the eccentricity distributions for a sample of RAVE and SEGUE stars.

However, several questions still remain open. For instance, we found difficulties in fitting the transition between the thin and the thick disc simply by adjusting parameters in the Besançon model. In addition, the plateau for the high-metallicity and low-altitude stars (i.e. the thin disc) seems to suggest a local density of the thick disc around 18%, higher than that assumed by that model. Finally, the existence of intrinsic vertical gradients in the thick disc cannot be ruled out, because we did not obtain a sufficiently well defined (and statistically large enough) sample of thick disc members. Additional targets to increase the statistics and higher resolution spectra on well selected spectral domains to separate thin disc stars from the thick disc ones with chemical content criteria are hence strongly recommended for future surveys.

Acknowledgements. The authors would like to thank the MESOCENTRE de l'Observatoire de la Côte d'Azur for computing facilities. We are grateful to M. Irwin for letting us use the routine of sky subtraction, A. Robin for her useful advice on the use of the Besançon model and the referee for his useful comments that improved the quality of our article. Finally, G.K. would like to thank the Centre National d'Études Spatiales (CNES) and the Centre National de Recherche Scientifique (CNRS) for the financial support. M.Z. acknowledges Proyecto Fondecyt Regular #1110393, The Fondap Center for Astrophysics 15010003, BASAL CATA PFB-06, and Programa Iniciativa Científica Milenio, awarded to The Milky Way Millennium Nucleus P07-021-F.

References

- Abadi, M. G., Navarro, J. F., Steinmetz, M., & Eke, V. R. 2003, *ApJ*, 591, 499
- Allende Prieto, C., Barklem, P. S., Lambert, D. L., & Cunha, K. 2004, *A&A*, 420, 183
- Allende Prieto, C., Beers, T. C., Wilhelm, R., et al. 2006, *ApJ*, 636, 804
- Arnadottir, A. S., Felting, S., & Lundstrom, I. 2009, in *IAU Symp.* 254, ed. J. Andersen, J. Bland-Hawthorn, & B. Nordström, 5
- Battaglia, G., Tolstoy, E., Helmi, A., et al. 2006, *A&A*, 459, 423
- Bensby, T., & Felting, S. 2006, *MNRAS*, 367, 1181
- Bergbusch, P. A., & Vandenberg, D. A. 1992, *ApJS*, 81, 163
- Bijaoui, A., Recio-Blanco, A., de Laverny, P., & Ordenovic, C. 2010, in *ADA 6 – Sixth Conference on Astronomical Data Analysis*
- Breddels, M. A., Smith, M. C., Helmi, A., et al. 2010, *A&A*, 511, A90
- Brook, C. B., Kawata, D., Gibson, B. K., & Freeman, K. C. 2004, *ApJ*, 612, 894
- Carollo, D., Beers, T. C., Chiba, M., et al. 2010, *ApJ*, 712, 692
- Casetti-Dinescu, D. I., Girard, T. M., Korchagin, V. I., & van Altena, W. F. 2011, *ApJ*, 728, 7
- Chiba, M., & Beers, T. C. 2001, *ApJ*, 549, 325
- de Jong, J. T. A., Yanny, B., Rix, H., et al. 2010, *ApJ*, 714, 663
- Dehnen, W., & Binney, J. J. 1998, *MNRAS*, 298, 387
- Demarque, P., Woo, J.-H., Kim, Y.-C., & Yi, S. K. 2004, *ApJS*, 155, 667
- Di Matteo, P., Lehnert, M. D., Qu, Y., & van Driel, W. 2011, *A&A*, 525, L3
- Dierickx, M., Klement, R., Rix, H., & Liu, C. 2010, *ApJ*, 725, L186
- Edvardsson, B., Andersen, J., Gustafsson, B., et al. 1993, *A&A*, 275, 101
- Fuhrmann, K. 2008, *MNRAS*, 384, 173
- Gilmore, G., & Reid, N. 1983, *MNRAS*, 202, 1025
- Gilmore, G., Wyse, R. F. G., & Kuijken, K. 1989, *ARA&A*, 27, 555
- Gilmore, G., Wyse, R. F. G., & Norris, J. E. 2002, *ApJ*, 574, L39
- Girard, T. M., Korchagin, V. I., Casetti-Dinescu, D. I., et al. 2006, *AJ*, 132, 1768
- Helmi, A. 2004, *MNRAS*, 351, 643
- Ivezić, Ž., Sesar, B., Jurić, M., et al. 2008, *ApJ*, 684, 287
- Izzo, C., Kornweibel, N., McKay, D., et al. 2004, *The Messenger*, 117, 33
- Jones, B. F., & Walker, M. F. 1988, *AJ*, 95, 1755
- Jurić, M., Ivezić, Ž., Brooks, A., et al. 2008, *ApJ*, 673, 864
- Katz, D., Soubiran, C., Cayrel, R., et al. 2011, *A&A*, 525, A90
- Kerr, F. J., & Lynden-Bell, D. 1986, *MNRAS*, 221, 1023
- Kordopatis, G., Recio-Blanco, A., de Laverny, P., et al. 2011, *A&A*, 535, A106
- Kuijken, K., & Gilmore, G. 1991, *ApJ*, 367, L9
- Lee, Y. S., Beers, T. C., An, D., et al. 2011, *ApJ*, 738, 187
- Lejeune, T., Cuisinier, F., & Buser, R. 1998, *A&AS*, 130, 65
- Loebman, S. R., Roškar, R., Debattista, V. P., et al. 2011, *ApJ*, 737, 8
- Mizutani, A., Chiba, M., & Sakamoto, T. 2003, *ApJ*, 589, L89
- Navarro, J. 2011, in *Assembling the puzzle of the Milky Way conference*
- Navarro, J. F., Abadi, M. G., Venn, K. A., Freeman, K. C., & Anguiano, B. 2011, *MNRAS*, 412, 1203
- Ojha, D. K., Bienayme, O., Robin, A. C., Creze, M., & Mohan, V. 1996, *A&A*, 311, 456
- Recio-Blanco, A., Bijaoui, A., & de Laverny, P. 2006, *MNRAS*, 370, 141
- Reddy, B. E., Lambert, D. L., & Allende Prieto, C. 2006, *MNRAS*, 367, 1329
- Reid, M. J. 1993, *ARA&A*, 31, 345
- Robin, A. C., Reylé, C., Derrière, S., & Picaud, S. 2003, *A&A*, 409, 523
- Roškar, R., Debattista, V. P., Stinson, G. S., et al. 2008, *ApJ*, 675, L65
- Royer, F., Blecha, A., North, P., et al. 2002, in *SPIE Conf. Ser.* 4847, ed. J.-L. Starck, & F. D. Murtagh, 184
- Ruchti, G. R., Fulbright, J. P., Wyse, R. F. G., et al. 2010, *ApJ*, 721, L92
- Ruchti, G. R., Fulbright, J. P., Wyse, R. F. G., et al. 2011, *ApJ*, 737, 9
- Ruck, M. J., & Smith, G. 1993, *A&A*, 277, 165
- Sales, L. V., Helmi, A., Abadi, M. G., et al. 2009, *MNRAS*, 400, L61
- Schaller, G., Schaerer, D., Meynet, G., & Maeder, A. 1992, *A&AS*, 96, 269
- Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., & Davis, M. 1998, *ApJ*, 500, 525
- Schönrich, R., & Binney, J. 2009, *MNRAS*, 399, 1145
- Siebert, A., Bienaymé, O., Binney, J., et al. 2008, *MNRAS*, 391, 793
- Siegel, M. H., Majewski, S. R., Reid, I. N., & Thompson, I. B. 2002, *ApJ*, 578, 151
- Soubiran, C., & Girard, P. 2005, *A&A*, 438, 139
- Soubiran, C., Bienaymé, O., & Siebert, A. 2003, *A&A*, 398, 141
- Spagna, A., Lattanzi, M. G., Re Fiorentin, P., & Smart, R. L. 2010, *A&A*, 510, L4
- Valdes, F., Gupta, R., Rose, J. A., Singh, H. P., & Bell, D. J. 2004, *ApJS*, 152, 251
- Vallenari, A., Pasetto, S., Bertelli, G., et al. 2006, *A&A*, 451, 125
- Villalobos, Á., & Helmi, A. 2008, *MNRAS*, 391, 1806
- Wilson, M., Helmi, A., Morrison, H. L., et al. 2011, *MNRAS*, 413, 2235
- Wyse, R. F. G., Gilmore, G., Norris, J. E., et al. 2006, *ApJ*, 639, L13
- York, D. G., Adelman, J., Anderson, Jr., J. E., et al. 2000, *AJ*, 120, 1579
- Zwitter, T., Castelli, F., & Munari, U. 2004, *A&A*, 417, 1055
- Zwitter, T., Matijević, G., Breddels, M. A., et al. 2010, *A&A*, 522, A54

Characterisation of the Galactic populations with *CoRoT* targets

J.-C. Gazzano^{1,2}, G. Kordopatis², M. Deleuil¹, P. de Laverny², A. Recio-Blanco², and V. Hill²

¹ Laboratoire d'Astrophysique de Marseille (UMR 6110), OAMP, Université Aix-Marseille & CNRS, 38 rue Frédéric Joliot Curie, 13388 Marseille cedex 13, France

² Université Nice Sophia Antipolis, CNRS (UMR 6202), Observatoire de la Côte d'Azur, Laboratoire Cassiopée, BP 4229, 06304 Nice, France

Received; accepted

ABSTRACT

Aims. We use kinematical and chemical properties of 1227 *CoRoT* stars to characterise the stellar populations of the thin disc, thick disc and halo in three beams close the Galactic plane.

Methods. From the atmospheric parameters derived in Paper I with the *MATISSE* algorithm, we derive stellar distances using isochrones. Combining these data with proper motions, we provide the complete kinematical description of stars in three *CoRoT* fields. Finally, we used kinematical criteria to identify the Galactic populations in our sample and study their characteristics and particularly their chemistry.

Results. Comparing our kinematics with the Besançon Galactic Model, we show that simulated and observed kinematical distributions are in good agreement. We study the characteristics of the thin disc, finding a correlation ($R = -0.125 \pm 0.041$) between the V component velocity and the metallicity, and measuring a radial metallicity gradient value of -0.079 ± 0.022 dex kpc^{-1} with giant stars, and -0.055 ± 0.026 dex kpc^{-1} with dwarfs. We show that the *LRc01* direction might contain a different mixing in terms of populations and ages by comparing its chemistry and kinematics with those of the two other directions that are more likely to contain young stars. The identified thick disc targets show a chemistry similar to that of thick disc stars in the the Solar neighbourhood, although our sample reaches distances up to 2 kpc. We also found in the studied directions, stars with thick disc kinematics and thin disc metallicity as already found by Bensby et al. (2003), Mishenina et al. (2004), and Reddy et al. (2006). However, we showed that contamination from the thin disc is likely for the identified thick disc and halo populations. We also might have identified metal rich stars with peculiar high $[\alpha/\text{Fe}]$ values. Finally, we also measure the properties of a few *CoRoT* targets identified as halo stars in the *LRa01* and *LRc01* directions. Applying the same methodology to the planet hosting stars detected by *CoRoT* shows that they belong mainly to the thin disc population with normal chemical and kinematical properties. Although the statistics is low, we might have detected a radial mixing signature for planet hosting stars in these *CoRoT* fields.

Key words. Galaxy: stellar content, disk, structure, evolution, kinematics and dynamics

1. Introduction

Understanding the history of the Milky Way requires a thorough study of the Galactic populations. The structure and chemistry of the Galactic thin and thick discs have already been extensively studied. However, most of these studies are either limited to the close Solar neighbourhood (the closest 1 kpc, Allende Prieto 2010; Holmberg et al. 2009, 2007; Reid et al. 2007; Nordström et al. 2004), they explore in more details some specific Galactic directions (Gilmore et al. 2002; Kordopatis et al. 2011), or they are devoted to the study of the Galactic thick disc (Feltzing & Bensby 2009; Veltz et al. 2008; Soubiran et al. 2008, 2003; Siebert et al. 2003). These different studies have well improved our knowledge of the different Galactic components in the Solar vicinity but we are far from having a complete understanding of them over the whole Galaxy.

The advent of Gaia (Mignard 2005) will strongly constrain the structure and composition of the Milky Way because kinematical, and chemical properties will be measured for millions of stars. Before Gaia, several large scale surveys, such as RAVE (Zwitter et al. 2008) or soon APOGEE (Allende Prieto et al. 2008), and the Gaia-ESO public survey, are collecting data about the Galaxy, helping us to prepare the exploitation of Gaia results.

On another hand, the *CoRoT* (Convection Rotation and planetary Transits) mission is collecting light curves for several thousands of stars close to the Galactic plane towards two directions diametrically opposed. Therefore, a non negligible by-product of this mission is the study of the Galactic structure in the directions observed by *CoRoT*. To prepare and support this mission, massive spectroscopic observations have been performed, resulting in good precision radial velocities for 1534 *CoRoT* targets (Loeillet et al. 2008). Furthermore, atmospheric parameters, *i.e.* T_{eff} , $\log g$, $[\text{M}/\text{H}]$, and $[\alpha/\text{Fe}]$, have been determined with the *MATISSE* algorithm for 1227 *CoRoT* targets in three of the directions observed by the satellite (Gazzano et al. 2010). These data represent a good opportunity to identify and characterise the different stellar populations composing them, to explore the Galactic structure and chemistry in these fields, and to explore radial metallicity and abundance gradients.

The previous analysis by Gazzano et al. (2010, hereafter Paper I) aimed at demonstrating the ability to perform robust automated spectral classification. In the present paper, we extend the characterisation of the stellar populations in three of the *CoRoT* fields combining kinematical and atmospheric parameters. In Sect. 2, we recall some properties of the three observed samples and present the kinematics analysis. In Sect. 3, we confront and validate our results with the Besançon Galactic model (Robin et al. 2003). In Sect. 4, we separate and discuss

Send offprint requests to: Jean-Christophe Gazzano, e-mail: jean-christophe.gazzano@oamp.fr

the various stellar populations identified in the different observed *CoRoT* fields. The properties of these populations, thin disc on the one hand, and halo and thick disc on the other hand, are analysed in Sect. 5 and 6, respectively. We also suspect the presence of a peculiar population with high and non-standard $[\alpha/\text{Fe}]$ values and rather high metallicities, that is presented in Sect. 7. The impacts of our study in terms of planet population in these *CoRoT* fields are discussed in Sect. 8. Lastly, we give our conclusions in Sect. 9.

2. Stellar properties in the targeted Galactic directions

2.1. Galactic directions studied

We used the samples of *CoRoT*/Exoplanet targets analysed in Paper I. These stars are located in three of the *CoRoT*/Exoplanet fields, namely the *Long Run Anticentre 01* (*LRa01*), the *Long Run Centre 01* (*LRc01*), and the *Short Run Centre 01* (*SRc01*). These observations contain relatively bright stars ($J < 15$, 2MASS filter system, see Cutri et al. 2003) located close to the Galactic plane towards the *Monoceros* (*LRa01*) and the *Aquila* (*LRc01* & *SRc01*) constellations.

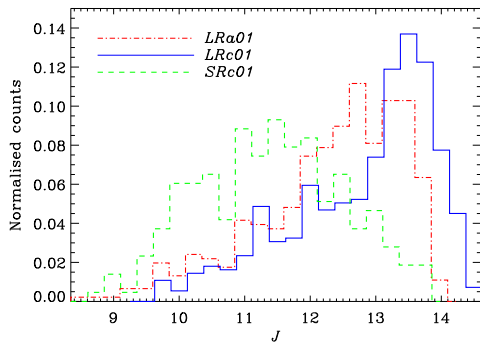


Fig. 1. Distribution of the J magnitude of stars analysed by *MATISSE* in each of the three pointing directions, normalised to the total number. The red dotted-dashed represents *LRa01* stars, the blue solid line stands for *LRc01* stars, and *SRc01* is shown with a long-dashed green line.

The properties of these three *FLAMES* pointing directions are summarised in Table 1 and the distributions in magnitude of the observed stars are shown in Fig. 1. They show different patterns: *LRc01* contains more faint stars than *LRa01* but they both show a logarithmic distribution towards faintest stars. This is not the case for the *SRc01* sample which shows a more scattered distribution of magnitudes. These magnitude distributions result from the observation strategy presented in Paper I and Loeillet et al. (2008).

2.2. Atmospheric and chemical stellar properties

In Paper I, we used the *MATISSE* algorithm (Recio-Blanco et al. 2006) to derive stellar atmospheric parameters, *i.e.* the effective temperature (T_{eff}), the surface gravity ($\log g$), the overall metallicity ($[\text{M}/\text{H}]$), and the α -enhancement with respect to iron ($[\alpha/\text{Fe}]$)¹, for 1227 stars from their *FLAMES* spectra

¹ we considered O, Ne, Mg, Si, S, Ar, Ca and Ti as α elements

Table 1. Properties of the three Galactic directions studied.

<i>CoRoT</i> field	$N_{\text{Tot.Stars}}$	$N_{\text{F.S}}$	l ($^\circ$)	b ($^\circ$)	J
<i>LRa01</i>	457	401	212.2	-1.9	[8.7 ; 13.9]
<i>LRc01</i>	555	415	37.5	-7.5	[9.7 ; 14.6]
<i>SRc01</i>	215	98	36.8	-1.2	[9.0 ; 13.8]
Tot. Sample	1 227	914	-	-	[8.7 ; 14.6]

Notes. The columns contain the *CoRoT* field names, the number of stars with *MATISSE* atmospheric parameters, good kinematics parameters and correct SNR spectra (Final Sample), and the mean Galactic longitude and latitude, and the J magnitude range.

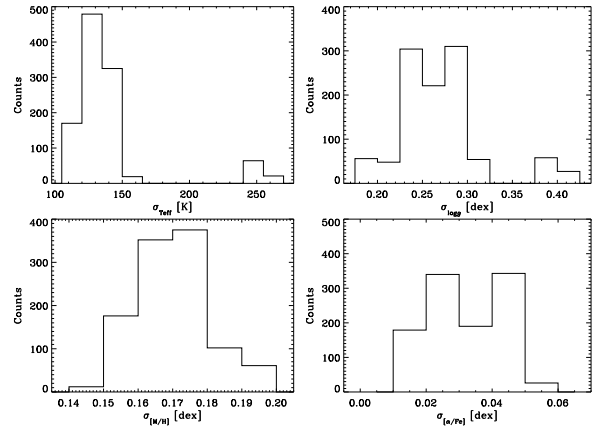


Fig. 2. Distribution of the *total error* for the four atmospheric parameters for all the studied *CoRoT* stars. The largest errors in T_{eff} and $\log g$ distributions correspond to the few (10%) metal poor cool giant stars of the sample, whose SNR ranges from ~ 10 to ~ 130 .

in the HR9B configuration. These parameters are affected by several sources of uncertainty. The *internal error* is the numerical error due to observational noise in the spectra and the *MATISSE* method only. This was estimated in Paper I analysing with *MATISSE* a grid of interpolated theoretical spectra with various signal-to-noise ratios (SNR). This uncertainty corresponds to the self consistency of the parameter estimation procedure and how it is affected by noise. It is different from the *relative error* for which other sources of error have to be taken into account (for instance, error in the atmospheric parameters induced by radial velocity uncertainties, bad normalisation, and other purely instrumental issues). In Paper I, we used the multiple observations of fifty stars to evaluate this source of uncertainty. Finally, by comparing our atmospheric parameters with several reference libraries, we can estimate an *external* source of uncertainty.

In the present study, we estimated this *external error*. To that purpose, we used the same reference stars sample as in Paper I. This sample is composed of the 118 stars from the Elodie 3.1 library (Prugniel et al. 2007), the 90 stars from the S^4N study (Allende Prieto et al. 2004) and the 39 giant stars from the study by Santos et al. (2009). We separated these reference stars sample in eight sub-samples. Each of the three atmospheric parameters range was divided in two smaller ranges, at $T_{\text{eff}} = 5500$ K, $\log g = 3.5$ dex, and $[\text{M}/\text{H}] = -0.36$ dex. To ensure the reliability of our error estimate, we took into account every source of uncertainty, and calculated the *total errors*, adding quadrati-

J.-C. Gazzano et al.: Characterisation of the Galactic populations with *CoRoT* targets

cally the *internal, relative* (both reported in [Paper I](#)) and *external* errors.

The distributions of the *total error* for the four parameters are presented in [Fig. 2](#). The largest *external* errors are found for the metal-poor giant cool stars (8% of the whole sample, 79 stars with a median SNR of 25), for which we estimated *total errors* of $\sigma_{T_{\text{eff}}} \approx 244$ K, $\sigma_{\log g} \approx 0.382$ dex, $\sigma_{[M/H]} \approx 0.156$ dex, and $\sigma_{[\alpha/\text{Fe}]} \approx 0.06$ dex. For the majority of the sample, with a median SNR of 23, the *total error* in the determination of atmospheric parameters is $\sigma_{T_{\text{eff}}} \approx 125$ K, $\sigma_{\log g} \approx 0.26$ dex, $\sigma_{[M/H]} \approx 0.17$ dex, and $\sigma_{[\alpha/\text{Fe}]} \approx 0.1$ dex. This approach, even if pessimistic, is the safest one because we try not to neglect any source of uncertainty. Our *total errors* may be overestimated because we assumed the literature parameters to be perfect whereas each measurement has associated errors, and important differences can be found between different parameter estimations performed by different authors.

To further test the consistency between these different sources of uncertainty, we added Gaussian noise to the spectra of the S^4N sample and re-calculated the atmospheric parameters at the signal-to-noise ratios 50, 30, 20, 10, and 5. At every signal-to-noise ratio, the S^4N values of the $[\alpha/\text{Fe}]$ are recovered within the *total error*. No correlation in the errors either with theoretical or with observed spectra was noticed.

Finally, to interpret our results and characterise the stellar populations in these Galactic directions, we need to clean up our sample. For that purpose, we interpolated for each observed spectrum ($O(\lambda)$), a theoretical spectrum with *MATISSE* parameters ($S(\lambda)$) and calculated the quantity:

$$\chi^2 = \sum_{\lambda} (O(\lambda) - S(\lambda))^2 \quad (1)$$

To evaluate the noise contribution to this χ^2 value, we added Gaussian noise to the synthetic spectrum ($S(\lambda)$) with the observed SNR value and calculated the quantity:

$$\chi_{\text{noise}}^2 = \sum_{\lambda} (S_{\text{noised}}(\lambda) - S(\lambda))^2 \quad (2)$$

For the analysis of the stellar populations that follows, we did not consider the spectra with $\text{SNR} < 5$ and the ones with $\text{SNR} < 10$ and $\chi^2 > \chi_{\text{noise}}^2$, because their atmospheric parameters might not be reliable. The final sample of about 1100 stars corresponds to $\sim 90\%$ of the initial one.

2.3. Stellar distances

To estimate the distance of the stars in our sample, we calculated their absolute magnitude from the atmospheric parameters derived by *MATISSE*. For that purpose, we generated, with the *YYmix2* interpolation code, a set the Yonsei-Yale isochrones ([Demarque et al. 2004](#)) to derive the absolute visual magnitude (M_V) following the procedure proposed by [Zwitter et al. \(2010\)](#) and implemented by [Kordopatis et al. \(2011\)](#).

The interstellar absorption cannot be neglected because our pointing directions are close to the Galactic plane. To estimate this absorption, we calculated the expected un-reddened colours for our sample, from the atmospheric parameters derived by *MATISSE* and the T_{eff} -2MASS colour calibration of [González Hernández & Bonifacio \(2009\)](#). We inverted their Eq. (10), keeping the only physical solution. We used the $(J - K_s)$ colour for the extinction estimate, and [Cardelli et al. \(1989\)](#) calibrations to transform colour excess into absorption. The stellar distances

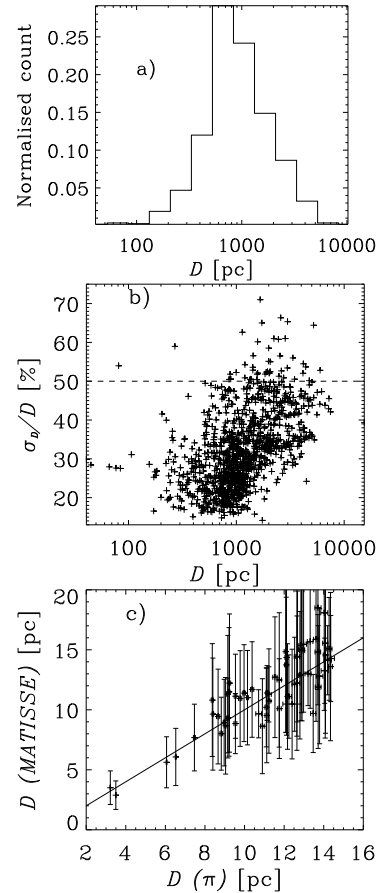


Fig. 3. a) Distance distribution of the *CoRoT* stars. b) Relative error on the distance estimation as a function of the distance (*bottom*). The dotted line represents the 50% threshold. c) Comparison of our distance estimate with parallaxes for the S^4N sample ([Allende Prieto et al. 2004](#)). Note that the error on the distance determination from parallaxes is about 1% (hence not always represented).

(D) were then calculated from the absolute and apparent magnitudes in the J band. [González Hernández & Bonifacio \(2009\)](#) give a validity domain for the application of their calibrations as a function of the T_{eff} , $[M/H]$, and colours. We rejected 114 stars that do not match their validity domain. D , M_V , $(V - J)_0$, $(J - K_s)_0$ and A_J are reported in [Table 2](#) (electronic form). This represents a sample of 1113 stars. We propagated the 1σ errors at every step of the procedure ensuring a reliable estimate of the total error on the stellar distance.

Figure 3-a) shows the distribution of the stellar distance for the whole analysed sample. The vast majority is located within 2 kpc from the Sun. Note that the distribution is not symmetric, presenting a tail towards further distances, up to 6 kpc. When dealing with distances, it is instructive to examine the relative error distribution. Figure 3-b) presents the relative error on the stellar distance as a function of the distance. It shows that the typical error on the stellar distance is $\sim 30\%$. Only 7% of the stars show error greater than 50%. They will be discarded in further analyses, resulting in a sample of 1035 stars.

Furthermore, we checked our distance determination by comparing it with HIPPARCOS parallaxes (Perryman & ESA 1997) for stars in the S⁴N sample (Fig. 3-b). We used the atmospheric parameters given in Paper I and the procedure described §2.2 for the computation of the *total* error, assuming an *internal* error of $\sigma_{T_{\text{eff}}} = 50$ K, $\sigma_{\log g} = 0.08$ dex, $\sigma_{[M/H]} = 0.05$ dex, and $\sigma_{[\alpha/\text{Fe}]} = 0.02$ dex (corresponding to SNR=20, see Paper I). The correlation between the two distance determinations is 0.88, and no bias is detected ($\sigma_{\pi-D} = 1.3$ pc), which validates our procedure. We therefore conclude that our stellar distance estimate is realistic.

2.4. Velocity components

The kinematical data needed for the current study are the barycentric radial velocity (V_{rad} , measured by Loeillet et al. 2008; Gazzano et al. 2010) and the proper motions (μ_l, μ_b) where l and b are the Galactic longitude and latitude, respectively. The proper motions were extracted from the PPMXL catalogue (Roeser et al. 2010). These authors showed that the UCAC3 (Zacharias et al. 2010) proper motions are less reliable northern than $\delta = -20^\circ$, which is the case for our observations, and their errors are generally low ($\langle \sigma_\mu \rangle \simeq 4$ mas yr⁻¹). The cross-match with the PPMXL catalogue resulted in a sample of 1074 stars, *i.e.* ~87% of the initial sample described in Table 1. We removed all the stars with high errors on the proper-motion ($\sigma_\mu \geq 10$ mas yr⁻¹) and, following Roeser et al. (2010) recommendations, we also removed very high proper motion stars (μ_α or $\mu_\delta \geq 150$ mas yr⁻¹) and stars having too few observations in the PPMXL catalogue ($n_{\text{obs}} \leq 3$). We also removed from our sample stars with an error in radial velocity greater than 1 km s⁻¹ (the average error being $\langle \sigma_{V_{\text{rad}}} \rangle \simeq 0.3$ km s⁻¹). These strict criteria resulted in a final sample of 914 stars comprising ~80% of the initial sample, *i.e.* 401 stars in *LRa01*, 415 stars in *LRc01*, and 98 stars in *SRc01*.

The combination of stellar distances and coordinates allows us to calculate the Cartesian coordinates of our sample stars which origin is at the centre of the Galaxy:

$$X_{GC} = X_\odot - X = X_\odot - D \cos b \cos l \quad (3)$$

$$Y_{GC} = Y_\odot - Y = Y_\odot - D \cos b \sin l \quad (4)$$

$$Z_{GC} = Z_\odot - Z = Z_\odot + D \sin b \quad (5)$$

where $X_\odot \simeq 8.5$ kpc, $Y_\odot \simeq 0$ kpc, $Z_\odot = 15$ pc, and (X, Y, Z) are the heliocentric coordinates. We also computed the corresponding space velocity components relative to the local standard of rest

$$U = V_{\text{rad}} \cos b \cos l - kD\mu_b \cos l \sin b - kD\mu_l \sin l \cos b \quad (6)$$

$$V = V_{\text{rad}} \cos b \sin l - kD\mu_b \sin l \sin b + kD\mu_l \cos l \cos b \quad (7)$$

$$W = V_{\text{rad}} \sin b + D\mu_b \cos b \quad (8)$$

where $k = 4.74047$ km s⁻¹, and (μ_l, μ_b) are the true proper motions, *i.e.* not projected on the sky. For that purpose, we converted the proper motions (μ_α, μ_δ) of the Roeser et al. (2010) catalogue into the Galactic coordinates system by using classical relations, ($\alpha_p = 12^h 49^m, \delta_p = 27.4^\circ$) as the equatorial coordinates of the Galactic pole and $l_0 = 123^\circ$ as the origin of longitudes.

We remind the reader that in our convention the U velocity is directed towards the Galactic centre, the V towards the Galactic rotation direction and the W up towards the Galactic north pole. We propagated the 1σ uncertainties estimated in

the previous sections on the space velocity components and the Galactocentric coordinates. Clearly, the dominant source of uncertainty is the stellar distance, compared to the radial velocity and the proper motions. All these quantities are presented in Table 3.

3. Comparisons with the Besançon Galactic Model

We used the Besançon Galactic Model (hereafter BGM, see Robin et al. 2003) to simulate the three pointing directions described in Sect. 2. These simulations allowed us to test our observations in the context of the canonical scenario for Galactic structure and chemistry. Besides, by comparing our observables to the simulation results, we can check if the observational selection biases are correctly taken into account.

For each given field, we performed a BGM request with the faint limit in J magnitude, the mean Galactic longitude and latitude, a solid angle of five square degrees, which is compatible with the size of each *FLAMES* pointing direction, and no extinction law. Each request provides a sample of simulated stars with their intrinsic properties (absolute magnitude, effective temperature, gravity, age, metallicity [Fe/H], U,V,W velocities computed without errors), and the corresponding observables (apparent magnitude, colours, proper motion, radial velocity, distance to the Sun, and interstellar extinction).

The extinction being poorly constrained in the Galactic plane, we decided to apply *a posteriori* to the BGM stars an extinction law fitted to our data. We chose to model the extinction by fitting

$$A_J = a + d \exp(cD - b) \quad (9)$$

where D is the stellar distance and A_J is the absorption in the J band (both presented in Table 2). The resulting $a, b, c,$ and d coefficients are given in Table 4 for each field. As boundary conditions, we forced these laws to be null at zero distance and equal to the Schlegel et al. (1998) values of the absorption at very large distances. Figure 4 illustrates this fit in the *LRa01* direction.

To compare our sample to the BGM, we also took into account the observational selection criteria by biasing each BGM request on which we applied our extinction law. This consists in

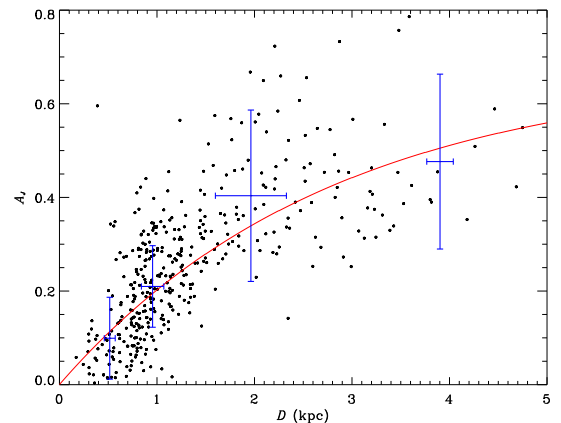


Fig. 4. Derived extinction law (red line) from the calculated absorptions and distances in the *LRa01* direction. The typical error bar is represented for 500 pc, 1 kpc, 2 kpc, and 4 kpc.

J.-C. Gazzano et al.: Characterisation of the Galactic populations with *CoRoT* targets

Table 4. Adopted coefficients for the fit of the assumed extinction law applied to the BGM data and number of simulated stars in the BGM.

	a	b	c	d	Nb BGM
<i>LRa01</i>	0.671	0.850	-0.358	-1.569	26 763
<i>LRc01</i>	0.380	1.205	-3.348	-1.155	100 352
<i>SRc01</i>	2.430	-0.314	-0.472	-1.516	397 730

reproducing the distributions of the infrared colour ($J - K_s$) and magnitude J (shown in Fig. 1). This procedure is statistically robust for each of the three fields since the BGM requests contain a sufficient number of stars ($> 10^4$, see Table 4).

3.1. Validation of the stellar distance calculation method

We took advantage of the BGM request in the *LRc01* direction to test our stellar distance estimate, obtained from the determination of atmospheric parameters, using the *FLAMES* spectra. To that purpose, we selected randomly 2 000 stars in this simulated sample and interpolated the corresponding theoretical spectra, from the grid used for the learning phase of *MATISSE* (see Paper I), hence with the same observational setting (wavelength range and resolving power) as our observed spectra (see Fig. 5 left panel). We added gaussian noise to these synthetic spectra and analysed them with *MATISSE* in the same way as our observations (Paper I). At SNR=10, we obtained the HR diagram presented in the right part of Fig. 5, which is not distorted but only scattered. The agreement between the input and recovered diagrams is very good.

To study the error on the retrieved stellar parameters, introduced by *MATISSE*, we calculated the bias and standard deviation for several combinations of the stellar parameters (see Fig. 6). The bias is systematically very small and lower than the dispersion for any type of stars. We found values of the *internal* error compatible with Paper I. The standard deviation of the three parameters depends a lot on the effective temperature, and the metallicity: cool and metal rich stars present lower σ values than hot and metal poor stars.

Applying the entire procedure described in Sect. 2.3, we thus conclude that *our procedure does not introduce any internal bias in the determination of stellar distances*, as illustrated in Fig. 7. We also checked that given the distances, proper motions, radial velocities and positions from the BGM, we are able to perfectly recover the velocity components (U, V, W) with Eqs. 6–8. This ensures a perfect consistency between our results and BGM simulations.

3.2. Stellar distance distributions comparison

Comparison of our stellar distance distributions with those predicted by the BGM is an important verification to understand which regions of the Galaxy were observed and how our selection bias limits the interpretation of these data. To that purpose, we performed 2000 Monte-Carlo realisations of each stellar distance, following a Gaussian distribution whose σ is the uncertainty on the distance (σ_D). To apply the same procedure on the BGM simulated stellar distances, which are provided without associated errors, we added an error that was fitted on our data with a linear regression (Fig. 3-b)

$$\sigma_D = 0.4525D - 99.32 \quad (10)$$

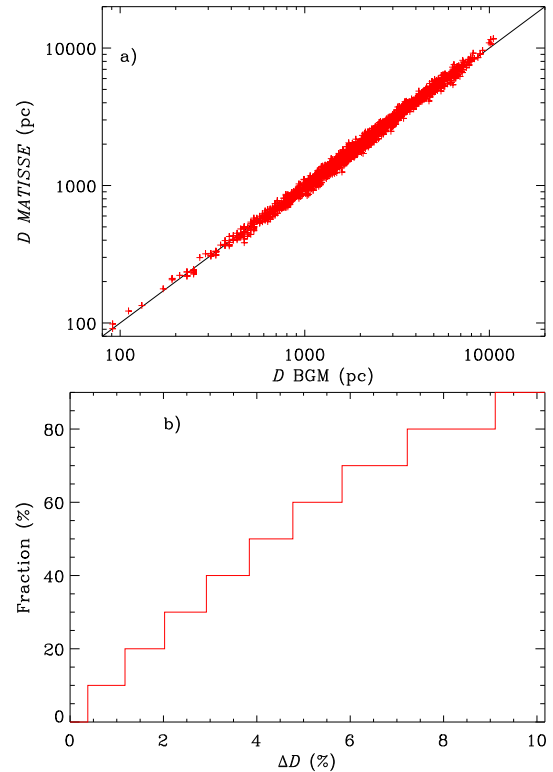


Fig. 7. a) Derived distances from the *MATISSE* parameters using the interpolated theoretical spectra versus the distance computed by the BGM. b) Quantiles of the relative difference between our stellar distances and the BGM ones.

which is an upper limit of the error on the stellar distance.

The comparison of the distribution of the stellar distance showed that we also had to bias the BGM requests according to the luminosity classes. We preferred the spectroscopic surface gravity derived with *MATISSE*, with a bin size corresponding to a luminosity class size, *i.e.* 1.0 dex. Hence, we constrained the BGM distributions of magnitude J , colour ($J - K_s$) and surface gravity to be identical to the observed ones. This indeed makes the distance distributions more compatible. The resulting distributions are presented in Fig. 8. The agreement is good in the three directions but it seems that we observed closer stars than predicted by the BGM. We should however point out that this assumes a correct extinction law which is difficult to test, particularly in the *SRc01* direction where differential absorption is noted. The observations and BGM distance distributions agree within 2σ .

When building the metallicity distributions for our samples and the BGM one (see Fig. 9), we noted that the shape and agreement with the BGM distributions depend strongly on the biasing in luminosity class, hence on the distance distribution of the observations. Subsequently, our metallicity distributions are in agreement with the BGM distributions within 3σ and this is strongly correlated with the distance distribution. We conclude from these comparisons that it is mandatory to simulate properly the selection biases according to the luminosity classes since they have a direct impact on the observed distance.

3.3. Velocity components

To build statistically relevant distributions for the velocity components, we applied the same procedure as described above for the stellar distance distributions. We propagated the error on the distance described in section 2.3 and we also assumed a typical error of 4 mas year⁻¹, and 0.3 km s⁻¹, for the proper motion and radial velocity, respectively, in agreement with the values found for our sample (see section 2.4).

Figure 10 illustrates the comparison of the velocity components for our observations with the biased BGM simulated data. For each distribution in Fig. 10, we adjusted a Gaussian function and reported the mean value and standard deviation in Table 5. The shape of BGM and observed velocity components distributions are in agreement within 3 σ . Few cases of discrepancy larger than 3 σ can however be noted. One source of these discrepancies is the distance scale that is not in agreement within 3 σ which has a direct impact on the *W* velocity component. This effect is indeed slightly alleviated in the *SRc01* direction where the agreement on the stellar distances is better for the closest stars which represent the majority of this sample. The other noticeable difference is for the *V* component in the *SRc01* direction. It could be due to little statistics numbers in this direction. Velocity dispersions are in good agreement for the three directions.

As a conclusion, our observed sample is correctly simulated kinematically with the BGM for the three pointing directions considered, particularly for the directions towards the Galactic centre. The small differences we pointed out might be due to the different stellar populations assumed when building the observed and simulated (BGM) samples. Moreover, the assumed stellar extinction laws could explain part of the discrepancies we found.

4. Identifying the stellar populations in the *CoRoT* fields

Depending on the observed Galactic direction, any line of sight might contain a mixing of the different stellar populations (thin disc, thick disc, halo and bulge). To properly interpret the observed data, we need to identify and analyse separately these different stellar populations. Figure 11-a) shows the height to the Galactic plane of symmetry (Z_{gc}) as a function of the Galactocentric radius ($R_{GC} = \sqrt{X_{GC}^2 + Y_{GC}^2}$). Since our observations are very close to the Galactic plane, we expect our sample to be mainly composed of thin disc stars. However, the *LRc01* direction is very likely to be contaminated by other Galactic populations, since it goes down to 6 kpc below the Galactic plane (see Fig. 11-a). We also hypothesised in the previous section that the differences between the BGM and the observed velocity components distributions could be due to different mix of stellar populations. To confirm this, we took advantage of the BGM simulations described in the previous section. We used the age flag given by the BGM to differentiate thin disc, thick disc, and halo stars. The results are summarised in Table 6 (the three first lines with the age flag). According to the BGM, two of the *CoRoT* fields are mainly composed of thin disc stars (~95%) but the *LRc01* direction indeed contains a non negligible amount (17%) of thick disc stars. None of the fields should contain halo stars following BGM.

One independent way to identify the stellar populations is to apply the procedure described by Bensby et al. (2005) to the biased BGM simulations. This procedure combines the three Galactic velocity components to build a probability for a

Table 6. Galactic population repartition in the BGM biased simulations.

	Thin disc	Thick disc	Halo
<i>LRa01</i> BGM age	96%	4%	0%
<i>LRc01</i> BGM age	82%	17%	1%
<i>SRc01</i> BGM age	95%	5%	0%
<i>LRa01</i> BGM kine.	87.7%	2.6%	0.0%
<i>LRc01</i> BGM kine.	76.0%	6.2%	0.5%
<i>SRc01</i> BGM kine.	86.1%	3.6%	0.0%
<i>LRa01</i> OBS. kine.	61.9%	10.4%	0.3%
<i>LRc01</i> OBS. kine.	46.2%	19.3%	5.7%
<i>SRc01</i> OBS. kine.	83.1%	2.4%	0.0%

Notes. “age” or “kine” correspond to the method used to separate the stellar populations: “age” is related to the age flag returned by the BGM and “kine” denotes classifications based on the Bensby et al. (2005) method using velocity components. For the kinematical results, the sum of the three component does not reach 100% because it is a probabilistic way to disentangle the stellar populations and some stars have intermediate kinematical parameters.

given star to belong to a given population. We checked that the Galactic rotation remains close to the Solar one for the mean distances covered by our sample. We used only the three basic Galactic components (thin disc, thick disc and halo) and we assessed the belonging to one population if the probability is ten times higher than the two others, which is a very strict criterion. The results shown in Table 6 (three middle lines), are consistent with the age flag given by the BGM, although less thick disc stars in the *LRc01* direction are identified.

From the BGM age information, we search for misclassified stars using kinematical criteria. Indeed our identification of the stellar populations lies on kinematics criteria only, and not chemical information. Besides, this procedure is based on solar neighbourhood data, so applying it to our stars, we assume that kinematical the properties of the identified stellar populations are also valid far from solar neighbourhood (Bensby et al. 2011). Bensby & Feltzing (2010) showed that these kinematical criteria could introduce significant mixing in the identified stellar populations but it has the advantage of not imposing an *a priori* on their chemical properties. Thin disc stars in the BGM simulations are not contaminated by any of the two other populations. About 20% of the thick disc stars in the *LRa01* direction are actually thin disc stars. This contamination of the thick disc population by thin disc stars is negligible (~1%) in the *SRc01* direction and goes up to ~50% in the *LRc01* direction. Finally, the halo population actually comprises ~10% of thick disc stars and ~20% of thin disc stars in the *LRc01* direction. The contamination of the halo is negligible in the two other directions. We have to keep these contaminations in mind when characterising each of the observed populations.

Finally, we applied the same kinematics criteria to our observed sample (see Fig. 11-b to e). As reported in Table 6 (bottom three lines), the three directions are mainly composed of thin disc stars. The *SRc01* direction is the most consistent one with the BGM being almost entirely composed of thin disc stars. Hence, the differences observed in the stellar distance and velocity component distributions for the *SRc01* are probably due to the assumed extinction law, and the small statistics numbers. The *LRa01* direction contains more thick disc than predicted by the BGM which could be one of the sources of the differences

J.-C. Gazzano et al.: Characterisation of the Galactic populations with *CoRoT* targets

between the BGM and our observations. Finally, the *LRc01* field is the most mixed one and may be slightly more rich in terms of thick disc stars than expected by the BGM simulations.

In summary, the BGM simulations of the two samples with pointing directions close to the Galactic plane (*SRc01* and *LRa01*) are both mainly composed of thin disc stars, and a very negligible amount of thick disc and no halo stars. The *LRc01* field however contains a weaker thin disc contribution and a non negligible thick disc population. Besides, the identified thick disc and halo population is probably contaminated by thin disc stars, particularly in the *LRc01* direction. This shows that it would be safer to disentangle these stellar populations before any study devoted to the thin disc in these fields. These results are expected from the respective mean Z_{GC} and the distance range of these fields (see Fig 11-a) and could explain the small differences between the space velocity components illustrated in Fig. 8, 10 and Table 5.

5. Properties of the thin disc

According to the strictest kinematics criteria described in the previous section (bottom of Table 6), there are 248 thin disc stars out of 401 stars observed in the *LRa01* direction (~62%), 189 out of 415 (~46%) in the *LRc01* direction, and 81 out of 98 (~83%) in the *SRc01* direction. In this section, we discuss the kinematical and chemical properties of these 518 identified thin disc stars. When analysing the kinematics of the separated stellar populations in the three fields, one has to keep in mind that we used this information to select the stars belonging to the thin disc. This is a biased and selected sample of thin disc stars. Note that in the BGM simulations, the stars classified as thin disc stars are not contaminated by other populations.

5.1. Kinematics

Selecting the thin disc stars, we ended up with the closest stars. The most distant thin disc stars direction are found in the *LRc01* at $Z_{GC} \simeq -350$ pc, which is compatible with what is generally admitted for the scale of height of the thin disc (see Fig. 11-a and Veltz et al. 2008). We used the same method as described in Sect. 3 to build the distributions and to estimate the mean and standard deviation of the velocity components in each direction. The dispersions reported in Table 7 are, as expected, in general good agreement with the criteria we used for disentangling the stellar populations. The velocity dispersions appear to correspond to the oldest part of the thin disc simulated in the BGM, but they are systematically hotter in terms of kinematics. Comparing with values published by Fuhrmann (2004), it shows that the thin disc in the *SRc01* and *LRa01* directions might be composed of a different mixture of sub-populations and ages than the *LRc01* direction. The velocity dispersions are also higher than what is commonly accepted for the Solar neighbourhood (see for instance Allende Prieto 2010).

5.2. Metallicity

Our entire thin disc sample contains 518 stars with metallicity ranging from -0.88 ± 0.17 to 0.55 ± 0.20 dex. The metallicity distributions peak around 0.03 dex for the *LRc01* and *SRc01* directions close to the Galactic centre and around -0.07 dex for the *LRa01* direction, with a standard deviation of ~ 0.2 dex (see Fig. 12). The mean values reported in Table 7 are in agreement, within 1σ , with the mean values used for the thin disc simulation

Table 7. Kinematical and chemical characteristics of the thin disc

	<i>LRa01</i>	<i>LRc01</i>	<i>SRc01</i>
N_*	248	189	81
$\langle U \rangle$	-24.2	7.5	9.7
$\langle V \rangle$	-17.8	-9.7	-5.4
$\langle W \rangle$	-0.9	-7.3	-6.3
σ_U	31.9	36.8	28.8
σ_V	24.7	29.7	21.9
σ_W	22.3	24.9	17.6
$\langle [M/H] \rangle$	-0.08	0.02	0.03
$\sigma_{[M/H]}$	0.22	0.25	0.26
$\langle [\alpha/Fe] \rangle$	0.07	0.08	0.07
$\sigma_{[\alpha/Fe]}$	0.07	0.10	0.10

Notes. The solar motion have not been corrected here.

in the BGM (Robin et al. 2003) as expected according to the observational errors. Our thin disc samples are slightly more metal rich than the thin disc stars published by Soubiran et al. (2003). The *LRa01* field exhibits a mean metallicity completely in agreement with the values for the thin disc published by Fuhrmann (2004) and for the SDSS sample presented by Allende Prieto (2010). However, the fields in the *centre* direction are slightly more metal rich. The standard deviation of the metallicity is completely in agreement with these studies.

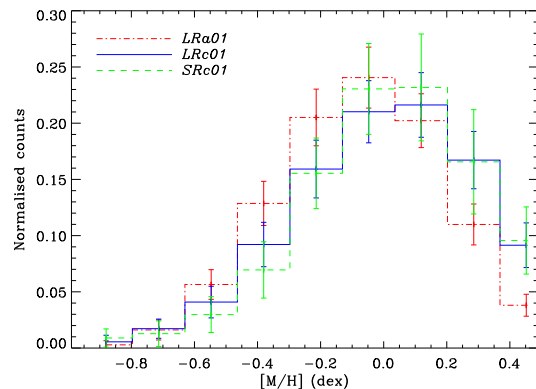


Fig. 12. Distribution of the overall metallicity for the thin disc sample in the three pointing directions.

5.3. Radial mixing and metallicity gradient

On Fig. 12, stars located towards the Galactic centre appear to be more metal rich than those found in the anti-centre direction. In Paper I, we separated the giant from the dwarf stars using the measured $\log g$ and noted that this effect is clearer for giant stars, probably because the giant stars may be observed further than dwarfs. Here we use the same criterion to separate the giants ($\log g \leq 3.5$ dex) from dwarfs ($\log g > 3.5$ dex). These metallicity distributions are probably different because of the radial and vertical metallicity gradients, radial mixing processes, and local inhomogeneities (Pedicelli et al. 2009; Schönrich & Binney 2009; Haywood 2008). We propose here to search for radial mixing signatures and to quantify the radial metallicity gradient.

Navarro et al. (2011) found no correlation between V velocity and metallicity, constraining the degree of radial mixing (Schönrich & Binney 2009; Haywood 2008). We searched for such a correlation in our thin disc sample, using 10 000 Monte-Carlo realisations. We binned our data in metallicity every 50 stars and found a correlation for the dwarfs in the thin disc ($R = -0.125 \pm 0.041$)², and no correlation for the giant stars, which is probably due to higher errors in metallicity and V velocity for giant stars. Note that, the correlation is still measured when using the entire sample, *i.e.* dwarfs and giants together. This shows that there is no signal detectable in the giants sample and that it doesn't dilute the signal for the dwarf stars. The correlation corresponds to a negative slope which is consistent with metallicity gradient that may be a consequence of radial mixing. We also searched for such a correlation in BGM simulation and found no correlation, which is consistent with no radial-mixing processes in BGM.

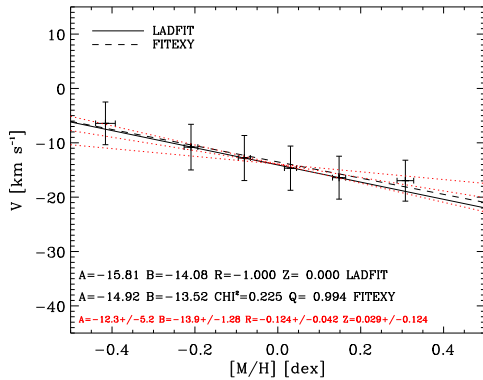


Fig. 13. V velocity component as a function of the metallicity for the dwarf stars in the thin disc. We performed 10 000 Monte-Carlo realisation and binned our data every 50 stars. Black points are the mean binned points after the 10 000 realisations. We adjusted the function $A \times [M/H] + B$. R is Spearman's rank correlation value, Z is its significance, and Q the quality of the fit for FITEXY procedure (Press et al. 1992, Chap. 15.3). The fit of these points is represented with a solid black line for LADFIT (adapted from the MEDFIT procedure described in Press et al. 1992) result and a dashed black line for FITEXY. At every Monte-Carlo realisation, we fitted the resulting diagram using LADFIT procedure. The resulting mean fit and 1σ deviation are represented in red dotted line.

The thin disc metallicity gradient is also an important input for stellar populations models to understand galactic formation and evolution (Schönrich & Binney 2009). The value of the metallicity gradient is a matter of debate, ranging from -0.04 to -0.1 dex kpc^{-1} (Haywood 2008). We explore different Galactic regions, within 1.4 kpc and 600 pc, with the giants and the dwarfs, respectively. We calculated the weighted³ average of the Galactocentric radius and the metallicity for the *LRa01* field, on the one hand, and the *LRc01* and *SRc01* fields on the other. We found for the dwarfs a gradient of -0.055 ± 0.026 dex kpc^{-1} , and for the giants, -0.079 ± 0.022 dex kpc^{-1} . These results are illustrated on Fig. 14-a) and b) for the dwarfs and for the giants, respectively. On the one hand, the dwarf stars are known

² Spearman's rank correlation value

³ with the external uncertainties

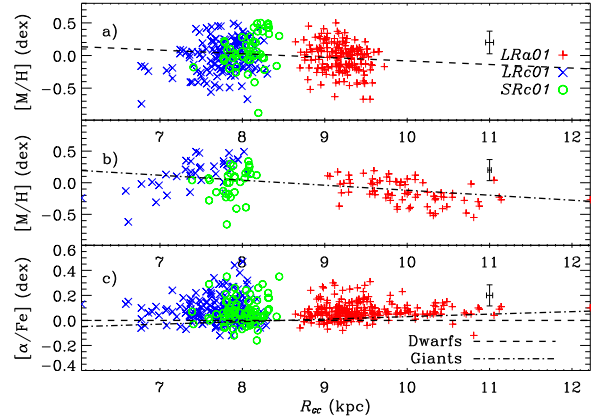


Fig. 14. a) Overall metallicity as a function of Galactocentric radius for dwarf stars in the thin disc. b) Overall metallicity as a function of Galactocentric radius for giant stars in the thin disc. c) α -enhancement as a function of Galactocentric radius. We plotted the gradient found for giant (dash-dotted line) and dwarf (dashed line) stars. Blue X represent the stars from *LRc01*, green circles represent stars from *SRc01*, and red + represent stars from *LRa01*.

to have better atmospheric parameters determined, hence better distance and metallicity. However, the distances covered by the giants range further than for the dwarfs, which allow us to measure a greater difference in metallicity and a greater differential of distance. On the other hand, for giant stars, the errors on the $\log g$ might result in underestimating the distance of the stars from the Sun, thus overestimating the metallicity gradient. The measured metallicity gradient using giant and dwarf stars is in agreement, within the error bars, with the most recent studies using Cepheid stars, with Galactocentric distances ranging from ~ 5 to ~ 17 kpc (-0.051 ± 0.004 dex kpc^{-1} , Pedicelli et al. 2009). Moreover, these authors showed that the gradient is much steeper for the inner Galaxy (-0.13 ± 0.015 dex kpc^{-1}). We were not able to separate inner and outer Galaxy in our sample since the scatter of each sub-sample is too high. Our metallicity gradient value is also compatible with studies based on HII regions. Latest work by Rudolph et al. (2006), exploring regions with R_{GC} ranging from 10 kpc to 15 kpc, presented metallicity gradients⁴ ranging from -0.046 ± 0.009 to -0.071 ± 0.010 dex kpc^{-1} using optical data. These authors showed that far infra red data resulted in different gradient values ranging from -0.041 ± 0.009 to -0.085 ± 0.010 dex kpc^{-1} . They finally emphasise that these results are extremely sensitive to extinction, which is one of the problems we had to face in our own study. The radial metallicity gradient derived with dwarfs presents better agreement with the studies cited above probably because we compare young gradients, the dwarfs being younger than the giants in our sample according to the BGM.

Observations of open clusters provide a fair estimate of metallicity and Galactocentric radius for older stars. Such studies find steeper gradients, still in agreement within 1σ with our estimate for the giant stars (Andreuzzi et al. 2011; Magrini et al. 2010; Carraro et al. 2007; Friel et al. 2002).

As concluding remarks, we may note that our radial metallicity gradient value for the giant stars, probing the furthest regions

⁴ measured with oxygen, nitrogen and sulfur abundances

J.-C. Gazzano et al.: Characterisation of the Galactic populations with *CoRoT* targets

Table 8. Characteristics of the thick disc stars in our sample

	<i>LRa01</i>	<i>LRc01</i>
N_{\star}	42	83
$\langle U \rangle$	-51.9	33.2
$\langle V \rangle$	-25.2	-30.6
$\langle W \rangle$	15.6	-24.7
σ_U	56.5	64.8
σ_V	56.3	56.5
σ_W	70.6	67.6
$\langle [M/H] \rangle$	-0.17	-0.08
$\sigma_{[M/H]}$	0.23	0.29
$\langle [\alpha/Fe] \rangle$	0.11	0.11
$\sigma_{[\alpha/Fe]}$	0.09	0.12

Notes. Because of little statistics, we simply calculated the mean and standard deviation. The solar motion has not been corrected here.

of the Galactic plane, is compatible with the radial gradient used in the BGM. It is also fairly compatible with what is found using other methods. Such studies are found for other galaxies such as M81, for which [Stanghellini et al. \(2010\)](#) found an oxygen gradient of -0.055 ± 0.02 dex kpc^{-1} , close to the value we derived for the Milky Way.

5.4. α -enhancement

The measurement of the $[\alpha/Fe]$ ratio for different stellar populations is important for our understanding of chemical history of the Galaxy. Table 7 reports the mean and σ values for the three fields. The mean $[\alpha/Fe]$ is identical in the three Galactic directions, and compatible with thin disc canonical value. We used the same method as described above to measure the radial gradient for $[\alpha/Fe]$. We found no variation of $[\alpha/Fe]$ as a function of the Galactocentric radius (see Fig. 14-b).

6. Properties of the thick disc and halo stars

100 giant and 62 dwarf stars have been classified as belonging to the thick disc and halo in Sect. 4. In this section, we present their properties keeping in mind that the statistics are lower than for the thin disc stars and that these populations are likely to be contaminated by thin disc stars, as showed in Sect. 4 and considering that our line of sight is very close to the Galactic plane. We found 42 out of 401 (10%) thick disc stars in the *LRa01* direction, 83 out of 415 (20%) in the *LRc01* direction, and three out of 98 (3%) in the *SRc01* direction. Table 8 summarises the characteristics of these thick disc stars. Due to little statistics, it is impossible to interpret the thick disc characteristics in the *SRc01* direction. The thick disc is composed of stars kinematically hot presenting large dispersions in velocity components (Fig. 11-d). The velocity dispersions are compatible with what is simulated by the BGM for the U and V components but the W component of our observations exhibit a much higher dispersion. When plotting the peculiar velocity ($v_{\text{pec}} = \sqrt{U^2 + V^2 + W^2}$) as a function of the overall metallicity (see Fig. 11-e), we note that the kinematically hottest stars correspond to a large span in metallicity, and not only metal poor stars as usually found in the Solar neighbourhood ([Fuhrmann 2004](#)). We therefore find in the studied directions, stars with thick disc kinematics but thin disc metallicity, a property already reported by several authors ([Bensby et al. 2003, 2007](#); [Mishenina et al. 2004](#); [Reddy et al. 2006](#)) but not up to metallicity greater than 0.3 dex. Besides, the

LRc01 thick disc is more metal rich than the *LRa01* one, however compatible within the errors. This can be caused by a different mixing of populations and ages that could be more important in the *LRc01* direction, resulting in a large range of metallicities as already seen for the thin disc. This could also be caused by a radial metallicity gradient in the thick disc. Finally, as seen in Table 8, the thick disc stars are slightly α -enhanced but not as much as generally found in the Solar neighbourhood (~ 0.2 , see [Reddy et al. 2006](#)). Particularly, we can note that the mean $[\alpha/Fe]$ is very similar in the thin and thick disc. However, these results might be polluted by contamination by thin disc stars, particularly in the *LRc01* direction, owing to our selection criteria.

The halo stars represent a very small sample that makes the statistical analysis limited. We found 10 out of 401 (< 1%) halo stars in the *LRa01* direction, 24 out of 415 (6%) in the *LRc01* direction, and no halo star in the *SRc01* direction, the maximal $|Z_{GC}|$ being only ~ 50 pc in this last direction. Note that there is a star in the *LRc01* direction with $R_{GC} = 10 \pm 6$ kpc and $Z_{GC} = -1.9 \pm 0.7$ kpc, which is on the “other side” of the Galactic centre. Table 9 summarises the characteristics of the halo stars in our directions. Figure 11 shows that halo stars are much more scattered in terms of the velocity components, being kinematically the hottest stars. The metal poor stars in the sample of halo stars presents slightly higher peculiar velocities (Fig. 11-e), which was not the case for the thin and thick disc stars. We should however point out that these halo stars have a much higher metallicity than the canonical metallicity value known for the halo, a result that could come from contamination of our halo sample by thin and thick disc stars.

Table 9. Characteristics of the halo stars in our sample

	<i>LRa01</i> & <i>LRc01</i>
N_{\star}	34
$\langle U \rangle$	23.9
$\langle V \rangle$	-76.1
$\langle W \rangle$	-105.7
σ_U	170
σ_V	170
σ_W	272
$\langle [M/H] \rangle$	-0.43
$\sigma_{[M/H]}$	0.44
$\langle [\alpha/Fe] \rangle$	0.16
$\sigma_{[\alpha/Fe]}$	0.12

Notes. Because of little statistics, we simply calculated the mean and standard deviation.

7. Stars with unusually high $[\alpha/Fe]$

Among our sample of 914 stars, we found 132 stars with $[\alpha/Fe]$ values substantially higher, *i.e.* beyond the error bars ($\sigma_{[\alpha/Fe]} \simeq 0.1$ dex), than the standard description, assumed for the *MATISSE* synthetic spectra grid definition (see [Paper I](#), and solid line in Fig. 11-f). One can easily identify these stars above the dashed line in Fig. 11-f). The majority of these stars are main sequence stars with Solar metallicity (in the range -0.5 to 0.5 dex). There is however a greater proportion of giant stars among this group than in the entire sample. It is also instructive that $\sim 70\%$ of these stars are located in the *LRc01* direction. These stars show no peculiarity in terms of velocity com-

ponents and they are found at any distance towards the *centre* direction, and within the closer kiloparsec towards the *LRa01* direction. They mainly belong to the thin disc (56%) but are also found in the thin disc (18%), and sparsely in the halo (3%). We also checked for these stars the consistency between the T_{eff} derived by *MATISSE* and their observed colours in the infrared (2MASS). To check these results, we selected among these stars those with the best spectra ($\text{SNR} \geq 20$, *i.e.* 28 stars). We performed a visual check for these stars and we also searched for the synthetic spectrum in the grid that is the most similar to the observed one (minimising the χ^2 between observed and synthetic spectra). This allowed us to confirm very robustly *MATISSE* parameters for eleven of these stars. Other ten of these spectra present a slightly better fit with atmospheric parameters corresponding to minimum χ^2 in the grid than with *MATISSE* ones, but the average difference does not exceed a step of the grid. These χ^2 parameters are still α -enhanced. The seven remaining spectra are not adjusted with the parameters of *MATISSE*, nor with those of minimum χ^2 . The examination of the cross-correlation function for these seven spectra revealed that these stars might be spectroscopic binaries not detected by *Loeillet et al.* (2008). Therefore from these 28 good SNR spectra, we can confirm the peculiar $[\alpha/\text{Fe}]$ for 21 stars. Finally, we extended the χ^2 test to all of these α -peculiar stars: we searched for the grid point minimising the χ^2 with the observed spectrum. We found 90% of these spectra have χ^2 parameters α -enhanced.

All these checks confirm the non-standard $[\alpha/\text{Fe}]$ value of this subsample of stars. Hence, we might have detected stars with unexpected peculiar high $[\alpha/\text{Fe}]$ values that contradict the current scenarios of evolution and chemistry of the thin and thick disc. These stars would deserve further studies to estimate in details their chemical abundances to disentangle their origin. For example, bulge stars are known to be α -enhanced because they are supposed to form quickly (*McWilliam & Rich 1994; Matteucci & Brocato 1990*). Our α -peculiar stars might find an origin in the Galactic Bulge and have migrated to the solar neighbourhood *via* radial mixing.

8. Properties of the planet hosting stars in the targeted directions

In *Paper I*, we showed that the de-biased metallicity distributions combined with occurrence probability laws, giant planets period distribution, and, geometric probability of transit, provided a number of detections in agreement with what was detected by *CoRoT* in these fields. *CoRoT* detected seven planetary systems in the Galactic directions targeted in this study. We retrieved the atmospheric parameters from the literature (see *Table 10*) except for *CoRoT-7b* for which we had already derived parameters in *Paper I*. Note that these atmospheric parameters are in agreement, within the error bars, with the values published in *Léger et al.* (2009) and *Bruntt et al.* (2010). From these parameters, we used the same methodology as for our *GIRAFFE/FLAMES* sample to derive the kinematical information. The distance derived here is generally in good agreement with published values for these planet hosting stars. We represented these planet hosting stars in *Fig. 11-a*). We also applied the same kinematical criteria to identify the stellar population of these stars. We found that the planet hosting stars are mainly belonging to the thin disc except for *CoRoT-3b* and *8b* for which the kinematics render the stars unclassified if we take the same strict criterion as for our *GIRAFFE/FLAMES* sample. Indeed, the probability of belonging to the thin disc is only 2.5 times greater than the probability of belonging to the thick disc for *CoRoT-3b* and only 0.5 times

greater for *CoRoT-8b*. It is particularly interesting to note that these two stars are located in the *LRc01* field, which is the field the most mixed up in terms of populations and ages according to BGM. However, the Z_{GC} for these stars is compatible with thin disc stars, as shown in *Fig. 11-a*). We also found a clear and strong correlation ($R = -0.71$) between the V velocity component and the metallicity for these planet hosting stars. Although the statistics is low, this goes in favour to a radial mixing origin of planet metallicity correlation as proposed by *Haywood (2009)*.

9. Conclusion

We computed stellar distances for the 1227 *CoRoT* stars with atmospheric parameters derived using the *MATISSE* algorithm (*Gazzano et al. 2010*). This allowed us to map the Galactic kinematics in three Galactic directions observed by *CoRoT*. The entire results are available electronically through the *Exo-Dat* database (*Deleuil et al. 2009*).

Our kinematical observations are in general good agreement with predictions of the Besançon Galactic model, which is however very sensitive to the stellar extinction law assumed. Using the kinematical criteria described by *Bensby et al. (2005)*, we identified thin disc, thick disc and halo stars for our observations and the BGM simulations. We found that our sample contains less thin disc stars and more thick disc stars than predicted by BGM simulations in the *LRa01* and *LRc01* directions. This could explain the small differences observed between space velocity components distributions. Using the BGM simulations, we also showed that, in the targeted directions, the thick disc and halo identified populations are likely to be contaminated by thin disc stars.

The adopted selection criteria also allowed us to build a clean sample of thin disc stars to study the properties of this stellar population. Combining the velocity dispersions and the chemistry, we showed that our thin disc sample in the *LRc01* direction contains a different mixing of populations and ages than the two other directions. We found a correlation between the V component velocity and $[\text{M}/\text{H}]$, which is a clue of radial mixing (*Navarro et al. 2011; Schönrich & Binney 2009; Haywood 2008*) and measured with giant stars a thin disc radial metallicity gradient of -0.076 ± 0.027 dex kpc^{-1} , which is consistent with the most recent published values (*Maciel & Costa 2010*).

We also characterised in terms of kinematics and chemistry the thick disc and halo components in the directions observed by *CoRoT*. We showed that, regarding the chemistry, the thin and thick disc stars are not as different as in the very close Solar neighbourhood. We found in the studied directions, stars with thick disc kinematics and thin disc metallicity as already found by *Bensby et al. (2003)*, *Mishenina et al. (2004)*, and *Reddy et al. (2006)*. However, these results might be polluted by contamination of the thick disc and halo population by thin disc stars. Besides, we might also have detected stars, both in the thin and thick disc, with unexpected high $[\alpha/\text{Fe}]$ values that contradict the current scenarios of evolution and chemistry of these stellar populations, or might have been formed in the Galactic bulge and migrated up to solar neighbourhood (*McWilliam & Rich 1994; Matteucci & Brocato 1990*).

In addition, we applied the same methodology to the planet hosting stars discovered by *CoRoT* in the targeted directions. We showed that they mainly belong to the thin disc stellar population. This probably means that, at least in these three fields, *CoRoT* has detected planets only around thin disc stars. We also found a correlation ($R = -0.71$) between the V velocity compo-

J.-C. Gazzano et al.: Characterisation of the Galactic populations with *CoRoT* targets

ment and the metallicity for these planet hosting stars, suggesting a radial mixing history for these stars.

This work is one of the first studies of the stellar populations in the Galactic plane not limited to the strict Solar neighbourhood, and based on good statistics. This demonstrated the potential for Galactic physics with multi-fibre instrument like *FLAMES/GIRAFFE*, combined with automatic analysis tools like *MATISSE*. It would be interesting to complete this study with other Galactic directions, observed or not by *CoRoT*, and to combine these results with the richness of the *CoRoT* light-curves. For instance, [Aigrain & McQuillan \(2010\)](#) began to combine the atmospheric parameters with the light curve parameters, *i.e.* degree and scale of variability, to search for links between the stellar parameters and the photometric variations of the star.

Acknowledgements. Computations have been done on the “Mesocentre SIGAMM” machine, hosted by Observatoire de la Côte d’Azur. We thank C. Gry, L. Deharveng, S. Boissier, and C. Schind for fruitful discussions.

References

- Aigrain, S. & McQuillan, A. 2010
 Allende Prieto, C. 2010, in IAU Symposium, Vol. 265, IAU Symposium, ed. K. Cunha, M. Spite, & B. Barbuy, 304–312
 Allende Prieto, C., Barklem, P. S., Lambert, D. L., & Cunha, K. 2004, *A&A*, 420, 183
 Allende Prieto, C., Majewski, S. R., Schiavon, R., et al. 2008, *Astronomische Nachrichten*, 329, 1018
 Alonso, R., Auvergne, M., Baglin, A., et al. 2008, *A&A*, 482, L21
 Andreuzzi, G., Bragaglia, A., Tosi, M., & Marconi, G. 2011, *MNRAS*, 412, 1265
 Bensby, T., Alves-Brito, A., Oey, M. S., Yong, D., & Meléndez, J. 2011, *ApJ*, 735, L46+
 Bensby, T. & Feltzing, S. 2010, in IAU Symposium, Vol. 265, IAU Symposium, ed. K. Cunha, M. Spite, & B. Barbuy, 300–303
 Bensby, T., Feltzing, S., & Lundström, I. 2003, *A&A*, 410, 527
 Bensby, T., Feltzing, S., Lundström, I., & Ilyin, I. 2005, *A&A*, 433, 185
 Bensby, T., Zenn, A. R., Oey, M. S., & Feltzing, S. 2007, *ApJ*, 663, L13
 Bonomo, A. S., Santerne, A., Alonso, R., et al. 2010, *A&A*, 520, A65+
 Bordé, P., Bouchy, F., Deleuil, M., et al. 2010, *A&A*, 520, A66+
 Bouchy, F., Queloz, D., Deleuil, M., et al. 2008, *A&A*, 482, L25
 Bruntt, H., Deleuil, M., Fridlund, M., et al. 2010, *A&A*, 519, A51+
 Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, *ApJ*, 345, 245
 Carraro, G., Geisler, D., Villanova, S., Frinchaboy, P. M., & Majewski, S. R. 2007, *A&A*, 476, 217
 Cutri, R. M., Skrutskie, M. F., van Dyk, S., et al. 2003, 2MASS All Sky Catalog of point sources., ed. Cutri, R. M., Skrutskie, M. F., van Dyk, S., Beichman, C. A., Carpenter, J. M., Chester, T., Cambresy, L., Evans, T., Fowler, J., Gizis, J., Howard, E., Huchra, J., Jarrett, T., Kopan, E. L., Kirkpatrick, J. D., Light, R. M., Marsh, K. A., McCallon, H., Schneider, S., Stiening, R., Sykes, M., Weinberg, M., Wheaton, W. A., Wheelock, S., & Zacarias, N.
 Deleuil, M., Deeg, H. J., Alonso, R., et al. 2008, *A&A*, 491, 889
 Deleuil, M., Meunier, J. C., Moutou, C., et al. 2009, *AJ*, 138, 649
 Demarque, P., Woo, J., Kim, Y., & Yi, S. K. 2004, *ApJS*, 155, 667
 Feltzing, S. & Bensby, T. 2009, in IAU Symposium, Vol. 258, IAU Symposium, ed. E. E. Mamajek, D. R. Soderblom, & R. F. G. Wyse, 23–30
 Friel, E. D., Janes, K. A., Tavarez, M., et al. 2002, *AJ*, 124, 2693
 Fuhrmann, K. 2004, *Astronomische Nachrichten*, 325, 3
 Gazzano, J., de Laverny, P., Deleuil, M., et al. 2010, *A&A*, 523, A91+
 Gillon, M., Hatzes, A., Csizmadia, S., et al. 2010, *A&A*, 520, A97+
 Gilmore, G., Wyse, R. F. G., & Norris, J. E. 2002, *ApJ*, 574, L39
 González Hernández, J. I. & Bonifacio, P. 2009, *A&A*, 497, 497
 Haywood, M. 2008, *MNRAS*, 388, 1175
 Haywood, M. 2009, *ApJ*, 698, L1
 Holmberg, J., Nordström, B., & Andersen, J. 2007, *A&A*, 475, 519
 Holmberg, J., Nordström, B., & Andersen, J. 2009, *A&A*, 501, 941
 Kordopatis, G., Recio-Blanco, A., de Laverny, P., et al. 2011, submitted
 Léger, A., Rouan, D., Schneider, J., et al. 2009, *A&A*, 506, 287
 Loeillet, B., Bouchy, F., Deleuil, M., et al. 2008, *A&A*, 479, 865
 Maciel, W. J. & Costa, R. D. D. 2010, in IAU Symposium, Vol. 265, IAU Symposium, ed. K. Cunha, M. Spite, & B. Barbuy, 317–324
 Magrini, L., Randich, S., Zoccali, M., et al. 2010, *A&A*, 523, A11+
 Matteucci, F. & Brocato, E. 1990, *ApJ*, 365, 539
 McWilliam, A. & Rich, R. M. 1994, *ApJS*, 91, 749
 Mignard, F. 2005, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 338, *Astrometry in the Age of the Next Generation of Large Telescopes*, ed. P. K. Seidelmann & A. K. B. Monet, 15–+
 Mishenina, T. V., Soubiran, C., Kovtyukh, V. V., & Korotin, S. A. 2004, *A&A*, 418, 551
 Moutou, C., Bruntt, H., Guillot, T., et al. 2008, *A&A*, 488, L47
 Navarro, J. F., Abadi, M. G., Venn, K. A., Freeman, K. C., & Anguiano, B. 2011, *MNRAS*, 412, 1203
 Nordström, B., Mayor, M., Andersen, J., et al. 2004, *A&A*, 418, 989
 Pedicelli, S., Bono, G., Lemasle, B., et al. 2009, *A&A*, 504, 81
 Perryman, M. A. C. & ESA, eds. 1997, *ESA Special Publication*, Vol. 1200, *The HIPPARCOS and TYCHO catalogues. Astrometric and photometric star catalogues derived from the ESA HIPPARCOS Space Astrometry Mission*
 Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. P. 1992, *Numerical recipes in C. The art of scientific computing*, ed. Press, W. H., Teukolsky, S. A., Vetterling, W. T., & Flannery, B. P.
 Prugniel, P., Soubiran, C., Koleva, M., & Le Borgne, D. 2007, *ArXiv Astrophysics e-prints*
 Recio-Blanco, A., Bijaoui, A., & de Laverny, P. 2006, *MNRAS*, 370, 141
 Reddy, B. E., Lambert, D. L., & Allende Prieto, C. 2006, *MNRAS*, 367, 1329
 Reid, I. N., Turner, E. L., Turnbull, M. C., Mountain, M., & Valenti, J. A. 2007, *ApJ*, 665, 767
 Robin, A. C., Reylé, C., Derrière, S., & Picaud, S. 2003, *A&A*, 409, 523
 Roeser, S., Demleitner, M., & Schilbach, E. 2010, *AJ*, 139, 2440
 Rudolph, A. L., Fich, M., Bell, G. R., et al. 2006, *ApJS*, 162, 346
 Santos, N. C., Lovis, C., Pace, G., Melendez, J., & Naef, D. 2009, *A&A*, 493, 309
 Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., & Davis, M. 1998, *ApJ*, 500, 525
 Schönrich, R. & Binney, J. 2009, *MNRAS*, 396, 203
 Siebert, A., Bienaymé, O., & Soubiran, C. 2003, *A&A*, 399, 531
 Soubiran, C., Bienaymé, O., Mishenina, T. V., & Kovtyukh, V. V. 2008, *A&A*, 480, 91
 Soubiran, C., Bienaymé, O., & Siebert, A. 2003, *A&A*, 398, 141
 Stanghellini, L., Magrini, L., Villaver, E., & Galli, D. 2010, *A&A*, 521, A3+
 Veltz, L., Bienaymé, O., Freeman, K. C., et al. 2008, *A&A*, 480, 753
 Zacharias, N., Finch, C., Girard, T., et al. 2010, *AJ*, 139, 2184
 Zwitter, T., Matijević, G., Breddels, M. A., et al. 2010, *A&A*, 522, A54+
 Zwitter, T., Siebert, A., Munari, U., et al. 2008, *AJ*, 136, 421

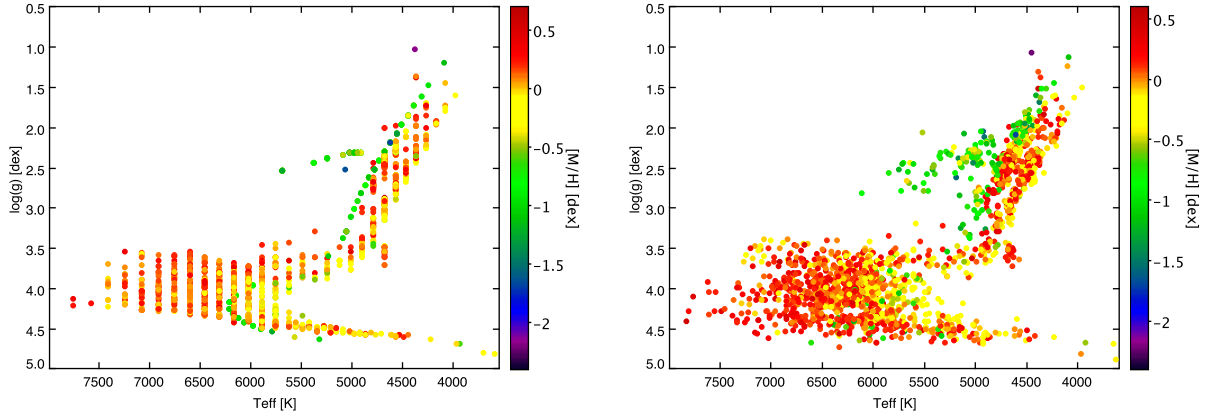
Table 2. Un-reddened colours, absorption, absolute magnitudes and stellar distance of the 1113 *CoRoT* stars of the present study.

<i>CoRoT</i> _ID	$(J - K_s)_0$	$\sigma_{(J-K_s)_0}$	$(V - J)_0$	$\sigma_{(V-J)_0}$	A_J	σ_{A_J}	M_V	σ_{M_V}	D (pc)	σ_D (pc)
211652185	0.6243	0.2331	1.7376	0.2309	0.8119	0.4122	1.55	0.61	905.617	321.89
211653840	0.5698	0.1315	1.6831	0.2699	1.1351	N/A	3.75	0.49	483.514	N/A
211645979	0.5412	0.1647	1.6013	0.524	0.384	0.2915	2.57	1.42	1662.833	1180.547
...

Notes. The error estimation of the absorption and distance was not possible when no error was available for either J or K magnitude. This is the case for the second line of this table. We did not include such stars in our further studies that finally contain 981 stars.

Table 3. Kinematics results for the 1074 stars matching the PPXML catalogue.

CoRoT_ID	μ_l (mas cent ⁻¹)	μ_b (mas cent ⁻¹)	X	σ_X	Y	σ_Y	Z	σ_Z	U	σ_U	V (km s ⁻¹)	σ_V	W	σ_W
2116521	-0.27413	-1.24966	0.719	0.255	0.551	0.196	-0.017	0.0060	-3.293	12.278	-4.007	16.013	-5.269	20.264
2116538	0.92813	-0.91664	0.384	N/A	0.294	N/A	-0.0090	N/A	24.998	N/A	21.865	N/A	-2.74	N/A
2116459	-6.43182	8.80502	1.332	0.945	0.995	0.707	-0.039	0.028	26.751	28.465	-43.284	36.561	69.532	57.244
...

**Fig. 5.** Hertzsprung Russel diagram in the $T_{\text{eff}}\text{-log } g$ plane for 2000 random entries of the BGM request in the *LRaO1* direction (left) and the resulting *MATISSE* atmospheric parameters derived from the corresponding synthetic spectra at SNR=10.**Table 5.** Kinematical results for the observations and the BGM biased simulations. The unit is km s⁻¹.

	$\langle U \rangle$	σ_U	$\langle V \rangle$	σ_V	$\langle W \rangle$	σ_W
<i>LRaO1</i>	-33.6 ± 1.5	40.3 ± 1.2	-20.0 ± 1.5	34.7 ± 1.3	1.3 ± 1.6	35.1 ± 1.4
<i>LRaO1</i> _{BGM}	-27.8 ± 0.2	35.0 ± 0.1	-16.6 ± 0.2	33.8 ± 0.2	-5.5 ± 0.2	31.4 ± 0.2
<i>LRcO1</i>	16.7 ± 2.1	50.9 ± 1.7	-17.5 ± 2.0	45.2 ± 1.6	-13.5 ± 2.1	45.8 ± 1.8
<i>LRcO1</i> _{BGM}	21.1 ± 0.1	48.4 ± 0.1	-17.3 ± 0.1	38.8 ± 0.1	-5.3 ± 0.1	36.9 ± 0.1
<i>SRcO1</i>	11.9 ± 2.6	42.2 ± 1.6	-6.8 ± 1.9	25.6 ± 1.5	-7.8 ± 1.9	22.4 ± 1.5
<i>SRcO1</i> _{BGM}	10.1 ± 0.1	40.1 ± 0.0	-12.9 ± 0.0	27.5 ± 0.0	-7.0 ± 0.0	24.5 ± 0.0

J.-C. Gazzano et al.: Characterisation of the Galactic populations with *CoRoT* targets

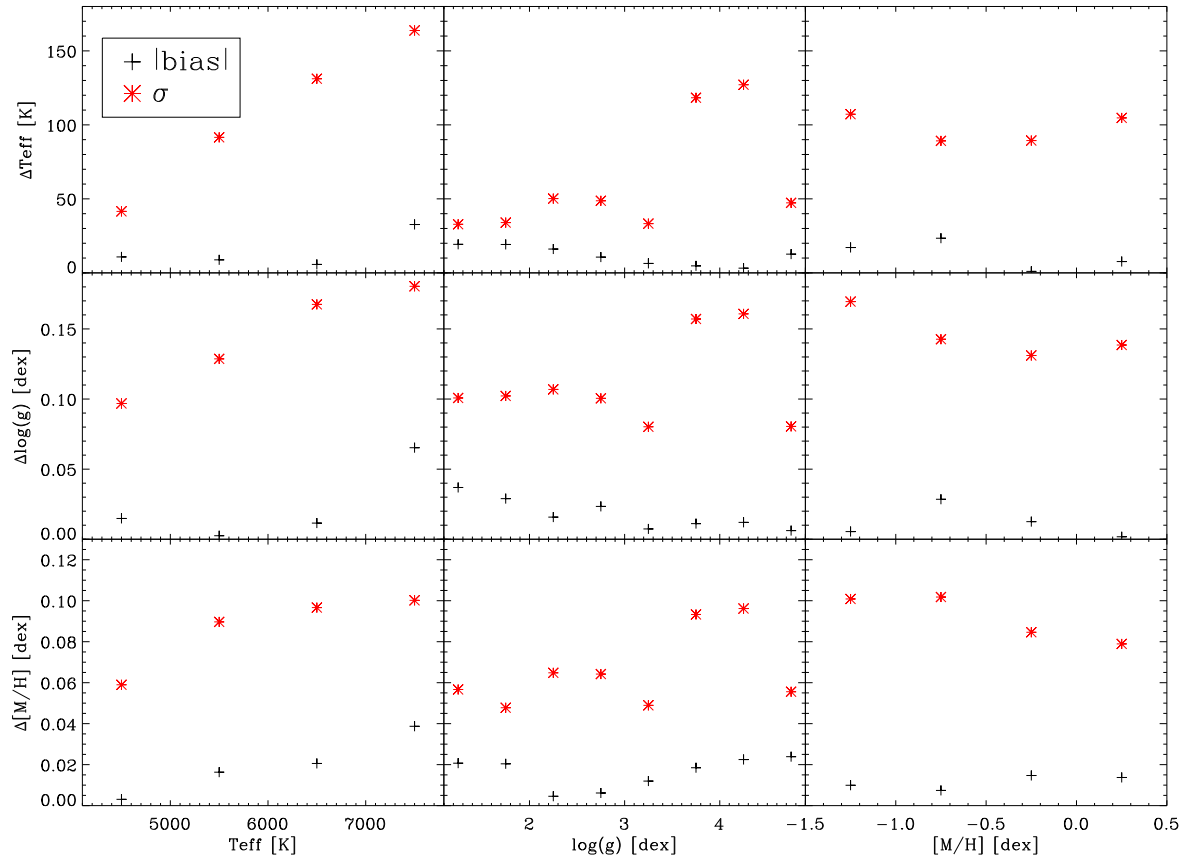


Fig. 6. Evolution of the bias (black crosses) and dispersion (red asterisks) of the *MATISSE* atmospheric parameters for synthetic spectra (at SNR=10) of 2 000 stars randomly chosen in the *LRc01* BGM request.

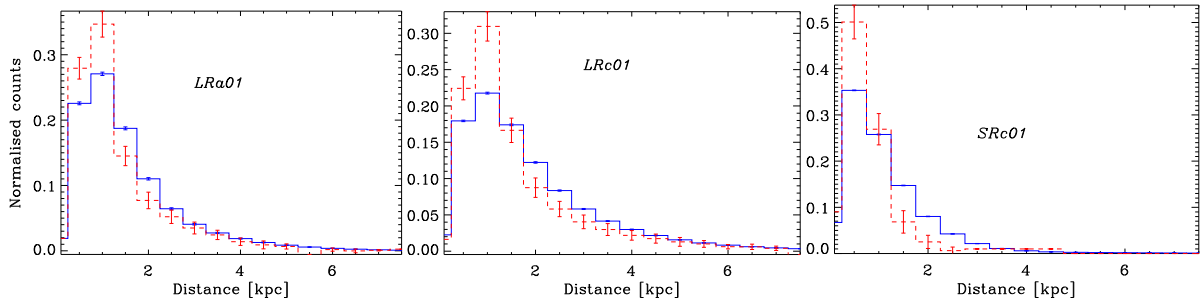


Fig. 8. Distribution of the stellar distances for our observed sample (red dashed line) and the BGM simulation (blue). The error bars correspond to 1σ of the Gaussian function fitting the distribution of the corresponding bin.

J.-C. Gazzano et al.: Characterisation of the Galactic populations with *CoRoT* targets

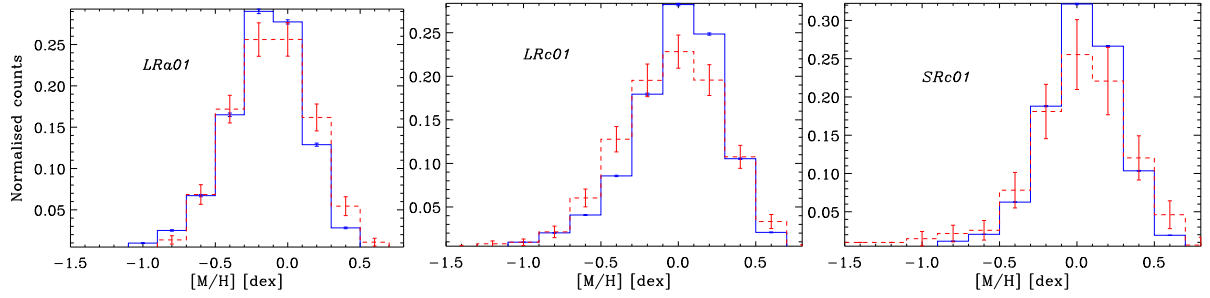


Fig. 9. Distribution of the metallicity for our observed sample (red dashed line) and the BGM simulation (blue). The error bars correspond to 1σ of the Gaussian function fitting the distribution of the corresponding bin.

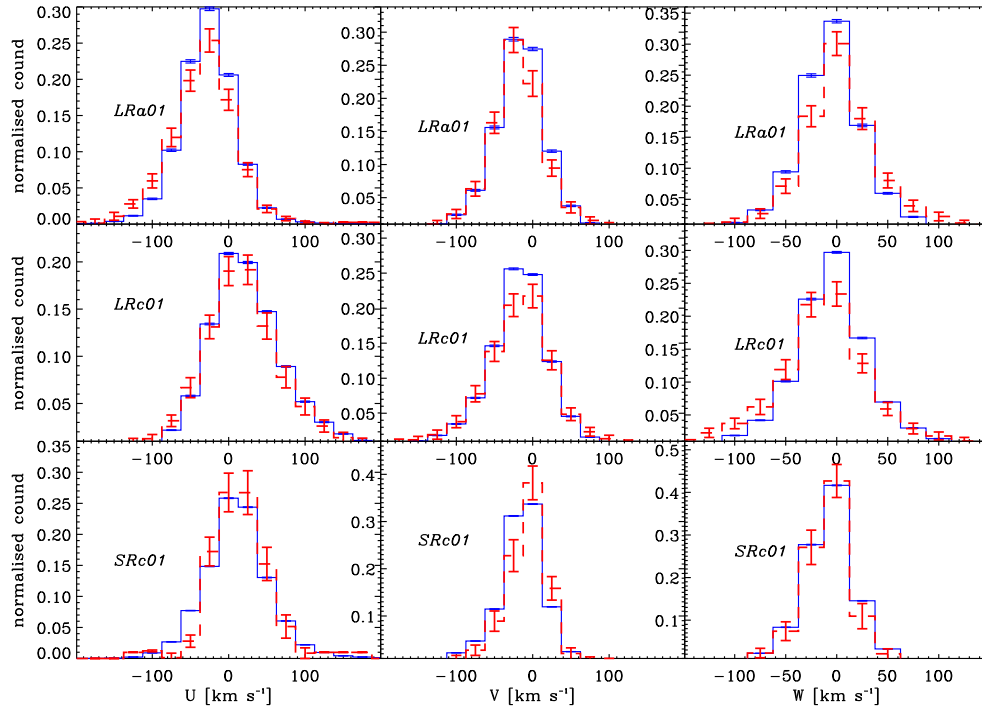


Fig. 10. Kinematic comparison (three velocity components) of our observed sample with the BGM simulations for the three *CoRoT* fields. The observations are represented in red dashed line and the BGM data in solid blue line.

Table 10. Atmospheric parameters for the planet hosting stars detected by *CoRoT* in our targeted directions

<i>CoRoT</i> field	<i>CoRoT</i> ID	Planet Name	T_{eff} (K)	$\sigma_{T_{\text{eff}}}$	$\log g$	$\sigma_{\log g}$	[M/H]	$\sigma_{[M/H]}$	[α /Fe]	$\sigma_{[\alpha/\text{Fe}]}$	Reference
<i>LRc01</i>	101206560	CoRoT-2b	5625.0	163.5	4.3	0.335	0.0	0.182	0.0	0.217	(1)
<i>LRc01</i>	101368192	CoRoT-3b	6740.0	178.7	4.22	0.278	-0.02	0.163	-0.05	0.115	(2)
<i>IRa01</i>	102912369	CoRoT-4b	6190.0	126.2	4.41	0.274	0.05	0.167	0.0	0.217	(3)
<i>LRa01</i>	102708694	CoRoT-7b	5319.0	120.4	4.76	0.186	0.21	0.17	0.05	0.071	(4)
<i>LRc01</i>	101086161	CoRoT-8b	5080.0	143.4	4.58	0.201	0.3	0.196	-0.04	0.099	(5)
<i>LRc01</i>	100725706	CoRoT-10b	5075.0	140.7	4.65	0.209	0.26	0.196	0.06	0.139	(6)
<i>LRa01</i>	102671819	CoRoT-12b	5675.0	136.8	4.52	0.281	0.16	0.182	-0.06	0.138	(7)

References. (1) Alonso et al. (2008); Bouchy et al. (2008); (2) Deleuil et al. (2008); (3) Moutou et al. (2008); (4) Gazzano et al. (2010); (5) Bordé et al. (2010); (6) Bonomo et al. (2010); (7) Gillon et al. (2010)

J.-C. Gazzano et al.: Characterisation of the Galactic populations with *CoRoT* targets

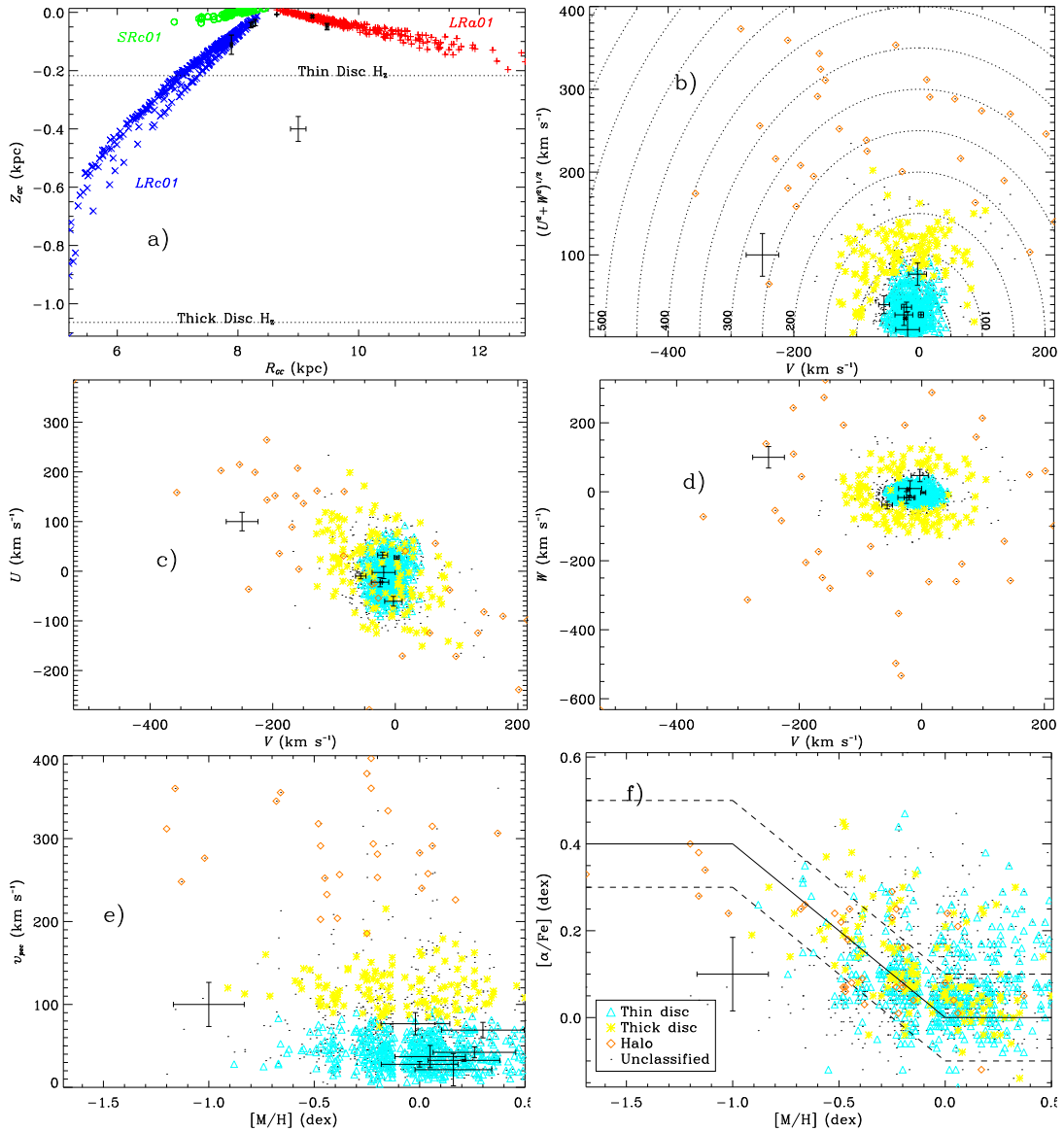


Fig. 11. a) Height to the Galactic plane of symmetry (Z_{GC}) as a function of the Galactic radius (R_{GC}) for the whole sample. Blue crosses represents stars from the *LRc01* direction, green circles stars from the *SRc01* direction, and red pluses stars from the *LRa01* direction. Planet hosting stars are represented with black thick error bars. The dotted lines correspond to the typical scale height of the thin and thick discs reported by Veltz et al. (2008). b) Toomre diagram representing the different Galactic populations in our sample: thin disc (cyan Δ), thick disc (yellow $*$) and halo stars, (orange \diamond). Dotted lines represent circles with radius every 50 km s⁻¹. c) Bottlinger diagram: U versus V velocities. The symbols are the same as in the Toomre diagram. The thin disc stars are focused at $U = 0$ km s⁻¹ and $V = 0$ km s⁻¹. d) Kinematical heat diagram of W velocities. The symbols are the same as in the Toomre diagram. The separation between the stellar populations is clear with the kinematically hottest stars being the halo stars and the coolest ones corresponding to the thin disc. e) Peculiar velocity ($v_{pec} = \sqrt{U^2 + V^2 + W^2}$) as a function of the overall metallicity. The symbols are the same as in (f). We represented in thick black planet hosting stars for (a) to (e). f) α -enhancement as a function of the metallicity. The solid line corresponds to the standard law we used in our grid, the dashed line correspond to 1σ deviation from this law.

Table 11. Absorption, distance and geocentric coordinates for the *CoRoT* planet hosting stars in our fields

<i>CoRoT</i> ID	A_J	σ_{A_J}	D	σ_D	X	σ_X	Y	σ_Y	Z	σ_Z
			(pc)				(kpc)			
CoRoT-2b	0.1436	0.2047	275.387	84.718	0.214	0.066	0.169	0.052	-0.035	0.011
CoRoT-3b	0.2659	0.1855	789.243	231.549	0.622	0.182	0.473	0.139	-0.111	0.033
CoRoT-4b	0.1156	0.1709	862.254	224.761	-0.721	0.188	-0.472	0.123	-0.014	0.0040
CoRoT-7b	0.0582	0.1875	171.124	28.299	-0.143	0.024	-0.093	0.015	-0.0070	0.0010
CoRoT-8b	0.2793	0.2193	324.957	70.942	0.253	0.055	0.199	0.044	-0.04	0.0090
CoRoT-10b	0.3672	0.2204	366.143	77.352	0.289	0.061	0.221	0.047	-0.044	0.0090
CoRoT-12b	0.1585	0.2006	1144.211	250.813	-0.957	0.21	-0.625	0.137	-0.049	0.011

Table 12. Velocity components for the *CoRoT* planet hosting stars in our directions.

<i>CoRoT</i> ID	U	σ_U	V	σ_V	W	σ_W
	(km s ⁻¹)					
CoRoT-2b	27.6	3.31	2.356	4.158	-2.38	2.467
CoRoT-3b	-60.514	9.77	-3.056	14.263	47.093	17.883
CoRoT-4b	-22.014	9.278	-24.873	14.143	-16.592	17.273
CoRoT-7b	-22.246	0.845	-22.628	1.366	7.109	1.778
CoRoT-8b	-9.805	5.54	-56.366	8.562	-38.62	11.007
CoRoT-10b	32.593	5.787	-20.686	8.052	-17.141	6.993
CoRoT-12b	-2.56	12.293	-18.959	18.825	9.388	22.324

Un Arbre de Décision Oblique pour l'Estimation des Paramètres sur une Grille de Modèles

Albert BIAOUI, Georges KORDOPATIS, Alejandra RECIO-BLANCO, Patrick DE LAVERNY, Christophe ORDENOVIC

Laboratoire Cassiopée UMR CNRS 6202
Observatoire de la Côte d'Azur, BP 4229, 06304 Nice Cedex 04, France
Albert.Bijaoui@oca.eu, gkordo@oca.eu, arecio@oca.eu
laverny@oca.eu, Christophe.Ordernovic@oca.eu

Résumé – L'analyse de spectres stellaires obtenus dans le cadre de grands relevés nécessite de déterminer rapidement et avec la meilleure précision possible les paramètres physiques associés à un ensemble très vaste d'observations bruitées à partir d'une grille de modèles. Pour résoudre ce problème, nous proposons une méthode basée sur la construction d'un arbre de décision oblique. Le sous-ensemble de modèles associés à chaque noeud est partitionné en deux en comparant le coefficient de projection de chaque modèle sur un vecteur à la médiane des coefficients de projection pour l'ensemble des modèles. Nous proposons une construction particulière du vecteur de projection permettant une meilleure exploration de l'espace des paramètres. L'expérimentation présentée sur notre grille de modèles montre la très grande efficacité de la méthode pour identifier rapidement le meilleur modèle, même pour de faibles rapports signal à bruit.

Abstract – The analysis of stellar spectra obtained in the context of large surveys requires to quickly determine with the best possible accuracy their physical parameters. These parameters are associated to a wide set of noisy observations from a grid of models. For that purpose, we propose a method based on the construction of an oblique decision tree. Each model of the subset attached to a given node is projected on a specific vector. The subset is then partitioned in two parts by comparing the projection coefficient of each model to the coefficient median of the subset. We also introduce a particular construction of the projection vector for a better exploration of the parameter space. The experiments performed for our grid of models show a great efficiency of the method to quickly identify the best model, even at low signal to noise ratios.

1 Estimation des paramètres de spectres stellaires.

Le spectrographe RVS de la mission spatiale Gaia de l'ESA permettra l'acquisition de quelques dizaines de millions de spectres d'étoiles sur 971 éléments spectraux [1]. Une partie de l'analyse de ces données consistera à déterminer des paramètres physiques (au moins la température effective, la gravité de surface et la métallicité moyenne) liés aux atmosphères de ces étoiles. Les modèles d'atmosphère évoluent au fur et à mesure des progrès de l'astrophysique stellaire et de l'amélioration de la précision des nombreuses constantes associées. Comme leur calcul est très consommateur en temps machine, l'analyse des spectres ne peut se faire que par une comparaison rapide à des modèles pré-calculés sur une grille associée à un échantillon de paramètres. Sur la figure 1 nous avons représenté les spectres simulés aux caractéristiques de l'instrument RVS pour 4 jeux de paramètres atmosphériques. Le premier correspondrait au spectre d'une étoile de type solaire, les trois autres à des spectres d'étoiles ayant l'un des paramètres atmosphériques légèrement différent, la variation correspondant au pas d'échantillonnage de la grille de modèles.

Sous l'hypothèse d'un bruit gaussien, l'estimation s'effectue

dans le cadre de la méthode des moindres carrés. Le problème posé a les spécificités suivantes :

- Les modèles ne sont pas définis sous forme d'une relation analytique. Pour obtenir une approximation pour un jeu de paramètres quelconques une interpolation multi dimensionnelle est nécessaire.
 - Le calcul d'un modèle est élevé en temps de calcul. Les pas d'échantillonnage ont été choisis dans le cadre d'un compromis entre le coût global du calcul de ces modèles et la précision qu'on peut atteindre avec les estimateurs choisis.
 - En raison des non-linéarités, la fonction distance d'un spectre simulé par rapport aux autres spectres n'est pas toujours convexe. Dans certains cas de dégénérescence, des jeux de paramètres très différents peuvent conduire à des spectres simulés très semblables. Il est donc essentiel que l'algorithme choisi conduise à éviter de tomber dans un minimum secondaire.
 - L'instrument fournira des dizaines de millions de spectres. L'algorithme choisi devra être efficace, robuste et rapide.
- La recherche directe du minimum de distance entre le spectre observé et les spectres de la grille de modèles peut s'effectuer par balayage complet de la grille. Cette opération permet d'être

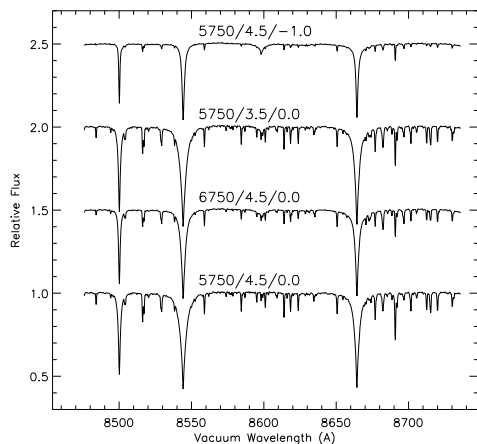


FIG. 1 – Spectres synthétiques correspondant aux paramètres solaires ($T = 5750$, $g = 4, 5$, $[M/H] = 0$) et à de petites variations.

sûr de déterminer le minimum global, mais cela conduit à des calculs très fastidieux. En outre, la précision est limitée par le pas de la grille. Nous avons examiné plusieurs méthodes de détermination moins gourmandes comme les algorithmes de Nelder-Mead par déformation d'un simplex [2] [3], de Gauss-Newton lié à une linéarisation itérative [4] [5], MATISSE basée une une regression linéaire locale [6] ou PEOPLE utilisant l'interpolation à noyau de Nadaraya-Watson [7] [8]. Toutes ces méthodes ne garantissent pas la convergence vers le minimum absolu. L'introduction de variantes stochastiques a permis d'améliorer la convergence au prix d'un coût de calcul supérieur à celui du balayage systématique de la grille.

Dans un espace à faible dimension, la recherche du minimum de distance s'effectue rapidement grâce à une décomposition de type arbre kd [9]. Dans un espace de grande dimension, la recherche devient moins efficace que le balayage systématique de la grille [10]. Nous présentons une méthode de reconnaissance basée sur un arbre de décision de type oblique [11], mais qui, comme un arbre kd, est lié à une décomposition dyadique de l'espace.

2 Arbre de décision oblique de type kd.

Structure de l'arbre. Soit $\{S\}$ l'ensemble des spectres de la grille. L'apprentissage conduit à introduire un arbre de décision binaire formé de nœuds n à chacun desquels est associé un sous-ensemble de spectres $\{S_n\}$. Nous cherchons à séparer en deux de manière aussi égale que possible $\{S_n\}$ afin que les sous-ensembles résultants $\{S_n^{(1)}\}$ et $\{S_n^{(2)}\}$ soient aussi distants que possible.

Pour effectuer la séparation, nous projetons les spectres de $\{S_n\}$ sur un vecteur V_n , obtenant ainsi n coefficients $\{c_n\}$. Comme pour l'arbre kd, nous considérons ensuite la médiane

γ_n de ces coefficients. On partitionne $\{S_n\}$ en deux sous-ensembles $\{S_n^{(1)}\}$, de N_1 spectres et $\{S_n^{(2)}\}$ de N_2 spectres en comparant chaque coefficient de projection à la médiane. N_1 et N_2 sont alors identiques, à une unité près. En itérant, on obtient, en $N \log_2(N)$ opérations, un arbre de décision binaire de $\log_2(N)$ niveaux.

Règle de minimisation de l'énergie par nœud. L'arbre est complètement défini par le choix des vecteurs de projection. Pour l'arbre kd, on choisit l'une des composantes du vecteur, mais avec 971 pixels toute l'information sur les spectres ne peut être exploitée. Il est naturel de choisir la combinaison linéaire conduisant à la plus grande variance du coefficient de projection. Il s'agit alors de la première composante principale de la matrice de covariance des spectres. Cela nécessite $N/2$ diagonalisations de matrice, ce qui devient fastidieux pour une grille de plusieurs milliers de modèles.

Après plusieurs expérimentations, nous avons introduit un critère basé sur la minimisation de la somme de l'énergie associée aux deux nouveaux nœuds. Soit $\bar{S}_n^{(1)}$ le spectre moyen de $\{S_n^{(1)}\}$ et soit $\bar{S}_n^{(2)}$ celui de $\{S_n^{(2)}\}$. L'énergie de chaque ensemble i est :

$$E_i = \sum_n |S_n - \bar{S}_n^{(i)}|^2 \quad (1)$$

avec $S_n \in \{S_n^{(i)}\}$.

Il est aisé de montrer (théorème de Huyghens) que l'énergie associée aux deux nouveaux nœuds est :

$$E = E_0 - \sum_{i=1,2} N_i \sum_n |\bar{S}_n^{(i)}|^2. \quad (2)$$

où E_0 correspond à l'énergie au nœud n . Nous allons chercher à minimiser E , ce qui correspond à maximiser :

$$F = \sum_{i=1,2} N_i \sum_n |\bar{S}_n^{(i)}|^2. \quad (3)$$

Pour calculer F , il faut partir d'un vecteur, effectuer les projections et calculer la médiane des coefficients résultants. On calcule alors le spectre moyen de chaque sous-ensemble, puis le carré de la distance de chaque spectre par rapport à sa moyenne et on somme le tout.

Le vecteur des différences. La détermination du vecteur de projection qui minimise F ne peut donc pas résulter d'une simple dérivation. La procédure que nous proposons est une heuristique qui est basée sur la variation de F associée à la permutation de deux spectres T_1 et T_2 entre les sous-ensembles $\{S_n^{(1)}\}$ et $\{S_n^{(2)}\}$. On montre que la variation d'énergie est :

$$\begin{aligned} \Delta F = & \left(-2 + \frac{1}{N_1}\right)E_1 + \left(-2 + \frac{1}{N_2}\right)E_2 + \\ & 2(T_2 - T_1) \cdot \left(\frac{N_2 - 1}{N_2} \bar{S}_n^{(2)} - \frac{N_1 - 1}{N_1} \bar{S}_n^{(1)}\right) + \\ & \left(\frac{1}{N_1} + \frac{1}{N_2}\right)|T_2 - T_1|^2 \end{aligned} \quad (4)$$

Les deux premières quantités sont indépendantes des points échangés. Quant à la dernière, elle ne dépend pas des centres.

La variation est donc liée au produit scalaire :

$$G = (T_2 - T_1) \cdot \left(\frac{N_2 - 1}{N_2} \overline{S_n^{(2)}} - \frac{N_1 - 1}{N_1} \overline{S_n^{(1)}} \right). \quad (5)$$

Comme N_1 et N_2 diffèrent très peu, on peut voir que G fait apparaître le vecteur des différences. Ceci nous a amené à tester l'utilisation de ce vecteur pour partitionner le sous-ensemble associé à un nœud. Comme ce vecteur dépend de la partition effectuée, une méthode itérative de construction est nécessaire. La construction de l'arbre de décision ainsi défini, est très rapide.

L'identification d'un spectre de la grille s'effectue en descendant l'arbre en $\log_2(N)$ projections. À chaque nœud, on choisit le bon embranchement en déterminant le coefficient de projection sur le vecteur V_n qui lui est associé.

3 Reconnaissance en présence de bruit.

La reconnaissance des spectres de la grille est très rapide et parfaite en l'absence de bruit. Par contre, l'algorithme brut s'est révélé très sensible au bruit. Si le bon parcours n'est pas choisi dans les premiers niveaux, l'algorithme peut fournir un spectre très différent du spectre réel.

Pour être assuré de choisir à la fin le meilleur modèle, nous procédons de manière probabiliste. Le choix de la branche à chaque nœud est effectué en affectant un poids w_n à la la branche choisie. w_n est calculé avec une fonction d'activation basée sur le noyau d'Epanechnikov [12], correspondant à une parabole tronquée. c_n désigne le coefficient de projection du spectre observé sur le vecteur associé au nœud. γ_n est la médiane des coefficients de projection du sous-ensemble des modèles de ce nœud. Une seule branche est choisie si l'écart entre c_n et γ_n est statistiquement trop élevé. Dans le cas contraire, les deux branches sont choisies avec des poids complémentaires w_n et $1 - w_n$.

À chaque nœud de l'arbre, on attribue un poids global p_n nul, sauf pour la racine. À chaque niveau de l'arbre, on examine les nœuds associés à un poids non nul. On calcule les poids associés aux deux branches correspondantes (w_n et $1 - w_n$) et on les multiplie par p_n pour obtenir les poids globaux associés aux deux nouveaux nœuds. Si w_n n'est pas nul, on augmente d'une unité le nombre de nœuds à examiner au niveau suivant. Ce nombre est un peu réduit en éliminant les modèles ayant un poids devenu négligeable.

En fin d'exploration de l'arbre, plusieurs feuilles peuvent ainsi être identifiées comme candidates pour être le plus proche voisin. Cet ensemble dépend d'un paramètre d'échelle de la fonction d'activation. S'il est trop petit, on n'identifie que très peu de candidats. En cas de bruit, il est clair qu'en raison de la dispersion de c_n on peut parfaitement rater le plus proche voisin. Si le paramètre est trop grand, le nombre de nœuds à analyser à chaque niveau augmente exponentiellement, rendant l'algorithme inefficace.

Après exploration de l'arbre, on calcule la distance du spectre observé O aux J modèles retenus S_j , $j \in (1, J)$. Les pa-

ramètres du spectre $\hat{\theta}$ sont déterminés par la relation de Nadaraya-Watson [7] :

$$\hat{\theta} = \frac{\sum_j K\left(\frac{|O-S_j|}{a}\right)\theta_j}{\sum_j K\left(\frac{|O-S_j|}{a}\right)} \quad (6)$$

Nous avons utilisé initialement le noyau d'Epanechnikov :

$$K(x) = \frac{3}{4}(1-x^2) \quad |x| < 1 \quad (7)$$

$K(x)$ est nul à l'extérieur de cet intervalle. a est un paramètre d'échelle déduit de la répartition des distances aux spectres retenus. Un gain en précision a été obtenu avec un noyau de plus fort exposant ($k \approx 32$) :

$$K(x) = \alpha(1-x^2)^k \quad |x| < 1. \quad (8)$$

Des résultats de précision similaire ont été obtenus avec un noyau Gaussien, avec un paramètre d'échelle adapté.

4 Application.

Cet algorithme, baptisé DEGAS (DEcision tree alGORITHM for ASTrophysics), a été appliqué pour la paramétrisation de spectres obtenus avec le spectrographe FLAMES de l'ESO, pour une résolution et pour un domaine de longueurs d'onde proches de ceux du RVS de Gaia [13]. Des tests ont été effectués sur un catalogue de 20000 spectres synthétiques avec quatre niveaux de bruit. L'arbre a été appris avec 2905 spectres échantillonnés régulièrement en température effective (Teff) et en gravité de surface ($\log(g)$) de surface, mais avec un pas variable en métallicité ([M/H]). Les valeurs 100, 50, 20, 10 du rapport signal à bruit (RSB), défini comme le rapport du continu du spectre sur l'écart-type du bruit, ont été considérées pour la reconnaissance. Nous avons comparé les résultats de DEGAS avec ceux obtenus avec l'algorithme MATISSE basé sur une régression linéaire locale.

Ces expériences ont montré que le spectre synthétique le plus ressemblant au spectre bruité était bien retrouvé par MATISSE et DEGAS, tant que le niveau de bruit restait suffisamment faible ($RSB \geq 50$). Dans ce cas, les erreurs finales sur les paramètres atmosphériques stellaires obtenues par les deux méthodes sont très faibles et semblables, de l'ordre de 60K pour Teff et de 0.1dex pour $\log(g)$ et pour [M/H]. Ces valeurs sont inférieures d'un facteur de près de 4 au pas d'échantillonnage des paramètres dans la grille. Elles correspondent à une précision bien supérieure à celle nécessaire pour l'interprétation astrophysique des résultats.

Lorsque le RSB diminue, l'algorithme DEGAS reste plus robuste que MATISSE, conduisant à des erreurs nettement inférieures. Ainsi, à $RSB \approx 10$, les précisions obtenues par MATISSE pour des étoiles typiques du disque mince de notre Galaxie (naines, riches en métaux) sont respectivement de 382K, 0.69dex et 0.34dex pour la Teff, le $\log g$ et [M/H]. Ces erreurs ne sont que de 278K, 0.48dex et 0.21dex dans le cas de DEGAS, soit une amélioration de 30% pour la gravité et la température effective, et de 40% dans le cas de la métallicité globale.

5 Conclusion.

Nous avons présenté un nouvel algorithme de détermination de paramètres de modèle basé sur la classification, comme pour l'algorithme CART de Breiman *et al.* [14], mais adapté à un espace signal de grande dimension. Cet algorithme est basé sur la construction d'un arbre de décision oblique.

Contrairement aux algorithmes d'ajustement basés sur l'optimisation, DEGAS permet d'avoir une exploration complète de l'espace des paramètres échantillonnés. Ainsi, après construction de l'arbre, on détecte facilement les nœuds pour lesquels la variance associée aux paramètres est trop grande. Ceci permet d'identifier les spectres qui se ressemblent beaucoup, alors que les paramètres physiques sont très différents.

DEGAS est avant tout un algorithme de détermination rapide des plus proches voisins dans un espace de grande dimension. L'estimation des paramètres est ensuite effectuée avec la relation d'interpolation de Nadaraya-Watson. Ceci introduit un biais qu'on peut corriger par une méthode inverse [8]. Ceci n'a d'intérêt que pour de hauts RSB. Il suffit alors d'utiliser une méthode locale, comme l'algorithme de Gauss-Newton ou MATISSE, pour raffiner la mesure. DEGAS aura permis alors d'identifier rapidement la région du minimum global, ce qui en soi reste l'un des problèmes les plus délicats de l'ajustement de modèles.

Les codes de MATISSE et de DEGAS ont été développés en F90 et ensuite adaptés en Java. Ils sont maintenant intégrés dans la chaîne de traitement des données Gaia au CNES, constituant le cœur de l'algorithme *Generalized Stellar Parametrizer - spectroscopy* pour être exploités dans le cadre de la mission.

Références

- [1] M.I. Wilkinson and 40 authors, *Spectroscopic survey of the Galaxy with Gaia - II. The expected science yield from the Radial Velocity Spectrometer*, Mon. Not. Royal Astro. Soc. 359, 1306-1335, 2005.
- [2] J. Nelder, R. Mead, *A simplex method for function minimization*, Computer J., 7, 308-313, 1965.
- [3] C. Allende Prieto, *Stellar atmospheric parameters : the four-step program and Gaia's radial velocity spectrometer*, Classification and discovery in large astronomical surveys, ed. C.A.L. Bailer-Jones, 47-53, AIP conf. 1082, 2008.
- [4] A. Björck, *Numerical methods for least squares problems*. SIAM, Philadelphia, 1996, p.260.
- [5] C.A.L. Bailer-Jones, *The ILIUM forward modelling algorithm for multivariate parameter estimation and its application to derive stellar parameters from Gaia spectrophotometry*, Mon. Not. Royal Astro. Soc., 403,(2010), 96-116
- [6] A. Recio-Blanco, A. Bijaoui, P. de Laverny, *Automated derivation of stellar atmospheric parameters and chemical abundances : the MATISSE algorithm*, Mon. Not. Royal Astro. Soc. 370, 141-150, 2006.
- [7] T. Hastie, R. Tibshirani and J. Friedman, *The Elements of Statistical Learning : Data Mining, Inference, and Prediction*, p.35, Springer, 2001.
- [8] A. Bijaoui, A. Recio-Blanco, P.de Laverny, *Parameter Estimation from an Optimal Projection in a Local Environment*, Classification and discovery in large astronomical surveys, ed. C.A.L. Bailer-Jones, 54-60, AIP conf. 1082, 2008.
- [9] H. Samet. *The Design and Analysis of Spatial Data Structures*, pages 66-80, Addison-Wesley, Reading, MA, 1990.
- [10] J. E. Goodman, J. O'Rourke and P. Indyk (Ed.) *Nearest neighbors in high-dimensional spaces*. dans *Handbook of Discrete and Computational Geometry*, chap. 29, 2ième ed., CRC Press, 2004.
- [11] R. White, *Astronomical applications of oblique decision trees*, Classification and parametrization of unresolved galaxies with Gaia, Classification and discovery in large astronomical surveys, AIP Conference Proceedings, 1082, (2008), 37-43.
- [12] V.A. Epanechnikov, *Theory Probab. Appl.*, 14, (1969), 153-158.
- [13] G. Kordopatis, A. Recio-Blanco, P. de Laverny, A. Bijaoui, V. Hill, G. Gilmore, R.F.G. Wyse, and C. Ordenovic. *Automatic stellar spectra parametrisation in the IR Ca II triplet region*. soumis *Astronomy & Astrophysics*, 2011.
- [14] L. Breiman, J.H. Friedman, R. A. Olshen, C. J. Stone, *Classification and regression trees*. Monterey, CA : Wadsworth & Brooks/Cole Advanced Books & Software, 1984.

Comparative Modelling of the Spectra of Cool Giants

T. Lebzelter¹, U. Heiter², C. Abia³, K. Eriksson², M. Ireland⁴, H. Neilson⁵, W. Nowotny¹, J. Maldonado⁶, T. Merle⁷, R. Peterson⁸, B. Plez⁹, I. Short¹⁰, G. Wahlgren¹¹, C. Worley⁷, B. Aringer¹², S. Bladh², P. de Laverny⁷, A. Goswami¹³, A. Mora¹⁴, R. Norris¹⁵, M. Scholz^{4,16}, F. Thévenin⁷, T. Tsuji¹⁷, G. Kordopatis⁹, B. Montesinos¹⁸, and R.F. Wing¹⁹

¹ Department of Astronomy, University of Vienna, Türkenschanzstrasse 17, A-1180 Vienna, Austria

² Department of Physics and Astronomy, Uppsala University, Box 516, SE-75120 Uppsala, Sweden

³ Depto. Física Teórica y del Cosmos, Universidad de Granada, 18071 Granada, Spain

⁴ Sydney Institute for Astronomy, University of Sydney, NSW 2006, Australia

⁵ Argelander Institute for Astronomy, University of Bonn, Auf dem Hugel 71, 53121 Bonn Germany

⁶ Universidad Autónoma de Madrid, Dpto. Física Teórica, Módulo 15, Facultad de Ciencias, Campus de Cantoblanco, E-28049 Madrid, Spain

⁷ Université de Nice Sophia Antipolis, CNRS (UMR 6202), Observatoire de la Côte d'Azur, Cassiopée, B.P.4229, 06304 Nice Cedex 04, France

⁸ Astrophysical Advances / UCOLick, 607 Marion Pl, Palo Alto, CA 94301 USA

⁹ GRAAL, Université Montpellier II, F-34095 Montpellier cedex 5, France

¹⁰ Department of Astronomy & Physics, Saint Mary's University, 923 Robie Street Halifax, Nova Scotia, Canada B3H 3C3

¹¹ Goddard Space Flight Center, NASA, US Greenbelt MD 20771, USA

¹² INAF-OAPD, Vicolo dell'Osservatorio 5, 35122 Padova, Italy

¹³ Indian Institute of Astrophysics, Koramangala, Bengaluru, India

¹⁴ ESA-ESAC Gaia SOC, P.O. Box 78, E-28691 Villanueva de la Cañada, Madrid, Spain

¹⁵ Catholic University of America, Department of Physics, 620 Michigan Ave, NE, Washington, DC 20064, USA

¹⁶ Zentrum für Astronomie der Universität Heidelberg (ZAH), Institut für Theoretische Astrophysik, Albert Ueberle-Str. 2, 69120 Heidelberg, Germany

¹⁷ Institute of Astronomy, The University of Tokyo, 2-21-1 Osawa, Mitaka, Tokyo, 181-0015 Japan

¹⁸ Centro de Astrobiología (INTA-CSIC), LAEFF Campus, European Space Astronomy Center (ESAC), P.O. Box 78, E-28691 Villanueva de la Cañada, Madrid, Spain

¹⁹ Astronomy Department, Ohio State University, Columbus OH, USA

Received / Accepted

ABSTRACT

Context. bla

Aims. bla

Methods. bla

Results. bla

Conclusions. bla

Key words. Stars: atmospheres - Stars: late-type - Methods: analytical - Stars: fundamental parameters

1. Introduction

Spectroscopy is the basic tool of modern astrophysics. It is the key to reveal the elemental composition and the physical conditions in the line forming layers of stars. Interpreting the information contained in the spectra requires knowledge about the physics of the stellar atmosphere, line formation processes, atomic and molecular data. Parameters derived from the analysis of high-resolution spectra via comparison with stellar models have great potential but are suffering from systematic uncertainties due to insufficient input physics of the spectral synthesis and different fitting approaches.

Several codes to calculate atmospheric models exist today and are used by various groups around the world to analyse both spectroscopic and photometric data. However, the implementation of the physics, the atomic and molecular data used, and the details of the method of deriving stellar parameters from the observed data differs among the various research groups.

Therefore, a comparison of the various codes and their output is an important issue to understand uncertainties in the analysis of stellar spectra introduced by these various components involved in the fitting process. These uncertainties have a major impact also on the interpretation of photometric data or the modelling of stellar populations.

In this paper we present a comparison of a variety of model codes attempting to analyse the spectra of cool giants. Red giant stars are quite challenging targets for modelling with their complex atmospheres and the large number of lines, in particular those of molecular origin. Hence, they provide a good testbed for exploring the validity of input physics, line data, and modelling approaches. The aim was to test how comparable or different the results are when applying different methods.

For this comparison, three of us (UH, TL, WN) designed the following experiment: colleagues, who are employing stellar parameter and abundance determinations on a regular basis, received high resolution and high signal-to-noise ratio (S/N)

spectra of four cool stars and were invited to derive basic stellar parameters (T_{eff} , $\log g$, [Fe/H], etc.) for them. In addition, we provided corresponding photometric data in various bands. However, no identifications of the sources were given to avoid that participants compare their findings with literature data. A specific list of atomic data was suggested (Details to be given HERE). The list of authors of this paper illustrates the high success of our invitation; a detailed list of the modelling approaches used in this comparison is presented in section 3. The results were compared and discussed during a workshop¹ held at the University of Vienna, August 23-24 2010, with the aim to identify differences between the codes and their impact on the derived quantities.

The choice of cool giants as targets was driven by the motivation of this experiment within the framework of ESA's upcoming Gaia mission². In preparation for the exploitation of a large amount of spectroscopic and photometric data with the aim to determine accurate stellar parameters, there is a clear need to identify key areas where model spectra can and should be improved, and to determine the influence of different analysis methods on the outcome of stellar spectrum analysis. Giant stars will play an important role within the sample of objects that will be studied by Gaia.

At the workshop we agreed to perform a second comparison of our models by calculating a high resolution model spectrum in a pre-defined wavelength range using a given set of stellar parameters. In Sections 4 and 5 the results of both experiments are presented and discussed. As a by-product we give revised stellar parameters for two benchmark stars, namely α Tau and α Cet. The outcome of our experiments forms a basis for future improvements of stellar spectrum modelling. This will represent a milestone towards accurate stellar parameters of giant stars observed by Gaia and Gaia follow-up programmes.

2. Starting basis

High resolution and high S/N spectra of four targets were provided for the experiment. Two of them were of real stars, namely α Tau and α Cet, and covered the visual range of the spectrum between 4900 and 9750 Å. They were obtained by one of us (UH) using the NARVAL spectrograph at the 2m Telescope Bernard Lyot atop Pic du Midi (Aurière 2003). The resolution was set to $R=80000$. $S/N>200$ could be achieved throughout the whole spectral range for both stars. For the data reduction the Libre-ESPRIT pipeline (Donati et al. 1997) has been used. The extracted and calibrated echelle orders were merged by cutting the orders at the centers of the overlap regions. The spectra were not corrected for telluric features, but a spectrum of a telluric standard star taken in the same night was provided. Both objects have been studied in detail in the past and have been used as reference targets in several investigations. In Table 1 we summarize the stellar parameters which we assume the most accurate ones available in the literature. A more detailed description of the targets is given below. Three wavelength ranges were recommended, on which the experiment should focus ([4900 – 5400], [6100 – 6800] and [8400 – 8900] Å). It was checked by eye that only the second of these regions was contaminated by some telluric lines.

The other two spectra were synthetic ones computed for artificial but realistic stars. Within the experiment they should al-

¹ Kindly funded by the ESF within the GREAT network initiative and the Robert F. Wing Fund at Ohio State University, USA.

² <http://sci.esa.int/gaia/>

Table 1. Stellar parameters of α Tau (2.1) and α Cet (2.2) based on literature data.

	α Tau Star 1	Ref.	α Cet Star 2	Ref.
Name	Aldebaran		Menkar	
HR	1457		911	
MK type	K5 III		M1.5 IIIa	
T_{eff} [K]	3930±40	(a)	3800±60	(a)
T_{eff} [K]	3920±130	(b)	3730±75	(i)
L [L_{\odot}]	440±20	(c)	1870±130	(c)
$\log g$ [cm s^{-2}]	1.17±0.08	(a)	0.91±0.05	(a)
$\log g$ [cm s^{-2}]	1.2±0.5	(b)	0.7±0.3	(i)
M [M_{\odot}]	1.1±0.2	(d)	3.0±0.3	(d)
[Fe/H]	-0.22±0.11	(e)	+0.02±0.03	(i)
$V - I$	2.17±0.02	(f)	2.51±0.02	(f)
$J - K$	0.97±0.03	(f)	1.08±0.03	(f)
$V - K$	3.67±0.03	(f)	4.21±0.03	(f)
v_{rad} [km s^{-1}]	54.26±0.03	(g)	-26.08±0.02	(g)
$v \sin i$ [km s^{-1}]	5±1	(h)	3±2	(j)

Notes. ^(a) fundamental parameters (see text) ^(b) mean of parameters used for spectroscopic [Fe/H] (see Table 3) ^(c) from bolometric flux and parallax (see text) ^(d) from T_{eff} and L , and Padova evolutionary tracks (see text) ^(e) see Table 3 ^(f) Johnson et al. (1966) ^(g) heliocentric radial velocity from Famaey et al. (2005) ^(h) Hekker & Meléndez (2007) ⁽ⁱ⁾ Meléndez et al. (2008) ^(j) Zamanov et al. (2008)

low to compare the models with each other more directly without the uncertainties of stellar parameters and unidentified features we see in observed data. For the artificial data we used two COMARCS model spectra (see Sect.) calculated by WN and TL. To simulate observational effects some noise was added ($S/N=125$) and the output was rebinned from $R=300000$ to $R=50000$. The chosen model parameters are listed in Table 2. The input parameters for *Star 3* were chosen to reproduce a slightly metal poor K-type giant as it would be found in an LMC cluster. *Star 4* should resemble a typical field star on the AGB. The corresponding quantities follow the predictions from the stellar evolution models by Marigo et al. (2008). For the high resolution spectra we chose a wavelength range of $\lambda = 15456 - 15674$ Å. Within this part of the spectrum one finds lines of CO, OH and CN as well as several atomic lines. The wavelength range is almost free of telluric lines (e.g. Hinkle et al. 1995b). The synthetic spectra have a much smaller wavelength coverage than the NARVAL spectra which accounts for the fact that today's near infrared spectrographs that reach a resolution of $R=50000$ (CRIRES, Phoenix) also cover only a comparably small wavelength range at once. Broad band colours of the model stars, listed in Table 2 as well, have been calculated from lower resolution spectra ($R=10000$) over a wavelength range from 0.45 to 2.6 μm as described in Nowotny et al. (2011). The participants of the experiment were not informed about the artificiality of these data. For illustrative purposes, the two synthetic spectra are shown in Fig. 1.

2.1. α Tau

Stellar surface parameters (T_{eff} and $\log g$) can be determined either from angular diameter measurements in combination with additional data (so-called *fundamental* parameters), or from a model atmosphere analysis of photometric or spectroscopic data. The fundamental T_{eff} is obtained from the angular diameter θ and the bolometric flux F_{bol} according to Equ. 1, where σ is the Stefan-Boltzmann constant. The fundamental $\log g$ is derived

T. Lebzelter et al.: Comparative Modelling of the Spectra of Cool Giants

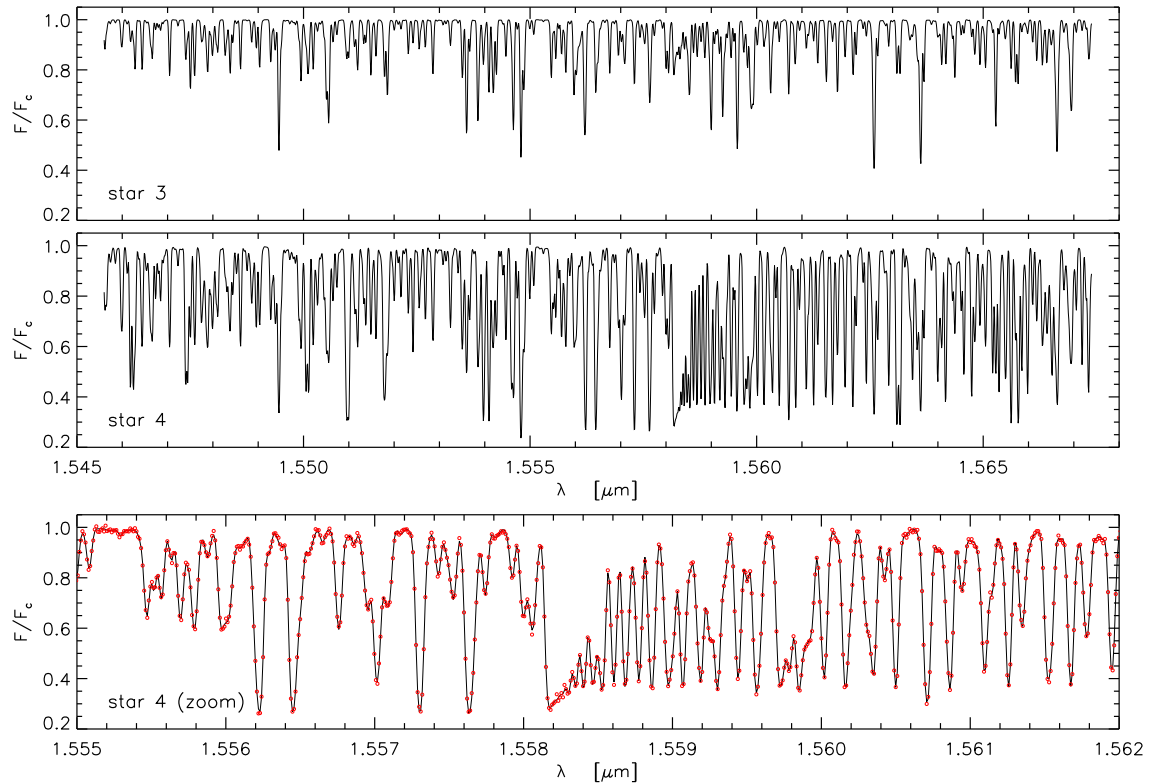


Fig. 1. The synthetic spectra *Star 3* (top panel) and *Star 4* (middle panel). The bottom panel is a zoom of the middle panel showing also the noise-added spectrum sent to the participants for experiment 1.

Table 2. Input parameters and model colours for the two artificial stars in our experiment.

	<i>Star 3</i>	<i>Star 4</i>
T_{eff} [K]	4257	3280
L [L_{\odot}]	319	3816
$\log(g)$ [cm s^{-2}]	1.47	0.06
M [M_{\odot}]	1.165	1.509
[Fe/H]	-0.4	+0.1
C/O	0.35	0.55
$V - I$	1.25	3.58
$J - K$	0.82	1.23
$V - K$	2.94	6.89

from θ , stellar mass M , and parallax π according to Equ. 2, where R is the linear stellar radius and G is the constant of gravity.

$$T_{\text{eff}}^4 = \frac{F_{\text{bol}}}{\sigma(0.5\theta)^2} \quad (1)$$

$$g = \frac{GM}{R^2}; R = \frac{\theta}{2\pi} \quad (2)$$

The angular diameter of α Tau was determined recently by Richichi & Roccatagliata (2005), using both lunar occultations and long-baseline interferometry (VLTI-VINCI, K-band),

and taking into account limb darkening. The integrated absolute flux was measured for α Tau by di Benedetto & Rabbia (1987) and Mozurkewich et al. (2003). The measured $\theta = 20.58 \pm 0.03$ mas and $F_{\text{bol}} = 33.57 \pm 1.35$ nW m $^{-2}$ result in the fundamental T_{eff} given in Table 1. With the Hipparcos parallax $\pi = 48.92 \pm 0.77$ mas (van Leeuwen 2007), this results in $R = 45.2 \pm 0.7 R_{\odot}$ and in the luminosity L given in Table 1. We estimate the mass of α Tau using the latest stellar evolutionary tracks by the Padova group (Bertelli et al. 2008, 2009). For solar metallicity tracks ($Z=0.017$, $Y=0.26$), the fundamental T_{eff} and L imply a mass of $1.6M_{\odot}$, while the slightly metal-poor tracks ($Z=0.008$, $Y=0.26$) corresponding to $[\text{Fe}/\text{H}]=-0.25$ suggest a mass of $1.0M_{\odot}$. Interpolating between these values results in the mass in Table 1. Thus, we arrive at the quite accurate value close to 1.2 for the $\log g$ of α Tau, given in Table 1.

α Tau has been studied with high resolution, high S/N spectra in nine publications since 1980 (according to the PASTEL catalogue, Soubiran et al. 2010). The stellar parameters derived in these works and the references are given in Table 3. Effective temperatures used in the spectroscopic analyses have been derived from various photometric calibrations by most authors. Combining the results given in six publications, the mean literature photometric T_{eff} of α Tau is 3850 ± 40 K. This is in good agreement with the latest value of $T_{\text{eff}}=3880 \pm 40$ K determined with the infrared flux method (IRFM), by Ramírez & Meléndez (2005), which is an update of the work by Alonso et al. (1999).

Table 3. Results and references for previous spectroscopic works on α Tau.

T_{eff}	(a)	$\log g$	(b)	[Fe/H]	Reference
4140	sp	1.0	sp	-0.33	Lambert & Ries (1981)
3830	ph	1.2	sp	-0.14	Kovacs (1983)
3850	ph	1.5	ev	(c)	Smith & Lambert (1985)
3800	ph	1.8	ph	-0.17	Fernandez-Villacanas et al. (1990)
3910	ph	1.6	ev	-0.34	McWilliam (1990)
3875	ph	0.6	sp	-0.16	Luck & Challener (1995)
3850	ph	0.6	li	-0.10	Mallik (1998)
4100	sp	1.7	sp	-0.36	Hekker & Meléndez (2007)
3890	sp ^d	1.2	sp ^d	-0.15	Meléndez et al. (2008)

Notes. (a) Method for T_{eff} determination: sp ... spectroscopic (excitation equilibrium of iron line abundances), ph ... photometric calibrations (b) Method for $\log g$ determination: sp ... spectroscopic (ionization equilibrium of iron line abundances), ph ... photometric calibrations, ev ... from absolute magnitudes and stellar evolution calculations, li ... from literature (c) α Tau was used as a reference object for the spectroscopic analysis of M giants (d) from infrared spectra

Two publications from 1981 and 2007 derive T_{eff} in a spectroscopic way (excitation equilibrium of iron line abundances) from high-resolution spectra in the optical wavelength range. They arrive at almost the same value close to 4120 K, which is significantly larger than the photometric one. On the other hand, Meléndez et al. (2008) obtained a spectroscopic T_{eff} of 3890 K, close to the IRFM value, based on high-resolution infrared spectra centered on 15555 Å.

The method for determining the surface gravity varies significantly between the publications. Four of the authors derive $\log g$ in a spectroscopic way in the optical wavelength range (ionization equilibrium of iron line abundances) and arrive at a mean value of 1.1 ± 0.5 . Two authors use absolute magnitudes and stellar evolution calculations, and cite a higher mean value of 1.6 ± 0.1 . The spectroscopic $\log g$ of Meléndez et al. (2008) determined from IR spectra is close to the values obtained from optical spectra. The highest $\log g$ value of 1.8 is determined from DDO photometry by Fernandez-Villacanas et al. (1990), who cite an error of 0.2.

The metallicity of α Tau is determined in eight publications and found to be below solar (mean value -0.2 ± 0.1 , see Table 1). The results can be divided in two groups – three authors using $T_{\text{eff}} > 3900$ K and five authors using $T_{\text{eff}} < 3900$ K. The corresponding [Fe/H] values cluster within a few tenths of a dex around -0.35 and -0.15 , respectively. The mean T_{eff} and $\log g$ values used for deriving the mean [Fe/H] are given in Table 1.

2.2. α Cet

The angular diameter of α Cet was determined by Wittkowski et al. (2006a) from long-baseline interferometry, using the same instrumentation as for α Tau, and taking into account limb darkening. The same authors also determined F_{bol} from integrated absolute flux measurements. The measured $\theta = 12.20 \pm 0.04$ mas and $F_{\text{bol}} = 10.3 \pm 0.7$ nW m⁻² result in the fundamental T_{eff} given in Table 1. With the Hipparcos parallax $\pi = 13.10 \pm 0.44$ mas (van Leeuwen 2007), this results in $R = 100 \pm 3 R_{\odot}$ and in the luminosity L given in Table 1. Using this luminosity and the fundamental T_{eff} value, we estimate the mass of α Cet (see Table 1) from the latest Padova evolutionary tracks for solar metallicity ($Z=0.017$, $Y=0.26$). The 2007 Hipparcos parallax is smaller than the “original” one by about 10%, which results in a 30% higher

mass than derived by Wittkowski et al. (2006a). As for α Tau, from these stellar data we can derive an accurate value close to 0.9 for the $\log g$ of α Cet, given in Table 1.

For α Cet, there are no previously published high-resolution spectroscopic studies in the optical wavelength range. The T_{eff} value determined with the IRFM value is 3720 ± 50 K (Ramírez & Meléndez 2005). The star is included in the infrared spectroscopic study of Meléndez et al. (2008), who determine a spectroscopic T_{eff} close to the IRFM value, a spectroscopic $\log g = 0.7 \pm 0.3$, and solar metallicity (see Table 1).

3. Modelling

In this section we want to summarize the main characteristics of the models used for our experiments. In our sample we have two major model ‘families’ – MARCS and ATLAS – where several implementations and individual further developments of the original code were employed, and three alternative models. We also describe the individual fitting approaches applied by the participants. For the further discussion we introduce abbreviations for each model and implementation, e.g. ‘M’ for MARCS-based modelling, and ‘M1’ for a specific participating team applying the code. In the sections below, *Star 1* and *Star 2* refer to α Tau and α Cet, respectively. Additional information like input abundances, used opacity sources, or line lists used for analysis have been shifted to the appendix for the sake of readability. Where possible we refer to more extensive descriptions of the codes already published. At the end of each model description we also give a brief discussion of the individual fitting results. A general discussion comparing the results from the various groups is provided in Sect. 5.

3.1. MARCS model atmospheres (M)

3.1.1. M1

The Padova-Vienna team includes B. Aringer, T. Lebzelter, and W. Nowotny, plus some further colleagues not directly involved in the present experiment. The hydrostatic atmosphere model is a further development of the original MARCS code of Gustafsson et al. (1975) and Jorgensen et al. (1992). The major difference is the treatment of the opacities using opacity tables created in advance with the opacity generation code *coma08* (Aringer et al. 2009). The temperature and, accordingly, the pressure stratification of the models are derived under the assumption of a spherical configuration in hydrostatic and local thermal equilibrium (LTE). A detailed description of the spectral synthesis is given in, e.g., Nowotny et al. (2010).

Recent applications to the fitting of observed high-resolution spectra can be found in Lebzelter et al. (2008) and Lederer et al. (2009). Here the same approach of finding the best fit was used, which will be briefly sketched in the following. Note that only the two spectra in the visual range, *Star 1* and *Star 2* where fitted. The same codes were used to calculate the two artificial example spectra, *Star 3* and *Star 4* and the corresponding broad band photometry.

The M1 analysis started by calculating a grid of model spectra at $R=300\,000$ – rebinned to $R=80\,000$ afterwards – for $T_{\text{eff}} = 3600$ to 4000 K with 50 K steps. That range was chosen on the basis of an educated guess from the strength of the TiO features in the spectra. For each temperature, models were calculated for three values for the surface gravity $\log g$ (0.5, 1.0, 1.5), and three values of metallicity [Fe/H] (0, -0.3, -0.5). This resulted in 81 models. The plan was to extend the

T. Lebzelter et al.: Comparative Modelling of the Spectra of Cool Giants

model grid if needed. Broad band model colours were determined, too, following descriptions in Nowotny et al. (2011). Microturbulence and macroturbulence were set to fixed values of 2.5 and 3 kms^{-1} , respectively. The value for the macroturbulence was cross checked with the typical line widths in the observed spectrum, and was found to be reasonably chosen. The observed spectra were shifted along the wavelength axis to compensate for the stars' radial velocities.

The main expertise of the M1 team is in the field of near-infrared spectra. As a consequence, the first step was to identify features in the optical range that are primarily sensitive to changes of a single stellar parameter. Starting point for finding the best fit was then the calcium triplet which allowed to constrain the value for $\log g$. This estimate was validated by checking a few obviously $\log g$ sensitive lines between 8500 and 8800 Å. Because the strength of these lines is also depending on the metallicity, it was decided to determine the best fitting $\log g$ value for all three $[\text{Fe}/\text{H}]$ values of our grid independently. Next, the temperature was fixed based on the strength of the TiO band heads at 6652, 6681, and 6698 Å. The solution was derived for each of the three metallicity / $\log g$ pairs from the previous step. A semiempirical approach combining χ^2 analysis with a check of the fit by eye was applied. Interpolation between various model grid spectra with a similar quality of the fit gave the final results. For *Star 1* this resulted in the best fitting parameter combinations $(T_{\text{eff}}, \log g, [\text{Fe}/\text{H}]) = (3900 \text{ K}, 1.25, 0.0)$, $(3800 \text{ K}, 0.75, -0.3)$, and $(3750 \text{ K}, 0.5, -0.5)$, respectively. For *Star 2*, the corresponding values are $(3800 \text{ K}, 1.0, 0.0)$, $(3700 \text{ K}, 0.5, -0.3)$, and $(3675 \text{ K}, 0.5, -0.5)$.

The best combination of metallicity, temperature and $\log g$ should then be determined by testing the overall fit of the atomic lines and molecular bands at shorter wavelengths. However, no clear decision could be made in that respect, neither for *Star 1* nor for *Star 2*. It turned out that the fit of the spectrum below 6000 Å became rather poor with several missing lines. Furthermore, several lines came out too strong from the model, and it is suspected that incorrect line blends are responsible for this problem. Tentatively, a $[\text{Fe}/\text{H}]$ value below solar seems to be more appropriate for both stars.

To further constrain the metallicity of the star, synthetic colours for the chosen best fit combinations were compared with the observed values. For *Star 1*, the three given colours (see Table 1) are best represented by the solution for $[\text{Fe}/\text{H}]=-0.3$. For *Star 2*, the solution for $[\text{Fe}/\text{H}]=-0.5$ fits best, the solar abundance model can be excluded. In Table 5 these solutions are given. The error bars are derived from the three (two) solutions for the three (two) different metallicities.

3.1.2. M2

In the M2 analysis, *Star 1* and *Star 2* were studied by B. Plez. Spectra were computed using the TURBOSPECTRUM code (Alvarez & Plez 1998). Model atmospheres were extracted from the MARCS database (Gustafsson et al. 2008). Refinement in the grid of models was obtained by interpolation using the routines by Masseron (2006), provided on the MARCS site³. Molecular line lists are described in Gustafsson et al. (2008), and atomic lines were extracted from the VALD database (Piskunov et al. 1995; Kupka et al. 1999; Heiter et al. 2008). As in the MARCS calculations, collisional line broadening is treated following Barklem et al. (2000), with particular broadening coefficients for many lines.

³ <http://marcs.astro.uu.se>

The comparison between observations and calculations was done using a simple χ^2 computation. As a first step, the photometry provided with the data was used to derive a first estimate of T_{eff} . Colour $(V - K \text{ and } J - K) - T_{\text{eff}}$ calibrations based on MARCS models were used (Bessell et al. 1998; Van Eck et al. 2010). Spectra were then computed for spherical models of one solar mass, with T_{eff} typically $\pm 200 \text{ K}$ around these values (spacing 100 K), gravities typical for giants, i.e. between 0.5 and 2.0 (spacing 0.5), $-0.5 < [\text{Fe}/\text{H}] < +0.5$ (spacing 0.25), and various microturbulence velocities (1 to 2 kms^{-1}). First, the radial velocity shift was determined. The differences between observed (o_i) and calculated (c_i) spectra with N wavelength points were characterized by $\sigma = \sqrt{\sum_{i=1}^N \frac{(o_i - c_i)^2}{N}}$ computed for wide portions of the spectra (e.g. 4900–5400 Å, 6680–6780 Å).

This quickly showed that models with different parameter combinations (e.g. a cooler T_{eff} and a lower metallicity) could give similarly small values of σ . Also, different spectral regions would lead to best fits for different values of the stellar parameters. The reason is that the spectra are dominated by numerous atomic and molecular lines, for which the line position and strength data might not be sufficiently accurate. The result is then that many small differences add up to a relatively large σ that becomes quite insensitive to local improvements on a few “good” lines. Another problem is caused by the normalization of the observed spectra, which leaves residual slopes relative to the calculations. This is especially problematic for spectra of cooler objects with many molecular bands. Robust methods indeed use only the information from selected spectral ranges, where line data are carefully calibrated, and where spectra can be renormalized easily. For the purpose of the present experiment we did not have the time to do this careful selection, though.

Values of σ were also computed for a number of macroturbulence parameters, but they tended to systematically decrease with increasing macroturbulence. This is again explained by the presence of numerous lines, not well fitted for most of them. It proved more efficient to use values derived from an eye-inspection of the spectra (4.5 and 5.0 kms^{-1} for *Star 1* and *Star 2*, respectively). The best set of parameters (T_{eff} , $\log g$, metallicity) was derived for the various spectral regions from the model giving the smallest σ , and the few models giving similarly small values. Later an inspection by eye lead to give higher weight to regions that gave a better global fit (and a correspondingly smaller σ). The results for *Star 1* and *Star 2* are given in Table 5 and are discussed below.

Star 1: Photometry suggests 3850 K from $V - K$, and 4000 K from $J - K$. Our preferred calibration for cool stars is $T_{\text{eff}} - (V - K)$, which is quite insensitive to metallicity, and is strongly dependent on T_{eff} . It is however sensitive to the C/O ratio, in particular when $\text{C}/\text{O} > 0.9$, which is the reason to use a combination of $V - K$ and $J - K$ to determine S-type star parameters (Van Eck et al. 2010). The spectral windows used for the spectra comparisons were 6350–6450 Å, 6680–6780 Å, 6100–6260 Å, and 4900–5400 Å. The best σ were 0.047, 0.055, 0.055, and 0.12, respectively. The number of models with a σ within 10% of the smallest were 5, 13, 7, and 35. This allowed to narrow the T_{eff} to about 3800 K, and $\log g$ around 1.5, but there were models giving small values of σ , with $T_{\text{eff}}=3700 \text{ K}$ to 3900 K, and $\log g$ from 0.5 to 2.0. The metallicity was not well constrained (solar, or maybe sub-solar). Attempts were made for the Ca II lines (8500–8700 Å) in the Gaia Radial Velocity Spectrometer range, leading to a best fit for $T_{\text{eff}}=3850 \text{ K}$, $\log g=1.25$, and solar

metallicity. The individual Ca abundance was also varied, once the other model parameters were fixed, and is solar to within 0.1 dex. The fit of the 5000–5200 Å region (Mg I and MgH lines) gives consistent stellar parameters, and a solar Mg abundance.

Star 2: Photometry gives T_{eff} slightly below 3700 K, consistently for $J - K$ and $V - K$. An approach similar to what was described for *Star 1* gives $T_{\text{eff}}=3700$ K, $\log g=1.0$, and $[\text{Fe}/\text{H}]=0.0$. This gives a best fit in the 6400 Å region, but not the best fit in the Ca II IR triplet region, unless Ca is slightly overabundant (+0.2 dex).

Star 3 and Star 4: For *Star 3*, photometry gives 4225 K. No further work was done on this star. For *Star 4*, photometry gives inconsistent results on our $(J - K) - (V - K)$ diagram (Van Eck et al. 2010): T_{eff} slightly above 3300 K from $V - K$, and around 3500 K from $J - K$. A consistent $T_{\text{eff}}=3400$ K could be obtained from both colours, if the star is s-element rich (about +2 dex relative to the Sun). As this toy-star has a solar composition, this points to a difference between MARCS and COMARCS model spectra, presumably due to differences in the opacities.

3.1.3. M3

In the case of M3, two separate spectral analyses were carried out for each of *Star 1* and *Star 2* using pre-existing procedures that have been established for two separate research projects. Both projects consist of automated pipelines that feed the spectra into the stellar classification algorithm MATISSE (MaTriX Inversion for Spectrum SynthEsis). We thus analysed these two stars in a completely blind way using automated procedures. The entire process, during which the spectra undergo wavelength selection, cosmic ray cleaning, radial velocity determination and correction, normalisation, and analysis in MATISSE, lasts only a few minutes for each pipeline. The team of M3 consisted of C. Worley, P. de Laverny, and G. Kordopatis.

The MATISSE algorithm, initially developed to be used in the analysis of the Gaia/RVS spectra, is based on a local multi-linear regression method (Recio-Blanco et al. 2006; Bijaoui et al. 2008). A stellar parameter θ of a star is determined by the projection of the observed spectrum, $O(\lambda)$, onto a vector function $B_{\theta}(\lambda)$. The $B_{\theta}(\lambda)$ vector is an optimal linear combination of spectra, $S_i(\lambda)$ in a grid of theoretical spectra. The product $\hat{\theta} = B_{\theta}(\lambda) O(\lambda)$ is calculated, and θ is obtained from a linear relation between $\hat{\theta}$ and θ . In the training phase of MATISSE the $B_{\theta}(\lambda)$ vectors are created from the grid of synthetic spectra, with $B_{\theta}(\lambda) = \sum \alpha_i S_i(\lambda)$, and α_i being the weight associated with the spectrum S_i giving the maximum correlation between $\hat{\theta}_i$ and θ_i in the training grid. The sensitivity of a wavelength region to the particular stellar parameter θ is reflected in the corresponding $B_{\theta}(\lambda)$ vector. The synthetic spectra cover the entire optical domain and have been built using the spectral line formation code TURBOSPECTRUM (Plez, private communication; Alvarez & Plez 1998) and the MARCS stellar atmosphere models (Gustafsson et al. 2008). For each of the two research projects there was a training phase during which the $B_{\theta}(\lambda)$ functions for each spectral set-up (wavelength regions and resolution) were generated from the synthetic spectra grid.

FLAMES/GIRAFFE MATISSE Analysis: The first analysis method used (M3^a) has been developed for the analysis of ~ 700 galactic disk stars observed using FLAMES/GIRAFFE. The

wavelength domain and resolution of this project correspond to that of the Gaia Radial Velocity Spectrometer (RVS) (8470Å–8740Å and R ~ 6500), of which a key spectral feature is the Ca II Infra-Red Triplet. For this analysis some small features were masked in order to eliminate sky lines and the core of some strong lines which were not well reproduced by the synthetic spectra. Also the linelist was calibrated to the Sun and Arcturus. For this analysis standard galactic α element enhancements were assumed for the stellar atmospheric models and so the synthetic spectral grid, from which the $B_{\theta}(\lambda)$ functions were built, consisted of only 2905 synthetic spectra. For a full description of the FLAMES/GIRAFFE analysis see Kordopatis et al. 2011a and Kordopatis et al. 2011b.

For the analysis of *Star 1* and *Star 2* the radial velocities were determined to be 53.9 ± 0.9 and -27.6 ± 1.3 , respectively. These values were used to correct the spectra to laboratory wavelengths for the MATISSE analysis. For the M3^a analysis of these stars, the wavelength region 8470Å–8740Å was extracted and the spectra was convolved to R ~ 6500 .

AMBRE-FEROS MATISSE Analysis: The second approach (M3^b) has been designed for the analysis of the archived spectra of the FEROS spectrograph (AMBRE Project⁴), see Worley et al. (2011) for details.

The synthetic spectra grid for the AMBRE Project consists of $\sim 16,000$ spectra covering the entire optical domain. Due to the large wavelength range no calibration of the linelist was carried out. Comprehensive comparisons were made between the AMBRE-FEROS stellar parameters and corresponding stars in the S⁴N library, the PASTEL database (Soubiran et al. 2010) and the dwarf stellar sample in Bensby et al. (2003). For the combined sample from S⁴N and PASTEL of 178 stars the dispersions in T_{eff} , $\log g$, and $[\text{M}/\text{H}]$, are 150 K, 0.25 dex, and 0.12 dex respectively. For the 66 stars in Bensby et al. (2003) the dispersions in T_{eff} , $\log g$, $[\text{M}/\text{H}]$, and $[\alpha/\text{Fe}]$ are 86 K, 0.17 dex, 0.06 dex and 0.04 dex respectively. Hence there is excellent agreement between AMBRE-FEROS and these high quality spectroscopic studies.

For the AMBRE-FEROS analysis of *Star 1* and *Star 2* (M3^b), as the spectra did not encompass the full AMBRE-FEROS wavelength range, only the regions between 4900Å–6730Å were extracted (~ 435 Å in total). The spectra were then convolved to R ~ 15000 . The high resolution Hinkle atlases of the Sun and Arcturus were analysed concurrently with *Star 1* and *Star 2* to provide a calibration with the full AMBRE-FEROS analysis.

Discussion of Results: The main difference between these two research projects are the characteristics of the spectra that are fed through the automated pipelines into MATISSE. M3^a has been tailored to low resolution (R ~ 6500) spectra covering almost continuous wavelengths within a region of ~ 300 Å. M3^b has been tailored to spectra at a higher resolution (R ~ 15000) using discontinuous wavelength regions totally ~ 1500 Å spread over ~ 3000 Å.

Results for *Star 1* and *Star 2* for both approaches are listed in Table 5. Both analyses confirm that these stars are cool giants. For the most part the parameters from the two analyses for each star are in reasonable agreement, except for the gravity

⁴ performed under a contract between the Observatoire de la Côte d’Azur (OCA) and the European Southern Observatory (ESO).

T. Lebzelter et al.: Comparative Modelling of the Spectra of Cool Giants

determined for *Star 1* where there is an absolute difference of $\Delta \log g = 0.60$ between $M3^a$ and $M3^b$.

For *Star 1* and *Star 2* both the $M3^a$ and $M3^b$ analyses show very good agreement in T_{eff} and $[\text{Fe}/\text{H}]$ in comparison to the spectroscopic stellar parameters quoted in Table 1. However, in both analyses the gravity values show the largest discrepancy but for different reasons.

For the $M3^a$ analysis the small spectral domain of 8470Å–8740Å at this fairly low spectral resolution is known to contain rather poor (and few) spectral signatures that are sensitive to gravity leading to degeneracies in the derivation of the stellar parameters (See Kordopatis et al. 2011a). This is why the derived $\log g$ might be less accurate for the $M3^a$ analysis. The 8470Å–8740Å is also the wavelength domain for Gaia/RVS. However, as many of the Gaia targets will have parallaxes available with which the gravity can be determined, and all of the targets will have photometry which can be used to give a photometric estimate of the stellar parameters, then the gravity problems associated with this spectral region can be easily solved for Gaia RVS.

For the $M3^b$ analysis it was determined that the normalisation of the magnesium triplet at $\sim 5170\text{Å}$ was driving the issues with the gravity determination. At these cool temperatures this is a difficult region to normalise and, as the Mg triplet is a dominant contributor to the gravity determination, less than ideal normalisation of this region drove the automated process to less precise gravity values, in particular for *Star 2*. In the full AMBRE-FEROS analysis three times more wavelengths are used that include significant, but better distributed, contributors to the gravity. This alleviates the impact of the Mg triplet at these cool temperatures.

3.1.4. M4

The M4 analysis was done for *Star 1* by K. Eriksson. A grid of model atmospheres was calculated for the following parameters: $3800 \leq T_{\text{eff}} \leq 4300$ K (step 50 K), $0.0 \leq \log g \leq 3.0$ (cgs, step 0.5), and for solar abundances (Grevesse et al. 2007) as well as $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.25$. All models are spherical with one solar mass and with a microturbulence parameter of 2 km s^{-1} . For more details on the model atmospheres see Gustafsson et al. (2008). For each of these model atmospheres synthetic spectra were calculated, for the three wavelength regions 4900–5400 Å, 6100–6800 Å and 8400–8900 Å with a wavelength step of 0.02 Å using the computer code and the line lists given in Table 4. The spectra were then downgraded to a resolution of 80 000.

Table 4. Species used in the M4 synthetic spectrum calculations.

Species	4900–5400 Å	6100–6800 Å	8400–8900 Å
Atoms/ions: VALD	•	•	•
C ₂	•		
CN	•	•	•
MgH	•	•	
SiH	•		
TiO	•	•	•
CaH		•	
ZrO		•	
FeH			•

The radial velocity was set to 55 km s^{-1} and the flux was adjusted by a continuum scale factor determined from 100 Å-

wide regions for the different parts of the spectrum. The synthetic spectra were then cross-correlated with the given observed spectrum for *Star 1* for a number of wavelength regions and a χ^2 -value was calculated. The minimum χ^2 -value should then give the best model atmosphere for that wavelength region if the included line lists are complete and accurate enough. We present below the results for some representative wavelength regions.

6100–6800 Å: The region 6400–6700 Å was used to set the best flux scaling of the observed spectrum. The scale factor depends to some degree on the model atmosphere used, but does not vary by more than a few percentage units. With this scaling factor the wavelength region 6100–6400 Å was investigated. The result for solar abundances can be seen in Fig. 2 (top left), where the χ^2 -values are presented as a function of T_{eff} with different curves for different $\log g$ values. The best fit is obtained for an effective temperature of 4000 K or slightly less and for a $\log g$ of 3.0 or less. The same procedure for model atmospheres with a metal abundance of $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.25$ yields the result shown in Fig. 2 (bottom left), where we see that the best fit is shifted to lower T_{eff} values and lower $\log g$ values by 100 K and 1 dex, respectively.

8400–8900 Å: In this wavelength region, very interesting from a Gaia point of view, we find the Ca IR triplet, which is strong in cool giant stars. The χ^2 plots for the 8475–8575 Å wavelength interval for solar abundances and for $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.25$ can be found in Fig. 2 (top and bottom center, respectively). The best fit for solar abundances is shown in Fig. 3. We see that this region is not very sensitive to the effective temperature, and quite sensitive to the surface gravity (as expected). We also see that for lower abundances we derive a lower surface gravity.

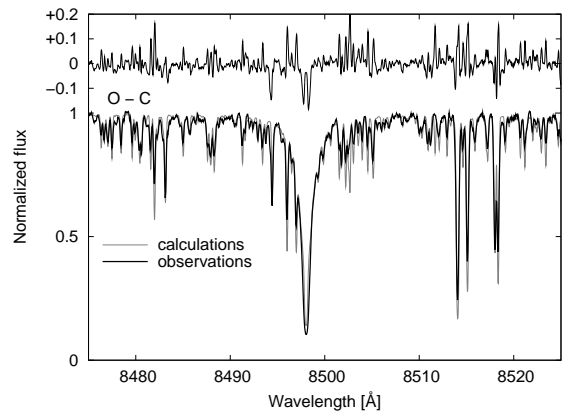


Fig. 3. M4 analysis of *Star 1*: The best fit for the 8475–8575 Å region, showing a Ca IR triplet line, for solar abundances ($T_{\text{eff}}=4050$ K, $\log g=1.5$). Bottom: Scaled flux, observed and calculated; top: observed minus calculated flux.

4900–5400 Å: This wavelength region gives a much weaker temperature- and gravity sensitivity, which can be seen in Fig. 2 (right) for the interval 5150–5200 Å containing the Mg b triplet lines. The “best” fit for the $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.25$ models is shown in Fig. 4.

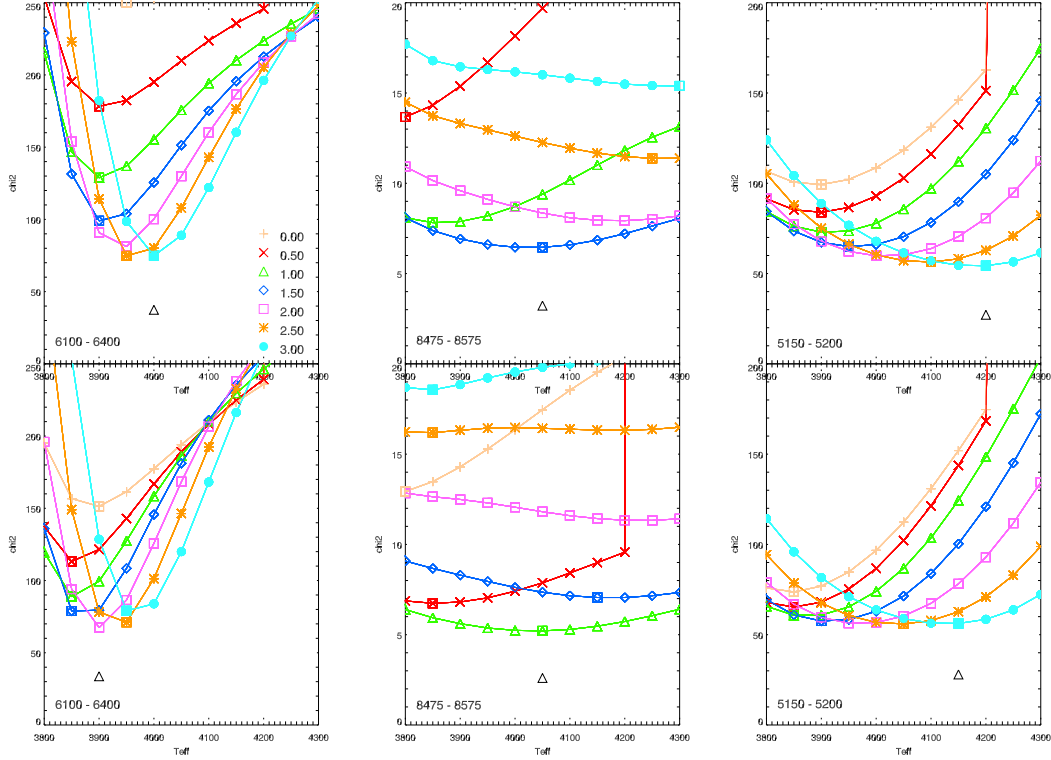


Fig. 2. M4 analysis of *Star I*: χ^2 values as a function of T_{eff} for different $\log g$ values (see legend) and for three different wavelength regions (left, middle, right). Top row: solar abundances, bottom row: $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.25$.

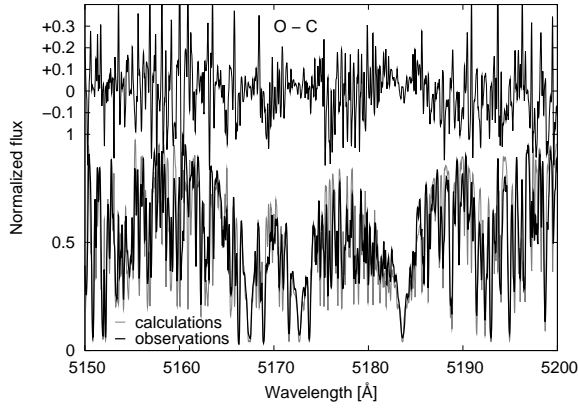


Fig. 4. M4 analysis of *Star I*: The best fit for the 5150–5200 Å region, showing the Mg b triplet lines, for sub-solar abundances ($[\text{Fe}/\text{H}] = -0.25$; $T_{\text{eff}} = 4150$ K, $\log g = 3.0$). Bottom: Scaled flux, observed and calculated; top: observed minus calculated flux.

abundances and 100 K lower if the abundances are lowered by 0.25 dex. The surface gravity is best estimated from the 8500 Å region to 1.5 or 1.0 (cgs units) for solar abundances and $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.25$, respectively. The solutions for both metallicity values are given in Table 5. It should be noted that we do not get an unique set of best-fit parameters: for the temperature-sensitive region we get a higher $\log g$ than for the gravity-sensitive region, and vice versa. For the blue-green region (5150–5200 Å) we get both a higher T_{eff} and a higher $\log g$ than for the other two regions. Most of the other tested wavelength intervals behaved similar to the blue-green region, i.e. showing very broad minima at rather high T_{eff} and $\log g$ in the χ^2 plots. These were four 50–100 Å wide intervals between 4900 and 5400 Å, and a similar number of intervals in the region 8400–8900 Å, which did not contain any of the Ca II triplet lines. A further conclusion is that this procedure is to some degree dependent on the scale factors, i.e. it is important to have a good fit to the stellar continuum (which is hard to do due to the effect of molecular bands). An automated procedure to derive stellar parameters must be quite sophisticated to achieve an accuracy better than a few hundred K in T_{eff} and better than a few dex in $\log g$.

Conclusions: The effective temperature for *Star I* is best estimated from the 6100–6400 Å region (where the temperature-sensitive TiO bands show up) and is about 4000 K for solar

3.1.5. M5

This part of the experiment was led by C. Abia. The M5 analysis focused on the coolest stars of the exercise, *Star 3* and *Star 4*. The reason was that the M5 team is more familiar with the spectral regions to be analysed in these stars (the *H*-band) where, furthermore, telluric lines are absent. First, the atomic and molecular lines were calibrated by obtaining astrophysical gf values using the high resolution Solar (Livingston & Wallace 1991) and Arcturus (Hinkle et al. 1995a) spectra in the $1.5\mu\text{m}$ region. In both analyses MARCS atmosphere models (Gustafsson et al. 2008) with parameters $T_{\text{eff}}/\log g/[\text{Fe}/\text{H}]=5777/4.4/0.0$ and $4300/1.5/-0.5$ were used for the Sun and Arcturus, respectively. The reference solar abundances are those by Asplund et al. (2009), and those derived by Peterson et al. (1993) for Arcturus.

The $1.5\mu\text{m}$ region is dominated by CO, OH, CN and C_2 absorptions (in this order), which main features are visible in the Arcturus spectrum and can be calibrated. Synthetic spectra in LTE were computed using the TURBOSPECTRUM V9.02 code described in Alvarez & Plez (1998). The stellar parameters were estimated from the available photometry using the recent photometric calibrations by Worthey & Lee (2011). For *Star 3* of K-type, the parameters $T_{\text{eff}}/\log g/[\text{Fe}/\text{H}]=4250/2.0/0.0$ perfectly matched the colours of this star. Hence, for the M5 analysis, we used a spherical ($1 M_{\odot}$) model atmosphere with such parameters taken from the grid of Gustafsson et al. (2008). Microturbulence was set to 1.7 km s^{-1} (a typical value for a K giant) and the theoretical spectrum was convolved with a Gaussian function with a FWHM $\sim 300 \text{ m}\text{\AA}$.

The fit (by eye) with this set of stellar parameters to the observed spectrum resulted quite good in the full spectral range. Complementary χ^2 tests gave values lower than 0.20 over 20–30 \AA intervals. In some spectral regions larger χ^2 values were found because the lack of matching to some unidentified spectral features (also unidentified in the Sun/Arcturus spectra). The simultaneous fit to some OH, CO and CN lines allowed an estimate of the CNO abundances, namely $\text{C}/\text{N}/\text{O} = 8.37/7.90/8.70$, i.e. $\text{C}/\text{O} = 0.46$. A rough estimate of the metallicity from fits to some metallic lines in the region was compatible with $[\text{Fe}/\text{H}] \approx 0.0$ within ± 0.2 . Finally, according to the used line list, some CO lines are sensitive to variations in the $^{12}\text{C}/^{13}\text{C}$ ratio. Several fits unambiguously resulted in a carbon isotopic ratio lower than the solar value (89). However, due to the weakness of the ^{13}CO lines only a lower limit was derived, $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} > 25$.

For *Star 4*, the M5 analysis proceeded in the same way. Photometric colours were matched with the stellar parameters $T_{\text{eff}}/\log g/[\text{Fe}/\text{H}]=3250/0.0/0.0$ according to the calibrations by Worthey & Lee (2011). However, with a model atmosphere with such parameters it was impossible to fit the observed spectrum, in particular, the predicted intensity of the CO lines was lower than observed. Because of the severe blending of the atomic lines with molecular features, the use of the spectroscopic method to derive T_{eff} and gravity is not possible in this case. Thus, we estimate the stellar parameters through a χ^2 test comparing observed and theoretical spectra computed for several choices of $T_{\text{eff}}/\log g/[\text{Fe}/\text{H}]$.

The best fit was obtained with a spherical $2 M_{\odot}$ MARCS model of parameters $T_{\text{eff}}/\log g/[\text{Fe}/\text{H}]=3500/0.0/0.0$ ($\chi^2 < 1.5$ over 20–30 \AA regions). With these stellar parameters the corresponding photometric colours according to Worthey & Lee (2011) are instead $(V-I)=2.49$, $(J-K)=1.18$, and $(V-K)=5.15$. In the next step, the CNO abundances were estimated in a similar way to *Star 3*, resulting in $\text{C}/\text{N}/\text{O}=8.52/7.88/8.68$, i.e. $\text{C}/\text{O} = 0.69$, and a lower limit to $^{12}\text{C}/^{13}\text{C} > 35$. The metallicity

estimated was also compatible with $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.0$. The adopted microturbulence velocity was 3 km s^{-1} . Note that the C/O ratio in the model atmosphere used (close to 1) is not consistent with the C/O ratio derived. The fact that this M-type star has some carbon enrichment may explain why a theoretical spectrum computed with the stellar parameters giving the best fit to the photometric colours does not fit the observed spectrum. In cool carbon enhanced stars, the actual C/O ratio is a critical parameter which determines the structure of the atmosphere affecting also the photometric colours. The results of the M5 analysis for both stars are summarized in Table 6.

3.1.6. M6

Working assumptions and radial velocity determination: The M6 team, consisting of T. Merle and F. Thévenin, did not try to reproduce molecular lines. This is the reason why it was chosen to work with *Star 1* only, which has less affected spectra. In a first step, the radial velocity of *Star 1* was determined precisely. A rough estimation of stellar parameters was done. Then, an LTE analysis using the MOOG2009 code (Sneden 1973) and a NLTE analysis for Ca I and Ca II using MULTI2.2 (Carlsson 1986) were performed. The radial velocity was determined using 21 weak and relatively unblended lines in the [6100 – 6800] and [8400 – 8900] \AA domains. The lines were synthesized using the MOOG2009 LTE code and shifted in steps of 0.5 km s^{-1} for all the lines selected. The mean radial velocity was $54.3 \pm 0.5 \text{ km s}^{-1}$.

Stellar parameter determination: For the M6 analysis, we decided to use the photometry information to have starting values for effective temperature T_{eff} , surface gravity $\log g$, and metallicity $[\text{Fe}/\text{H}]$. With the proposed approximate colour indices and using Houdashelt et al. (2000) theoretical calibrations, we obtained $T_{\text{eff}} \in [3750, 4250] \text{ K}$ and $\log g \in [1, 1.5]$. For K giant stars, a good approximation is to take a mass of $1 M_{\odot}$ and a microturbulence velocity $v_{\text{mic}} = 2 \text{ km s}^{-1}$. The spectroscopic analysis started with the selection of Fe I and Fe II lines. Care was taken to remove strong lines, multiplets with no dominant $\log gf$ ($> 10\%$) and polluted or bad shape of lines in the observed spectrum. 21 Fe I lines were chosen in the near IR range. Unfortunately, all Fe II lines in the near-IR part were too weak and impossible to fit. So, six Fe II lines were selected in the [6100 – 6800] \AA range (Table A.1). For each line, radiative damping was estimated using the Unsöld formula, proportional to λ^{-2} ; hydrogen collisional damping came from ABO theory (Anstee & O’Mara 1995; Barklem & O’Mara 1997; Barklem et al. 1998) when available (e.g. the six Fe II lines), otherwise, classical Unsöld theory was used with an enhancement factor of 1 (e.g. the 21 Fe I lines).

The final values of the stellar parameters for the M6 analysis were constrained by the method of ionization equilibria between Fe I and Fe II and excitation equilibria for Fe I and Fe II. We used the MOOG2009 code with spherical model atmospheres of MARCS (Gustafsson et al. 2008) and atomic line lists from VALD. The inconsistency between spherical atmosphere and plane parallel radiative transfer is negligible (Heiter & Eriksson 2006). The chemical composition is from Grevesse et al. (2007). For each model atmosphere the abundance of each line was determined trying to fit observations, varying the iron abundance with a step of 0.1 dex around the abundance value adopted for the model atmosphere. The observations were corrected for the radial velocity and we re-determined the continuum using a lo-

cal scaling factor. Then $[\text{Fe I}/\text{H}]$ was plotted as a function of the lower level excitation potential E_i of the lines. From the linear regression for each model, the model with the slope as flat as possible was selected. For the ionization equilibrium, we compared the mean $[\text{Fe I}/\text{H}]$ and $[\text{Fe II}/\text{H}]$ for each model and selected the model for which the abundance difference was the smallest. The best model atmosphere had a $T_{\text{eff}} = 4000 \pm 200$ K, a $\log g = 1 \pm 1$, and a global metallicity $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.0 \pm 0.5$ (see Table 5). The uncertainties come from the big steps in the stellar parameters taken to perform the analysis.

Ca I/Ca II analysis: In the M6 analysis, we aimed to find the same abundance for Ca I and Ca II. It was decided to compare the abundance determined using the IR triplet (8498, 8542, 8662) Å with the abundance determined using the optical triplet (6102, 6122, 6162) Å. An NLTE analysis using a Ca I atom with 153 energy levels (taking into account fine structure), 2120 bound-bound radiative transitions and 11476 bound-bound collisional transitions with electrons, 81 photoionization tables from TopBase was performed. We used a Ca II model atom with 74 energy levels, 422 bound-bound radiative transitions, 2628 bound-bound collisional transitions with electrons, and 40 photoionization tables from TopBase. The contribution of inelastic collisions with neutral hydrogen because there is a lack of accurate quantum mechanical calculations to determine their importance, and the Stark effect in the line broadening parameters were neglected. Spherical MARCS model atmospheres with standard composition were adopted. Opacities came from the Uppsala package (Gustafsson et al. 2008). The code MULTI2.2, slightly modified for the collisional transition part, solves the radiative transfer and statistical equilibrium equations consistently and computes line profiles, equivalent widths and contribution functions for all the radiative transitions. We performed several computations for the model atmosphere $4000/1/0$ ($T_{\text{eff}}/\log g/[\text{Fe}/\text{H}]$) with different calcium abundances for Ca I and Ca II and decided by eye the best metallicity fitting the Ca I and Ca II triplet lines is $[\text{Ca}/\text{Fe}] = -0.3 \pm 0.1$ (see Table 5). The line profiles with this abundance are plotted in Fig. 5.

3.2. ATLAS model atmospheres (A)

3.2.1. A1

Method: This working group consisted of G. Wahlgren and R. Norris. Using Table 2 of synthetic photometric colours from Kučinskás et al. (2005) they made initial estimates of temperature, gravity, and metallicity. With a least sum squares approach, the colours of the provided stars were compared to the colours in Kučinskás' table, and the parameters of the best matching synthetic colours were interpolated to the given stars. This analysis suggested for *Star 1* an effective temperature of 3900 K, $\log g = 0.0$, and $[\text{M}/\text{H}] = 1.0$; *Star 2*: $3500/1.0/-2.0$; *Star 3*: $4300/2.0/-2.5$; and *Star 4*: $3800/1.0/-1.5$.

In addition to synthetic colours, the A1 team used KPNO 4m FTS and ESO/UVES Paranal Observatory Project archived spectra to make estimates of stellar parameters. Spectra for a grid of stars of similar luminosity class and spectral type based on the temperatures which the synthetic colours suggested were selected and compared with the spectra provided by the workshop. For *Star 1* and *Star 2*, data from the UVES-POP "Stars Across the H-R Diagram" project (resolving power $\approx 90\,000$, Bagnulo et al. 2003) were used. For *Star 3* and *Star 4*, KPNO H-band survey data of resolving power $\approx 3\,000$ (Meyer et al. 1998) were em-

ployed. For this comparison we smoothed the spectra of *Star 3* and *Star 4* to match the spectra of the KPNO observations.

Using these estimates of stellar parameters, appropriate ATLAS12 (Kurucz 1996) model atmospheres were selected and synthetic spectra were created with SYNTHE (Kurucz 1993b). ATLAS is a LTE, plane-parallel model atmosphere code. Molecules from the Kurucz suite of line lists (Kurucz & Bell 1995, hydrides, CN, CO, TiO, H₂O) as well as other molecules were included in the statistical equilibrium calculations. Early in the investigation, we noticed that using the gravities and metallicities obtained from broadband colours produced synthetic spectra which did not match the workshop spectra (at lines known to be sensitive to gravity and metallicity). Therefore, specific spectral lines as indicators of gravity and metallicity were used.

Results for Star 1: Synthetic colours suggested a cool, metal deficient giant or supergiant. Comparison to UVES spectra showed close matches with both HR 7971 (K3 II/III) and HD 12642 (K5 Iab on UVES-POP site, M0 III on Simbad). We used the infrared calcium triplet (849.8, 854.2, 866.2 nm) and calibration lines noted in Keenan & Hynek (1945, 832.7, 846.8, 851.4, 868.9 nm) to determine $\log g$ of 1.5 at a temperature range 3900–4000 K. Deficiencies in iron ($[\text{Fe}/\text{H}] = -0.67 \pm 0.08$) and the α elements were of particular note ($[\text{Si}/\text{H}] = -0.45 \pm 0.03$, $[\text{Ca}/\text{H}] = -0.90 \pm 0.15$, $[\text{Ti}/\text{H}] = -0.38 \pm 0.03$), where the solar abundances were taken from Asplund et al. (2009). The lines used in these measurements are listed in Table ?? in the Appendix.

Of the α elements, the abundance of calcium resulting from the A1 analysis is particularly low. We noticed that for the six lines below 800 nm, which have a lower excitation value close to 20000 cm^{-1} , weaker gf -values correlated to higher abundances. For example, the 558.9 nm and 560.1 nm lines have the same lower excitation value but have different gf -values. Of these, 560.1 nm with a $\log(gf) = -0.690$ dex suggests an abundance of 5.13 whereas 558.9 nm with $\log(gf) = 0.210$ dex suggests an abundance of 4.83. This trend does not exist for the three calcium lines above 800 nm which were included in the abundance determination. Although each of these lines has a more energetic lower excitation value, each suggests a higher abundance than the lower wavelength lines with similar gf -values. These three lines use Kurucz (1988) calculated gf -values as opposed to the NBS (Wiese et al. 1969) values used for the lower wavelength lines. The Kurucz (2007) calculated values for the four lines below 600 nm lines have larger gf -values than NBS reports. Presuming that this correlation between calculated and experimental values would continue for higher wavelength lines, we suggest that for the three lines over 800 nm, the reported gf -value is an upper bound. If the correlation between higher abundance and low gf -value in the lower wavelength values is not entirely the result of poor atomic data, it is likely the result of non-LTE effects, to which calcium lines are particularly sensitive (for a non-LTE analysis of a different set of calcium lines see 3.1.6). The results of the A1 analysis for *Star 1* are given in Table 5.

Results for Star 3: Synthetic colours suggested a metal deficient giant of effective temperature 4300–4400 K. Comparison of the workshop spectrum with synthetic spectra produced with parameters obtained from broadband colours showed that while the $\log g$ and temperature recommended by synthetic colours fit, the metallicity was closer to the solar value than the syn-

T. Lebzelter et al.: Comparative Modelling of the Spectra of Cool Giants

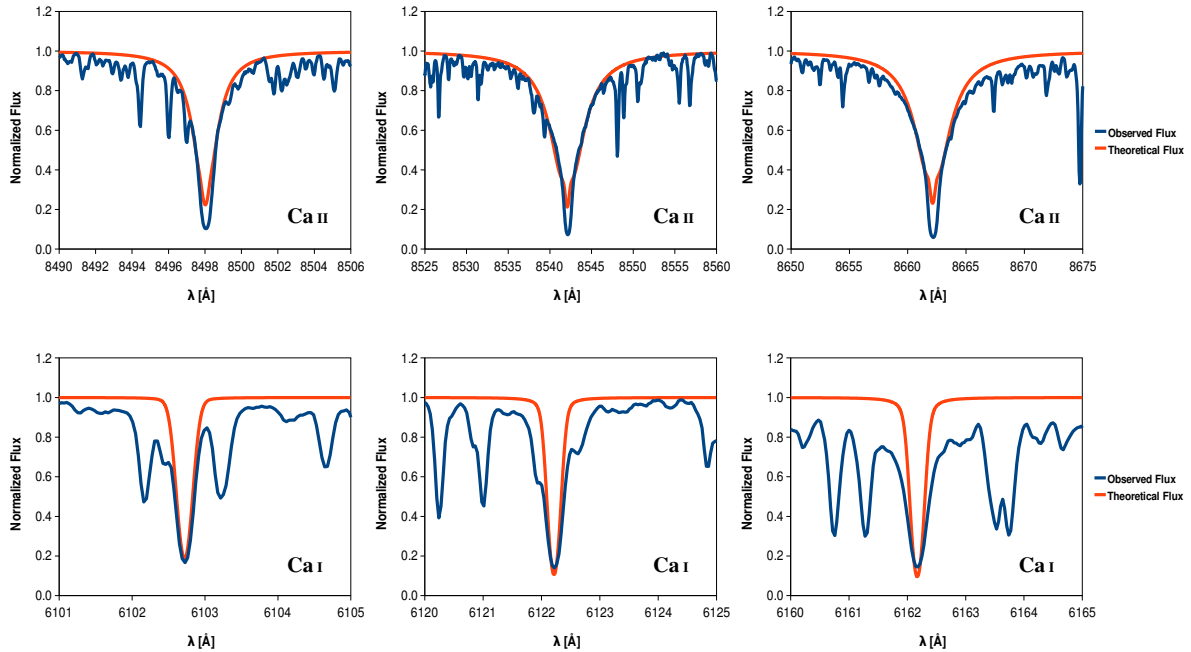


Fig. 5. Illustration of the M6 analysis for *Star 1*. Top: NLTE Ca II IR triplet line profiles. Bottom: NLTE Ca I optical triplet line profiles. Theoretical NLTE profiles are obtained with a radiative transfer through the MARCS model atmosphere with stellar parameters: $T_{\text{eff}} = 4000$ K, $\log g = 1$, $[\text{Fe}/\text{H}] = 0$, $v_{\text{mic}} = 2$ km s $^{-1}$, $M = 1 M_{\odot}$ and solar abundances from Grevesse et al. (2007). The best fit plotted here is for $[\text{Ca}/\text{Fe}] = -0.3$.

thetic colours suggested. The A1 team determined abundances of carbon, nitrogen, and oxygen for *Star 3* by fitting molecular lines. In the provided wavelength region, there are strong OH and CN lines present, as well as a CO bandhead. Unblended OH lines were used as indicators of the oxygen abundance and CN and CO lines as indicators of carbon and nitrogen abundances. Several iron lines, listed in Table ??, served for the determination of the iron abundance. Despite hints from synthetic colours that the star was metal deficient, carbon ($[\text{C}/\text{H}] = 0.31$), nitrogen ($[\text{N}/\text{H}] = 0.02$), oxygen ($[\text{O}/\text{H}] = 0.21$), and iron ($[\text{Fe}/\text{H}] = 0.32$) were all enhanced. Lines of some other elements, though not analyzed, suggested similarly enhanced abundances. The star was found to be oxygen rich with $\text{C}/\text{O} = 0.63$. The results of the A1 analysis for *Star 3* are summarized in Table 6.

3.2.2. A2

Preliminary steps: The A2 team (consisting of J. Maldonado, A. Mora, and B. Montesinos) decided to work only with the optical-region of the spectra, and therefore, only *Star 1* and *Star 2* were analyzed. The first step was to correct both target stars for radial velocity. The spectra of the target stars were cross-correlated against spectra of several radial velocity standards observed by this group (Maldonado et al. 2010). Cross-correlation was performed with the IRAF⁵ task *fxcor*. Spectral ranges with prominent telluric lines were excluded from the

cross-correlation. Obtained heliocentric radial velocities were 54.10 ± 0.36 km s $^{-1}$ for *Star 1* and -26.30 ± 0.37 km s $^{-1}$ for *Star 2*.

Methodology: A grid of synthetic spectra was calculated ranging from 3500 to 6000 K in T_{eff} steps of 250 K, from $\log g = 0.00$ to $\log g = 5.00$ in steps of 0.50, and metallicities from -1.5 to $+0.50$ dex in steps of 0.50 dex. To compute the spectra, team A2 used ATLAS9 atmosphere models and the SYNTHE code (Kurucz 1993a), adapted to work under the Linux platform by Sbordone et al. (2004) and Sbordone (2005). All the codes, line lists, and other files needed are available from a web page⁶. The new opacity distribution functions from Castelli & Kurucz (2003) were used. All spectra were computed with a resolution of 300 000, a microturbulence velocity of 2 km s $^{-1}$, and a mixing length parameter of 1.25. The reference solar abundances were taken from Asplund et al. (2009).

To obtain the “best parameters” of the target stars, A2 compared the equivalent widths (EWs) of a sample of spectral lines measured in the target stars with the EWs of the same lines measured in each synthetic spectrum. To compile a list of “well behaved” lines, A2 calculated synthetic spectra for two stars with accurately known stellar parameters (namely, the Sun, and Procyon) and compared them with high-resolution observed spectra. Fairly isolated lines, with a reasonable part of flat continuum around the limits, were selected to estimate the EWs with high accuracy. In all cases the synthetic lines fit the observed spectrum, therefore, it can be expected that the atomic parameters are fairly reliable. The list of used lines is given in Table A.2 in the Appendix. Final parameters were obtained by using a re-

⁵ IRAF is distributed by the National Optical Astronomy Observatory, which is operated by the Association of Universities for Research in Astronomy, Inc., under contract with the National Science Foundation.

⁶ <http://wwwuser.oat.ts.astro.it/atmos/Download.html>

duced χ^2 method. Lines with large EWs ($> 100 \text{ m}\text{\AA}$) were not taken into account. The results are listed in Table 5.

Discussion and further improvements: The chosen method clearly can be further improved to obtain more accurate parameters. The first problem identified during the A2 analysis was the line selection. Although it was tried to compute a list of well behaved lines, it is clear that such a list depends on the spectral type of the target stars. We started the selection using as reference the Sun and Procyon, but some well behaved lines in the Sun were not well behaved in Procyon and vice versa. In addition, since the problem stars of this experiment are cooler than the chosen reference stars, the selection had to be reviewed several times in order to avoid blended lines or lines not present in our target stars.

This is related with the second problem, namely how to measure EWs. Although EWs can be measured “by hand” (for example using the IRAF task *splot*), this is not feasible even for this experiment with only two target stars, since more than six hundred synthetic spectra need to be analysed. The A2 team developed a code which performs an integration around the center of each line using a fixed width. This could be clearly improved. Ideally, the code should be “intelligent enough” to decide on the width of the integration band according to the line profile. An alternative option, on which the A2 team is still working, is to compute EWs using atmosphere models and an abundance computation program like WIDTH9 (Castelli 2005).

3.2.3. A3

For A3, H. Neilson attempted to determine the effective temperature, gravity, iron abundance, and carbon-to-oxygen ratio for *Star 3* and *Star 4* given $V - I$, $J - K$, $V - K$ colours and spectra in the wavelength range $\lambda = 1545\text{--}1567 \text{ nm}$. Model stellar atmospheres and synthetic spectra were computed using Fortran 90/95 versions of the ATLAS code (Lester & Neilson 2008). The new versions of the code can compute model stellar atmospheres assuming either plane-parallel or spherically symmetric geometry and either opacity distribution functions or opacity sampling. Lester & Neilson (2008) demonstrated that model stellar atmospheres computed with this code predict temperature structures consistent with plane-parallel ATLAS9 and ATLAS12 models as well as spherically symmetric PHOENIX (Hauschildt et al. 1999) and MARCS (Gustafsson et al. 2008) models. Furthermore, Neilson & Lester (2008) showed that spherical model atmospheres predict intensity distributions that fit interferometric observations of red giant stars (Wittkowski et al. 2004, 2006a,b) with center-to-limb intensity profiles from model atmospheres, and determined stellar parameters consistent with results using ATLAS9 and PHOENIX models.

For the A3 analysis, models assuming plane-parallel geometry and using the opacity distribution functions to minimize computing time were computed. Deriving of stellar parameters for the two stars was done in the following manner. First, *synthetic colours* from a grid of model atmospheres spanning a range $T_{\text{eff}} = 3000\text{--}8000 \text{ K}$, and $\log g = 0\text{--}3$ with solar metallicity were computed. Comparing the synthetic colours to the given colours, a value for T_{eff} and $\log g$ was estimated. Next, a new grid of stellar model atmospheres and *synthetic spectra* for a range of T_{eff} and $\log g$ about the preliminary estimates was computed such that $\Delta T_{\text{eff}} = \pm 400 \text{ K}$ and $\Delta \log g = \pm 1$, while also varying the iron abundance. For each synthetic spectrum, a χ^2 -fit is computed and a new best-fit T_{eff} and $\log g$ and $[\text{Fe}/\text{H}]$ is determined.

Using these values, a new grid is computed, varying T_{eff} , $\log g$ and varying the silicon abundance. A new fit value for the T_{eff} and $\log g$ and silicon abundance is found and the process is repeated for oxygen, carbon and calcium.

The best-fit stellar parameters for *Star 3* and *Star 4* resulting from the A3 analysis can be found in Table 6. The results for *Star 4* are consistent with the parameters given in Table 2. However, the results for *Star 3* do not agree. This disagreement is due to the method employed. This method does not use any specific absorption lines to constrain the gravity or abundance. Instead, the parameters are determined using a blind χ^2 -fit. Furthermore, the method ignores possible degeneracies between $\log g$ and various abundances. For instance, a synthetic spectrum for a model with $T_{\text{eff}} = 4200 \text{ K}$, $\log g = 2.25$, $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.6$ and $\text{C}/\text{O} = 0.15$ has a fit to the *Star 3* spectrum with a χ^2 value that is $\lesssim 10\%$ different than the χ^2 value for the best-fit model.

3.2.4. A4

A4 (R. Peterson) analyzed the optical spectrum of *Star 1*, as part of an ongoing analysis of standard stars spanning a wide range of temperature, gravity, and metallicity. For these analyses, stellar parameters and abundances were derived by matching each stellar spectral observation to theoretical spectra calculated with an updated version of the Kurucz (1993b) SYNTHE program and the static, one-dimensional (1D) stellar models selected from the grid of Castelli & Kurucz (2003). These are characterized by effective temperature T_{eff} , surface gravity $\log g$, microturbulence velocity v_{mic} , and logarithmic iron-to-hydrogen ratio $[\text{Fe}/\text{H}]$ with respect to that of the Sun. A4 interpolated an appropriate model for each star, and input a list of molecular and atomic line transitions with species, wavelengths, energy levels, gf-values, and damping constants.

The Kurucz *gfhy*⁷ lists of lines with known energy levels (“laboratory” lines) was modified by comparing calculations to echelle spectra of standard stars. Moving from weak-lined to stronger-lined stars, first each spectrum was calculated, then the gf-values were adjusted singly for atomic lines and as a function of band and energy for molecular lines, and, finally, a guess was made on the identifications of “missing” lines, those appearing in the spectra but not in the laboratory line list. This process was iterated until all spectra match. Peterson (2008) show an example of the fits achieved in the near-UV for turnoff stars, from solar to extremely low metallicities. In Fig. 6 we show optical spectra for stronger-lined stars.

Stellar parameters were derived from the spectra, and not from colours. The effective temperature T_{eff} comes from demanding that the same abundance emerge from low- and high-excitation lines of same species (usually Fe), and from the Balmer line wings in stars of $T_{\text{eff}} \sim 5000 \text{ K}$ or hotter. The gravity $\log g$ is inferred from the wings of other strong lines; comparing Fe and Fe abundances provides a check. Demanding no trend in abundance with line strength sets v_{mic} . The iron abundance $[\text{Fe}/\text{H}]$ and other elemental abundance ratios stem from matching relatively unblended weak lines. The resulting uncertainties are typically 0.1 – 0.2 dex in $[\text{X}/\text{Fe}]$ for element X. Peterson et al. (2001) provide details.

A4 first compared *Star 1* against the metal-poor K1.5III giant Arcturus (α Boo, HR 5340, HD 124897) and the super-metal-rich K2III giant μ Leo (HR 3905, HD 85503), two well-observed stars for which they have previously run spectral calculations over a wide wavelength range. This quickly established *Star 1* to

⁷ <http://kurucz.harvard.edu/LINELISTS/GFHYPER100/>

be cooler than any giant with solar metallicity higher than one-third solar that A4 has analyzed before. Moreover, throughout the red the star exhibits a multitude of absorption lines not seen in either of the other two K giants. The majority proved to be TiO lines. Consequently, the TiO line list of Schwenke (1998), downloaded from the Kurucz website⁸ was added.

Several iterations were required to fit reasonably well the observed spectrum for *Star 1*, spanning 4900 Å to 9000 Å. The first iterations refined T_{eff} , and simultaneously [Fe/H], then $\log g$ and v_{mic} . Ultimately the best fit was obtained for a model with $T_{\text{eff}} = 3900$ K, $\log g = 1.0$, [Fe/H] = 0.0 (solar), and $v_{\text{mic}} = 1.3$ (see Table 5). The fit does deteriorate below 6000 Å, where “missing” lines remain significant.

With one exception, there was no need to alter the relative abundance of any element with respect to that of iron in *Star 1* from the values we have adopted for the Sun. For nitrogen in *Star 1*, however, A4 lowered the abundance by 0.1 dex, [N/Fe] = -0.1, to match the multitude of CN lines in the red. That oxygen in *Star 1* is solar, [O/Fe] = 0, was confirmed from three separate diagnostics: the [O] lines at 6300.3 Å and 6363.8 Å; the high-excitation O triplet at 7771.9 Å, 7774.2 Å, and 7775.4 Å; and the best-fitting of the red TiO lines. For the Sun the older, higher oxygen abundance $\log(\text{O}/\text{H}) = -3.07$ was adopted.

For Arcturus and μ Leo, relative nitrogen abundances were increased by 0.1 dex. Relative abundances were also changed for other elements, notably sodium and aluminum, the light elements Ca, Mg, Si, and Ti, and elements beyond the iron peak, whose proportions are all known to vary among old stars (Snedden et al. 2008).

The degree to which our calculations match the observed spectra of *Star 1* and other standards is illustrated in Figure 6. It shows a comparison in two wavelength regions of the observed spectrum (heavy line) to the calculated spectrum (light line) for four stars: the Sun, Arcturus, *Star 1*, and μ Leo. The top panel portrays 6455 Å – 6467 Å, and the bottom panel, 8490 Å – 8502 Å. Both are relatively free of TiO absorption in *Star 1*, but its inclusion is nonetheless important to better define the continuum. Both have many CN features, which must be closely approximated to define both continuum and blends.

Although the match is not perfect, it is largely satisfactory in all four stars. Whenever a line is observed to be significantly too strong in one star, it is usually also significantly too strong in the others – indicating either a missing or wrong identification, or an erroneous gf value. The Ca core mismatch is due to the chromospheric contribution to this line. The $\log g$ values are supported by the agreement between Ca and Ca lines and by Fe lines. Temperatures are supported by the wide range of lower excitation potentials spanned by neutral lines of Si, Ti, and Fe lines.

3.2.5. A5

The A5 analysis was performed by A. Goswami. The stellar atmospheric parameters, the effective temperature (T_{eff}), surface gravity ($\log g$), and metallicity ([Fe/H]), for *Star 1* were determined by an LTE analysis of equivalent widths of atomic lines using a recent version of MOOG (Snedden 1973). 59 cleanest possible lines of Fe I and two Fe II lines, covering three wavelength ranges (4900 – 5400) Å, (6100 – 6800) Å, and (8400 – 8900) Å, are used in our analysis. The Fe lines cover a range in excitation potential (1.0 – 5.0 eV) and equivalent widths (10 – 165 mÅ).

⁸ <http://kurucz.harvard.edu/molecules/TiO/tioschwenke.idasc-gz>

The excitation potentials and oscillator strengths of the lines are from various sources listed in the atomic spectral line database from CD-ROM 23 of R. L. Kurucz⁹. Model atmospheres are selected from the Kurucz grid of model atmospheres available at the Kurucz web site¹⁰.

The microturbulence velocity v_{mic} is estimated at a given effective temperature by demanding that there should be no dependence of the derived Fe I abundance upon the equivalent widths of Fe I lines. The derived value is 1.6 kms^{-1} . The effective temperature is obtained adopting the derived value of the microturbulence velocity by the method of excitation balance, forcing the slope of the abundances from the Fe I lines versus excitation potential to be near zero. The estimated T_{eff} is 4000 K. Using the Fe I/Fe II ionisation equilibrium, the surface gravity of the star is obtained as $\log g = 1.0$. The metallicity of the star is estimated as [Fe/H] = -0.29 dex. The uncertainties in T_{eff} , $\log g$, and v_{mic} are respectively ± 200 K, ± 0.25 dex, and ± 0.5 kms^{-1} . The results are listed in Table 5.

3.3. Phoenix model atmospheres (P)

The model fit using Version 15 of PHOENIX (Hauschildt & Baron 1999) was provided by I. Short. A grid of spherical LTE atmospheric models were computed with a T_{eff} range of 4500 to 3500 K and a $\log g$ range of 2.5 to 1.0 with samplings, ΔT_{eff} and $\Delta \log g$, of 125 K (62.5 K interpolated) and 0.5, respectively. Therefore, the formal numerical precision of our fitting in T_{eff} is about ± 31 K. The mass was held fixed at $1 M_{\odot}$ to determine radii for each value of $\log g$. Values of scaled solar abundance, $[\frac{A}{H}]$, of 0.0 and -0.5 were used, and solar abundances were those of Grevesse et al. (1992). Convection was treated in the mixing length approximation with a mixing length parameter, l , of 1.0 pressure scale height. The value of the microturbulent line broadening increased from 2.0 to 4.0 km s^{-1} as $\log g$ decreased from 2.5 to 1.0.

Synthetic spectra were computed with a spectral resolution, R , of 300 000. An initial rectification was performed by dividing the synthetic spectra by un-blanketed spectra for each model, then the spectra were re-rectified to the observed spectra piecewise with a single-point calibration in each of the two fitting regions. The radial velocity (RV) correction was determined by fitting the Doppler shift, $\Delta\lambda$, to relatively unblended weak spectral lines at the blue and red end of the observed spectra and determined RV values of 54.71 and -26.22 kms^{-1} for *Star 1* and *Star 2*, respectively.

For the purpose of this experiment the approach of investigating the global fit to the 4900 to 6800 Å (“visible”) and 8000 to 9000 Å (“IR”) regions was adopted in the P analysis. The visible region is affected by significant telluric contamination. In principle, every feature in the entire spectrum contains information about the stellar parameters, provided they can be modelled correctly, and this experiment can be seen as a test of how well a model “blindly” fitted to the broad spectrum with equal weight on all spectral lines would recover the stellar parameters of a known star.

In the IR region the strongest diagnostics are the Ca II IR triplet lines. However, we find that PHOENIX consistently produces profiles for these lines that are too bright throughout the damping wings for any realistic stellar parameters, even with line damping parameters tuned to match the solar line profiles. A comparison of unblanketed spectra among the workshop partic-

⁹ <http://www.cfa.harvard.edu/amp/ampdata/kurucz23/>

¹⁰ <http://cfaku5.cfa.harvard.edu/>

T. Lebzelter et al.: Comparative Modelling of the Spectra of Cool Giants

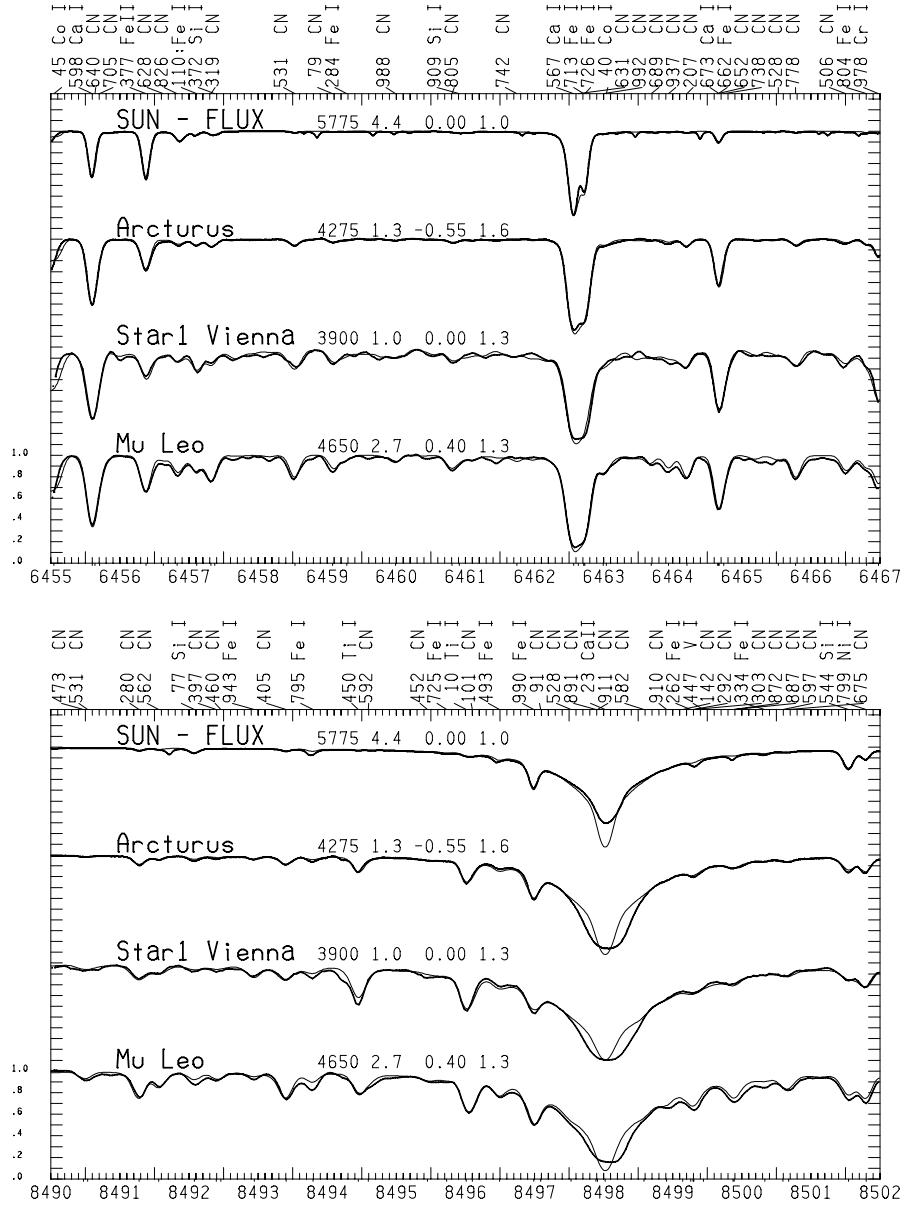


Fig. 6. A4 analysis: The plot compares observed spectra (heavy lines) to calculated spectra (light lines) for *Star 1* and three standard stars. The two panels display two separate wavelength regions, as indicated in Å at the bottom of each panel. The stars are displaced vertically for clarity. Each y-axis tick denotes 10% of the full height of the normalized spectrum. The star name appears in bold above the continuum of each plot, followed by the model stellar parameters adopted for the calculation: effective temperature T_{eff} , surface gravity $\log g$, logarithmic iron-to-hydrogen ratio $[\text{Fe}/\text{H}]$ with respect to that of the Sun, and microturbulence velocity v_{mic} . Above the upper boundary of each panel appear identifications of the strongest lines in the calculation for μ Leo: the three digits after the decimal point of the wavelength in Å of the line is followed by a colon for a “missing” line, and then the species.

ipants revealed that PHOENIX predicts a larger “background” continuum flux throughout the IR band than the other codes, and a possibility to be investigated that is consistent with both of these results is that PHOENIX under-estimates the *continuous* opacity in this region.

Figure 7 shows the relative flux residuals, $(f_{\lambda, o} - f_{\lambda, s})/f_{\lambda, o}$, where $f_{\lambda, o}$ and $f_{\lambda, s}$ are observed and synthetic flux, respec-

tively, for *Star 1* and models of $[\frac{\text{A}}{\text{H}}] = 0.0$. Figures 8 and 9 show our values of χ^2 per interpolated λ point for *Star 1* and *Star 2*, respectively, and all models.

Star 1 For the visible fitting region, the χ^2 values showed distinct global minima as functions of T_{eff} (minimum $\chi^2(\Delta\lambda)^{-1} \approx$

T. Lebzelter et al.: Comparative Modelling of the Spectra of Cool Giants

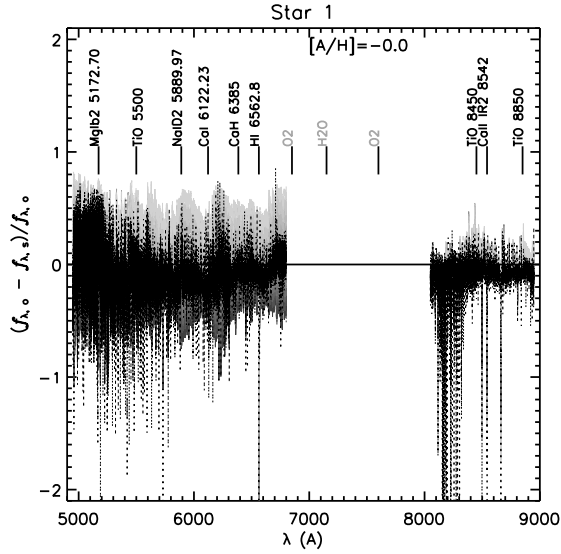


Fig. 7. P analysis: Relative flux difference, $(f_{\lambda,0} - f_{\lambda,s})/f_{\lambda,0}$, for a sub-set of our grid around the best fit parameters for Star 1 shown in gray-scale. The best fit model ($T_{\text{eff}}/\log g/[A/H] = 3940/2.0/0.0$) is over-plotted in black. Regions of heavy telluric contamination are indicated with species labels in gray.

0.025), but pick out best fit values of $\log g$ and $[A/H]$ less clearly. For *Star 1*, models of $[A/H]=0.0$ yield best fit T_{eff} values of 3940 and 3875 (± 31 K, formally) for $\log g$ values of 2.0 and 1.5, respectively. For $[A/H]=-0.5$ these $\log g$ values yield best fit T_{eff} values of 3800 K. Models of $\log g = 1.0$ provided a significantly worse fit. There is marginal evidence that models of $[A/H]=-0.5$ provide a slightly better fit than those of $[A/H]=0.0$. For the IR region the χ^2 values showed a much more shallow minimum around 3800 K (minimum $\chi^2(\Delta\lambda)^{-1} \approx 0.01$) for $[A/H]=0.0$ and $\log g$ values of 2.0 and 1.5, and did not show a minimum at all for $[A/H]=-0.5$.

Star 2 For *Star 2*, the fits yield a similar result as that for *Star 1*, but with all the $\chi^2(\Delta\lambda)^{-1}$ minima shifted downward in T_{eff} by about 100 K for the visible band, and 50 K for the IR band. For the visible band we find a best fit value for $\log g$ of either 1.5 or 2.0, and best fit values of T_{eff} of 3800 K ($[A/H]=0.0$) or 3700 to 3750 K ($[A/H]=-0.5$). Again, only models of $[A/H]=0.0$ show a minimum for the IR band, with a best fit T_{eff} value being indicated by a very shallow minimum of ~ 3750 K. Models of $[A/H]$ of 0.0 and -0.5 provide the same quality of fit, so we find a nominal best fit value of -0.25 ± 0.25 .

We conclude that the near IR band needs attention in the P modelling to cultivate it as a more effective diagnostic of stellar parameters for M giants. The lack of distinct minima in the fitting statistic may be caused by the poor quality of the fit to the broad Ca II IR triplet lines, as discussed above. Therefore, the best-fit parameters for the P analysis are based entirely on the fit to the 4900 – 6800 Å region (see Table 5).

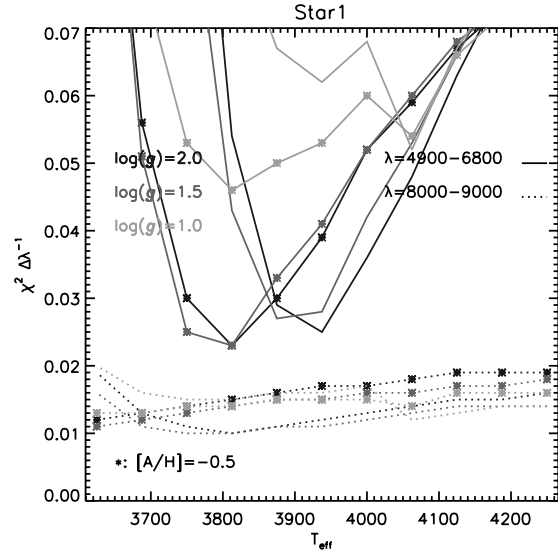


Fig. 8. P analysis: Values of $\chi^2(\Delta\lambda)^{-1}$ for *Star 1*. Solid lines: Fit to visible region (4900 – 6800 Å); Dotted lines: Fit to IR region (8000 – 9000 Å). No plot symbol: $[A/H] = 0.0$; Asterisks: $[A/H] = -0.5$. Dark to light gray lines: $\log g=2.0$ to 1.0.

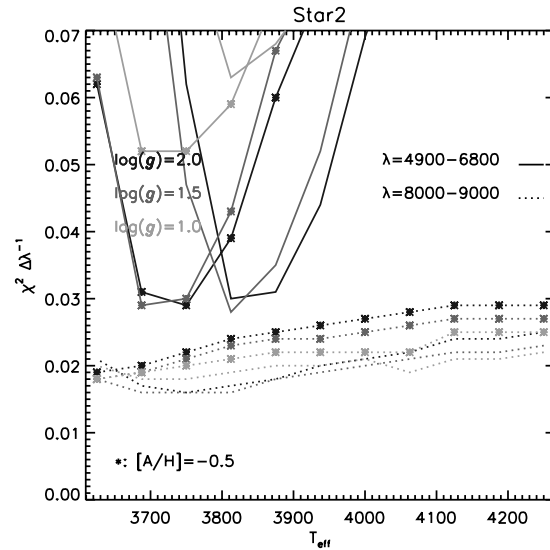


Fig. 9. P analysis: Same as Fig. 8 except for *Star 2*.

3.4. CODEX model atmospheres (C)

The Cool Opacity-sampling Dynamic EXtended (CODEX) models as published in Ireland et al. (2008) are a combination of three separate codes – a grey dynamical atmosphere code, a temperature iteration code and a spectrum computation code. In addition, the equation of state is pre-tabulated based on the 1970s code from T. Tsuji, including updates from Sharp & Huebner

(1990) and Jeong et al. (2003). The CODEX models are designed to predict Mira variable atmosphere observables, and the main algorithms involved are described in Schmid-Burgk (1975) and Schmid-Burgk & Scholz (1984). For the static models computed for this paper, the dynamical code was not used and the pressure stratification was iterated simultaneously with the temperature. Contributing authors were M. Ireland and M. Scholz.

An important property of these models relevant to the test stars in this paper is that we only include atomic lines of neutral atoms, so that the code is not applicable and has not been used for effective temperatures above 4000 K. Furthermore, there are numerical instabilities not fully understood, which means that the spherical code can only be used in significantly extended configurations. In practice, this implies a restriction to $\log g$ values less than approximately -0.5 to 0 . Within these constraints, the model structures produced by the CODEX models agree with MARCS structures within 50 K.

The full grid of models used to fit the stars in this paper had temperatures of 2600 to 4000 K, $\log g$ of -0.5 and 0 , $[\text{Fe}/\text{H}]$ of -0.5 and 0 and a fixed extension of 100 times solar. The atmospheric extension in this context was defined as $(T_{\text{eff}}/5770)(R/R_{\odot})(M/M_{\odot})^{-1}$. A spectral fit was obtained at fixed gravity by minimising the mean square difference in between the model and the sample spectrum after interpolating bi-linearly in metallicity and effective temperature. Additional fit parameters were macroturbulence (or almost equivalently spectrograph resolution/stellar rotation velocity), radial velocity, continuum flux and continuum slope. The spectral window for fitting was 1545.5 nm to 1567.5 nm for *Star 3* and *Star 4*, and 500 to 680 nm for *Star 2*.

The only stars for which reasonable spectral fits could be obtained were *Star 2* and *Star 4*, as they were the only stars with parameters that were covered by our model grid. Uncertainties in the fitted parameters were not estimated in the C analysis, but fits were noticeably poorer by eye at parameters different by 0.2 dex in metallicity or 50 K in effective temperature, so these can be taken as uncertainties. Gravity was not meaningfully constrained, but the $\log g$ value with the marginally better fit was chosen from the two available. The best-fit parameters are given in Tables 5 and 6. For *Star 4*, we also computed theoretical broad band colours, $V - I = 1.89$, $J - K = 0.94$ and $V - K = 3.71$.

3.5. Tsuji08 model atmospheres (T)

Basic physical parameters: This contribution has been provided by T. Tsuji. As his recent work has a strong focus on the analysis of near infrared molecular lines (Tsuji 2008), modelling was restricted to *Star 4*. With the given photometric data, i.e., $V - I = 3.6$, $J - K = 1.2$, and $V - K = 6.9$, it is not easy to infer basic physical parameters of this star. According to Perrin et al. (1998) $J - K = 1.21$ corresponds to an M7 giant (see their Table 3), which would have a typical T_{eff} of 3087 ± 94 K (see their Table 5). $T_{\text{eff}} = 3100$ K was, thus, chosen for *Star 4*. In the absence of any information on mass, radius, etc. it was simply assumed that $M = 2M_{\odot}$ and $R = 200R_{\odot}$. This resulted in the adopted model parameters of $T_{\text{eff}} = 3100$ K, $M = 2M_{\odot}$, $R = 200R_{\odot}$, and microturbulence velocity $v_{\text{mic}} = 3 \text{ km s}^{-1}$ from a grid of model photospheres for red giant stars presented in Tsuji (2008). The abundance composition assumed is given in Table A.3 in the Appendix. In particular, $\log A_{\text{C}}/A_{\text{H}} = -3.92$, $\log A_{\text{N}}/A_{\text{H}} = -3.55$, $\log A_{\text{O}}/A_{\text{H}} = -3.31$, and $[\text{Fe}/\text{H}] = 0.0$, were chosen.

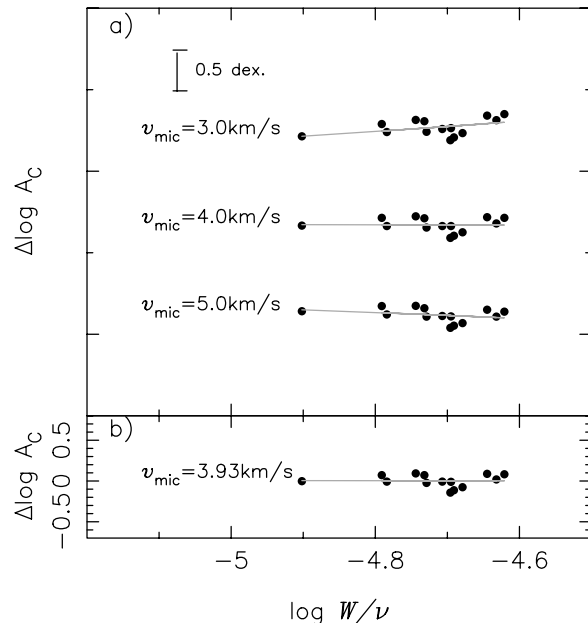


Fig. 10. T analysis: a) Line-by-line analysis of CO lines in *Star 4*, i.e. logarithmic abundance corrections to the assumed carbon abundance derived from the observed $\log W/v$ values are plotted against the $\log W/v$ values for $v_{\text{mic}} = 3, 4,$ and 5 km s^{-1} . b) Confirmation of the null abundance corrections for $\log A_{\text{C}}/A_{\text{H}} = -3.56$ and $v_{\text{mic}} = 3.93 \text{ km s}^{-1}$.

Abundance analysis: 14 CO lines relatively free from blending in the given spectrum of *Star 4* were measured. The resulting equivalent width (EW) data are given in Table A.4 in the Appendix. T also tried to measure OH and CN lines but it was difficult to find a sufficient number of lines free from disturbance. Line-by-line (LL) analysis as described in detail in Tsuji (1986, 2008) was applied to measure the selected CO lines. Results are shown in Fig. 10a, in which logarithmic abundance corrections to the assumed carbon abundance for different lines are given for $v_{\text{mic}} = 3, 4,$ and 5 km s^{-1} . The abundance corrections can be independent of EW's for $v_{\text{mic}} = 3.93 \pm 0.42 \text{ km s}^{-1}$, and the mean logarithmic abundance correction is found to be $+0.36 \pm 0.13$. Thus, we have $\log A_{\text{C}}/A_{\text{H}} = -3.92 + 0.36 = -3.56 \pm 0.13$. We confirm in Fig. 10b that the logarithmic abundance corrections are null for $\log A_{\text{C}}/A_{\text{H}} = -3.56$ and $v_{\text{mic}} = 3.93 \text{ km s}^{-1}$.

Synthetic spectrum: With the results of $v_{\text{mic}} = 3.93 \text{ km s}^{-1}$ and $\log A_{\text{C}}/A_{\text{H}} = -3.56$, a synthetic spectrum for the region of the CO 3–0 band was computed, and the result is compared with the observed one in Fig. 11a. The CO lines used in the LL analysis are indicated by the rotational identifications for the CO 3–0 lines. Only these CO lines should be considered for estimating the quality of the fit, but fits are not so good even for these lines. In Fig. 11b, an assumed macroturbulent velocity of 3.0 km s^{-1} (which could have been determined empirically if a sufficient number of weak lines could be measured) has been added to the spectral synthesis. Now, the fits are somewhat improved for the selected CO lines.

T. Lebzelter et al.: Comparative Modelling of the Spectra of Cool Giants

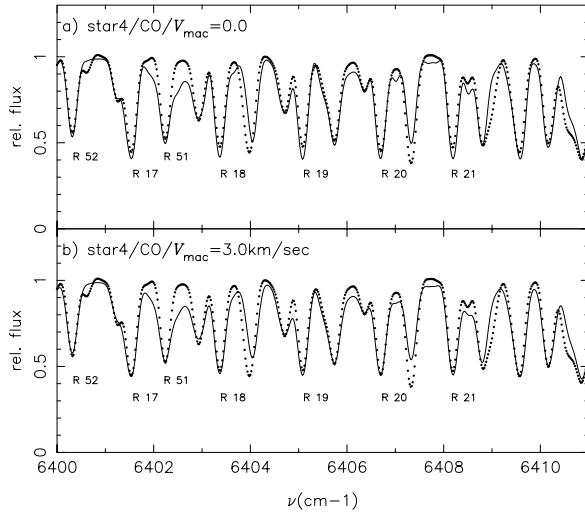


Fig. 11. T analysis: a) Observed spectrum (dots) vs. model spectrum (solid line) with null macroturbulent velocity for the CO lines of *Star 4*. b) The same as a) but with a macroturbulent velocity of 3.0 km s^{-1} .

Discussion: Because the basic stellar parameters (T_{eff} , M , R etc.) cannot be pre-defined well and because the number of lines is too small for our LL analysis, only the basic procedure to analyze the stellar spectrum has been shown and a final converged solution was not pursued. However, we may conclude that the abundance determination is possible even for very cool stars in this way only if dozens of weak lines could be measured. For this purpose, T applied the classical theory of line formation assuming the presence of microturbulence. However, the applicability of the classical model of line formation may be limited to relatively weak lines with $\log W/\nu < -4.75$ (Tsuji 2008). Although the sample of CO lines of *Star 4* analyzed here includes some lines slightly stronger than this limit, the modelling was quite successful because most of the lines used are weak and below or near the limit mentioned (Tsuji 1991, cf. a similar previous study of the CO second overtone lines). The strongest lines with $\log W/\nu > -4.5$ clearly deserve an extra contribution beside the photosphere (Tsuji 1988). Thus, if a large number of the intermediate strength lines with $-4.75 < \log W/\nu < -4.5$ are included like in a previous study of the CO first overtone lines (Tsuji 1986), the results cannot be correct as was recognized 20 years later (Tsuji 2008). Such a problem will appear not only in very cool stars but also in earlier type stars such as K giants (Tsuji 2009).

4. Results

As described above, the experiment consisted of two parts. The first one had the aim to find the best fitting model to the four sample spectra provided using the standard method of each participating researcher or team. It should be completed before the beginning of the workshop. The second part resulted from the discussions at the workshop and was aiming at a direct comparison of synthetic spectra from different model codes for a given set of stellar parameters.

4.1. Experiment 1: 'Best fit' experiment

Due to the limited time available, not all participants managed to complete the experiment for all four spectra. Furthermore, due to methodological constraints, some participants restricted their attempts to either the visual or the near infrared spectra. Naturally, the team that prepared the artificial observations for *Star 3* and *Star 4* (M1) did not participate in the fitting of these spectra.

4.1.1. α Tau (*Star 1*) and α Cet (*Star 2*)

The best fits to these two spectra as provided by the participating teams are summarized in Table 5. For α Tau we have the more extensive set of model fits. The results are presented in Fig. 12 for the three possible combinations of the three main parameters derived: T_{eff} , $\log g$, and $[\text{Fe}/\text{H}]$. The (unweighted) mean values of all results are: $T_{\text{eff}} = 3980 \pm 250 \text{ K}$, $\log g = 1.3 \pm 0.3$, and $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.2 \pm 0.2 \text{ dex}$, which is close to the literature values discussed in Section 2.1. No systematic differences between any of the model families (MARCS, ATLAS, and others) are apparent. Within the error bars given by the different groups, the derived T_{eff} values of almost all groups agree with each other. The only exception is the A2 analysis, which deviates by 800 K from the mean value. Discarding the A2 value, the mean T_{eff} of α Tau as a result of this experiment becomes $3910 \pm 80 \text{ K}$.

We have no obvious explanation for the deviating result of A2. The analysis approach differs in various aspects from the bulk of the other analyses. First, A2 uses a large model atmosphere grid including T_{eff} values up to 6000 K, which makes it possible to probe higher temperatures than other analyses. However, the same can be said for the M3b analysis, which does not find a high- T_{eff} solution. Second, A2 did an equivalent width analysis, and not a synthetic spectrum fit, which seems problematic when dealing with crowded spectra. However, the A5 analysis used a similar approach, again with a T_{eff} close to the mean value. A final aspect is that A2 did not include molecular lines in the analysis, but the same is true for M6, A1, and A5. We conclude that each of these items individually are acceptable in a spectrum analysis, but in combination they may lead to a deviating T_{eff} solution.

Concerning gravity, the results for α Tau group around two values, slightly lower (M1, M3b, M6, A4, A5) and slightly higher (M2, M3a, A1, A2, P) than the literature values given in Table 1, with the two M4 results falling in both groups. The majority of the modelers found α Tau to exhibit a lower metallicity than the Sun, the lowest values being suggested by A1. For the cases where also $[\text{Ca}/\text{Fe}]$ values were determined, most groups find a mild underabundance of Ca.

Figure 13 shows the best-fit T_{eff} and $\log g$ for *Star 1* (α Tau) from all participants except A2 converted to luminosity, using three different mass values, and the "fundamental" values from Table 1. We also show evolutionary tracks for metal-poor models by the Padova group for several different mass values. It is obvious that some of the derived pairs of parameters are inconsistent with the chosen stellar evolution models.

Fewer model fits are available for α Cet, and thus we omitted a graphical presentation. The (unweighted) mean values and standard deviations of all results are: $T_{\text{eff}} = 3830 \pm 220 \text{ K}$, $\log g = 1.0 \pm 0.8$, and $[\text{Fe}/\text{H}] = -0.2 \pm 0.2 \text{ dex}$, which is close to the literature values discussed in Section 2.2. As for α Tau we find a rather good agreement in the derived temperature, with the exception of A2 (deviating by 500 K). Discarding the A2 value, the mean T_{eff} of α Cet as a result of this experiment becomes $3760 \pm 70 \text{ K}$. Concerning the surface gravity, the scatter is some-

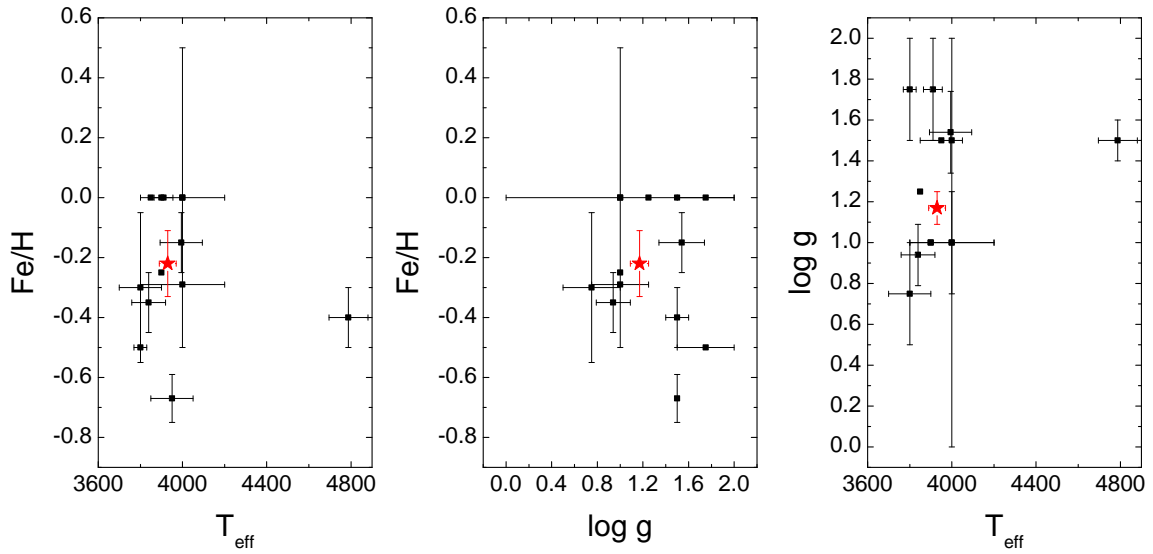


Fig. 12. Results of the various model fits in three different two-parameter planes for *Star 1* (α Tau). The red star marks the values of the *fundamental* parameters given in Table 1.

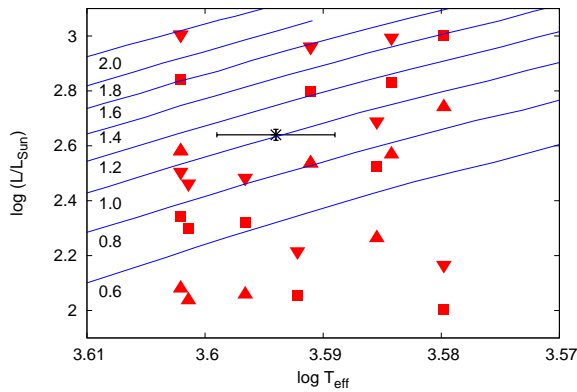


Fig. 13. Best-fit T_{eff} and $\log g$ for *Star 1* (α Tau) converted to luminosity, using three different mass values (triangles up – $0.6 M_{\odot}$, squares – $1.1 M_{\odot}$, triangles down – $1.6 M_{\odot}$), and *fundamental* values from Table 1 (black cross with error bars). Solid lines are evolutionary tracks for $Z=0.008$ and $Y=0.26$ by the Padova group (Bertelli et al. 2008, 2009), labelled to the left with mass in solar masses.

what larger than for α Tau, and the majority of the values are larger than the literature value. For $[\text{Fe}/\text{H}]$ the model fits to the spectrum of α Cet suggest metallicities from solar to subsolar. In general, one would expect a correlation between T_{eff} and $[\text{Fe}/\text{H}]$ for the differing results, since line strength increases towards cooler temperatures and higher $[\text{Fe}/\text{H}]$. This can be seen to some extent in Fig. 12, and the α Cet results show a similar trend. On the other hand, there is no obvious correlation between $\log g$ and T_{eff} , or $\log g$ and $[\text{Fe}/\text{H}]$.

4.1.2. Star 3 and Star 4

The fitting results for the two artificial stars are summarized in Table 6. In this part of the experiment we asked the participants to derive also a C/O ratio.

The fitting of spectra in the optical range is still more widely used than the application of the same technique to spectra in the H and K band. This may be due to the longer and wider availability of optical high-resolution spectrographs and the better knowledge of the resident features. It is therefore not surprising that also the number of teams providing a fit to one of the near-infrared spectra is smaller than for the case of the optical ones. Furthermore, the lower temperature, especially of *Star 4*, requires an extensive inclusion of molecular line data, which is not needed for the usual work of some of our participating teams and, therefore, not included in their codes.

In comparing the fit results with each other we have to remember that the fitted ‘star’ was a MARCS model. Therefore, one could expect that systematic differences between the underlying codes of the model fits should show up more clearly. For *Star 3* the result is a bit surprising, because the best fits of all three groups gave a solar or supersolar metallicity, while the *Star 3* model is clearly subsolar. Also, the derived C/O ratio differs significantly from the model input value. Temperature values, on the other hand, nicely agree with each other and are in reasonable agreement with the *Star 3* value. For *Star 4*, all model fits are close to the real values or at least point into the correct direction (in particular to a higher C/O ratio).

A conclusion may be that the spectra of cool stars can be understood reasonably well if the attention is confined to the relatively weak lines. However, we are still far from understanding complete spectra of cool stars including the intermediate strength lines and the strong lines, and the status of the modelling of these strong lines is still not at a satisfying stage. It appears to be no problem in analyzing the CO lines in the *Star 4*, but this may be simply because the provided spectrum of the

T. Lebzelter et al.: Comparative Modelling of the Spectra of Cool Giants

Table 5. Experiment 1: resulting stellar parameters for α Tau and α Cet from the best fits of the optical spectra by the various participating teams.

Code	α Tau (<i>Star 1</i>)				α Cet (<i>Star 2</i>)			
	T_{eff} [K]	$\log(g)$ [c m s^{-2}]	[Fe/H]	[Ca/Fe]	T_{eff} [K]	$\log(g)$ [c m s^{-2}]	[Fe/H]	[Ca/Fe]
M1	3800 \pm 100	0.75 \pm 0.25	-0.3 \pm 0.25		3675 \pm 50	0.5 \pm 0.25	-0.5 \pm 0.2	
M2	3850	1.25	0.0	0.0 \pm 0.1	3700	1.0	0.0	
M3 ^a	3994 \pm 100	1.54 \pm 0.20	-0.15 \pm 0.10	0.1 ^c	3867 \pm 100	1.15 \pm 0.20	-0.22 \pm 0.10	0.1 ^c
M3 ^b	3839 \pm 80	0.94 \pm 0.15	-0.35 \pm 0.10	-0.2 \pm 0.1 ^c	3718 \pm 80	1.31 \pm 0.15	-0.02 \pm 0.10	-0.32 \pm 0.10 ^f
M4	4000 ^d	1.5 ^d	0.0 ^d					
	3900 ^d	1.0 ^d	-0.25 ^d					
M6	4000 \pm 200	1.0 \pm 1.0	0.0 \pm 0.5	-0.3 \pm 0.1				
A1	3950 \pm 100	1.5	-0.67 \pm 0.08	-0.23 \pm 0.17				
A2	4788 \pm 92	1.5 \pm 0.1	-0.4 \pm 0.1		4310 \pm 136	1.5 \pm 0.1	-0.6 \pm 0.1	
A4	3900	1.0	0.0					
A5	4000 \pm 200	1.0 \pm 0.25	-0.29					
P	3910 \pm 45 ^d	1.75 \pm 0.25 ^d	0.0 ^d		3750 \pm 30	1.75 \pm 0.25	-0.25 \pm 0.25	
	3800 \pm 30 ^d	1.75 \pm 0.25 ^d	-0.5 ^d					
C					3820 \pm 50	-0.5	0.0 \pm 0.2	

Notes. ^(a) Ca triplet analysis at medium resolution ^(b) FEROS pipeline ^(c) $[\alpha/\text{Fe}]$ ^(d) Degeneracy in T_{eff} and [Fe/H]

Table 6. Experiment 1: resulting stellar parameters for two artificial stars from the best fits of the various participating teams.

Code	<i>Star 3</i>				<i>Star 4</i>			
	T_{eff} [K]	$\log(g)$ [c m s^{-2}]	[Fe/H]	C/O	T_{eff} [K]	$\log(g)$ [c m s^{-2}]	[Fe/H]	C/O
M5	4250	2.0	0.0	0.46	3500	0.0	0.0	0.69 ^a
A1	4350 \pm 100	2.0	0.32 \pm 0.04	0.63				
A3	4400	3.5	0.6	0.63	3200	0.25	0	0.79
C					3244 \pm 50	0.0	-0.1 \pm 0.2	0.48
T					3100	0.14	0.0	0.56

Notes. ^(a) C/O not consistent with model structure.

Star 4 does not include strong lines, and we should not be fully satisfied with the present result.

4.2. Experiment 2: fixed parameters comparison

For this part of the experiment the set of stellar parameters was predefined in order to be able to compare the output of the various combinations of models and spectral synthesis codes directly. Spectra were computed for $T_{\text{eff}}=3900$ K, $\log g=1.3$, and [Fe/H]=-0.2, i.e. a parameter set close to the values for α Tau. Microturbulence was fixed to 2.0 kms^{-1} , and a mass of $2 M_{\odot}$ was assumed. The synthetic spectra covered three dedicated regions between 4900 and 8900 Å that were also used as the prime regions of fitting for *Star 1* and *Star 2* during the first part of our study. The same abundance pattern (Asplund et al. 2009) was used by all participating groups.

Eight high-resolution spectra ($R=300\,000$ to $500\,000$) were available for the comparison, namely P, A1, A2, A3, M1, M2, M3, and M4. Note that M3 is at that stage (no parameter determination) identical with M2. A3 provided both a plane-parallel and a spherical solution, which are very similar. The plane-parallel version is used in the following as it had the higher spectral resolution. A1 and A2 both used ATLAS9+SYNTHE, only under two different operating systems. They differ only at very few wavelength points, so that we show only A1 in the figures below. An overview of the modelling details can be found in Table C.1.

To compare these synthetic spectra we first made a linear interpolation of the normalized flux values to a common wavelength grid with a step size of 0.01 Å. Then, for each wavelength point the mean flux of all six spectra was calculated and the root-mean-square (rms) difference of all fluxes to the mean flux was

determined. Next, the rms differences were averaged over 2 Å wide wavelength intervals. In addition, the difference of each individual spectrum to the mean flux was calculated.

Figure 14 shows the rms flux differences for six spectra (P, A1, A3, M1, M2, M4) to the mean flux, averaged over 2 Å wide wavelength intervals. We note that a large rms value can be caused by one or more of the following: a large difference for an individual line, small differences for several lines, or a small continuum difference.

To explore the differences in more detail, we plot in Figs. 15 to 20 the differences of the six individual spectra to the mean, for selected 10 Å wide wavelength intervals. In general, the outcome of the comparison can be summarized in the following way:

- Good agreement is seen for strong atomic lines, with a few exceptions (e.g. the wings of Mg I 880.6 nm).
- Medium-weak atomic lines are in partial agreement.
- Large differences are seen for the IR Ca II triplet lines (A3 and M2 show the broadest lines, A1, M1, and M4 are narrower, P is narrowest).
- Molecular lines differ moderately to varying degrees.

5. Discussion

As pointed out above, there seems to be no obvious difference between the results from different 'code-families' (MARCS, ATLAS). Our 'fixed parameter comparison' revealed quite significant differences in the synthetic line strengths, in particular for some medium to weak lines, molecular lines, and for the Ca II IR triplet. The reasons for these differences are not obvious and will certainly require further investigation. However,

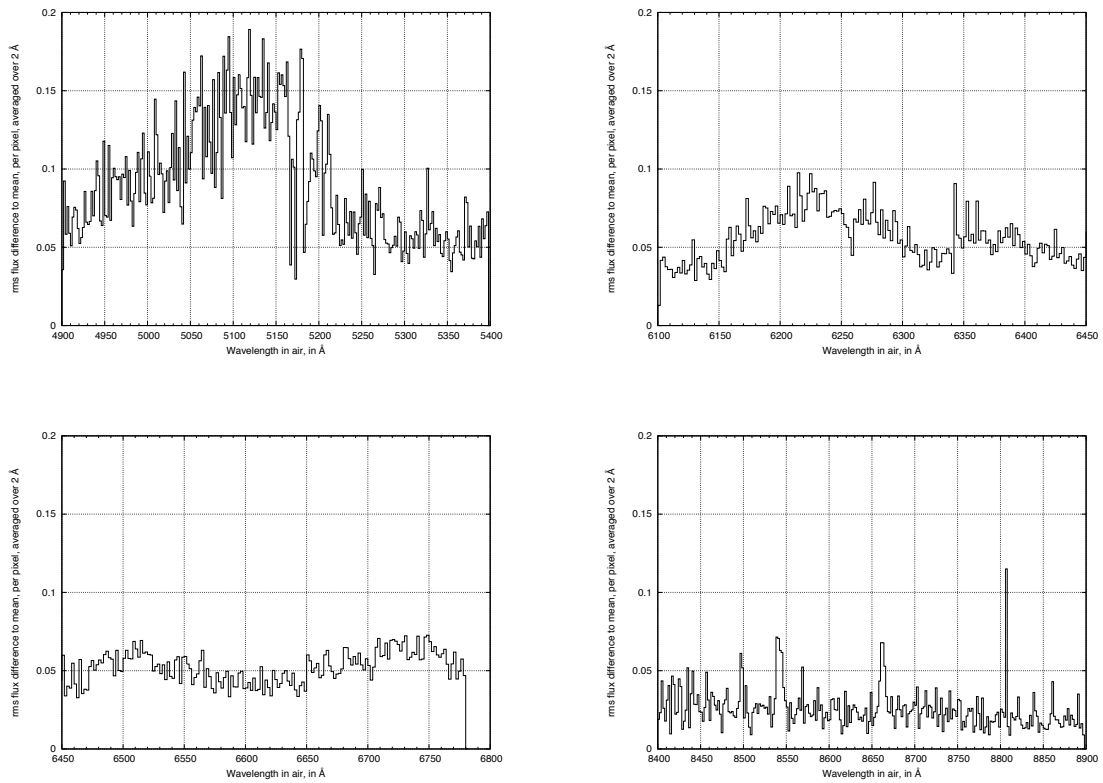


Fig. 14. Rms of the flux differences between six spectra (P, A1, A3, M1, M2, M4) and the mean flux of these six spectra, averaged over 2 \AA wide wavelength intervals. The different panels show four different wavelength ranges.

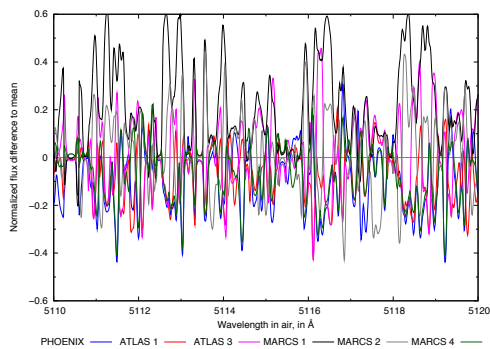


Fig. 15. Flux differences for six spectra to the mean flux, for region with the highest rms difference.

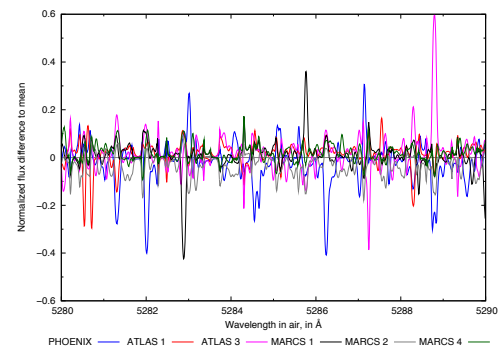


Fig. 16. Flux differences for six spectra to the mean flux, for blue region with relatively low rms difference.

the model differences seem to be only one aspect leading to the resulting scatter of the derived parameters of, e.g., *Star 1*. In the following we briefly discuss various other aspects that may affect the result.

5.1. Method of parameter determination

It is remarkable that the participating teams have chosen quite a variety of approaches for deriving the stellar parameters. Thus, a prime issue that has to be discussed is how these different strategies affect the result. There are good reasons to start

T. Lebzelter et al.: Comparative Modelling of the Spectra of Cool Giants

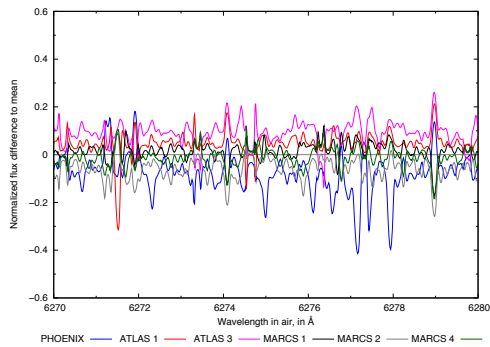


Fig. 17. Flux differences for six spectra to the mean flux, for region with relatively high rms difference due to differences in numerous weaker lines.

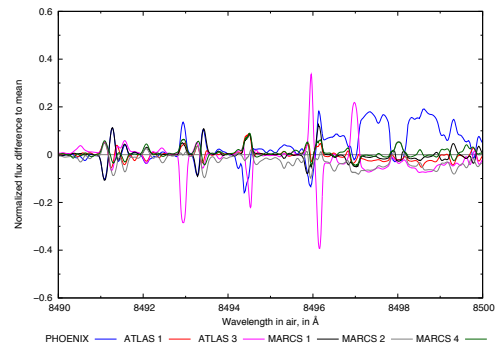


Fig. 19. Flux differences for six spectra to the mean flux, for region containing the IR Ca II triplet 849.8 nm line.

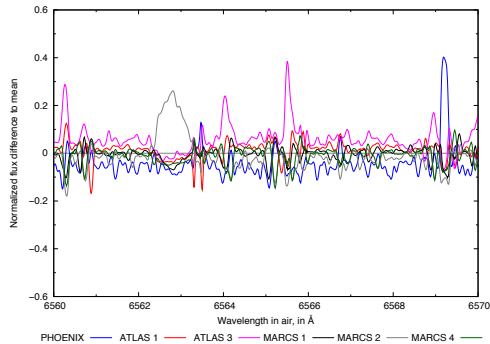


Fig. 18. Flux differences for six spectra to the mean flux, for region containing H_{γ} .

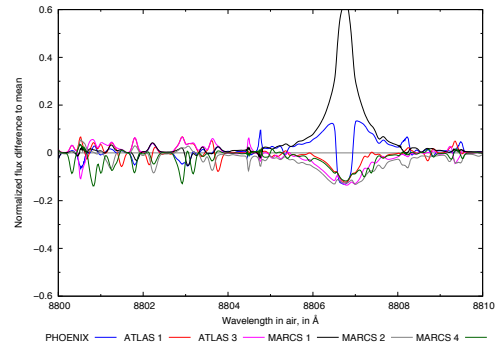


Fig. 20. Flux differences for six spectra to the mean flux, for region with high rms difference due to differences in a strong Mg I line at 8807 Å.

with photometry data to constrain the basic stellar parameters. Photometric colours have the advantage of providing information over a wide baseline in the spectrum. Some of them – of course depending on the spectral types of the target stars – are almost insensitive to metallicity over a wide range of temperatures (for cool stars $V - K$ can be used very well), others are sensitive to only the surface gravity. A clear disadvantage, however, that can introduce considerable error for this approach, is interstellar reddening, although this will not play a significant role in the context of our experiment. Spectropolarimetry or narrow-band photometry – e.g. using filters to study the strength of individual molecular band heads (see e.g. Wing 2007) – may be a way to circumvent this weakness.

In our ‘best fit’ experiment, the groups M2, M5, M6, A1, A3, and T, started their analysis by determining the approximate stellar parameters (or at least one parameter) from a comparison of observed photometry and synthetic colours. M1 used the colour information at a later step to partly lift the degeneracy between temperature / $\log g$ and metallicity. M3 and P made a completely automatic fit to the spectrum without constraints from the star’s colour. It is interesting to note that both groups reached quite

similar solutions for *Star 1*, keeping in mind that $[\text{Fe}/\text{H}]$ was fixed in P in this case. There is less agreement for *Star 2*.

A2, A5, and T compared measured equivalent widths of selected lines with model predictions. The other groups based their fit on minimizing a χ^2 between the observed and the synthetic spectrum either for the whole wavelength range available or for a selected region like a molecular band-head. Both methodologies suffer from the same caveats. First, similar χ^2 values can be obtained for a large range of models, and so the “the best parameters” must be constrained by additional considerations. Second, there is no straight-forward way for estimating the uncertainties in the derived parameters.

Since M2 and M3 used identical model spectra for their analysis, the differences in the results are entirely due to the different methods applied. In addition, the influence of different methods can be seen by comparing the M3a and M3b results. M2 and M3b both used the optical wavelength region (4900 – 6800 Å) for the fit, although slightly different subintervals were selected. Furthermore, M3b worked at decreased spectral resolution, while M2 used the full resolution. The resulting T_{eff} values are comparable for both α Tau and α Cet, while $\log g$ and $[\text{Fe}/\text{H}]$ differ. This is in line with the findings of M4 that the optical region is mostly sensitive to T_{eff} variations. Hence, the “best-fit”

$\log g$ and $[\text{Fe}/\text{H}]$ will be arbitrary values. Using only the RVS wavelength region and a low resolution (M3a) gives different results for all three parameters – higher T_{eff} values (compared to M3b), and unpredictable values for $\log g$ and $[\text{Fe}/\text{H}]$.

The P analysis for α Tau resulted in the highest $\log g$ values of all. This could be explained by low values of the pressure broadening parameters for strong atomic lines used by the P code, apparent e.g. in Figs. 19 and 20. To achieve a fit to broad observed line wings would require a higher $\log g$ value compared to the other models.

5.2. Limitations in accessible parameter range

Typically, models are optimized for application to a specific range of stellar parameters. In our experiment we also see this in some limits of the tested parameter range. For example the CODEX code (C) has an upper limit in $\log g$ of 0.0, thus, the 'best fit' result in the case of *Star 2* is naturally somewhat offset from the findings of the other groups.

As mentioned in Section 4.1.1, most participating groups explored only a small volume in parameter space around values estimated from photometry or comparisons with spectra of standard stars. Only M3 and A2 based the analysis of *Star 1* and *Star 2* on a large model grid, and obtained results similar to the others, except for T_{eff} in the case of A2.

5.3. LTE and non-LTE

IMPORTANCE, NEEDS, ULTRAVIOLET FLUX

5.4. Geometry

SPHERICAL, PLANE-PARALLEL

5.5. Atomic and molecular data

Accuracy and completeness of atomic and molecular data play a key role in fitting observed spectra with synthetic ones. In our experiment we find various approaches to the compilation of input data. Several groups are using data from the VALD database for atomic lines, although data have been extracted from different versions of the database. Sources for molecular line lists are less homogeneous, and also the number of molecules included varies significantly from group to group. All line lists, both for atoms and for molecules, still require significant improvement. A way around missing line data is offered by the use of astrophysical oscillator strengths.

HOW MUCH SHOULD WE RELY ON ASTROPHYSICAL OSCILLATOR STRENGTH? PROS AND CONS; ONLY FOR UNINTERESTING BLENDS? DIFFERENTIAL WORK COULD COMPENSATE?

NEED FOR DATA - IDENTIFY CRITICAL MOLECULES (WHY?) - CH, YO, FeH, ?, ACCESS TO EXISTING LINE LISTS

5.6. Other issues

DIFFERENCES IN THE CODES FOR CHEMICAL EQUILIBRIUM

CONSISTENCY BETWEEN MODEL ATMOSPHERE AND SPECTRAL SYNTHESIS

6. Conclusions

Estimating stellar parameters by comparison of observed and synthetic spectra is always affected by inaccuracies in line data and assumptions in model atmospheres (cf. the extensive discussion of this issue in the context of cool, evolved giants by Gustafsson 2007). Due to these limitations even a 'perfect' fit of a spectrum cannot be seen as a proof for a perfect model. We stress that it is not the intention of this paper to rank the various existing models of stellar atmospheres, but to learn from the effects caused by their differences.

Our experiment clearly illustrates the need to be cautious when comparing or combining stellar parameters that were derived using different model atmospheres and fitting strategies. We tried to illuminate various possible influences, but a clear trend in terms of a systematically higher or lower value for some parameter for a given assumption could not be derived. This is a very complex problem with various aspects that seem to partly compensate each other.

It would be desirable to repeat the experiment using different modelling codes, but exactly the same method (e.g. a chi-square fit to preselected wavelength regions). Also, differences in atomic and molecular line lists should be sorted out. It seems to be extremely difficult to implement the use of equal input line data in the various codes, simply because of different requirements for the data format. This annoying obstacle could possibly be mitigated in the future by the usage of a common infrastructure for atomic and molecular line data. An attempt to create such an infrastructure is currently underway in the VAMDC EU project¹¹ (?).

One could ask whether the data given in our experiment are insufficient to derive a unique set of parameters. No doubt additional data would allow to set further constraints and resolve one or the other degeneracy. A more extensive analysis of the existing data may promise some progress as well, but to our impression it will be always limited by accuracy of the line data and other inaccuracies in our models, which definitely desire further attention in the future.

However, we think that our 'best fit' experiment represents a quite typical situation in observational astrophysics: a piece of the spectrum and some photometric data are given, and some fixed strategy to analyse the data is adopted. With our limited experiment we want to point out that the atmospheric model and the analysis method used can have a significant effect on the absolute values of the derived stellar parameters. Bringing together such a variety of groups fitting stellar spectra by the use of various methods this paper provides also an unprecedented snapshot of the current status of this field.

Acknowledgements. The workshop on which this paper is based was kindly supported by the ESF through the GREAT initiative, by the Robert F. Wing Fund at Ohio State University, and the Department of Astronomy at the University of Vienna. The work of TL was funded by the Austrian Science Fund FWF projects P20046-N16 and P21988-N16. UH acknowledges support from the Swedish National Space Board. C. Abia acknowledges partial support by the Spanish grant AYA2008-08013-C03-03. HN acknowledges financial support from the Alexander von Humboldt foundation. We also thank all other participants in the workshop for contributing to the fruitful discussions there.

References

- Alonso, A., Arribas, S., & Martínez-Roger, C. 1999, *A&AS*, 139, 335
 Alvarez, R. & Plez, B. 1998, *A&A*, 330, 1109
 Anstee, S. D. & O'Mara, B. J. 1995, *MNRAS*, 276, 859

¹¹ <http://www.vamdc.eu/>

T. Lebzelter et al.: Comparative Modelling of the Spectra of Cool Giants

- Aringer, B., Girardi, L., Nowotny, W., Marigo, P., & Lederer, M. T. 2009, *A&A*, 503, 913
- Asplund, M., Grevesse, N., Sauval, A. J., & Scott, P. 2009, *ARA&A*, 47, 481
- Aurière, M. 2003, in *EAS Publications Series*, Vol. 9, *EAS Publications Series*, ed. J. Arnaud & N. Meunier, 105
- Bagnulo, S., Jehin, E., Ledoux, C., et al. 2003, *The Messenger*, 114, 10
- 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. 2003, *A&A*, 410, 527
- Bertelli, G., Girardi, L., Marigo, P., & Nasi, E. 2008, *A&A*, 484, 815
- Bertelli, G., Nasi, E., Girardi, L., & Marigo, P. 2009, *A&A*, 508, 355
- Bessell, M. S., Castelli, F., & Plez, B. 1998, *A&A*, 333, 231
- Bijaoui, A., Recio-Blanco, A., & de Laverny, P. 2008, in *American Institute of Physics Conference Series*, Vol. 1082, *American Institute of Physics Conference Series*, ed. C. A. L. Bailer-Jones, 54–60
- Carlsson, M. 1986, *Uppsala Astronomical Observatory Reports*, 33
- Castelli, F. 2005, *Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplementi*, 8, 44
- Castelli, F. & Kurucz, R. L. 2003, in *IAU Symposium*, Vol. 210, *Modelling of Stellar Atmospheres*, ed. N. Piskunov, W. W. Weiss, & D. F. Gray, 20P
- Cayrel, R., Depagne, E., Spite, M., et al. 2004, *A&A*, 416, 1117
- di Benedetto, G. P. & Rabbia, Y. 1987, *A&A*, 188, 114
- Donati, J., Semel, M., Carter, B. D., Rees, D. E., & Collier Cameron, A. 1997, *MNRAS*, 291, 658
- Famaey, B., Jorissen, A., Luri, X., et al. 2005, *A&A*, 430, 165
- Fernandez-Villacanas, J. L., Rego, M., & Cornide, M. 1990, *AJ*, 99, 1961
- Goorvitch, D. 1994, *ApJS*, 95, 535
- Grevesse, N., Asplund, M., & Sauval, A. J. 2007, *Space Sci. Rev.*, 130, 105
- Grevesse, N., Noels, A., & Sauval, A. 1992, in *ESA SP*, Vol. 348, *In ESA, Proceedings of the First SOHO Workshop*, ed. C. Mattock, 305
- Gustafsson, B. 2007, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 378, *Why Galaxies Care About AGB Stars: Their Importance as Actors and Probes*, ed. F. Kerschbaum, C. Charbonnel, & R. F. Wing, 60
- Gustafsson, B., Bell, R. A., Eriksson, K., & Nordlund, A. 1975, *A&A*, 42, 407
- Gustafsson, B., Edwardsson, B., Eriksson, K., et al. 2008, *A&A*, 486, 951
- Hauschildt, P. & Baron, E. 1999, *J. Comp. App. Math.*, 109, 41
- Hauschildt, P. H., Allard, F., Ferguson, J., Baron, E., & Alexander, D. R. 1999, *ApJ*, 525, 871
- Heiter, U., Barklem, P., Fossati, L., et al. 2008, *Journal of Physics Conference Series*, 130, 012011
- Heiter, U. & Eriksson, K. 2006, *A&A*, 452, 1039
- Hekker, S. & Meléndez, J. 2007, *A&A*, 475, 1003
- Hill, V., Plez, B., Cayrel, R., et al. 2002, *A&A*, 387, 560
- Hinkle, K., Wallace, L., & Livingston, W. 1995a, *PASP*, 107, 1042
- Hinkle, K., Wallace, L., & Livingston, W. C. 1995b, *Infrared atlas of the Arcturus spectrum, 0.9-5.3 microns* (San Francisco, Calif.: Astronomical Society of the Pacific, 1995.)
- Houdashelt, M. L., Bell, R. A., & Sweigart, A. V. 2000, *AJ*, 119, 1448
- Ireland, M. J., Scholz, M., & Wood, P. R. 2008, *MNRAS*, 391, 1994
- Jeong, K. S., Winters, J. M., Le Bertre, T., & Sedlmayr, E. 2003, *A&A*, 407, 191
- Johnson, H. L., Mitchell, R. I., Iriarte, B., & Wisniewski, W. Z. 1966, *Communications of the Lunar and Planetary Laboratory*, 4, 99
- Jorgensen, U. G., Johnson, H. R., & Nordlund, A. 1992, *A&A*, 261, 263
- Keenan, P. C. & Hynek, J. A. 1945, *ApJ*, 101, 265
- Kordopatis, G., Recio-Blanco, A., de Laverny, P., et al. 2011a, submitted
- Kordopatis, G., Recio-Blanco, A., de Laverny, P., et al. 2011b, submitted
- Kovacs, N. 1983, *A&A*, 120, 21
- Kupka, F., Piskunov, N., Ryabchikova, T. A., Stempels, H. C., & Weiss, W. W. 1999, *A&AS*, 138, 119
- Kurucz, R. 1993a, *ATLAS9 Stellar Atmosphere Programs and 2 km/s grid*. Kurucz CD-ROM No. 13. Cambridge, Mass.: Smithsonian Astrophysical Observatory, 1993., 13
- Kurucz, R. 1993b, *SYNTHSE Spectrum Synthesis Programs and Line Data*. Kurucz CD-ROM No. 18. Cambridge, Mass.: Smithsonian Astrophysical Observatory
- Kurucz, R. & Bell, B. 1995, *Atomic Line Data*. Kurucz CD-ROM No. 23. Cambridge, Mass.: Smithsonian Astrophysical Observatory
- Kurucz, R. L. 1988, in *Trans. IAU*, XXB, ed. M. McNally, 168
- Kurucz, R. L. 1996, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 108, *M.A.S.S., Model Atmospheres and Spectrum Synthesis*, ed. S. J. Adelman, F. Kupka, & W. W. Weiss, 160
- Kurucz, R. L. 2007, Website, <http://kurucz.harvard.edu/atoms/2000/gf2000.lines>
- Kučinskas, A., Hauschildt, P. H., Ludwig, H., et al. 2005, *A&A*, 442, 281
- Lambert, D. L. & Ries, L. M. 1981, *ApJ*, 248, 228
- Lebzelter, T., Lederer, M. T., Cristallo, S., et al. 2008, *A&A*, 486, 511
- Lederer, M. T., Lebzelter, T., Cristallo, S., et al. 2009, *A&A*, 502, 913
- Lester, J. B. & Neilson, H. R. 2008, *A&A*, 491, 633
- Livingston, W. & Wallace, L. 1991, *An atlas of the solar spectrum in the infrared from 1850 to 9000 cm⁻¹ (1.1 to 5.4 micrometer)*, ed. Livingston, W. & Wallace, L.
- Luck, R. E. & Challener, S. L. 1995, *AJ*, 110, 2968
- Maldonado, J., Martínez-Arnáiz, R. M., Eiroa, C., Montes, D., & Montesinos, B. 2010, *A&A*, 521, A12
- Mallik, S. V. 1998, *A&A*, 338, 623
- Marigo, P., Girardi, L., Bressan, A., et al. 2008, *A&A*, 482, 883
- Masseron, T. 2006, PhD thesis, Observatoire de Paris
- McWilliam, A. 1990, *ApJS*, 74, 1075
- Meléndez, J., Asplund, M., Alves-Brito, A., et al. 2008, *A&A*, 484, L21
- Meyer, M. R., Edwards, S., Hinkle, K. H., & Strom, S. E. 1998, *ApJ*, 508, 397
- Mozurkewich, D., Armstrong, J. T., Hindsley, R. B., et al. 2003, *AJ*, 126, 2502
- Neilson, H. R. & Lester, J. B. 2008, *A&A*, 490, 807
- Nowotny, W., Aringer, B., Höfner, S., & Lederer, M. T. 2011, *A&A*, 529, A129
- Nowotny, W., Höfner, S., & Aringer, B. 2010, *A&A*, 514, A35+
- Perrin, G., Coudé du Foresto, V., Ridgway, S. T., et al. 1998, *A&A*, 331, 619
- Peterson, R. 2008, *Space Telescope Science Newsletter*, 25, 24
- Peterson, R. C., Dalle Ore, C. M., & Kurucz, R. L. 1993, *ApJ*, 404, 333
- Peterson, R. C., Dorman, B., & Rood, R. T. 2001, *ApJ*, 559, 372
- Piskunov, N. E., Kupka, F., Ryabchikova, T. A., Weiss, W. W., & Jeffery, C. S. 1995, *A&AS*, 112, 525
- Ramírez, I. & Meléndez, J. 2005, *ApJ*, 626, 446
- Recio-Blanco, A., Bijaoui, A., & de Laverny, P. 2006, *MNRAS*, 370, 141
- Richichi, A. & Roccatagliata, V. 2005, *A&A*, 433, 305
- Rothman, L. S., Jacquinet-Husson, N., Boulet, C., & Perrin, A. M. 2005, *Comptes Rendus Physique*, 6, 897
- Sbordone, L. 2005, *Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplementi*, 8, 61
- Sbordone, L., Bonifacio, P., Castelli, F., & Kurucz, R. L. 2004, *Memorie della Societa Astronomica Italiana Supplementi*, 5, 93
- Schmid-Burgk, J. 1975, *A&A*, 40, 249
- Schmid-Burgk, J. & Scholz, M. 1984, *Transfer in spherical media using integral equations* (Methods in Radiative Transfer, Kalkofen W. Ed.), 381–394
- Schwenke, D. W. 1998, *Faraday Discussions*, 109, 321
- Sharp, C. M. & Huebner, W. F. 1990, *ApJS*, 72, 417
- Smith, V. V. & Lambert, D. L. 1985, *ApJ*, 294, 326
- Snedden, C., Cowan, J. J., & Gallino, R. 2008, *ARA&A*, 46, 241
- Snedden, C. A. 1973, PhD thesis, The University of Texas at Austin.
- Soubiran, C., Le Campion, J., Cayrel de Strobel, G., & Caillo, A. 2010, *A&A*, 515, A111
- Tsuji, T. 1986, *A&A*, 156, 8
- Tsuji, T. 1988, *A&A*, 197, 185
- Tsuji, T. 1991, *A&A*, 245, 203
- Tsuji, T. 2008, *A&A*, 489, 1271
- Tsuji, T. 2009, *A&A*, 504, 543
- Van Eck, S., Neyskens, P., Plez, B., et al. 2010, *ArXiv e-prints*
- van Leeuwen, F., ed. 2007, *Astrophysics and Space Science Library*, Vol. 350, *Hipparcos, the New Reduction of the Raw Data*
- Wahlín, R. & Plez, B. 2005, in *ESA Special Publication*, Vol. 560, *13th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems and the Sun*, ed. F. Favata, G. A. J. Hussain, & B. Battrick, 1013–
- Wiese, W. L., Smith, M. W., & Miles, B. M. 1969, *Atomic transition probabilities. Vol. 2: Sodium through Calcium. A critical data compilation* (NSRDS-NBS 22, Washington, D.C.: US Department of Commerce, National Bureau of Standards)
- Wing, R. F. 2007, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 378, *Why Galaxies Care About AGB Stars: Their Importance as Actors and Probes*, ed. F. Kerschbaum, C. Charbonnel, & R. F. Wing, 92
- Wittkowski, M., Aufdenberg, J. P., Driebe, T., et al. 2006a, *A&A*, 460, 855
- Wittkowski, M., Aufdenberg, J. P., & Kervella, P. 2004, *A&A*, 413, 711
- Wittkowski, M., Hummel, C. A., Aufdenberg, J. P., & Roccatagliata, V. 2006b, *A&A*, 460, 843
- Worley, C. C., de Laverny, P., Recio-Blanco, A., et al. 2011, submitted
- Worthey, G. & Lee, H. 2011, *ApJS*, 193, 1
- Zamanov, R. K., Bode, M. F., Melo, C. H. F., et al. 2008, *MNRAS*, 390, 377

Appendix A: Line lists used for analysis and other modelling information

M3 The atomic line lists were taken from VALD (August 2009) and were calibrated to standard stars when appropriate. The molecular line lists were provided by B. Plez and included CH, OH, ²⁴MgH, SiH, CaH, FeH, C₂, CN, TiO, VO, and ZrO.

Table A.1. Iron line selection for the M6 stellar parameter determination (Sect. 3.1.6). For each line, the wavelength λ , the lower level excitation potential E_i , and the gf value are given.

Fe I			Fe II		
λ [Å]	E_i [eV]	$\log gf$	λ [Å]	E_i [eV]	$\log gf$
8439.571	4.549	-0.587	6113.322	3.221	-4.230
8471.743	4.956	-1.037	6147.741	3.889	-2.827
8526.669	4.913	-0.760	6416.919	3.892	-2.877
8527.852	5.020	-1.625	6432.680	10.930	-1.236
8571.804	5.010	-1.414	6456.383	3.903	-2.185
8592.951	4.956	-1.066	6516.080	2.891	-3.432
8598.830	4.386	-1.089			
8601.047	5.112	-1.577			
8613.940	4.988	-1.247			
8632.414	4.103	-2.341			
8698.592	5.995	-2.681			
8699.454	4.955	-0.380			
8729.144	3.415	-2.871			
8747.425	3.018	-3.176			
8790.521	4.988	-0.586			
8798.072	4.985	-1.895			
8814.508	5.067	-1.793			
8816.885	4.988	-2.203			
8834.017	4.218	-2.558			
8846.740	5.010	-0.777			
8891.404	5.334	-1.108			

M4 For the atomic lines the VALD data base was used. Molecular lines for C₂, CN, MgH, SiH, TiO, CaH, ZrO, and FeH are included in the model calculations.

M5 The original atomic line list was taken from the VALD database (year?) while the molecular lists are from Wahlin & Plez (2005) for C₂; CO lines come from the line list of Goorvitch (1994), whereas the CN and CH lines were assembled from the best available data as described in Hill et al. (2002) and Cayrel et al. (2004). The molecular lists also include lines of OH, TiO, CaH, SiH, FeH and H₂O taken from the HITRAN database (Rothman et al. 2005). Nonetheless, no relevant absorptions of these latter molecular species (except OH) are present in the spectra of the Sun and/or Arcturus in the 1.5 μ m region, thus they cannot be calibrated using these stars.

M6 Iron lines used in the M6 analysis are listed in Table A.1.

A1 Atomic line data come from Kurucz (\approx 2008). For the molecules line lists are available and included in the model: C₂, CO, CN, CH, NH, OH, MgH, SiH, TiO, H₂O, SiO. Further data are used in the EOS. Tables ?? and ?? list the lines used in the abundance determination for *Star 1* and *Star 3*, respectively.

A2 Line data are taken from the Trieste web page. The following molecules are included: C₂, CH, CN, CO, H₂, MgH, NH, OH, SiH, SiO. Atomic line data are listed in Table A.2.

T The used abundance pattern for the modelling is given in Table ?. Line data for CO 3–0 lines are listed in Table A.4.

Appendix B: Additional results from the 'best fit' experiment (Experiment 1)

In Table B.1 we summarize additional results from the 'best fit' experiment, such as radial velocity (RV) and microturbulence velocity v_{mic} .

Appendix C: Model characteristics for the fixed parameter comparison (Experiment 2)

An overview of the model inputs used for the 'fixed parameter comparison' is given in Table C.1.

Table A.2. Lines used by the A2 participants (Sect. 3.2.2). For each line, the species code, the wavelength λ , the lower level excitation potential χ , and the gf value are given.

Species	λ (Å)	χ (eV)	$\log(gf)$	Ion	λ (Å)	χ (eV)	$\log(gf)$
26.00	4905.14	2.527	-2.050	26.00	5361.62	2.312	-1.430
26.01	4923.93	2.517	-1.320	26.00	5373.71	2.307	-0.860
26.00	4924.77	2.517	-2.220	26.00	5379.58	2.304	-1.480
24.00	4936.34	2.511	-0.340	26.00	5386.34	2.301	-1.770
26.00	4962.58	2.498	-1.290	26.00	5389.48	2.300	-0.410
28.00	5010.94	2.474	-0.870	28.00	5392.33	2.299	-1.320
26.00	5044.22	2.457	-2.150	26.00	6120.25	2.025	-5.950
26.00	5049.82	2.454	-1.420	26.00	6159.38	2.012	-1.970
26.00	5054.65	2.452	-2.140	26.00	6226.74	1.991	-2.220
22.00	5064.06	2.448	-0.270	26.01	6369.46	1.946	-4.253
26.00	5083.34	2.438	-2.958	26.00	6392.54	1.939	-4.030
26.00	5090.78	2.435	-0.400	21.01	6604.60	1.877	-1.480
28.00	5094.41	2.433	-1.080	26.00	6725.36	1.843	-2.300
26.00	5127.35	2.417	-3.307	26.00	8481.98	1.461	-1.647
26.00	5141.74	2.411	-2.150	14.00	8502.22	1.458	-1.260
26.00	5143.73	2.410	-3.790	26.00	8515.10	1.456	-2.073
22.00	5145.47	2.409	-0.574	26.00	8582.25	1.444	-2.133
26.00	5151.91	2.406	-3.322	26.00	8592.95	1.442	-1.083
26.00	5159.06	2.403	-0.820	14.00	8595.96	1.442	-1.040
26.00	5180.06	2.393	-1.260	14.00	8597.06	1.442	-1.370
26.00	5187.91	2.389	-1.260	26.00	8598.82	1.441	-1.088
26.00	5194.95	2.386	-2.090	26.00	8607.07	1.440	-1.463
26.00	5195.47	2.386	0.018	26.00	8611.80	1.439	-1.900
22.01	5211.54	2.378	-1.356	26.00	8621.60	1.438	-2.321
22.00	5219.70	2.375	-2.292	26.00	8674.74	1.429	-1.850
26.00	5229.85	2.370	-0.241	14.00	8686.35	1.427	-1.200
26.01	5234.63	2.368	-2.050	26.00	8688.62	1.427	-1.212
26.00	5242.50	2.364	-0.840	26.00	8698.70	1.425	-3.433
26.01	5256.93	2.358	-4.250	26.00	8699.45	1.425	-0.380
26.00	5263.31	2.355	-0.970	26.00	8710.39	1.423	-0.555
24.00	5287.18	2.344	-0.907	14.00	8728.01	1.420	-0.610
24.00	5296.70	2.340	-1.400	26.00	8729.14	1.420	-2.951
27.00	5352.05	2.316	0.060				

T. Lebzelter et al.: Comparative Modelling of the Spectra of Cool Giants

Table C.1. Overview of model inputs used for fixed parameter comparison.

Label	Codes	Spectral resolution	Comments
M1	MARCS + coma08	300000	spherical
M2	MARCS + Turbospectrum	500000	mass = 1 M _⊙ ; spherical
M3	MARCS + Turbospectrum	500000	mass = 1 M _⊙ , log g=1.5, [Fe/H]=-0.25 spherical
M4	MARCS + BSYN	≈300000	spherical
A1	ATLAS9 + SYNTHÉ	500000	model atmospheres interpolated within Kurucz grid
A2	ATLAS9 + SYNTHÉ Linux vers. (Sbordone)	300000	model atmospheres and spectra calculated for [Fe/H]=0 and -0.5, interpolated to [Fe/H]=-0.2
A3	ATLAS12	500000	plane-parallel
P	Phoenix V.15	300000	

Table A.3. Chemical composition assumed for analysis T (Sect. 3.5).

El.	at.no.	I.P.0	g0	g1	log El/H	at.wt.	I.P.1
H	1	13.595	2	1	0.0	1.00800	0.0
He	2	24.580	1	2	-1.0100	4.00260	54.403
Li	3	5.390	2	1	-8.6900	6.94100	75.619
Be	4	9.320	1	2	-10.8500	9.01218	18.206
B	5	8.296	6	1	-9.4000	10.81000	25.149
C	6	11.256	9	6	-3.9200	12.01100	24.376
N	7	14.530	4	9	-3.5500	14.00670	29.593
O	8	13.614	9	4	-3.3100	15.99940	35.108
F	9	17.418	6	9	-7.4400	18.99840	34.980
Na	11	5.138	2	1	-5.6700	22.98981	47.290
Mg	12	7.644	1	2	-4.4200	24.30499	15.031
Al	13	5.984	6	1	-5.5300	26.98151	18.823
Si	14	8.149	9	6	-4.4500	28.08600	16.340
P	15	10.484	4	9	-6.5500	30.97380	19.720
S	16	10.357	9	4	-4.7900	32.06000	23.400
Cl	17	13.010	6	9	-6.5000	35.45300	23.800
K	19	4.339	2	1	-6.8800	39.10001	31.810
Ca	20	6.111	1	2	-5.6400	40.08000	11.868
Sc	21	6.540	10	15	-8.9000	44.95590	12.800
Ti	22	6.820	21	28	-7.0100	47.89999	13.570
V	23	6.740	28	25	-8.0000	50.94141	14.650
Cr	24	6.764	7	6	-6.3300	51.99600	16.490
Mn	25	7.432	6	7	-6.6100	54.93800	15.636
Fe	26	7.870	25	30	-4.4900	55.84700	16.180
Ni	28	7.633	21	10	-5.7500	58.71001	18.150
Cu	29	7.724	2	1	-7.7900	63.54601	20.290
Br	35	11.840	6	9	-9.3700	79.90401	21.600
Rb	37	4.176	2	1	-9.4000	85.46780	27.500
Sr	38	5.692	1	2	-9.1000	87.62000	11.027
Y	39	6.380	10	1	-9.7600	88.90590	12.230
Zr	40	6.840	21	28	-9.4000	91.22000	13.130
I	53	10.454	6	9	-10.4900	126.90450	19.090
Ba	56	5.210	1	2	-9.8700	137.34000	10.001
La	57	5.610	10	21	-10.7800	138.90550	11.430

Table A.4. Measured CO 3–0 lines in *Star 4* from the T analysis (Sect. 3.5). For each line, the wavenumber ω_n , the gf value, the lower level excitation potential (LEP), the equivalent width (EW), and the identification, are given.

$\omega_n(\text{cm}^{-1})$	$\log gf$	LEP(cm^{-1})	$\log \text{EW}/\omega_n$	Identification
6380.874	-7.125	6954.739	-4.902	¹² C ¹⁶ O 3–0 R 60
6385.773	-8.159	211.404	-4.729	¹² C ¹⁶ O 3–0 R 10
6388.348	-8.116	253.667	-4.707	¹² C ¹⁶ O 3–0 R 11
6390.816	-8.076	299.766	-4.695	¹² C ¹⁶ O 3–0 R 12
6391.507	-7.179	6074.532	-4.791	¹² C ¹⁶ O 3–0 R 56
6393.178	-8.038	349.698	-4.645	¹² C ¹⁶ O 3–0 R 13
6398.290	-7.220	5452.275	-4.744	¹² C ¹⁶ O 3–0 R 53
6400.325	-7.234	5252.117	-4.784	¹² C ¹⁶ O 3–0 R 52
6401.552	-7.907	587.721	-4.621	¹² C ¹⁶ O 3–0 R 17
6402.247	-7.249	5055.604	-4.732	¹² C ¹⁶ O 3–0 R 51
6403.377	-7.877	656.789	-4.679	¹² C ¹⁶ O 3–0 R 18
6405.093	-7.850	729.678	-4.691	¹² C ¹⁶ O 3–0 R 19
6406.703	-7.823	806.383	-4.632	¹² C ¹⁶ O 3–0 R 20
6408.203	-7.797	886.903	-4.696	¹² C ¹⁶ O 3–0 R 21

Table B.1. Additional results from the 'best fit' experiment.

Label	α Tau (<i>Star 1</i>)		α Cet (<i>Star 2</i>)	
	RV [kms^{-1}]	v_{mic} [kms^{-1}]	RV [kms^{-1}]	v_{mic} [kms^{-1}]
M1				
M2		1–2		1–2
M3a	53.9±0.9		-27.6±1.3	
M4	55			
M6	54.3±0.5	2		
A2	54.1±0.4		-26.3±0.4	
P	54.71	3	-26.22	3

Paramètres des cibles en direction de

$$l \sim 277^\circ, b \sim 47^\circ$$

Note : L'ensemble des tables ci-dessous est disponible en version électronique sur le site web du Centre de Données astronomiques de Strasbourg ¹.

TABLE E.1 – Paramètres atmosphériques tels que estimés par la procédure automatique

ID	T_{eff} (K)	ΔT_{eff} (K)	$\log g$ (cm s^{-2})	$\Delta \log g$ (cm s^{-2})	[M/H] (dex)	Δ [M/H] (dex)	m_V	(B-V)	M_V	ΔM_V	SNR (pixel^{-1})
1	5962	212	4.02	0.30	-0.76	0.15	17.37	0.61	3.98	0.86	23
2	5001	74	3.51	0.12	-0.25	0.10	17.24	0.69	3.01	0.41	29
3	4272	64	4.86	0.12	-0.22	0.09	16.41	1.42	8.30	0.13	60
4	4997	88	3.73	0.17	-1.00	0.16	16.81	0.73	3.14	0.29	35
5	5574	74	3.88	0.12	-0.36	0.10	15.93	0.67	3.64	0.37	63
6	4127	64	4.48	0.12	-0.15	0.09	17.92	1.33	8.34	0.15	46
7	5499	74	4.44	0.12	-0.31	0.10	15.16	0.74	5.43	0.17	60
8	4832	64	4.22	0.12	-0.20	0.09	17.23	1.02	6.68	0.15	38
9	5463	74	4.21	0.12	-0.31	0.10	14.99	0.76	5.13	0.58	60
10	5715	74	4.48	0.12	0.10	0.10	14.63	0.91	5.37	0.19	44
11	5235	74	4.77	0.12	0.25	0.10	17.21	0.98	5.81	0.15	31
12	5277	74	3.99	0.12	-0.44	0.10	16.66	0.80	3.92	0.20	49
13	5475	64	3.90	0.10	-0.66	0.08	15.14	0.69	3.71	0.26	92
14	5002	56	4.47	0.08	-0.25	0.09	15.56	0.92	6.35	0.11	85
15	5083	103	3.88	0.16	-0.50	0.11	16.25	0.75	3.72	0.26	40
16	5112	74	4.35	0.12	-0.12	0.10	15.55	0.94	6.15	0.14	49
17	5020	255	3.31	0.48	-2.00	0.24	17.30	0.70	0.82	0.84	34
18	6120	83	4.56	0.15	-0.33	0.11	16.63	0.49	4.34	0.24	30
19	5246	74	4.21	0.12	-0.00	0.10	16.53	0.84	4.92	0.67	32
20	5223	97	3.24	0.26	-1.99	0.17	17.63	0.42	1.97	0.49	26
21	4708	64	4.92	0.12	0.00	0.09	17.12	1.17	7.07	0.14	28
22	4584	64	4.18	0.12	0.13	0.09	16.44	1.05	6.86	0.26	38
23	4250	64	5.00	0.12	-0.25	0.09	17.33	1.61	8.51	0.14	54
24	4615	64	4.27	0.12	-0.25	0.09	17.82	0.97	7.06	0.14	27
25	5516	74	4.49	0.12	-0.39	0.10	16.04	0.66	5.32	0.19	65
26	5131	74	4.12	0.12	-0.26	0.10	16.43	0.85	4.16	0.35	49
27	4000	88	4.62	0.17	-1.00	0.16	17.01	1.61	9.63	0.17	69
28	6535	174	4.39	0.27	-1.84	0.19	16.44	0.43	4.46	0.52	47
29	4931	55	3.27	0.14	-0.53	0.07	15.23	0.93	2.60	0.28	86
30	5355	74	3.90	0.12	-0.24	0.10	17.49	0.75	3.86	0.32	32
31	4721	64	4.23	0.12	-0.49	0.09	15.84	0.93	6.92	0.11	70
32	6492	174	4.50	0.27	-1.05	0.19	16.38	0.53	4.57	0.42	55
33	5584	56	4.42	0.08	-0.05	0.09	15.46	0.75	5.14	0.17	91
34	4578	59	4.61	0.09	0.04	0.08	15.14	1.08	7.06	0.12	82
35	6256	116	4.35	0.20	-0.69	0.12	16.94	0.46	4.22	0.39	53
36	6004	83	4.19	0.15	-0.44	0.11	16.09	0.60	4.26	0.36	62
37	5476	56	3.91	0.08	-0.46	0.09	15.39	0.65	3.80	0.22	80
38	4277	64	4.47	0.12	-0.19	0.09	17.79	1.07	7.80	0.14	43
39	4500	64	4.50	0.12	0.00	0.09	17.86	1.15	7.37	0.14	32
40	5002	74	4.52	0.12	-0.26	0.10	18.48	0.67	6.12	0.15	26
41	6002	54	4.21	0.11	-0.02	0.10	13.93	0.62	4.15	0.33	116
42	5004	74	3.52	0.12	-0.25	0.10	18.38	0.68	3.08	0.40	29
43	5296	56	3.84	0.08	-0.44	0.09	15.07	0.72	3.80	0.22	112
44	5621	56	4.51	0.08	-0.27	0.09	15.22	0.72	5.26	0.16	89
45	4206	64	4.80	0.12	-0.43	0.09	17.28	1.36	8.36	0.14	72
46	5179	63	2.99	0.17	-1.21	0.17	15.32	0.73	1.92	0.44	95
47	5007	103	4.47	0.16	-0.55	0.11	17.38	0.86	6.53	0.17	38
48	4253	84	4.54	0.22	0.00	0.10	17.13	1.28	8.02	0.18	24
49	4994	59	3.82	0.09	-0.43	0.08	15.31	0.82	3.83	0.18	92
50	5039	103	3.90	0.16	-0.50	0.11	18.00	0.76	3.72	0.25	32
51	4567	64	4.35	0.12	-0.23	0.09	16.68	1.20	7.42	0.13	59
52	5475	328	4.66	0.46	-2.00	0.27	18.07	0.52	5.98	0.77	26
53	3835	64	4.92	0.12	-0.46	0.09	16.82	1.62	9.56	0.15	58
54	5028	103	4.07	0.16	-0.50	0.11	17.66	0.84	3.95	0.56	32
55	5782	56	3.94	0.08	-0.41	0.09	14.75	0.61	3.65	0.25	94
56	4833	64	4.28	0.12	-0.29	0.09	16.33	0.89	6.56	0.12	54

1. <http://cdsarc.u-strasbg.fr/viz-bin/qcat?J/A+A/535/A107>

Table E.1 – suite

ID	T_{eff} (K)	ΔT_{eff} (K)	$\log g$ (cm s^{-2})	$\Delta \log g$ (cm s^{-2})	[M/H] (dex)	$\Delta_{\text{[M/H]}}$ (dex)	m_V	(B-V)	M_V	ΔM_V	SNR (pixel^{-1})
57	5002	74	4.01	0.12	-0.25	0.10	17.47	0.86	4.04	0.14	32
58	4935	59	4.13	0.09	-0.28	0.08	15.51	0.83	4.12	0.17	88
59	5514	103	3.92	0.16	-0.84	0.11	17.18	0.67	3.60	0.38	34
60	6436	174	4.58	0.27	-1.13	0.19	16.44	0.56	4.83	0.41	60
61	5533	74	4.68	0.12	-0.44	0.10	15.70	0.84	5.82	0.14	45
62	5000	74	4.00	0.12	-0.25	0.10	17.62	0.91	4.03	0.14	31
63	5904	56	3.99	0.08	-0.44	0.09	15.03	0.59	3.73	0.26	113
64	4744	79	4.35	0.16	-0.72	0.09	17.56	0.95	7.12	0.14	39
65	4378	64	4.24	0.12	-0.27	0.09	17.53	1.11	7.65	0.14	40
66	6117	174	3.97	0.27	-1.54	0.19	16.88	0.46	3.73	0.86	41
67	5239	74	4.35	0.12	-0.22	0.10	16.79	0.82	5.84	0.17	58
68	5934	56	4.38	0.08	-0.27	0.09	15.43	0.61	4.64	0.17	104
69	5499	103	3.96	0.16	-0.68	0.11	16.30	0.64	3.64	0.33	63
70	5420	64	3.97	0.10	-0.62	0.08	15.03	0.66	3.83	0.23	104
71	5493	74	4.04	0.12	-0.38	0.10	17.14	0.84	4.02	0.28	38
72	6250	174	4.22	0.27	-1.81	0.19	15.93	0.54	5.03	0.78	74
73	6486	116	4.48	0.20	-0.81	0.12	17.56	0.47	4.17	0.32	29
74	6452	116	4.60	0.20	-0.61	0.12	17.33	0.62	4.28	0.29	36
75	6162	116	4.15	0.20	-0.76	0.12	17.55	0.52	4.09	0.52	28
76	4656	59	4.49	0.09	-0.19	0.08	16.15	0.97	6.91	0.11	92
77	5829	212	4.24	0.30	-0.72	0.15	17.67	0.68	4.89	0.91	24
78	5087	103	3.69	0.16	-0.50	0.11	17.63	0.56	3.43	0.42	30
79	4757	64	3.51	0.12	-0.25	0.09	17.95	0.87	3.28	0.27	31
80	5317	74	4.30	0.12	-0.17	0.10	16.58	0.75	5.45	0.31	49
81	3972	64	4.83	0.12	-0.05	0.09	17.73	1.67	9.01	0.17	34
82	4205	64	4.38	0.12	-0.29	0.09	17.71	1.26	8.18	0.13	39
83	4337	64	4.20	0.12	-0.28	0.09	17.19	1.20	7.82	0.14	62
84	5693	74	4.07	0.12	-0.23	0.10	16.02	0.73	4.19	0.38	49
85	5126	97	3.48	0.26	-1.08	0.17	17.45	0.62	2.72	0.50	26
86	6506	174	4.97	0.27	-1.09	0.19	16.75	0.54	4.75	0.32	48
87	4256	64	4.49	0.12	-0.49	0.09	15.00	1.24	8.16	0.11	32
88	3999	79	4.99	0.16	-0.50	0.09	17.76	1.50	9.07	0.19	31
89	3925	64	4.84	0.12	-0.09	0.09	17.02	1.62	9.14	0.17	42
90	5015	74	3.62	0.12	-0.27	0.10	18.11	0.80	3.41	0.39	27
91	4739	64	4.41	0.12	-0.19	0.09	16.83	1.04	6.90	0.13	39
92	3889	64	4.84	0.12	0.05	0.09	15.43	1.49	9.14	0.16	29
93	4345	64	4.52	0.12	-0.05	0.09	16.23	1.29	7.86	0.14	47
94	4180	64	4.16	0.12	-0.12	0.09	16.69	1.29	8.17	0.14	51
95	4755	64	3.89	0.12	-0.45	0.09	17.70	0.98	3.67	0.19	37
96	4773	64	4.42	0.12	-0.10	0.09	17.45	0.95	6.64	0.13	43
97	3799	79	4.64	0.16	-0.67	0.09	17.63	1.28	9.07	0.18	50
98	5921	74	4.59	0.12	-0.22	0.10	16.30	0.56	4.73	0.17	53
99	5173	103	4.11	0.16	-0.67	0.11	16.39	0.74	3.95	0.64	49
100	3799	95	4.01	0.24	-0.64	0.10	17.82	1.52	9.57	0.20	23
101	5715	74	4.43	0.12	0.23	0.10	16.13	0.76	4.73	0.23	58
102	4947	64	4.55	0.12	-0.37	0.09	16.56	0.88	6.47	0.13	40
103	3638	59	4.87	0.09	-0.08	0.08	17.40	1.42	9.65	0.18	2031
104	4438	64	3.99	0.12	-0.20	0.09	17.46	1.18	7.56	0.14	47
105	6152	103	4.29	0.16	-1.21	0.16	15.05	0.56	4.80	0.38	88
106	5028	74	4.35	0.12	-0.41	0.10	15.57	0.88	6.41	0.13	66
107	6044	116	4.22	0.20	-0.98	0.12	16.59	0.46	4.39	0.50	47
108	6398	116	4.12	0.20	-0.66	0.12	15.96	0.55	3.86	0.45	53
109	5008	103	4.39	0.16	-0.62	0.11	16.14	0.82	6.53	0.14	40
110	4497	84	4.31	0.22	-0.25	0.10	17.90	0.97	7.19	0.16	24
111	4331	64	4.43	0.12	-0.05	0.09	15.34	1.32	7.99	0.13	40
112	4811	64	4.43	0.12	-0.40	0.09	15.85	0.74	6.45	0.10	48
113	5299	103	4.03	0.16	-0.82	0.11	15.81	0.81	3.74	0.36	35
114	5560	74	3.81	0.12	-0.30	0.10	15.47	0.68	3.44	0.44	48
115	4000	79	4.92	0.16	-0.50	0.09	16.78	1.54	9.24	0.18	53
116	4252	84	4.53	0.22	0.00	0.10	17.85	1.54	8.44	0.19	24
117	5002	74	3.82	0.12	-0.36	0.10	15.37	0.81	3.82	0.27	43
118	5590	74	3.96	0.12	-0.07	0.10	16.89	0.78	3.68	0.39	35
119	4365	64	4.61	0.12	-0.36	0.09	17.07	1.46	8.17	0.13	39
120	5196	74	3.87	0.12	-0.32	0.10	16.69	0.78	3.89	0.29	32
121	4923	64	3.78	0.12	-0.23	0.09	16.31	0.80	3.79	0.27	36
122	5367	103	3.98	0.16	-0.94	0.11	17.78	0.56	3.58	0.30	27
123	4500	84	4.51	0.22	0.25	0.10	17.98	1.27	7.42	0.19	23
124	5065	74	3.68	0.12	-0.26	0.10	17.68	0.79	3.49	0.39	27
125	4613	79	3.95	0.16	-0.81	0.09	17.56	0.85	7.19	0.15	38
126	4580	64	4.09	0.12	0.21	0.09	16.17	1.14	6.87	0.59	35
127	4641	64	4.56	0.12	-0.14	0.09	16.49	1.09	7.08	0.15	52
128	6941	223	4.49	0.35	-0.79	0.17	18.23	0.44	3.52	0.41	22
129	5005	74	4.28	0.12	0.01	0.10	16.35	0.85	5.92	0.38	47
130	5289	74	3.84	0.12	-0.34	0.10	18.09	0.57	3.71	0.34	27
131	5242	138	4.90	0.20	-1.04	0.19	17.59	0.73	6.48	0.17	37
132	5757	103	4.44	0.16	-0.86	0.11	18.37	0.67	5.46	0.28	25
133	6698	116	4.68	0.20	-0.69	0.12	15.02	0.59	4.37	0.27	55
134	4596	64	4.36	0.12	0.01	0.09	17.60	0.99	6.95	0.14	39
135	5094	138	4.48	0.20	-1.09	0.19	17.55	0.65	6.42	0.17	36
136	4517	64	4.19	0.12	-0.21	0.09	16.99	1.17	7.43	0.13	40
137	5677	103	3.78	0.16	-0.86	0.11	17.66	0.59	3.19	0.47	30
138	4731	79	1.91	0.24	-1.20	0.17	16.37	0.99	-0.40	0.38	53
139	5186	74	4.23	0.12	0.31	0.10	15.48	0.89	5.15	0.53	52
140	5088	74	4.13	0.12	-0.28	0.10	17.58	0.89	4.20	0.46	31
141	5317	103	3.86	0.16	-0.96	0.11	17.95	0.64	3.47	0.32	28
142	4601	64	3.95	0.12	-0.40	0.09	15.82	0.87	3.64	0.28	57
143	5083	74	4.40	0.12	0.17	0.10	17.65	0.80	5.78	0.17	34
144	6191	83	4.66	0.15	-0.03	0.11	15.65	0.54	4.14	0.20	55
145	5557	74	4.04	0.12	-0.48	0.10	15.28	0.65	3.94	0.28	70

Table E.1 – suite

ID	T_{eff} (K)	ΔT_{eff} (K)	$\log g$ (cm s^{-2})	$\Delta \log g$ (cm s^{-2})	[M/H] (dex)	$\Delta_{\text{[M/H]}}$ (dex)	m_V	(B-V)	M_V	ΔM_V	SNR (pixel^{-1})
146	4625	64	4.57	0.12	0.09	0.09	16.09	1.05	6.90	0.13	45
147	5345	74	4.22	0.12	-0.09	0.10	17.66	0.83	4.95	0.59	25
148	4730	64	4.96	0.12	0.00	0.09	17.15	1.26	7.17	0.13	34
149	6111	116	4.21	0.20	-0.64	0.12	16.78	0.51	4.17	0.50	47
150	5474	74	4.41	0.12	-0.06	0.10	17.08	0.82	5.33	0.23	32
151	4986	64	4.51	0.12	-0.24	0.09	16.17	0.85	6.30	0.12	52
152	4984	79	3.42	0.24	-1.50	0.17	17.25	0.58	1.86	0.42	31
153	4358	64	4.63	0.12	-0.29	0.09	15.73	1.27	7.98	0.12	45
154	4250	64	4.61	0.12	-0.00	0.09	18.15	1.12	7.87	0.15	25
155	5018	138	3.90	0.20	-1.50	0.19	17.79	0.65	3.04	0.35	27
156	6119	116	4.53	0.20	-0.55	0.12	15.78	0.63	4.83	0.31	45
157	5099	138	3.91	0.20	-1.01	0.19	15.74	0.72	3.36	0.28	49
158	4495	64	4.35	0.12	0.02	0.09	15.82	1.12	7.26	0.14	53
159	5180	166	4.42	0.28	-0.06	0.12	17.66	0.73	5.36	0.57	24
160	4523	64	4.41	0.12	-0.45	0.09	16.33	1.18	7.61	0.12	56
161	6115	116	4.34	0.20	-0.55	0.12	17.07	0.50	4.36	0.39	30
162	5147	138	3.96	0.20	-1.15	0.19	17.61	0.75	3.39	0.37	28
163	4722	79	4.24	0.16	-0.61	0.09	16.43	0.75	6.75	0.17	55
164	4430	64	4.57	0.12	0.06	0.09	15.81	1.18	7.50	0.13	38
165	4641	64	3.97	0.12	-0.15	0.09	17.26	1.02	3.97	0.31	41
166	5643	103	4.10	0.16	-0.81	0.11	15.27	0.54	4.00	0.53	58
167	4723	64	4.26	0.12	0.11	0.09	15.35	0.99	6.56	0.18	57
168	4267	84	4.47	0.22	-0.25	0.10	18.21	1.18	7.95	0.18	24
169	5212	97	3.26	0.26	-1.52	0.17	17.85	0.55	2.16	0.49	26
170	5440	103	3.90	0.16	-0.96	0.11	17.20	0.68	3.51	0.32	30
171	5745	212	4.20	0.30	-0.83	0.15	17.47	0.49	4.36	0.80	22
172	6636	204	4.37	0.30	-0.32	0.16	17.58	0.55	3.72	0.56	22
173	5312	166	3.57	0.28	-0.09	0.12	17.12	0.58	3.23	0.62	22
174	4586	64	4.33	0.12	-0.08	0.09	16.65	1.09	7.10	0.15	43
175	5095	74	4.26	0.12	-0.35	0.10	15.02	0.76	5.85	0.37	50
176	6488	83	4.48	0.15	-0.26	0.11	15.37	0.59	3.87	0.27	27
177	4000	64	4.93	0.12	-0.29	0.09	17.84	1.45	8.82	0.16	26
178	3989	79	4.80	0.16	-0.50	0.09	17.00	1.54	9.24	0.18	25
179	5269	78	3.00	0.18	-0.86	0.11	17.42	0.59	2.15	0.34	28
180	5450	74	4.45	0.12	0.09	0.10	15.67	0.76	5.27	0.24	57
181	4135	64	4.78	0.12	-0.06	0.09	16.32	1.37	8.40	0.14	35
182	4711	64	4.01	0.12	-0.00	0.09	16.82	0.99	4.09	0.14	26
183	5426	103	3.61	0.16	-0.66	0.11	15.86	0.58	3.17	0.42	63
184	4355	64	4.41	0.12	-0.31	0.09	17.22	1.40	8.08	0.13	47
185	5312	103	3.84	0.16	-0.58	0.11	17.25	0.71	3.65	0.35	31
186	5175	78	3.43	0.18	-0.81	0.11	15.59	0.77	2.79	0.50	55
187	5998	74	4.37	0.12	-0.33	0.10	15.01	0.49	4.33	0.25	52
188	5420	103	4.00	0.16	-0.52	0.11	15.68	0.65	3.82	0.36	52
189	4717	79	4.44	0.16	-0.50	0.09	17.55	0.86	6.88	0.13	39
190	4991	64	4.22	0.12	-0.38	0.09	15.92	0.83	6.07	0.64	53
191	4441	79	4.31	0.16	-0.58	0.09	15.77	1.05	7.56	0.14	61
192	4712	64	4.07	0.12	-0.11	0.09	16.25	0.91	4.10	0.34	41
193	4000	64	4.70	0.12	-0.16	0.09	17.69	1.38	8.68	0.16	27
194	3824	64	4.90	0.12	-0.15	0.09	17.69	1.61	9.36	0.17	30
195	5273	74	3.77	0.12	0.00	0.10	16.42	0.65	3.33	0.46	32
196	4000	79	4.80	0.16	-0.50	0.09	17.78	1.54	9.13	0.19	32
197	4609	64	4.28	0.12	-0.41	0.09	16.47	0.92	7.03	0.12	46
198	4288	64	4.51	0.12	-0.23	0.09	18.07	1.09	7.84	0.14	32
199	4186	79	4.78	0.16	-0.68	0.09	17.80	1.39	8.60	0.17	41
200	6250	83	4.96	0.15	-0.48	0.11	15.39	0.61	4.65	0.16	47
201	4637	84	4.23	0.22	0.25	0.10	17.19	1.22	7.11	0.19	22
202	5249	56	4.08	0.08	-0.35	0.09	14.88	0.67	4.12	0.12	85
203	4000	64	4.50	0.12	-0.25	0.09	17.97	1.26	8.58	0.15	49
204	5132	56	4.14	0.08	-0.29	0.09	15.25	0.63	4.19	0.14	91
205	5277	74	4.06	0.12	-0.28	0.10	15.76	0.65	4.10	0.30	69
206	5765	74	3.77	0.12	-0.48	0.10	17.21	0.51	3.07	0.44	34
207	5515	74	4.12	0.12	-0.42	0.10	15.59	0.59	4.14	0.38	60
208	3800	79	4.50	0.16	-0.75	0.09	17.70	1.56	9.62	0.17	47
209	6125	71	4.30	0.12	-0.60	0.09	15.36	0.53	4.43	0.25	77
210	4683	79	4.91	0.16	-0.78	0.09	17.54	0.83	7.07	0.13	31
211	5204	103	3.55	0.16	-0.93	0.11	16.38	0.59	2.98	0.45	40
212	5443	74	3.53	0.12	-0.43	0.10	16.05	0.60	2.80	0.38	69
213	5725	64	4.61	0.10	-0.97	0.08	14.09	0.50	5.39	0.14	105
214	5602	56	3.79	0.08	-0.49	0.09	15.28	0.63	3.32	0.35	84
215	6213	174	4.24	0.27	-1.21	0.19	15.85	0.46	4.40	0.63	66
216	4997	64	4.49	0.12	0.25	0.09	17.51	0.87	5.95	0.15	33
217	5846	103	4.64	0.16	-0.73	0.11	18.04	0.49	5.14	0.24	27
218	5033	103	4.07	0.16	-0.82	0.11	16.12	0.69	3.77	0.46	61
219	4987	59	4.06	0.09	-0.23	0.08	14.62	0.76	4.12	0.10	84
220	4302	64	4.49	0.12	-0.16	0.09	16.06	1.29	8.00	0.13	54
221	4999	64	3.83	0.12	0.25	0.09	17.75	0.71	3.80	0.35	27
222	5576	74	4.28	0.12	-0.15	0.10	15.39	0.62	4.70	0.31	71
223	5511	97	3.42	0.26	-1.05	0.17	17.73	0.55	2.94	0.56	29
224	4487	64	4.10	0.12	-0.04	0.09	18.19	1.00	7.17	0.17	29
225	4965	64	3.89	0.12	0.04	0.09	14.51	0.89	4.02	0.27	64
226	6265	116	4.35	0.20	-0.53	0.12	15.64	0.49	4.16	0.38	45
227	4363	64	4.97	0.12	-0.40	0.09	17.72	1.15	7.84	0.13	42
228	6165	83	4.30	0.15	-0.43	0.11	16.27	0.51	4.20	0.35	59
229	4763	51	2.84	0.10	0.08	0.09	13.56	0.95	1.85	0.24	84
230	5964	74	4.45	0.12	-0.28	0.10	16.43	0.60	4.63	0.20	40
231	4998	46	3.50	0.14	0.25	0.09	17.85	0.82	3.13	0.38	30
232	5054	74	4.54	0.12	-0.12	0.10	15.53	0.83	6.06	0.13	59
233	3832	64	4.86	0.12	-0.13	0.09	17.56	1.39	9.10	0.17	31
234	6294	71	4.27	0.12	-0.51	0.09	14.16	0.43	3.97	0.25	98

Table E.1 – suite

ID	T_{eff} (K)	ΔT_{eff} (K)	$\log g$ (cm s^{-2})	$\Delta \log g$ (cm s^{-2})	[M/H] (dex)	$\Delta_{\text{[M/H]}}$ (dex)	m_V	(B-V)	M_V	ΔM_V	SNR (pixel^{-1})
235	6260	83	4.49	0.15	-0.48	0.11	14.98	0.51	4.32	0.23	73
236	4292	59	4.46	0.09	-0.20	0.08	15.73	1.20	7.86	0.12	76
237	4089	64	4.68	0.12	-0.05	0.09	17.07	1.46	8.57	0.15	39
238	3600	79	4.50	0.16	-0.75	0.09	17.85	1.51	9.84	0.16	35
239	4250	64	5.00	0.12	-0.00	0.09	15.84	1.31	8.12	0.13	58
240	5349	74	4.61	0.12	-0.49	0.10	15.86	0.64	5.71	0.15	53
241	5774	138	3.96	0.20	-1.68	0.19	16.13	0.60	3.30	0.35	42
242	4611	64	4.01	0.12	-0.00	0.09	17.64	0.85	4.02	0.15	31
243	6538	116	4.68	0.20	-0.75	0.12	16.26	0.41	4.12	0.25	59
244	4823	64	4.21	0.12	-0.11	0.09	15.61	0.93	6.32	0.56	43
245	5257	103	4.14	0.16	-0.50	0.11	16.20	0.73	4.29	0.80	60
246	5060	103	3.66	0.16	-0.96	0.11	16.40	0.62	3.21	0.35	53
247	5569	103	4.16	0.16	-0.50	0.11	16.29	0.60	4.41	0.60	58
248	6272	54	4.44	0.11	-0.35	0.10	14.96	0.49	4.13	0.17	82
249	5506	74	4.45	0.12	-0.16	0.10	16.19	0.64	5.13	0.21	68
250	5658	56	4.08	0.08	-0.19	0.09	15.43	0.55	4.03	0.28	95
251	5569	56	4.01	0.08	-0.42	0.09	15.51	0.57	3.92	0.22	77
252	5006	74	4.31	0.12	-0.47	0.10	15.71	0.74	6.18	0.16	50
253	5541	56	4.02	0.08	-0.29	0.09	13.62	0.57	3.88	0.31	87
254	5459	63	3.39	0.17	-1.04	0.17	14.89	0.48	2.79	0.49	102
255	4919	59	4.41	0.09	-0.13	0.08	15.24	0.83	6.21	0.11	85
256	5699	74	4.20	0.12	-0.41	0.10	15.91	0.48	4.34	0.38	66
257	5509	74	4.09	0.12	-0.30	0.10	15.97	0.50	4.18	0.40	65
258	3742	79	4.59	0.16	-0.65	0.09	17.72	1.51	9.62	0.18	34
259	4479	64	4.17	0.12	-0.40	0.09	16.48	0.94	7.24	0.12	52
260	4493	64	4.96	0.12	-0.00	0.09	17.74	1.46	7.75	0.14	35
261	5452	166	3.79	0.28	-0.34	0.12	17.65	0.62	3.55	0.85	24
262	4254	64	4.66	0.12	-0.25	0.09	18.11	1.29	8.10	0.14	25
263	5606	103	3.86	0.16	-0.98	0.11	17.89	0.56	3.42	0.41	29
264	4775	64	4.71	0.12	-0.07	0.09	15.92	0.87	6.49	0.12	40
265	6788	174	4.75	0.27	-1.07	0.19	16.27	0.40	3.91	0.36	59
266	5542	103	3.95	0.16	-0.56	0.11	17.76	0.55	3.73	0.41	30
267	5760	74	4.74	0.12	-0.00	0.10	17.04	0.66	4.97	0.13	45
268	5230	97	2.81	0.26	-1.15	0.17	15.45	0.59	1.86	0.44	56
269	4820	87	1.40	0.45	-2.10	0.13	15.51	0.51	0.10	0.42	48
270	4268	64	4.50	0.12	-0.36	0.09	18.35	1.00	7.86	0.13	27
271	4599	84	4.17	0.22	-0.06	0.10	18.20	0.97	6.77	0.53	23
272	4468	64	4.51	0.12	-0.26	0.09	18.24	1.10	7.49	0.15	31
273	5524	74	4.07	0.12	-0.25	0.10	15.86	0.69	4.16	0.37	45
274	4322	64	4.79	0.12	-0.46	0.09	17.24	1.20	7.98	0.13	38
275	4782	79	4.68	0.16	-0.50	0.09	16.31	0.88	6.80	0.12	36
276	4250	79	5.00	0.16	-0.50	0.09	16.14	1.38	8.52	0.14	54
277	4940	64	4.45	0.12	-0.31	0.09	16.56	0.83	6.35	0.12	37
278	5208	74	4.13	0.12	-0.31	0.10	15.75	0.64	4.27	0.52	55
279	4965	64	4.51	0.12	-0.16	0.09	15.60	0.80	6.15	0.12	54
280	5946	74	4.51	0.12	-0.22	0.10	15.49	0.64	4.76	0.18	45
281	4505	64	4.48	0.12	-0.25	0.09	16.69	1.14	7.46	0.14	33
282	5182	74	3.55	0.12	-0.46	0.10	15.50	0.55	2.99	0.38	39
283	5166	103	4.47	0.16	-0.64	0.11	16.05	0.73	6.19	0.14	48
284	5688	74	4.13	0.12	-0.29	0.10	15.35	0.62	4.34	0.37	48
285	4438	79	3.62	0.16	-0.77	0.09	16.27	1.00	7.45	0.77	44
286	3800	95	4.51	0.24	-0.75	0.10	17.77	1.00	8.47	0.17	22
287	5007	74	4.49	0.12	0.00	0.10	16.24	1.35	7.12	0.14	30
288	6054	83	4.24	0.15	-0.21	0.11	16.22	0.64	4.11	0.46	57
289	5540	74	4.46	0.12	-0.23	0.10	15.82	0.68	5.23	0.20	60
290	5914	74	4.54	0.12	-0.24	0.10	15.94	0.66	4.84	0.17	48
291	5017	78	3.34	0.18	-0.77	0.11	15.85	0.69	2.73	0.43	55
292	4367	64	4.25	0.12	0.23	0.09	15.74	1.25	7.62	0.14	45
293	5005	74	3.52	0.12	-0.25	0.10	18.02	0.45	2.76	0.47	30
294	5062	69	3.38	0.12	-0.38	0.08	15.35	0.82	2.74	0.51	54
295	5869	212	3.84	0.30	-0.98	0.15	17.72	0.52	3.46	0.74	22
296	5817	74	3.76	0.12	-0.26	0.10	16.03	0.61	2.83	0.52	52
297	5095	78	3.28	0.18	-0.83	0.11	15.80	0.68	2.48	0.51	47
298	6321	116	4.43	0.20	-0.66	0.12	16.26	0.42	4.06	0.34	49
299	4262	64	4.50	0.12	-0.25	0.09	17.77	1.45	8.24	0.14	27
300	4942	64	4.64	0.12	-0.03	0.09	16.98	1.03	6.48	0.14	36
301	5111	103	3.94	0.16	-0.61	0.11	16.88	0.83	3.69	0.22	31
302	4761	79	1.54	0.24	-1.64	0.17	16.18	0.92	-1.04	0.37	55
303	5821	74	4.09	0.12	-0.08	0.10	15.78	0.54	3.61	0.42	47
304	5198	74	4.11	0.12	-0.42	0.10	16.85	0.53	4.02	0.27	40
305	5991	74	4.32	0.12	-0.34	0.10	15.69	0.60	4.46	0.27	35
306	5559	74	4.00	0.12	-0.19	0.10	15.50	0.58	3.81	0.42	66
307	6210	174	4.44	0.27	-1.16	0.19	15.25	0.39	4.30	0.47	54
308	4690	64	4.47	0.12	-0.28	0.09	16.15	0.81	6.65	0.12	63
309	4253	79	4.50	0.16	-0.56	0.09	17.72	1.20	8.14	0.16	35
310	4632	64	4.62	0.12	-0.23	0.09	16.67	0.96	7.02	0.13	49
311	4007	79	4.80	0.16	-0.75	0.09	17.50	1.22	8.65	0.16	41
312	4722	64	4.52	0.12	0.00	0.09	16.11	1.07	6.85	0.13	47
313	5163	74	4.69	0.12	-0.14	0.10	15.59	0.75	5.83	0.14	53
314	5289	74	3.57	0.12	-0.32	0.10	15.63	0.57	2.49	0.39	49
315	4946	95	3.51	0.24	-0.99	0.10	18.18	0.31	2.92	0.47	24
316	5322	56	4.41	0.08	-0.39	0.09	15.36	0.69	5.58	0.14	108
317	5003	74	3.96	0.12	-0.00	0.10	17.71	1.09	4.23	0.15	26
318	6023	174	3.86	0.27	-1.22	0.19	17.94	0.43	3.44	0.75	38
319	5336	56	4.27	0.08	-0.30	0.09	15.14	0.66	5.38	0.17	91
320	5632	56	4.30	0.08	0.06	0.09	15.46	0.69	4.67	0.18	97
321	4765	88	3.58	0.17	-1.00	0.16	18.32	0.68	2.73	0.36	32
322	4930	59	4.19	0.09	-0.38	0.08	15.47	0.86	5.90	0.91	96
323	5151	255	2.53	0.48	-2.21	0.24	17.95	0.41	1.82	0.61	26

Table E.1 – suite

ID	T_{eff} (K)	ΔT_{eff} (K)	$\log g$ (cm s^{-2})	$\Delta \log g$ (cm s^{-2})	[M/H] (dex)	$\Delta_{\text{[M/H]}}$ (dex)	m_V	(B-V)	M_V	ΔM_V	SNR (pixel^{-1})
324	4995	79	2.95	0.24	-1.50	0.17	18.39	0.68	1.16	0.41	34
325	5397	64	3.81	0.10	-0.65	0.08	15.87	0.56	3.49	0.27	93
326	5222	103	4.10	0.16	-0.50	0.11	18.24	0.53	4.04	0.55	41
327	5191	63	2.90	0.17	-1.25	0.17	15.34	0.80	1.65	0.46	124
328	5282	74	4.34	0.12	0.06	0.10	15.99	0.83	5.55	0.26	59
329	4727	79	4.09	0.16	-0.70	0.09	17.27	1.02	7.20	0.14	36
330	4964	79	3.21	0.24	-1.64	0.17	18.14	0.74	1.16	0.41	39
331	5541	56	4.02	0.08	-0.29	0.09	15.55	0.81	4.07	0.19	111
332	3864	64	3.37	0.18	-0.87	0.09	17.89	1.45	9.29	0.15	40
333	5277	103	4.10	0.16	-0.94	0.11	18.28	0.68	3.83	0.72	32
334	5076	103	3.73	0.16	-0.50	0.11	16.27	0.60	3.48	0.41	68
335	4527	64	4.85	0.12	0.03	0.09	17.81	1.12	7.30	0.15	38
336	5005	74	3.72	0.12	-0.25	0.10	17.12	0.67	3.49	0.37	26
337	4485	88	4.61	0.17	-1.03	0.16	17.81	1.10	7.85	0.16	34
338	6088	174	3.92	0.27	-1.17	0.19	18.19	0.39	3.53	0.76	28
339	4358	64	4.73	0.12	0.01	0.09	16.64	1.26	7.80	0.14	44
340	4761	64	3.99	0.12	-0.25	0.09	17.98	0.89	3.86	0.16	33
341	4250	79	4.50	0.16	-0.50	0.09	18.04	1.31	8.26	0.16	36
342	4000	64	5.00	0.12	-0.25	0.09	17.84	1.49	8.85	0.16	37
343	6482	116	4.48	0.20	-0.77	0.12	16.95	0.50	4.23	0.30	32
344	5327	103	3.94	0.16	-0.50	0.11	15.63	0.56	3.73	0.38	73
345	6626	174	4.66	0.27	-1.67	0.19	16.41	0.43	4.49	0.36	62
346	5490	97	2.15	0.26	-1.50	0.17	17.66	0.42	1.67	0.33	28
347	5545	138	3.91	0.20	-1.05	0.19	15.49	0.52	3.54	0.37	66
348	5688	74	4.47	0.12	-0.26	0.10	15.76	0.65	5.02	0.22	69
349	4315	64	4.45	0.12	-0.43	0.09	16.66	1.06	7.78	0.13	65
350	4000	64	4.97	0.12	-0.27	0.09	18.17	1.32	8.67	0.16	32
351	5410	97	3.44	0.26	-1.02	0.17	15.99	0.59	2.91	0.57	63
352	4751	64	4.33	0.12	-0.27	0.09	16.01	0.89	6.65	0.12	71
353	4000	79	4.79	0.16	-0.69	0.09	16.81	1.30	8.74	0.16	65
354	4997	64	4.44	0.12	-0.25	0.09	17.87	0.87	6.30	0.13	28
355	4309	64	4.42	0.12	-0.33	0.09	18.03	1.15	7.89	0.13	34
356	5322	103	4.05	0.16	-0.53	0.11	18.22	0.60	3.90	0.40	35
357	4002	64	4.50	0.12	-0.25	0.09	17.12	1.42	8.77	0.16	28
358	4325	64	4.71	0.12	-0.03	0.09	17.68	1.19	7.79	0.14	46
359	5077	103	3.59	0.16	-0.85	0.11	18.47	0.77	3.13	0.37	27
360	4500	64	4.52	0.12	0.00	0.09	18.10	1.14	7.35	0.15	34
361	5228	78	3.27	0.18	-0.77	0.11	16.88	0.75	2.44	0.56	58
362	4845	64	4.30	0.12	-0.36	0.09	16.53	0.89	6.59	0.13	56
363	3600	88	4.50	0.17	-1.50	0.16	17.85	1.59	10.08	0.13	71
364	4746	79	4.22	0.16	-0.85	0.09	17.81	0.76	6.93	0.13	28
365	3999	79	4.82	0.16	-0.75	0.09	17.65	1.48	9.13	0.17	47
366	5089	64	3.99	0.10	-0.64	0.08	15.43	0.75	3.84	0.11	93
367	5138	69	3.44	0.12	-0.46	0.08	16.07	0.75	2.88	0.47	69
368	4576	88	4.36	0.17	-1.02	0.16	17.79	1.05	7.64	0.15	45
369	6057	83	4.15	0.15	-0.49	0.11	17.16	0.56	4.10	0.43	39
370	5131	74	4.44	0.12	-0.47	0.10	16.33	0.68	6.03	0.14	59
371	4803	64	4.43	0.12	-0.08	0.09	16.74	0.92	6.52	0.13	50
372	5337	56	3.64	0.08	-0.37	0.09	15.74	0.68	2.89	0.44	75
373	5530	103	4.11	0.16	-0.75	0.11	16.70	0.64	3.95	0.56	68
374	4646	64	4.18	0.12	-0.41	0.09	16.33	0.91	6.93	0.12	60
375	5769	74	4.53	0.12	-0.32	0.10	18.03	0.65	5.02	0.18	29
376	4480	64	4.50	0.12	-0.33	0.09	17.83	0.89	7.28	0.13	47
377	5415	56	4.08	0.08	-0.40	0.09	15.52	0.64	4.07	0.15	86
378	5086	103	3.64	0.16	-0.58	0.11	17.92	0.65	3.38	0.41	25
379	4791	59	4.46	0.09	0.01	0.08	16.09	0.94	6.56	0.12	93
380	5911	74	4.28	0.12	-0.33	0.10	16.43	0.62	4.50	0.31	64
381	6008	83	4.30	0.15	-0.47	0.11	16.52	0.64	4.46	0.33	72
382	5166	56	3.93	0.08	-0.32	0.09	16.11	0.71	4.03	0.19	101
383	4828	64	3.69	0.12	-0.01	0.09	17.68	1.00	3.87	0.26	43
384	5516	103	4.34	0.16	-0.58	0.11	17.72	0.68	5.47	0.38	53
385	4479	64	4.47	0.12	0.04	0.09	18.14	1.17	7.40	0.15	43
386	5126	56	4.10	0.08	-0.32	0.09	15.52	0.76	4.16	0.08	119
387	6023	174	4.18	0.27	-1.53	0.19	17.11	0.53	4.73	0.91	59
388	5158	56	4.40	0.08	-0.24	0.09	15.17	0.75	5.85	0.11	124
389	3888	64	4.78	0.12	-0.41	0.09	17.89	1.59	9.26	0.17	43
390	5573	74	3.85	0.12	-0.38	0.10	17.74	0.61	3.52	0.38	54
391	5544	56	4.17	0.08	-0.46	0.09	16.28	0.62	4.27	0.26	79
392	5293	74	4.22	0.12	-0.24	0.10	16.41	0.74	5.28	0.63	59
393	4582	73	4.08	0.13	-0.55	0.08	16.17	1.08	7.40	0.14	97
394	5290	63	3.25	0.17	-1.59	0.17	15.34	0.47	2.26	0.43	105
395	4607	64	3.65	0.12	-0.29	0.09	17.24	0.89	3.34	0.25	54
396	4412	64	4.33	0.12	-0.14	0.09	16.67	1.23	7.67	0.14	44
397	5459	74	4.38	0.12	-0.42	0.10	17.70	0.72	5.56	0.20	43
398	4509	64	4.91	0.12	-0.40	0.09	17.94	1.20	7.62	0.13	37
399	4250	64	4.99	0.12	-0.25	0.09	16.98	1.47	8.37	0.14	36
400	4000	79	5.00	0.16	-0.50	0.09	17.44	1.43	8.96	0.18	65
401	4000	64	4.67	0.12	-0.48	0.09	18.14	1.35	8.76	0.16	30
402	5674	56	4.41	0.08	0.03	0.09	15.52	0.80	4.89	0.20	81
403	5090	74	4.29	0.12	-0.36	0.10	16.89	0.78	6.02	0.23	68
404	4374	64	4.47	0.12	0.11	0.09	18.02	1.29	7.71	0.15	43
405	4441	79	4.23	0.16	-0.50	0.09	16.42	1.02	7.45	0.14	64
406	6526	83	4.53	0.15	-0.22	0.11	15.10	0.61	3.93	0.25	73
407	5486	64	4.16	0.10	-0.75	0.08	15.86	0.73	3.99	0.35	87
408	4103	64	4.86	0.12	-0.24	0.09	17.49	1.53	8.68	0.15	61
409	3900	46	3.41	0.14	-0.42	0.09	16.45	1.42	9.01	0.14	53
410	5260	138	3.98	0.20	-1.03	0.19	17.18	0.56	3.58	0.29	49
411	5699	138	4.04	0.20	-1.52	0.19	16.04	0.65	3.56	0.73	63
412	4366	64	4.07	0.12	-0.35	0.09	16.30	1.18	7.80	0.13	51

Table E.1 – suite

ID	T_{eff} (K)	ΔT_{eff} (K)	$\log g$ (cm s^{-2})	$\Delta \log g$ (cm s^{-2})	[M/H] (dex)	$\Delta_{\text{[M/H]}}$ (dex)	m_V	(B-V)	M_V	ΔM_V	SNR (pixel^{-1})
413	4582	79	4.18	0.16	-0.68	0.09	18.24	0.88	7.23	0.15	43
414	5075	103	4.38	0.16	-0.50	0.11	17.73	0.67	6.09	0.23	48
415	4877	88	4.20	0.17	-1.45	0.16	18.01	0.52	6.84	0.13	40
416	4695	79	4.28	0.16	-0.96	0.09	16.87	0.72	6.97	0.12	73
417	4057	64	4.67	0.12	-0.39	0.09	17.89	1.54	8.81	0.16	57
418	4965	73	4.06	0.13	-0.55	0.08	16.26	0.81	3.85	0.20	79
419	4222	73	4.50	0.13	-0.51	0.08	15.93	1.25	8.22	0.13	88
420	4986	79	3.88	0.16	-0.74	0.09	17.60	0.91	3.45	0.27	54
421	5014	74	4.53	0.12	-0.09	0.10	18.10	0.70	5.99	0.15	39
422	5222	91	4.01	0.14	-1.11	0.16	16.47	0.82	3.50	0.32	75
423	4272	64	4.71	0.12	-0.29	0.09	17.83	1.41	8.23	0.14	56
424	4926	64	4.42	0.12	-0.03	0.09	16.67	1.02	6.47	0.14	67
425	5006	74	4.50	0.12	-0.32	0.10	17.19	0.89	6.37	0.14	50
426	4555	64	4.42	0.12	-0.14	0.09	17.76	1.10	7.25	0.15	56
427	5102	78	2.99	0.18	-0.77	0.11	17.27	0.82	2.04	0.52	39
428	5059	97	2.56	0.26	-1.61	0.17	17.31	0.78	0.58	0.45	56
429	4698	59	4.29	0.09	-0.30	0.08	16.01	0.96	6.88	0.13	115
430	5069	103	4.13	0.16	-0.71	0.11	16.22	0.68	4.09	0.82	70
431	4828	73	4.11	0.13	-0.64	0.08	16.03	0.85	6.56	0.78	103
432	5473	103	4.14	0.16	-0.55	0.11	17.00	0.68	4.29	0.72	68
433	5068	66	3.46	0.13	-0.68	0.07	15.83	0.96	2.99	0.31	97
434	4724	73	4.14	0.13	-0.62	0.08	15.76	0.92	6.99	0.12	135
435	5434	56	4.33	0.08	0.02	0.09	15.07	0.76	5.08	0.21	78
436	6282	116	4.42	0.20	-0.65	0.12	15.55	0.65	4.76	0.32	64
437	4863	64	4.23	0.12	-0.24	0.09	18.04	0.78	6.33	0.44	32
438	6374	83	4.27	0.15	-0.37	0.11	18.08	0.50	3.65	0.39	25
439	5155	56	4.53	0.08	0.17	0.09	15.00	0.97	5.96	0.11	97
440	4304	64	4.73	0.12	-0.43	0.09	16.84	1.21	8.01	0.13	70
441	4544	64	4.42	0.12	0.25	0.09	16.39	1.23	7.26	0.15	70
442	4908	79	4.66	0.16	-0.53	0.09	16.43	1.00	6.90	0.14	42
443	4732	84	4.51	0.22	-0.03	0.10	16.38	1.07	6.88	0.15	23
444	5667	103	4.19	0.16	-0.70	0.11	15.94	0.60	4.52	0.71	70
445	7235	530	4.49	0.48	-1.54	0.41	17.48	0.24	3.15	0.71	19
446	3600	159	4.50	0.38	-0.75	0.20	18.49	0.74	7.65	0.25	14
447	4900	87	2.83	0.45	-2.05	0.13	17.77	0.57	0.12	0.47	29
448	5495	328	3.54	0.46	-2.02	0.27	17.18	0.52	2.47	0.81	29
449	6902	530	4.43	0.48	-1.56	0.41	18.37	0.29	3.47	0.81	16
450	4934	79	1.89	0.24	-1.54	0.17	17.51	0.94	-0.49	0.40	29
451	5428	255	2.81	0.48	-2.52	0.24	17.97	0.40	2.09	0.59	26
452	5236	97	2.78	0.26	-1.57	0.17	16.91	0.36	1.86	0.44	38
453	4180	64	4.51	0.12	0.26	0.09	17.96	1.53	8.30	0.16	37
454	5756	56	4.18	0.08	-0.22	0.09	15.37	-999.99	4.33	0.25	81
455	6417	83	4.42	0.15	-0.04	0.11	17.35	-999.99	3.59	0.23	34
456	5518	74	3.97	0.12	-0.28	0.10	17.62	-999.99	3.91	0.36	35
457	3800	88	4.50	0.17	-1.00	0.16	15.54	-999.99	9.44	0.25	37
458	4824	64	4.09	0.12	-0.10	0.09	15.12	-999.99	4.21	0.47	41
459	4500	64	4.50	0.12	-0.25	0.09	15.35	-999.99	7.46	0.16	34
460	5960	103	4.75	0.16	-0.50	0.11	15.93	-999.99	4.93	0.23	50
461	4268	64	4.69	0.12	-0.03	0.09	16.87	-999.99	7.97	0.16	35
462	5060	74	4.35	0.12	-0.29	0.10	17.20	-999.99	6.15	0.17	42
463	5279	56	4.23	0.08	-0.36	0.09	14.15	-999.99	5.45	0.51	110
464	4780	48	1.68	0.20	-2.19	0.12	15.66	-999.99	-1.26	0.35	82
465	4642	59	4.68	0.09	-0.40	0.08	16.08	-999.99	7.21	0.14	75
466	3600	84	5.00	0.22	-0.25	0.10	15.64	-999.99	9.84	0.27	22
467	4502	64	4.19	0.12	-0.28	0.09	16.46	-999.99	7.41	0.16	53
468	4507	64	4.51	0.12	-0.25	0.09	17.85	-999.99	7.44	0.16	26
469	3800	95	4.51	0.24	-0.75	0.10	16.73	-999.99	9.39	0.27	24
470	5236	97	2.78	0.26	-1.57	0.17	16.91	0.36	1.86	0.44	38
471	5084	103	4.21	0.16	-0.84	0.11	17.64	-999.99	6.32	0.74	26
472	6746	116	4.79	0.20	-0.98	0.12	17.22	-999.99	3.90	0.27	42
473	4000	73	5.00	0.13	-0.50	0.08	15.89	-999.99	8.79	0.20	91
474	5494	138	3.54	0.20	-1.15	0.19	17.72	-999.99	2.98	0.50	39
475	3600	88	4.50	0.17	-1.50	0.16	16.74	-999.99	9.99	0.18	60
476	5335	97	2.19	0.26	-1.65	0.17	16.47	-999.99	0.81	0.45	74
477	5465	255	3.07	0.48	-2.15	0.24	17.71	-999.99	1.71	0.74	46
478	5064	74	3.97	0.12	-0.25	0.10	16.11	-999.99	4.03	0.18	34
479	4585	64	4.44	0.12	-0.23	0.09	17.76	-999.99	7.25	0.15	50

Notes. T_{eff} , $\log g$ et [M/H] sont les paramètres atmosphériques stellaires tels que déterminés par la procédure de paramétrisation automatique qui a été développée dans ce mémoire de thèse (voir Chap. 6). Les colonnes 8 et 9 représentent la magnitude relative m_V ainsi que la couleur (B-V) estimés par Ojha et al. (1994). La colonne 10 représente la magnitude absolue M_V telle qu'estimée par la projection des paramètres atmosphériques sur le jeu d'isochrones de Y^2 . Enfin la dernière colonne montre l'estimation de SNR déterminée à partir des spectres observés. Lorsqu'une valeur dans le tableau est égale à -999.99 cela signifie que la mesure n'a pas pu être effectuée.

TABLE E.2 – Positions et distances des cibles observées

ID	l ($^{\circ}$)	b ($^{\circ}$)	D (pc)	Δ_D (pc)	X (pc)	Δ_X (pc)	Y (pc)	Δ_Y (pc)	Z (pc)	Δ_Z (pc)	R (pc)	Δ_R (pc)
1	280.201	47.452	4573	2061	552	245	-3069	1365	3397	1511	8167	326
2	280.338	47.363	6725	1333	816	159	-4477	876	4942	967	8504	329
3	280.308	47.406	401	24	48	3	-267	16	295	18	7955	2
4	280.223	47.409	5202	705	628	84	-3486	467	3853	516	8167	124
5	280.278	47.360	2759	491	334	59	-1843	329	2034	364	7891	21
6	280.369	47.365	789	54	96	6	-526	35	581	39	7921	4
7	280.435	47.397	848	67	103	8	-564	45	623	50	7916	5
8	280.295	47.352	1236	88	149	10	-822	59	907	65	7893	4
9	280.465	47.482	900	258	109	31	-593	171	658	189	7914	18
10	280.409	47.497	681	60	83	7	-452	40	501	44	7929	5
11	280.403	47.468	1831	128	223	15	-1215	85	1346	94	7871	2
12	280.569	47.424	3383	315	419	39	-2248	211	2489	234	7909	22
13	280.500	47.378	1855	227	228	27	-1234	150	1364	166	7870	4
14	280.489	47.473	668	34	82	4	-444	22	492	25	7930	2
15	280.485	47.486	3083	382	379	46	-2051	253	2275	280	7895	21
16	280.478	47.494	727	48	89	6	-483	32	536	35	7925	3
17	280.490	47.346	18972	8359	2351	1038	-12699	5608	14019	6191	14383	4341
18	280.590	47.388	2756	307	342	38	-1830	207	2024	229	7876	11
19	280.610	47.405	2016	681	252	84	-1346	453	1490	501	7877	20
20	280.564	47.399	13003	3105	1614	389	-8655	2089	9574	2310	10872	1416
21	280.633	47.420	980	62	122	7	-653	41	723	45	7904	4
22	280.581	47.425	790	97	98	12	-527	64	583	71	7919	7
23	280.611	47.448	558	37	69	4	-371	24	411	27	7939	3
24	280.654	47.284	1363	88	171	11	-909	58	1001	64	7881	4
25	280.643	47.313	1338	119	167	15	-890	79	982	87	7883	5
26	280.668	47.336	2725	456	342	55	-1815	294	2004	324	7875	16
27	280.498	47.342	287	23	35	2	-192	15	212	17	7966	2
28	280.575	47.193	2384	605	296	75	-1590	406	1746	446	7876	16
29	280.541	47.267	3216	418	399	50	-2146	273	2363	301	7902	26
30	280.362	47.278	5116	786	627	96	-3429	525	3775	578	8147	134
31	280.632	47.210	582	29	72	3	-388	19	427	21	7936	2
32	280.389	47.261	2212	442	270	54	-1477	296	1625	326	7874	8
33	280.365	47.214	1113	88	136	10	-743	58	816	64	7899	5
34	280.463	47.250	396	22	48	2	-264	14	291	16	7955	2
35	280.380	47.281	3353	629	411	77	-2244	423	2471	466	7925	48
36	280.471	47.216	2230	387	275	47	-1489	258	1637	283	7871	6
37	280.513	47.268	1991	203	246	25	-1328	135	1462	148	7867	2
38	280.397	47.144	956	61	117	7	-640	41	701	45	7908	4
39	280.381	47.134	1203	80	147	9	-804	53	881	58	7893	4
40	280.383	47.140	2841	194	348	24	-1901	131	2083	143	7885	8
41	280.422	47.115	868	136	107	16	-582	90	637	98	7914	9
42	280.404	47.227	10999	2084	1348	255	-7342	1391	8068	1529	9971	848
43	280.481	47.133	1721	174	213	21	-1152	117	1262	128	7872	4
44	280.289	47.296	943	71	114	8	-628	47	692	52	7911	4
45	280.278	47.204	582	37	70	4	-389	25	427	27	7938	3
46	280.360	47.140	4595	963	560	117	-3064	640	3356	701	8071	138
47	280.273	47.131	1418	113	172	13	-950	76	1041	83	7885	4
48	280.252	47.129	635	53	76	6	-425	36	465	39	7934	4
49	280.276	47.325	1898	157	229	19	-1266	105	1396	116	7873	2
50	280.207	47.277	6900	801	831	94	-4617	526	5079	579	8541	205
51	280.242	47.314	683	42	82	5	-456	28	502	31	7930	3
52	280.206	47.236	2516	995	304	119	-1691	663	1857	728	7907	47
53	280.296	47.303	272	19	33	2	-181	12	200	14	7969	2
54	280.184	47.270	5304	1466	638	175	-3551	979	3906	1077	8229	272
55	280.103	47.368	1590	189	188	22	-1058	126	1167	139	7883	5
56	280.230	47.374	862	50	103	6	-574	33	634	37	7917	3
57	280.216	47.356	4662	311	560	37	-3110	209	3431	231	8066	46
58	278.050	48.182	1820	143	170	13	-1202	94	1357	107	7922	1
59	278.146	48.097	4989	915	472	85	-3302	597	3717	672	8240	163
60	278.117	48.108	2015	393	189	36	-1331	258	1499	290	7927	9
61	277.855	48.161	906	60	82	5	-599	40	675	45	7940	2
62	278.175	48.093	5020	322	477	30	-3324	212	3742	238	8226	57
63	278.057	48.181	1748	211	164	19	-1158	137	1308	155	7922	1
64	278.240	48.138	1176	76	112	7	-777	49	877	56	7925	2
65	278.163	48.264	907	61	85	5	-598	39	677	45	7936	2
66	278.248	48.127	4093	1847	391	176	-2698	1216	3041	1370	8161	266
67	278.250	48.212	1487	115	142	10	-981	75	1109	84	7919	1
68	278.219	48.117	1377	106	131	10	-910	70	1025	78	7921	2
69	278.283	48.232	3271	512	314	49	-2156	336	2440	380	7989	44
70	278.245	48.183	1670	180	159	17	-1100	117	1242	132	7918	1
71	278.288	48.083	4034	528	388	51	-2663	351	2998	395	8072	68
72	278.270	48.089	1449	586	138	54	-950	376	1070	423	7928	15
73	278.323	48.132	4565	685	441	66	-3016	454	3400	512	8150	107
74	278.323	48.143	3904	532	376	50	-2575	347	2905	392	8054	63
75	278.359	48.177	4728	1203	459	114	-3124	778	3529	878	8198	197
76	278.284	48.135	677	36	65	3	-447	24	504	27	7947	2
77	278.336	48.040	3459	1673	335	160	-2290	1093	2574	1228	8072	189
78	278.429	48.083	6648	1354	652	130	-4401	881	4955	992	8604	341
79	278.291	48.075	8238	1044	795	102	-5456	701	6139	789	9059	340
80	278.273	48.117	1613	238	155	22	-1066	154	1201	174	7918	2
81	278.303	48.063	533	42	51	4	-352	28	396	32	7956	2
82	278.100	48.025	773	48	72	4	-512	31	574	35	7943	2
83	278.385	48.002	717	45	70	4	-474	31	532	34	7944	2
84	278.364	47.976	2229	410	216	40	-1473	273	1652	306	7926	13
85	278.290	48.023	8485	2042	819	197	-5621	1356	6314	1523	9197	675
86	278.291	48.005	2404	367	231	35	-1586	241	1780	271	7932	14
87	278.252	47.932	223	11	21	1	-148	7	166	8	7979	1

Table E.2 – suite

ID	l ($^\circ$)	b ($^\circ$)	D (pc)	Δ_D (pc)	X (pc)	Δ_X (pc)	Y (pc)	Δ_Y (pc)	Z (pc)	Δ_Z (pc)	R (pc)	Δ_R (pc)
88	278.285	47.896	525	47	50	4	-348	31	389	35	7956	3
89	278.272	47.916	360	28	34	2	-238	19	267	21	7968	2
90	278.242	48.037	8355	1564	799	150	-5519	1035	6202	1163	9118	505
91	278.177	47.925	930	55	88	5	-617	36	691	40	7935	2
92	278.205	47.870	173	13	16	1	-115	8	128	10	7984	1
93	278.196	47.898	452	28	43	2	-300	19	335	21	7962	2
94	278.168	47.946	485	32	46	3	-322	21	360	23	7960	2
95	278.245	48.078	6133	540	587	51	-4053	357	4561	402	8455	126
96	278.006	47.961	1395	84	130	7	-926	55	1037	62	7924	1
97	278.025	47.913	494	42	46	4	-328	28	366	31	7960	2
98	278.022	47.977	1978	153	185	14	-1315	100	1473	113	7925	2
99	278.039	47.954	2944	943	275	89	-1949	636	2183	712	7992	78
100	278.141	47.884	429	40	40	3	-285	27	318	30	7964	2
101	277.962	48.042	1824	197	168	18	-1206	130	1354	146	7924	2
102	277.940	47.986	1000	58	92	5	-663	38	743	43	7935	2
103	277.925	47.945	340	28	31	2	-225	18	252	20	7971	2
104	278.072	48.076	916	58	86	5	-606	38	682	43	7937	2
105	277.964	47.971	1074	197	99	18	-711	131	797	147	7933	6
106	277.967	47.943	650	38	60	3	-431	25	482	28	7951	2
107	278.019	47.995	2647	647	247	60	-1753	429	1966	481	7960	39
108	277.942	48.058	2520	551	232	51	-1666	369	1872	415	7952	29
109	277.117	48.075	803	51	66	4	-532	34	597	38	7951	1
110	277.229	48.159	1329	102	111	8	-879	67	990	76	7937	1
111	276.995	48.187	282	17	22	1	-186	11	210	12	7979	1
112	277.170	48.124	727	34	60	2	-481	22	541	25	7954	1
113	276.966	48.156	2491	422	201	33	-1647	277	1852	312	7975	25
114	277.251	48.255	2445	523	205	44	-1614	350	1823	395	7967	29
115	277.208	48.197	308	25	25	2	-204	16	230	18	7976	1
116	277.161	48.278	732	63	60	5	-484	42	547	48	7954	2
117	277.323	48.170	1956	246	167	20	-1299	162	1464	183	7941	6
118	277.291	48.215	4209	778	355	65	-2777	515	3133	581	8149	115
119	277.339	48.213	578	35	49	3	-381	23	430	26	7960	1
120	277.343	48.249	3486	477	297	39	-2307	308	2606	348	8046	50
121	277.440	48.163	3067	390	264	33	-2028	257	2284	290	8000	33
122	277.439	48.214	6622	944	570	81	-4367	622	4929	702	8637	245
123	277.374	48.208	1240	111	105	9	-818	74	923	83	7936	1
124	277.378	48.061	6620	1244	566	106	-4372	825	4907	926	8658	326
125	277.255	48.057	1140	80	96	6	-755	54	848	61	7940	1
126	277.438	48.112	696	203	60	17	-460	134	518	150	7954	9
127	277.340	48.095	732	50	62	4	-484	33	544	37	7952	2
128	277.259	48.013	8402	1648	715	139	-5613	1098	6288	1230	9246	555
129	277.349	48.050	1170	209	99	17	-774	138	869	155	7939	4
130	277.358	48.060	7216	1178	614	100	-4759	780	5341	875	8814	336
131	277.244	48.034	1600	125	134	10	-1060	83	1188	93	7936	0
132	277.107	48.059	3670	480	303	39	-2434	320	2730	358	8078	58
133	277.196	48.021	1296	162	108	13	-860	110	963	123	7938	2
134	277.133	48.060	1293	85	107	7	-858	56	962	63	7939	0
135	277.272	47.939	1612	131	136	11	-1071	88	1197	98	7936	1
136	277.209	47.936	782	48	65	4	-520	32	581	36	7951	1
137	277.155	48.001	7500	1690	624	141	-4972	1127	5565	1261	8952	510
138	277.135	47.981	21720	3995	1803	337	-14411	2695	16119	3015	15750	2317
139	277.075	47.950	1115	289	91	23	-740	191	827	214	7945	6
140	277.093	48.097	4540	1001	373	82	-3004	662	3374	743	8222	169
141	277.113	48.009	7557	1134	626	95	-5022	766	5622	858	8947	350
142	277.147	47.906	2616	349	218	29	-1744	234	1946	261	7977	22
143	277.157	47.936	2266	182	188	15	-1502	122	1678	136	7955	8
144	276.946	47.992	1925	182	156	15	-1281	122	1432	137	7948	5
145	277.013	47.987	1776	233	145	18	-1179	153	1319	171	7944	4
146	277.010	47.971	660	40	53	3	-438	27	490	30	7958	1
147	277.713	47.717	3334	980	300	88	-2218	650	2461	721	8038	99
148	277.509	47.767	950	59	83	5	-632	39	702	44	7941	2
149	277.542	47.769	3197	770	281	68	-2121	513	2358	570	8021	72
150	277.518	47.760	2149	230	188	20	-1429	154	1587	172	7942	8
151	277.544	47.744	903	51	79	4	-603	34	669	37	7943	1
152	277.663	47.726	11474	2291	1032	204	-7672	1521	8515	1688	10431	976
153	277.670	47.802	341	19	30	1	-227	12	252	14	7972	1
154	277.723	47.779	1089	75	98	6	-725	50	807	56	7935	2
155	277.637	47.786	8537	1423	761	127	-5680	947	6317	1053	9238	481
156	277.636	47.810	1488	215	132	19	-989	143	1101	159	7930	2
157	277.595	47.808	2869	384	254	34	-1906	257	2121	287	7981	28
158	277.560	47.826	493	31	43	2	-328	20	366	23	7963	1
159	277.744	47.816	2765	777	250	70	-1842	520	2051	579	7982	56
160	277.853	47.759	531	30	48	2	-353	20	392	22	7959	1
161	277.753	47.694	3334	626	302	56	-2225	415	2467	460	8022	62
162	277.833	47.813	6686	1164	614	108	-4468	785	4976	875	8662	314
163	277.828	47.831	828	65	75	6	-550	43	613	48	7943	2
164	277.770	47.673	440	27	40	2	-293	18	325	20	7965	1
165	277.930	47.733	4367	652	402	61	-2892	438	3213	487	8140	99
166	277.847	47.713	1720	444	157	41	-1142	298	1268	331	7931	8
167	277.917	47.787	549	47	50	4	-365	31	406	34	7957	2
168	277.889	47.776	1082	89	99	8	-721	59	802	66	7933	2
169	277.873	47.662	13192	3112	1215	287	-8787	2077	9736	2301	11206	1439
170	277.925	47.649	5251	795	486	74	-3497	535	3873	592	8303	160
171	277.946	47.663	4014	1672	374	156	-2683	1120	2973	1241	8158	245
172	277.955	47.718	5668	1571	526	146	-3770	1045	4186	1160	8429	345
173	277.929	47.695	5766	1773	532	163	-3823	1172	4241	1301	8463	393
174	277.984	47.730	781	53	73	5	-520	35	578	39	7944	2
175	277.828	47.645	654	117	59	10	-434	77	481	85	7952	6
176	277.949	47.564	1911	243	178	22	-1281	161	1414	178	7927	4

Table E.2 – suite

ID	l ($^{\circ}$)	b ($^{\circ}$)	D (pc)	Δ_D (pc)	X (pc)	Δ_X (pc)	Y (pc)	Δ_Y (pc)	Z (pc)	Δ_Z (pc)	R (pc)	Δ_R (pc)
177	277.944	47.642	610	44	56	4	-407	30	451	33	7953	2
178	277.850	47.612	342	28	31	2	-228	19	252	21	7971	2
179	277.797	47.615	10844	1739	991	157	-7240	1149	8007	1271	10118	710
180	277.900	47.620	1152	128	106	11	-769	85	851	94	7931	3
181	277.709	47.609	367	23	33	2	-245	16	271	17	7970	1
182	277.633	47.612	3368	227	301	20	-2247	150	2484	166	8021	22
183	277.744	47.652	3308	664	300	59	-2208	440	2445	488	8022	65
184	277.625	47.682	645	40	57	3	-431	26	477	29	7954	2
185	277.754	47.660	5037	849	458	76	-3367	563	3729	624	8277	160
186	277.586	47.669	3475	840	309	75	-2319	569	2569	631	8053	94
187	277.617	47.496	1314	155	117	14	-878	105	966	116	7932	2
188	277.726	47.610	2257	386	204	35	-1505	258	1664	286	7944	15
189	277.598	47.721	1303	82	115	7	-868	56	963	62	7932	1
190	277.651	47.692	896	286	79	25	-594	190	658	211	7944	11
191	277.515	47.577	421	27	37	2	-281	18	310	20	7967	1
192	277.538	47.570	2586	414	229	37	-1730	280	1910	309	7966	25
193	277.550	47.559	607	44	53	4	-406	30	447	33	7956	2
194	277.616	47.702	444	35	39	3	-295	23	327	26	7965	2
195	277.475	47.597	3983	894	348	78	-2657	595	2935	657	8120	124
196	277.412	47.732	514	46	44	4	-342	30	380	34	7962	2
197	277.439	47.700	741	41	64	3	-494	27	548	30	7950	1
198	277.685	47.753	1067	69	95	6	-710	47	789	52	7936	2
199	277.637	47.712	665	52	59	4	-443	34	492	38	7952	2
200	277.043	47.050	1348	102	112	8	-911	69	986	75	7940	0
201	276.953	47.115	993	90	81	7	-671	61	728	66	7946	2
202	277.060	47.067	1359	75	113	6	-918	51	995	55	7939	0
203	277.056	47.058	725	51	60	4	-490	34	530	37	7954	2
204	277.101	46.954	1563	101	132	8	-1060	69	1144	74	7939	0
205	277.162	47.086	2059	289	174	24	-1390	196	1507	212	7950	10
206	277.205	47.055	6455	1371	550	117	-4355	929	4716	1007	8672	365
207	277.074	47.122	1869	340	155	28	-1255	229	1362	249	7947	9
208	277.236	47.057	395	32	33	2	-267	21	289	23	7970	1
209	277.182	47.129	1470	176	125	15	-992	121	1077	131	7938	1
210	277.168	47.138	1190	73	101	6	-803	49	872	54	7939	1
211	277.130	47.160	4594	992	386	83	-3086	669	3354	727	8241	174
212	277.264	46.997	4285	777	369	67	-2899	527	3134	569	8179	127
213	277.284	47.027	527	34	45	3	-356	23	386	25	7962	1
214	277.221	47.122	2366	389	202	33	-1598	262	1735	284	7964	21
215	277.285	47.112	1868	581	161	49	-1264	389	1372	422	7949	18
216	277.320	47.068	1966	137	170	11	-1327	92	1439	100	7941	3
217	277.283	47.058	3645	414	314	35	-2458	280	2663	304	8074	51
218	277.293	46.982	2825	623	245	55	-1920	429	2075	464	8000	51
219	277.415	47.071	1206	56	106	4	-814	38	883	41	7935	1
220	277.308	47.030	393	24	34	2	-265	16	287	18	7970	1
221	277.257	46.971	5926	973	510	82	-4011	649	4331	701	8517	233
222	277.427	46.981	1315	195	116	17	-892	131	964	142	7935	2
223	277.197	46.940	8691	2375	740	205	-5865	1629	6326	1757	9437	853
224	277.390	46.987	1531	124	134	10	-1034	82	1118	88	7933	0
225	277.360	46.956	1202	151	105	13	-814	102	879	110	7937	2
226	277.339	46.966	1894	342	165	29	-1282	229	1385	248	7942	9
227	277.374	46.988	909	54	79	4	-615	36	664	39	7944	1
228	277.350	46.872	2494	416	217	36	-1688	285	1817	307	7968	25
229	277.342	46.890	2108	233	184	20	-1428	158	1538	170	7947	8
230	277.447	46.923	2193	207	194	18	-1483	141	1600	152	7947	8
231	277.319	46.939	8431	1546	733	134	-5712	1045	6163	1127	9287	537
232	277.261	46.821	753	46	65	3	-512	31	550	33	7951	1
233	277.290	46.819	472	38	41	3	-320	26	344	28	7965	2
234	277.211	46.897	1046	122	89	10	-709	83	763	90	7942	3
235	277.289	46.843	1301	137	112	11	-881	93	948	100	7936	1
236	277.106	46.910	360	19	30	1	-244	13	263	14	7973	1
237	277.347	46.832	480	32	42	2	-326	21	350	23	7964	1
238	277.260	46.899	383	28	33	2	-259	19	279	20	7971	1
239	277.286	46.875	335	20	29	1	-228	13	245	15	7974	1
240	277.391	46.846	1026	69	90	6	-697	47	750	51	7940	1
241	277.223	46.822	3536	595	304	50	-2403	399	2582	428	8071	71
242	277.171	46.837	5090	368	435	31	-3459	253	3717	272	8321	76
243	277.175	46.905	2569	308	219	26	-1739	207	1874	223	7975	20
244	277.159	46.825	690	189	59	16	-470	129	505	138	7955	8
245	277.207	46.860	2314	958	199	83	-1579	657	1698	706	7985	60
246	277.021	46.817	4161	701	349	58	-2836	476	3044	511	8172	112
247	277.086	46.957	2281	677	190	56	-1533	454	1654	490	7971	37
248	277.079	46.919	1407	111	118	9	-951	76	1025	82	7939	0
249	277.092	46.862	1560	154	131	13	-1059	105	1139	112	7939	1
250	277.095	46.902	1829	245	154	20	-1240	167	1335	180	7944	6
251	277.105	46.901	1998	207	169	17	-1357	138	1461	148	7948	6
252	277.145	46.765	771	56	65	4	-523	39	561	42	7951	2
253	277.178	46.810	850	123	73	10	-580	83	623	89	7948	4
254	277.099	46.997	2519	595	212	50	-1705	407	1843	440	7982	40
255	276.992	46.914	614	32	51	2	-416	22	448	23	7959	1
256	277.086	46.994	1975	354	167	29	-1344	238	1452	257	7951	12
257	277.088	47.036	2188	415	185	35	-1492	284	1614	308	7960	19
258	277.020	46.894	400	33	33	2	-271	22	292	24	7971	1
259	277.022	46.983	675	39	56	3	-458	26	494	28	7956	1
260	277.330	46.567	955	61	83	5	-651	40	694	43	7943	1
261	277.251	46.539	6325	2823	548	246	-4310	1939	4584	2062	8794	760
262	277.249	46.573	965	63	83	5	-658	43	701	46	7943	1
263	277.140	46.555	7532	1465	641	124	-5117	997	5445	1061	9007	464
264	277.085	46.548	737	41	62	3	-502	28	534	30	7953	1
265	277.107	46.560	2846	493	240	41	-1929	332	2053	353	8002	40

Table E.2 – suite

ID	l ($^\circ$)	b ($^\circ$)	D (pc)	Δ_D (pc)	X (pc)	Δ_X (pc)	Y (pc)	Δ_Y (pc)	Z (pc)	Δ_Z (pc)	R (pc)	Δ_R (pc)
266	277.193	46.652	6140	1215	527	106	-4178	842	4461	899	8597	317
267	277.220	46.645	2486	155	214	13	-1693	105	1807	112	7968	9
268	277.177	46.652	5011	1061	429	90	-3408	721	3639	770	8331	215
269	277.188	46.628	11594	2357	993	201	-7875	1595	8402	1702	10611	1044
270	277.155	46.642	1203	75	102	6	-819	52	875	55	7939	1
271	277.325	46.622	1849	482	162	41	-1262	324	1346	346	7945	14
272	277.210	46.527	1356	93	117	8	-926	64	984	68	7937	0
273	277.277	46.538	2094	370	182	32	-1432	255	1523	271	7951	15
274	277.231	46.688	683	40	58	3	-464	27	496	29	7954	1
275	277.405	46.580	764	44	67	4	-520	30	555	32	7949	1
276	277.354	46.627	320	21	28	1	-218	14	233	15	7974	1
277	277.413	46.600	1055	58	93	5	-718	39	766	41	7939	1
278	277.318	46.623	1897	481	165	41	-1288	325	1374	347	7946	14
279	277.327	46.476	744	41	65	3	-508	28	540	30	7950	1
280	277.385	46.660	1341	112	118	9	-913	75	975	80	7934	1
281	277.483	46.572	671	43	60	3	-458	29	488	31	7953	2
282	277.456	46.608	3044	556	272	50	-2080	383	2219	408	8011	52
283	277.438	46.472	898	60	80	5	-613	41	651	43	7943	2
284	277.437	46.534	1524	269	135	24	-1038	183	1104	195	7934	3
285	277.496	46.498	557	222	50	19	-380	151	404	161	7960	12
286	277.385	46.494	696	55	61	4	-475	37	505	40	7952	2
287	277.549	46.543	638	41	57	3	-435	28	463	30	7954	2
288	277.413	46.522	2539	568	225	49	-1733	379	1843	404	7974	36
289	277.533	46.546	1260	116	113	10	-859	79	914	84	7933	1
290	277.372	46.468	1595	130	141	11	-1090	88	1157	94	7934	1
291	277.322	46.417	4027	834	353	73	-2748	573	2911	607	8145	126
292	277.493	46.463	403	27	36	2	-275	18	292	19	7968	1
293	277.377	46.408	10834	2462	958	219	-7401	1695	7839	1795	10304	1054
294	277.468	46.452	3193	794	286	69	-2182	533	2315	566	8034	81
295	277.362	46.458	6832	2599	602	231	-4662	1792	4946	1902	8897	756
296	277.403	46.334	4184	1071	371	95	-2860	734	3021	776	8178	172
297	277.454	46.343	4424	1087	397	97	-3034	742	3207	784	8218	188
298	277.385	46.386	2639	424	234	37	-1805	288	1911	304	7978	29
299	277.303	46.454	773	51	67	4	-529	35	561	37	7949	2
300	277.254	46.356	1205	76	105	6	-825	52	873	54	7938	1
301	277.354	46.331	4167	424	368	37	-2852	290	3013	307	8152	67
302	277.367	46.392	26713	4769	2368	419	-18322	3243	19395	3433	19219	2952
303	277.321	46.398	2600	525	229	46	-1784	358	1889	379	7981	37
304	277.267	46.437	3538	457	308	40	-2416	318	2561	337	8068	57
305	277.188	46.303	1692	217	146	18	-1161	150	1224	158	7940	3
306	277.161	46.472	2084	418	178	35	-1420	284	1506	301	7954	17
307	277.227	46.303	1482	336	128	28	-1015	228	1071	240	7939	4
308	277.181	46.544	763	42	65	3	-521	28	554	30	7951	1
309	277.121	46.430	792	57	67	4	-542	39	574	41	7950	2
310	277.229	46.393	818	49	71	4	-559	34	592	36	7948	1
311	277.090	46.475	566	42	48	3	-386	28	410	29	7961	2
312	277.139	46.451	680	41	58	3	-465	28	493	30	7955	1
313	276.986	46.414	859	55	72	4	-587	38	622	40	7949	1
314	277.050	46.458	4069	760	344	63	-2786	513	2954	544	8162	117
315	277.062	46.551	10833	2484	916	210	-7401	1699	7873	1807	10331	1067
316	276.184	46.622	865	54	64	4	-590	37	628	40	7958	1
317	276.072	46.550	4771	325	347	23	-3265	221	3466	234	8322	65
318	276.156	46.615	7605	2936	558	217	-5177	2011	5509	2140	9240	945
319	276.240	46.575	858	69	64	5	-586	47	623	50	7957	1
320	276.095	46.611	1379	117	100	8	-943	79	1003	84	7955	1
321	276.146	46.528	12598	2180	928	162	-8625	1507	9150	1599	11207	1047
322	276.207	46.611	788	384	57	28	-529	262	563	279	7964	12
323	275.974	46.625	16133	4895	1155	350	-11041	3351	11750	3566	13170	2579
324	276.208	46.584	26746	5323	1992	404	-18314	3722	19469	3957	19342	3377
325	276.079	46.590	2865	365	209	26	-1964	248	2088	264	8038	35
326	276.235	46.571	6629	1775	498	133	-4566	1225	4852	1301	8852	519
327	276.254	46.596	5243	1157	392	85	-3577	783	3805	832	8440	256
328	276.231	46.682	1176	142	87	10	-804	98	857	104	7953	1
329	276.298	46.553	989	64	74	4	-676	44	718	47	7954	1
330	276.217	46.651	23908	4722	1782	351	-16361	3228	17435	3440	17570	2858
331	276.283	46.518	1897	172	142	13	-1297	118	1376	125	7964	6
332	276.302	46.676	504	36	38	2	-343	24	366	26	7969	1
333	276.341	46.587	7431	2726	564	209	-5079	1887	5401	2007	9161	870
334	276.324	46.508	3460	685	261	52	-2360	474	2503	503	8104	89
335	276.328	46.552	1213	83	92	6	-829	56	881	60	7951	0
336	276.452	46.514	5094	904	393	70	-3481	623	3694	661	8386	195
337	276.423	46.527	942	68	72	5	-644	47	684	50	7953	1
338	276.350	46.496	8191	3203	628	246	-5642	2211	5982	2344	9480	1123
339	276.419	46.540	562	35	43	2	-384	24	408	25	7966	1
340	276.382	46.514	6407	475	490	36	-4384	324	4651	344	8701	132
341	276.445	46.559	866	65	67	4	-593	43	630	46	7955	1
342	276.355	46.436	603	44	46	3	-413	30	437	32	7964	1
343	276.477	46.501	3351	482	260	37	-2293	334	2432	354	8079	59
344	276.388	46.464	2306	418	176	32	-1574	287	1667	304	7985	25
345	276.318	46.433	2322	401	176	30	-1589	279	1680	295	7988	25
346	276.435	46.509	15122	2337	1165	176	-10331	1568	10959	1663	12429	1199
347	276.487	46.477	2354	410	184	31	-1620	276	1716	293	7986	26
348	276.357	46.462	1348	138	103	10	-925	94	979	99	7951	0
349	276.145	46.465	572	34	42	2	-392	23	415	24	7967	1
350	276.356	46.384	763	55	58	4	-522	38	551	40	7959	1
351	276.381	46.398	3962	1110	304	86	-2723	769	2877	813	8197	179
352	276.378	46.409	713	40	54	3	-488	27	516	29	7960	1
353	276.338	46.460	394	29	30	2	-270	19	286	20	7974	1
354	276.186	46.410	1977	119	146	8	-1354	81	1431	86	7969	5

Table E.2 – suite

ID	l ($^{\circ}$)	b ($^{\circ}$)	D (pc)	Δ_D (pc)	X (pc)	Δ_X (pc)	Y (pc)	Δ_Y (pc)	Z (pc)	Δ_Z (pc)	R (pc)	Δ_R (pc)
355	276.204	46.398	1024	63	76	4	-701	43	741	46	7954	0
356	276.108	46.484	7019	1336	515	97	-4818	915	5103	969	8939	410
357	276.185	46.464	449	32	33	2	-308	22	326	23	7972	1
358	276.193	46.465	912	59	67	4	-625	40	661	43	7956	1
359	276.104	46.476	11240	1977	823	144	-7700	1348	8153	1427	10576	878
360	276.115	46.392	1352	91	99	6	-927	63	979	66	7955	0
361	276.129	46.397	7427	2036	550	148	-5125	1384	5412	1462	9125	659
362	276.188	46.383	932	55	69	4	-639	38	675	40	7956	1
363	276.139	46.399	343	20	25	1	-235	13	248	14	7978	1
364	275.979	46.427	1440	90	103	6	-987	62	1043	65	7958	1
365	276.013	46.440	484	39	34	2	-331	27	350	28	7972	1
366	276.040	46.404	1996	102	144	7	-1369	69	1446	73	7973	4
367	276.141	46.412	4164	942	307	70	-2861	656	3023	693	8231	164
368	276.086	46.482	1028	72	75	5	-704	49	745	52	7956	0
369	275.936	46.462	3934	821	281	59	-2706	568	2863	601	8198	134
370	275.935	46.453	1102	69	78	5	-754	47	798	50	7957	0
371	276.005	46.468	1059	64	76	4	-726	43	768	45	7956	0
372	276.012	46.448	3561	754	257	55	-2441	523	2582	553	8135	106
373	276.015	46.493	3400	940	246	68	-2338	645	2477	683	8123	125
374	276.057	46.460	726	41	52	3	-497	28	526	29	7962	1
375	275.918	46.553	3833	331	271	23	-2618	228	2779	243	8163	51
376	275.956	46.547	1233	75	87	5	-843	51	894	54	7957	0
377	275.942	46.534	1873	130	133	9	-1280	88	1358	94	7970	5
378	276.113	46.486	7753	1525	567	112	-5297	1052	5611	1114	9173	517
379	275.474	48.171	774	44	49	2	-514	29	577	32	7967	0
380	275.505	48.176	2328	339	148	21	-1543	224	1732	252	8004	22
381	275.490	48.118	2476	388	157	25	-1641	263	1839	294	8016	29
382	275.462	48.145	2495	218	158	13	-1657	144	1859	162	8016	16
383	275.417	48.158	5540	690	349	43	-3681	455	4130	511	8501	158
384	275.415	48.174	2709	498	170	31	-1795	329	2015	369	8039	44
385	275.542	48.088	1347	93	86	6	-895	62	1002	69	7963	1
386	275.488	48.092	1796	65	114	4	-1194	43	1336	48	7975	2
387	275.647	48.191	2875	1404	190	91	-1925	923	2162	1037	8095	147
388	275.486	48.253	701	34	44	2	-465	22	523	25	7968	0
389	275.551	48.227	510	39	32	2	-338	26	380	29	7974	1
390	275.543	48.151	6684	1225	430	79	-4431	816	4971	915	8803	343
391	275.602	48.266	2419	296	157	18	-1602	191	1805	216	8007	20
392	275.608	48.298	1614	504	105	32	-1069	327	1205	369	7973	15
393	275.581	48.303	543	34	35	2	-360	22	406	25	7972	1
394	275.562	48.215	3960	818	256	52	-2630	534	2957	601	8195	124
395	275.770	48.258	5783	671	386	45	-3827	451	4311	508	8531	162
396	275.676	48.288	604	38	39	2	-400	25	451	28	7970	1
397	275.710	48.213	2572	237	170	15	-1705	156	1917	176	8014	18
398	275.678	48.238	1110	68	73	4	-735	45	827	51	7961	0
399	275.703	48.275	506	32	33	2	-335	21	378	23	7973	1
400	275.761	48.235	476	41	31	2	-315	27	355	30	7974	1
401	275.707	48.229	721	54	47	3	-479	35	539	40	7966	1
402	275.734	48.251	1280	120	85	8	-847	79	954	89	7960	0
403	275.625	48.105	1434	156	94	10	-954	103	1069	115	7964	2
404	275.789	48.199	1109	75	74	5	-734	51	825	57	7959	0
405	275.712	48.207	596	39	39	2	-395	26	444	29	7970	1
406	275.765	48.196	1647	192	110	12	-1092	127	1227	143	7966	4
407	275.701	48.100	2269	377	150	24	-1510	246	1691	276	7997	23
408	275.727	48.124	555	39	36	2	-368	26	412	29	7971	1
409	275.824	48.128	295	19	20	1	-196	12	219	14	7982	0
410	275.796	48.141	5023	684	338	46	-3336	454	3743	509	8367	140
411	275.790	48.159	3009	1124	201	73	-1983	721	2226	809	8078	115
412	275.836	48.142	481	28	32	1	-319	18	358	21	7973	1
413	275.708	48.080	1524	104	101	6	-1014	69	1135	77	7963	2
414	275.717	48.065	2043	216	136	14	-1359	143	1521	160	7981	10
415	275.835	48.047	1641	97	111	6	-1092	65	1222	73	7963	2
416	275.849	48.033	917	51	62	3	-611	34	683	38	7960	0
417	275.849	48.022	627	45	42	3	-417	30	466	34	7968	1
418	275.817	48.074	2905	266	196	18	-1927	178	2157	200	8040	25
419	275.814	48.048	333	20	22	1	-222	13	248	14	7980	0
420	275.591	48.030	6476	830	423	54	-4322	553	4828	618	8737	227
421	275.703	48.081	2530	172	168	11	-1682	115	1883	129	8011	13
422	275.648	48.020	3761	577	247	38	-2506	390	2799	435	8156	83
423	275.658	48.008	798	50	52	3	-531	33	593	37	7965	1
424	275.812	47.996	1050	66	71	4	-699	44	780	49	7959	0
425	275.618	47.938	1402	94	92	6	-934	62	1041	69	7963	1
426	275.641	47.952	1214	87	80	5	-810	58	903	65	7961	0
427	275.454	47.944	10668	2685	678	172	-7102	1806	7908	2011	10300	1112
428	275.477	47.942	21315	4578	1365	288	-14241	3003	15857	3344	15791	2561
429	275.573	48.094	643	38	41	2	-427	25	478	28	7969	1
430	275.584	47.988	2558	1096	166	72	-1700	738	1896	823	8049	97
431	275.511	48.025	752	301	48	19	-501	202	560	226	7969	7
432	275.530	47.996	3344	1219	216	77	-2233	803	2491	896	8136	153
433	275.471	48.011	3550	517	226	32	-2363	343	2638	383	8132	68
434	275.444	48.052	543	29	34	1	-361	19	403	21	7973	0
435	275.445	47.976	956	96	60	6	-636	64	709	72	7965	1
436	275.449	47.947	1381	208	88	13	-922	138	1027	154	7966	3
437	275.297	48.068	2103	447	130	27	-1402	300	1567	335	7999	26
438	275.318	48.069	7381	1364	456	86	-4899	930	5478	1039	9033	432
439	275.457	48.063	617	31	39	2	-411	21	459	23	7971	0
440	275.425	48.074	559	33	35	2	-372	22	416	24	7973	1
441	275.513	48.174	643	44	41	2	-426	29	478	33	7970	1
442	275.362	48.036	771	49	48	3	-514	33	574	36	7968	0
443	275.334	48.124	763	51	47	3	-507	34	568	38	7968	1

Table E.2 – suite

ID	l ($^\circ$)	b ($^\circ$)	D (pc)	Δ_D (pc)	X (pc)	Δ_X (pc)	Y (pc)	Δ_Y (pc)	Z (pc)	Δ_Z (pc)	R (pc)	Δ_R (pc)
444	275.368	48.104	1841	659	114	41	-1223	435	1369	488	7991	31
445	277.916	47.669	7034	2536	655	235	-4714	1695	5225	1878	8865	708
446	275.874	48.176	1409	165	96	11	-934	108	1050	121	7959	1
447	280.565	47.322	32477	7420	4042	915	-21674	4906	23911	5413	22115	4607
448	280.550	47.219	8411	3548	1035	443	-5560	2378	6111	2614	9166	1113
449	278.283	48.200	9173	3886	888	368	-6099	2529	6893	2858	9621	1317
450	277.187	46.832	38180	7249	3259	620	-25847	4922	27774	5289	26325	4706
451	277.144	46.656	14390	4214	1224	354	-9768	2830	10431	3022	12053	2044
452	277.524	46.471	9813	2081	884	189	-6697	1432	7111	1520	9842	831
453	280.247	47.358	820	62	98	7	-546	42	603	46	7920	4
454	280.157	47.332	1548	181	184	21	-1032	120	1137	132	7883	5
455	278.240	48.224	5426	590	516	56	-3566	387	4034	438	8298	116
456	278.309	48.120	5285	895	509	85	-3489	588	3932	663	8282	171
457	277.068	48.086	159	18	13	1	-105	12	118	13	7987	1
458	277.336	48.228	1456	328	123	28	-958	218	1081	246	7937	4
459	277.342	48.271	363	27	31	2	-240	18	271	20	7972	1
460	277.758	47.721	1521	163	137	14	-1012	109	1123	121	7927	1
461	277.794	47.713	576	43	52	3	-384	28	426	31	7956	2
462	277.510	47.658	1557	122	137	10	-1039	81	1150	90	7931	0
463	277.110	47.015	527	131	44	11	-354	88	382	95	7964	7
464	277.215	47.075	23198	3815	1987	323	-15702	2554	17017	2768	16860	2251
465	277.219	47.076	570	36	48	3	-385	24	417	26	7960	1
466	277.287	46.990	138	17	12	1	-93	12	101	13	7988	1
467	277.451	47.028	620	45	54	4	-419	30	453	33	7956	2
468	277.132	46.600	1158	86	99	7	-791	59	843	63	7940	1
469	277.201	46.645	281	35	24	3	-191	23	204	25	7978	2
470	277.524	46.471	9813	2081	884	189	-6697	1432	7111	1520	9842	831
471	277.271	46.411	1760	665	153	59	-1204	463	1275	490	7951	22
472	276.305	46.532	4429	560	335	41	-3033	371	3219	394	8251	99
473	276.375	46.602	252	23	19	1	-171	16	182	17	7982	1
474	276.194	46.472	8524	2062	633	153	-5839	1413	6183	1496	9477	745
475	276.094	46.410	214	18	15	1	-147	12	155	13	7985	1
476	275.418	48.194	13011	2856	817	177	-8614	1871	9675	2102	11297	1303
477	275.724	48.164	15176	5708	1003	383	-10007	3821	11234	4290	12494	2781
478	275.420	47.961	2501	214	158	13	-1669	146	1860	162	8018	16
479	275.361	48.067	1213	85	75	5	-807	56	903	62	7965	0

Notes. l et b sont les longitudes et latitudes galactiques des cibles, telles que mesurées par Ojha et al. (1994). D est la distance selon la ligne de visée et Δ_D sont erreur associée. Les colonnes 6 à 11 représentent les positions héliocentriques cartésiennes des cibles ainsi que leurs incertitudes. Enfin, les colonnes 12 et 13 représentent la composante radiale dans un repère cylindrique, de la distance des cibles par rapport au centre de la Galaxie. Lorsqu'une valeur dans le tableau est égale à -999.99 cela signifie que la mesure n'a pas pu être effectuée.

TABLE E.3 – Paramètres cinématiques et orbitaux des cibles observées

ID	μ_l ("/ <i>cen</i>)	μ_b ("/ <i>cen</i>)	V_{rad} (km/s)	ΔV_{rad} (km/s)	U (km/s)	ΔU (km/s)	V (km/s)	ΔV (km/s)	W (km/s)	ΔW (km/s)	V_R (km/s)	ΔV_R (km/s)	V_ϕ (km/s)	ΔV_ϕ (km/s)	ε	$\Delta\varepsilon$
1	0.142	-0.361	110.2	3.8	53	50	-125	41	27	39	-90	50	-66	55	0.54	0.16
2	0.382	0.107	141.3	5.3	132	68	-47	48	127	43	-212	69	-73	56	0.59	0.14
3	0.361	-0.263	9.0	4.5	8	3	-8	4	3	4	-25	3	-216	4	0.06	0.01
4	0.354	-0.739	24.7	6.4	114	51	-134	42	-106	39	-149	49	-28	48	0.44	0.08
5	-1.205	-0.246	22.7	4.4	-148	38	-66	22	-5	18	97	33	-187	19	0.48	0.11
6	-1.649	0.437	37.7	3.7	-58	8	-24	6	38	5	34	8	-203	6	0.16	0.03
7	1.791	-1.683	-9.8	4.4	78	10	-29	7	-53	7	-102	10	-188	7	0.28	0.03
8	-0.347	0.016	-36.0	3.7	-24	11	21	9	-25	8	-11	11	-246	9	0.14	0.03
9	2.128	-0.612	27.8	4.8	95	27	-20	7	2	8	-120	31	-195	9	0.33	0.08
10	-3.047	-2.084	70.5	3.9	-79	10	-113	8	6	6	62	9	-115	7	0.52	0.04
11	-0.290	-0.030	33.0	3.9	-20	17	-28	13	22	12	-20	17	-196	13	0.10	0.05
12	-1.244	-0.510	13.0	5.0	-183	36	-104	25	-45	22	132	35	-165	23	0.64	0.10
13	-0.665	0.244	29.1	4.8	-56	18	-14	13	36	12	13	17	-215	13	0.15	0.06
14	-2.284	0.155	-11.0	4.3	-73	7	-2	5	-4	5	50	6	-226	5	0.19	0.02
15	0.145	0.641	45.3	3.8	13	29	41	23	96	21	-92	31	-251	22	0.32	0.11
16	-1.941	0.131	10.1	3.7	-65	8	-15	5	10	5	42	7	-212	5	0.17	0.03
17	-0.220	-0.589	152.1	6.6	-106	203	-525	239	-251	210	315	247	5	192	0.75	0.22
18	-1.063	-0.347	56.0	4.4	-122	30	-95	20	10	18	79	28	-152	19	0.50	0.10
19	-0.256	-0.449	33.6	3.5	-14	21	-58	19	-4	17	-23	20	-165	19	0.22	0.08
20	-0.276	-0.197	65.3	4.1	-141	131	-163	98	-35	88	29	112	-146	114	0.62	0.23
21	-1.635	-0.222	22.2	3.3	-70	10	-36	7	9	6	44	9	-193	7	0.22	0.03
22	-0.002	-0.608	11.0	4.0	4	7	-23	6	-7	6	-27	7	-199	6	0.09	0.03
23	-1.654	-1.313	14.2	4.3	-36	5	-42	5	-13	5	18	5	-183	5	0.18	0.02
24	-1.048	-0.035	3.3	3.8	-65	13	-16	9	0	9	31	13	-213	9	0.18	0.04
25	-0.935	-0.088	-11.9	4.6	-59	13	-7	10	-12	9	24	13	-222	9	0.16	0.04
26	-0.688	-0.154	-23.2	4.1	-87	29	-15	20	-30	18	27	27	-222	19	0.26	0.09
27	-0.183	0.336	-11.6	4.0	-4	2	10	3	-5	3	-11	2	-235	3	0.07	0.01
28	0.455	-0.924	435.4	7.1	118	28	-356	24	248	24	-98	24	155	30	0.57	0.06
29	-0.208	0.253	118.4	4.2	-22	30	-56	23	113	21	-34	30	-165	23	0.18	0.09
30	-0.511	-0.472	28.8	4.2	-104	52	-125	40	-57	35	43	51	-131	37	0.59	0.17
31	-1.349	-0.861	25.4	3.8	-30	5	-41	4	2	4	11	5	-185	4	0.16	0.02
32	-0.413	-0.260	-7.1	4.9	-39	22	-23	17	-23	15	-8	21	-204	16	0.13	0.07
33	1.020	-0.446	4.1	4.2	56	11	-10	8	-13	7	-86	11	-207	8	0.21	0.03
34	0.007	-0.110	-8.0	3.8	0	3	3	3	-7	3	-17	3	-228	3	0.05	0.01
35	-0.498	-0.218	47.3	4.9	-67	34	-70	25	11	23	11	32	-164	25	0.32	0.12
36	1.659	-2.016	124.2	5.1	215	41	-204	26	-53	28	-224	36	23	38	0.90	0.05
37	-0.295	-1.002	12.1	4.8	-13	18	-81	16	-55	14	-20	18	-142	16	0.31	0.07
38	-0.279	0.491	-31.0	3.4	-19	9	34	7	-7	6	-11	8	-259	7	0.17	0.03
39	-0.766	-0.569	8.5	3.5	-37	11	-36	9	-15	8	8	11	-190	8	0.16	0.04
40	0.102	-0.067	7.8	4.2	15	26	-9	20	0	18	-76	27	-202	20	0.13	0.06
41	-0.626	-0.258	1.7	5.0	-23	9	-13	7	-6	6	-1	8	-212	7	0.06	0.03
42	-0.345	-0.085	78.5	4.8	-162	108	-118	79	26	72	22	95	-186	90	0.56	0.23
43	1.574	0.181	9.8	4.2	125	20	27	13	17	11	-171	23	-230	12	0.43	0.06
44	-0.758	-0.638	37.1	5.7	-25	9	-51	7	7	7	1	9	-174	7	0.20	0.04
45	-2.356	-0.201	-8.5	4.0	-64	6	-9	5	-9	4	43	6	-217	4	0.17	0.02
46	-0.475	-0.420	81.5	4.5	-79	48	-139	37	-2	33	32	47	-107	34	0.59	0.16
47	-1.337	0.102	85.7	4.1	-78	15	-68	10	67	9	49	14	-163	10	0.31	0.05
48	-2.870	-0.093	59.6	4.1	-77	9	-57	5	41	5	58	8	-171	5	0.29	0.03
49	-0.453	-0.903	-16.3	4.2	-31	18	-55	14	-67	13	-6	18	-171	14	0.21	0.06
50	-0.562	-0.043	24.3	6.5	-175	68	-59	50	7	45	48	64	-229	52	0.52	0.17
51	-0.451	-0.111	12.2	3.8	-12	6	-13	5	6	5	-9	6	-211	5	0.04	0.02
52	-0.521	-1.585	2.6	4.3	-36	29	-150	61	-127	53	13	32	-80	56	0.49	0.16
53	-1.204	-0.549	-41.6	3.9	-19	2	19	3	-35	3	3	2	-245	3	0.11	0.01
54	-1.424	0.148	72.7	4.6	-348	111	-85	39	77	36	240	79	-280	73	0.77	0.14
55	-0.053	-0.099	-32.3	4.8	-6	15	15	11	-28	11	-35	15	-237	11	0.12	0.04
56	0.236	-1.184	56.9	4.5	22	8	-71	7	9	6	-43	8	-150	7	0.30	0.03
57	-0.721	-0.043	30.8	4.5	-151	44	-55	33	16	30	64	43	-211	33	0.45	0.13
58	-0.249	0.361	-1.4	4.1	-24	17	20	13	19	12	-22	17	-245	13	0.15	0.05
59	-1.283	-0.099	83.2	4.5	-288	70	-116	37	45	32	210	59	-214	45	0.75	0.12
60	-0.437	-1.524	9.4	5.0	-25	19	-119	26	-90	23	-2	19	-107	25	0.47	0.11
61	-1.807	-0.547	102.2	5.6	-64	10	-95	7	60	7	45	9	-133	7	0.41	0.04
62	-1.498	-0.324	65.2	3.8	-339	53	-150	36	-3	32	270	51	-201	37	0.86	0.06
63	-0.509	-1.132	21.5	4.9	-30	17	-89	16	-46	14	0	17	-137	15	0.36	0.07
64	-0.697	-1.411	221.3	4.8	-9	11	-209	9	112	8	-2	11	-15	9	0.83	0.07
65	-1.250	0.281	43.0	3.5	-50	9	-27	6	40	6	25	8	-200	6	0.14	0.03
66	1.118	-0.922	129.9	9.9	245	113	-186	56	-22	62	-240	87	59	118	0.80	0.14
67	-0.735	-1.388	26.0	4.3	-38	14	-96	12	-45	11	12	14	-131	12	0.40	0.06
68	-0.862	-0.295	-22.9	4.6	-55	13	-6	10	-29	9	20	13	-222	10	0.15	0.04
69	-0.965	0.359	14.6	5.4	-153	39	10	24	48	22	73	33	-266	27	0.43	0.10
70	2.501	-2.660	42.0	4.7	221	28	-154	18	-108	18	-239	26	-37	23	0.80	0.05
71	-0.241	-0.405	91.3	4.4	-28	38	-124	30	15	27	-15	38	-101	30	0.51	0.14
72	0.014	-0.377	49.4	8.9	8	14	-51	14	19	13	-38	17	-170	15	0.20	0.06
73	0.003	-0.477	45.5	4.8	16	42	-104	34	-34	30	-68	42	-102	36	0.44	0.14
74	0.349	-0.534	24.8	5.1	77	38	-79	29	-47	26	-129	38	-109	32	0.37	0.09
75	-0.524	-0.164	9.7	4.5	-110	53	-50	36	-17	31	26	46	-201	36	0.37	0.16
76	-0.296	0.876	19.8	4.0	-10	6	6	5	33	5	-12	6	-231	5	0.06	0.02
77	-0.177	-0.589	7.2	5.2	-17	37	-79	45	-59	39	-29	36	-142	45	0.30	0.17
78	0.015	-0.004	10.1	4.7	4	64	-6	49	7	43	-123	65	-179	53	0.25	0.13
79	0.046	-0.389	26.9	8.4	35	80	-128	61	-82	54	-93	75	-49	69	0.41	0.16
80	-1.290	0.213	26.6	4.0	-96	21	-19	11	30	10	58	18	-215	12	0.27	0.06
81	-3.392	-0.227	-23.8	3.6	-86	8	0	4	-21	4	66	7	-227	4	0.24	0.02
82	1.101	-0.661	5.2	4.0	43	7	-15	6	-12	5	-66	8	-205	6	0.17	0.02
83	0.111	0.447	-1.6	4.0	2	6	12	5	8	5	-26	6	-236	5	0.09	0.02
84	0.090	-0.321	-9.8	5.5	12	21	-17	16	-30	15	-60	23	-200	17	0.10	0.05
85	0.327	-0.524	-7.7	4.5	150	91	-131	70	-146	64	-176	78	24	98	0.37	0.18
86	-0.448	-0.227	62.2	4.3	-41	24	-67	17	29	15	0	23	-161	17	0.26	0.09
87	-6.992	-2.306	56.9	4.5	-65	4	-66	3	25	3	52	4	-159	3	0.31	0.02

Table E.3 – suite

ID	μ_l	μ_b	V_{rad}	ΔV_{rad}	U	ΔU	V	ΔV	W	ΔW	V_R	ΔV_R	V_ϕ	ΔV_ϕ	ε	Δ_ε
	($''/cen$)	($''/cen$)	(km/s)	(km/s)	(km/s)	(km/s)	(km/s)	(km/s)	(km/s)	(km/s)	(km/s)	(km/s)	(km/s)	(km/s)		
88	-2.408	0.848	-42.3	3.7	-65	7	34	4	-17	4	44	6	-262	4	0.24	0.02
89	-1.072	-0.651	-10.1	4.1	-17	3	-4	3	-14	3	1	3	-221	3	0.03	0.01
90	1.318	-1.706	-53.2	4.3	584	138	-386	98	-491	100	-360	77	489	179	0.97	0.04
91	-0.228	0.056	7.0	3.7	-9	8	-4	7	6	6	-17	8	-220	6	0.04	0.02
92	3.416	-6.762	43.9	4.0	37	3	-66	4	-4	4	-50	3	-158	4	0.30	0.02
93	-1.987	-0.974	38.5	4.0	-36	5	-46	4	14	4	19	4	-179	4	0.19	0.02
94	-0.395	0.361	12.1	4.3	-8	4	-3	4	14	4	-10	4	-221	4	0.02	0.01
95	-0.310	-0.959	-2.7	4.3	-59	57	-215	47	-187	42	39	56	-32	47	0.58	0.18
96	0.075	-0.990	17.3	3.9	13	13	-58	10	-31	9	-42	13	-162	10	0.23	0.04
97	3.859	-3.039	94.1	4.8	105	9	-102	6	22	6	-120	9	-118	6	0.54	0.03
98	-0.793	-1.344	60.3	4.9	-55	19	-143	16	-40	14	31	19	-87	15	0.62	0.07
99	-1.534	-0.322	17.4	5.3	-204	73	-74	30	-17	22	152	62	-198	25	0.60	0.18
100	-0.852	-3.272	2.9	3.8	-9	4	-53	6	-42	5	-6	4	-171	6	0.20	0.03
101	-0.406	-0.216	65.9	4.1	-26	17	-62	13	36	12	-8	17	-163	13	0.23	0.07
102	-2.872	-1.241	100.3	4.6	-119	12	-128	8	35	7	101	12	-105	8	0.62	0.04
103	-1.207	-2.053	38.0	4.2	-12	3	-52	4	6	4	-2	3	-173	4	0.20	0.02
104	0.253	-0.797	1.9	3.3	14	8	-25	7	-21	6	-39	8	-197	7	0.11	0.03
105	0.400	-1.363	50.4	6.5	31	11	-81	12	-8	12	-54	12	-139	13	0.35	0.06
106	-2.129	-0.831	29.5	4.4	-59	7	-47	5	4	5	39	7	-180	5	0.23	0.03
107	-0.274	-0.199	136.1	5.5	-18	26	-113	20	84	18	-15	25	-111	20	0.42	0.12
108	-0.171	-0.350	36.0	4.5	-12	24	-57	20	-1	18	-32	24	-164	20	0.22	0.09
109	1.820	-1.699	52.4	4.2	78	9	-73	6	-4	6	-98	9	-145	7	0.40	0.03
110	-1.001	-0.435	-8.8	3.5	-60	13	-22	10	-24	8	28	13	-207	9	0.18	0.04
111	-1.689	1.077	-5.0	4.0	-24	3	11	3	5	3	8	2	-236	3	0.08	0.01
112	-0.947	-1.018	31.6	4.7	-26	7	-50	6	0	5	5	7	-174	6	0.20	0.03
113	-2.057	-0.029	127.7	4.5	-229	46	-116	18	92	16	192	42	-153	20	0.69	0.09
114	-0.139	0.026	-13.4	5.2	-17	24	9	18	-7	16	-40	24	-231	18	0.12	0.06
115	-5.488	-0.083	-9.1	3.8	-80	7	-4	3	-7	3	64	6	-222	3	0.21	0.02
116	-0.344	0.383	-10.3	2.9	-13	7	15	5	1	5	-10	6	-240	5	0.09	0.02
117	-1.141	-0.258	-23.2	5.7	-105	22	-16	15	-33	13	60	20	-222	14	0.30	0.07
118	-0.148	-0.138	69.9	5.0	-20	40	-70	31	33	27	-42	40	-149	31	0.28	0.14
119	-1.672	0.055	5.8	3.8	-45	6	-8	4	5	4	24	5	-218	4	0.11	0.02
120	-0.797	-0.364	-5.0	4.1	-126	37	-58	26	-43	23	63	34	-193	25	0.42	0.12
121	0.656	-0.488	-14.6	4.0	99	31	-30	23	-58	20	-155	33	-160	25	0.32	0.09
122	0.194	-0.145	-51.4	3.7	59	64	8	47	-68	42	-176	63	-166	53	0.28	0.15
123	-0.160	-0.664	-22.0	6.1	-7	11	-15	10	-42	9	-24	11	-208	10	0.05	0.03
124	-0.283	-1.058	39.5	4.0	-52	65	-281	68	-191	60	67	72	23	59	0.60	0.19
125	-1.240	-0.279	75.6	4.9	-58	11	-69	8	46	8	33	11	-159	8	0.29	0.04
126	-0.621	-0.995	5.8	4.0	-16	8	-30	9	-17	8	-4	7	-194	9	0.11	0.04
127	-1.158	0.048	-2.6	4.1	-40	7	-2	5	0	5	16	7	-224	5	0.10	0.02
128	-0.599	-0.615	230.9	5.6	-195	92	-364	75	7	64	231	96	-7	70	0.57	0.14
129	-0.792	0.191	9.4	4.2	-43	14	-3	8	14	8	12	12	-223	8	0.11	0.04
130	0.146	-0.859	21.0	4.8	78	69	-223	61	-179	56	-72	66	45	69	0.37	0.15
131	0.610	-1.728	119.4	4.9	68	15	-169	13	1	12	-85	15	-44	14	0.77	0.06
132	-0.251	-0.670	141.8	8.5	-21	36	-185	29	27	26	0	36	-41	29	0.75	0.10
133	-0.233	0.668	32.0	5.9	-15	12	6	10	50	9	-19	12	-231	10	0.10	0.04
134	-0.851	-0.889	13.5	4.8	-45	12	-55	10	-26	9	16	12	-172	10	0.24	0.05
135	-0.205	-1.625	107.9	5.6	5	15	-165	14	-2	13	-23	15	-57	14	0.73	0.06
136	-0.847	-0.586	60.8	4.0	-24	7	-60	6	30	5	3	7	-165	6	0.23	0.03
137	-0.121	-0.529	5.6	5.1	-24	72	-147	63	-121	56	-28	70	-75	64	0.47	0.20
138	-0.329	-0.265	297.7	4.1	-290	216	-438	162	41	143	304	175	-174	207	0.67	0.27
139	-0.443	0.307	-20.5	4.1	-26	12	22	8	-4	8	-6	10	-248	8	0.14	0.04
140	-0.728	-0.941	-77.5	4.8	-143	52	-117	49	-192	41	86	51	-152	37	0.60	0.17
141	-0.215	-0.434	343.4	8.5	-35	73	-352	57	151	51	92	73	89	59	0.27	0.16
142	0.774	0.684	-32.1	4.3	84	27	95	21	32	18	-162	33	-291	18	0.51	0.08
143	-0.525	-0.928	-29.9	4.5	-49	21	-60	17	-89	15	7	21	-169	17	0.25	0.08
144	-0.848	0.732	32.8	4.7	-80	20	18	14	69	13	30	18	-251	15	0.26	0.06
145	-0.632	-0.541	64.7	4.6	-43	18	-82	14	17	12	12	17	-145	13	0.34	0.07
146	-0.416	-0.212	-31.3	4.1	-14	6	14	5	-27	5	-8	6	-239	5	0.09	0.02
147	0.461	-0.781	60.1	4.1	90	41	-119	34	-37	33	-122	40	-72	46	0.53	0.11
148	-0.396	-0.643	50.0	4.0	-10	8	-57	7	17	6	-12	8	-167	7	0.22	0.03
149	0.092	-0.669	-0.3	5.0	23	32	-72	29	-68	27	-71	33	-138	32	0.26	0.09
150	-0.886	-0.599	29.9	5.0	-80	22	-76	17	-18	15	42	21	-159	16	0.37	0.08
151	-1.357	-0.065	29.0	4.5	-54	9	-29	7	19	6	29	8	-199	7	0.16	0.03
152	-0.704	-0.760	20.6	5.5	-339	130	-369	109	-263	93	327	129	-153	103	0.90	0.07
153	-0.945	-0.758	8.3	4.3	-13	3	-16	3	-2	3	-2	3	-208	3	0.05	0.02
154	0.479	-0.327	37.7	4.2	29	10	-34	8	16	7	-56	10	-186	8	0.17	0.03
155	-0.220	-0.669	-43.6	4.7	-65	81	-180	70	-213	62	17	79	-71	70	0.54	0.22
156	0.660	-0.573	35.2	6.6	53	16	-46	12	0	11	-85	17	-169	13	0.26	0.05
157	-0.602	-0.609	12.4	4.4	-71	29	-79	23	-46	20	24	28	-156	22	0.37	0.10
158	-1.447	-0.119	-6.3	3.9	-33	5	-2	4	-6	4	14	5	-223	4	0.08	0.02
159	-0.067	-0.953	5.0	8.0	4	26	-96	33	-80	30	-42	26	-122	35	0.34	0.11
160	1.641	-1.247	47.0	4.4	48	5	-48	4	13	4	-66	5	-173	4	0.26	0.02
161	-0.243	-0.311	86.4	4.5	-25	32	-98	25	30	22	-20	31	-125	24	0.39	0.12
162	-0.908	-0.228	-6.4	6.3	-279	80	-87	51	-52	44	158	67	-260	57	0.75	0.14
163	-2.475	0.748	-7.3	4.5	-99	11	13	6	14	6	72	10	-244	6	0.28	0.03
164	-0.818	-0.241	-1.6	3.6	-16	4	-4	3	-4	3	-1	4	-220	3	0.03	0.01
165	-0.857	-0.081	13.6	4.3	-170	47	-46	31	-2	28	86	42	-225	32	0.50	0.13
166	-1.619	-0.716	-6.3	4.9	-125	36	-56	20	-43	15	89	32	-184	15	0.41	0.12
167	-2.275	0.249	3.2	3.4	-59	7	-5	4	6	4	38	6	-221	4	0.15	0.02
168	-0.537	-0.689	-8.6	3.8	-24	10	-23	8	-30	7	-4	10	-201	8	0.09	0.03
169	-0.092	-0.478	190.7	3.6	-8	126	-352	109	-58	98	101	123	73	114	0.57	0.22
170	-0.987	-0.609	72.9	4.4	-221	61	-192	44	-47	38	177	59	-120	40	0.84	0.10
171	-0.152	-1.032	52.1	5.4	-3	40	-183	70	-94	63	-11	45	-40	67	0.58	0.19
172	-0.577	-0.911	57.2	5.2	-122	65	-238	69	-121	59	109	73	-44	49	0.77	0.14
173	0.488	-0.935	97.5	4.2	168	73	-233	67	-100	65	-144	56	89	97	0.65	0.16
174	-2.494	-0.222	-10.0	3.6	-91	9	-12	6	-12							

Table E.3 – suite

ID	μ_t	μ_b	V_{rad}	ΔV_{rad}	U	ΔU	V	ΔV	W	ΔW	V_R	ΔV_R	V_ϕ	ΔV_ϕ	ε	Δ_ε
	($^{\circ}/\text{cen}$)	($^{\circ}/\text{cen}$)	(km/s)	(km/s)	(km/s)	(km/s)	(km/s)	(km/s)	(km/s)	(km/s)	(km/s)	(km/s)	(km/s)	(km/s)		
177	-1.042	0.794	23.4	4.0	-29	6	-2	5	32	5	8	5	-223	5	0.07	0.02
178	1.810	-2.876	95.0	3.7	42	4	-93	4	38	4	-56	4	-130	4	0.41	0.02
179	-0.651	-0.350	-52.7	4.0	-316	113	-142	81	-161	72	153	97	-280	93	0.84	0.12
180	-1.114	0.236	-6.7	4.2	-62	13	5	8	3	8	29	11	-234	8	0.17	0.04
181	-1.042	-3.599	-17.4	3.8	-13	3	-36	4	-55	4	-2	3	-188	4	0.12	0.02
182	-0.776	-1.316	14.3	4.2	-100	33	-179	26	-130	23	74	33	-69	25	0.77	0.09
183	-0.377	-0.654	-23.1	4.1	-49	33	-67	29	-86	26	-4	32	-162	28	0.29	0.13
184	0.016	-0.406	2.2	4.0	1	6	-10	5	-6	5	-23	6	-213	5	0.05	0.02
185	-1.726	-0.099	66.7	3.8	-401	83	-117	38	33	32	311	68	-261	52	0.87	0.07
186	-0.122	-0.080	65.2	4.7	-13	34	-55	25	39	23	-45	34	-163	26	0.22	0.11
187	-0.173	-0.246	19.1	4.9	-7	12	-25	10	3	9	-24	12	-198	10	0.09	0.04
188	-0.915	-0.272	0.1	4.0	-93	26	-34	17	-19	15	46	23	-203	16	0.29	0.09
189	-0.680	0.474	-31.9	4.9	-47	12	37	10	-3	9	8	12	-264	10	0.22	0.04
190	0.336	-0.033	-6.9	4.3	13	10	5	7	-5	6	-40	13	-228	7	0.09	0.03
191	0.391	-1.426	-8.0	4.3	9	4	-14	4	-25	4	-27	4	-210	4	0.07	0.01
192	-0.776	-0.620	-1.1	4.8	-86	28	-67	21	-52	18	40	26	-171	19	0.35	0.10
193	-2.846	0.380	-15.6	3.5	-83	8	7	4	-4	4	61	7	-236	4	0.23	0.02
194	1.076	-0.061	-14.3	3.5	21	4	11	3	-11	3	-40	4	-235	3	0.12	0.01
195	-0.575	-0.399	54.3	4.4	-95	44	-105	32	-11	28	41	41	-142	29	0.49	0.16
196	-1.217	-0.621	56.0	3.2	-23	5	-52	4	31	4	5	5	-173	4	0.20	0.02
197	0.292	-0.104	73.9	4.1	17	7	-50	5	52	5	-37	7	-172	5	0.20	0.03
198	-0.631	-0.736	-6.3	3.9	-28	10	-27	8	-29	7	0	10	-198	8	0.11	0.03
199	1.145	0.426	9.1	3.8	35	6	8	5	15	5	-58	7	-230	5	0.16	0.02
200	0.237	-0.738	20.2	4.9	21	12	-45	10	-17	9	-51	12	-174	10	0.19	0.04
201	0.148	-0.190	-12.7	3.9	6	9	2	7	-15	7	-36	9	-225	7	0.07	0.03
202	-2.287	1.180	17.5	4.0	-151	15	25	10	64	9	111	14	-265	10	0.44	0.04
203	-1.422	-2.921	-3.3	3.6	-39	7	-76	8	-70	7	20	7	-150	7	0.31	0.04
204	0.302	-0.630	8.2	4.8	26	14	-36	11	-25	10	-61	14	-181	11	0.17	0.04
205	-0.621	-0.280	19.8	4.6	-55	21	-40	15	-4	13	12	20	-189	14	0.20	0.07
206	0.298	-0.988	64.0	8.8	123	66	-251	63	-158	60	-96	60	88	77	0.47	0.18
207	-0.783	-1.020	-24.4	4.7	-62	20	-57	19	-79	16	25	19	-174	17	0.27	0.09
208	0.631	1.180	7.5	4.4	10	3	12	4	20	4	-28	4	-236	4	0.10	0.02
209	-1.399	-0.255	-7.9	4.6	-95	18	-19	11	-17	10	59	16	-214	10	0.27	0.06
210	-0.599	-1.283	49.8	5.4	-22	11	-90	9	-12	8	-1	11	-135	9	0.37	0.05
211	-1.033	-0.263	-7.9	4.2	-217	64	-63	36	-44	32	131	53	-230	37	0.63	0.15
212	0.037	-0.300	195.1	5.3	30	41	-175	31	100	29	-55	41	-32	33	0.69	0.16
213	-0.057	0.267	-10.1	4.9	-2	5	11	4	-2	5	-17	5	-236	4	0.07	0.02
214	-2.140	-0.297	20.4	4.7	-233	44	-68	19	-8	16	187	39	-199	17	0.66	0.10
215	-0.458	-0.636	82.7	7.5	-27	21	-101	20	22	18	-1	19	-125	18	0.42	0.10
216	-0.724	-0.310	13.0	3.5	-62	19	-38	14	-10	12	20	19	-193	13	0.21	0.06
217	-1.577	-0.857	95.2	4.5	-248	45	-206	30	-31	26	221	46	-91	26	0.90	0.05
218	-0.541	0.306	70.0	5.1	-70	32	-26	21	79	20	10	27	-207	22	0.19	0.09
219	1.581	-1.922	-22.6	4.1	98	12	-52	9	-91	9	-125	12	-160	9	0.35	0.04
220	1.315	-0.584	32.4	3.5	28	4	-26	3	16	3	-44	4	-197	3	0.15	0.01
221	-0.823	-0.257	14.3	5.5	-221	65	-91	43	-39	39	123	57	-219	46	0.67	0.15
222	-0.020	-0.140	-7.4	5.0	0	12	-1	9	-11	9	-34	13	-221	9	0.06	0.03
223	-0.067	-0.586	163.3	6.5	9	84	-289	79	-45	73	30	87	57	77	0.64	0.22
224	-0.712	-0.399	56.9	5.1	-43	15	-65	11	21	10	12	14	-162	11	0.27	0.06
225	-1.082	1.208	11.4	4.0	-66	14	34	10	55	10	29	12	-264	11	0.26	0.05
226	0.536	-1.964	87.9	5.3	71	21	-181	26	-56	25	-87	20	-30	29	0.80	0.09
227	-1.538	0.400	-14.5	4.6	-68	9	13	7	0	6	39	9	-242	7	0.20	0.03
228	-0.437	-1.156	19.7	4.5	-36	24	-119	25	-79	23	3	24	-109	24	0.49	0.11
229	0.163	-0.340	10.5	3.6	20	20	-29	15	-15	14	-65	21	-187	15	0.14	0.06
230	-0.432	0.256	37.9	4.9	-43	21	-11	15	46	14	-7	20	-215	15	0.12	0.06
231	-0.534	0.023	32.1	5.2	-209	90	-41	61	30	56	42	76	-269	71	0.56	0.19
232	-0.585	-0.909	43.1	4.8	-14	7	-55	6	9	6	-6	7	-169	6	0.21	0.03
233	-2.829	1.694	-48.6	4.1	-70	7	52	4	-9	4	49	6	-279	4	0.29	0.02
234	-0.357	0.039	1.1	5.0	-17	10	-1	8	2	7	-12	10	-223	8	0.05	0.03
235	-2.585	-0.198	32.4	5.8	-153	20	-50	10	15	9	123	18	-189	9	0.46	0.06
236	0.011	-0.832	-20.3	4.1	0	3	3	-24	3	-16	3	-228	3	0.05	0.01	
237	0.539	-1.244	-23.4	4.2	12	4	-3	4	-36	4	-31	4	-221	4	0.07	0.01
238	-1.239	-2.608	-6.5	4.6	-18	3	-32	5	-37	4	2	3	-192	4	0.12	0.02
239	-3.194	1.091	8.6	4.1	-51	4	0	3	18	3	34	4	-226	3	0.13	0.01
240	-1.551	-0.452	98.1	4.3	-64	10	-92	8	56	7	42	10	-137	7	0.39	0.04
241	-0.554	-1.394	45.2	5.0	-67	36	-211	39	-126	35	51	39	-31	33	0.77	0.13
242	-0.237	-0.793	35.0	4.1	-36	48	-169	37	-105	34	1	47	-62	37	0.65	0.13
243	-0.070	0.137	28.1	5.6	-6	24	-7	18	32	17	-50	25	-211	18	0.11	0.06
244	-2.925	-1.157	17.7	4.4	-90	26	-51	12	-13	9	70	23	-178	10	0.31	0.09
245	-0.450	0.273	-0.0	4.9	-52	31	15	18	20	18	-7	23	-245	20	0.18	0.10
246	-0.583	-0.070	-26.0	5.1	-115	44	-6	30	-28	28	22	39	-242	30	0.36	0.12
247	-0.175	-0.187	8.5	4.9	-16	22	-22	17	-7	16	-32	22	-200	17	0.10	0.06
248	0.821	-2.674	16.1	5.0	71	14	-133	14	-109	13	-92	14	-81	15	0.54	0.04
249	-0.333	-0.267	0.5	4.2	-22	15	-17	11	-13	10	-15	15	-207	11	0.08	0.04
250	-0.165	-0.617	1.0	4.5	-9	17	-41	14	-35	13	-28	17	-181	14	0.14	0.06
251	-0.632	-0.860	-14.8	4.7	-53	20	-56	15	-66	14	14	19	-173	15	0.25	0.07
252	-0.466	-2.853	3.1	5.1	-6	7	-79	8	-69	8	-12	7	-145	8	0.31	0.04
253	-1.664	-2.814	-14.1	4.8	-57	11	-81	14	-88	12	37	11	-147	13	0.34	0.07
254	0.538	-0.444	-2.8	4.9	68	29	-28	19	-38	18	-118	33	-174	24	0.25	0.08
255	-3.433	-0.899	-13.6	4.0	-98	7	-21	5	-27	5	77	7	-207	5	0.28	0.02
256	-0.516	-0.538	22.4	4.9	-41	20	-57	16	-18	14	3	19	-170	15	0.24	0.08
257	-0.487	-0.713	-4.7	4.7	-44	22	-57	19	-54	17	2	21	-171	18	0.24	0.09
258	-4.385	-1.266	23.0	3.9	-78	7	-43	4	0	4	62	7	-184	4	0.26	0.03
259	1.776	-0.012	44.2	3.5	60	7	-23	5	31	5	-81	7	-197	5	0.23	0.02
260	0.643	-0.721	-3.5	3.3	31	9	-17	7	-24	6	-58	9	-203	7	0.14	0.03
261	0.768	-0.541	-29.3	4.2	240	129	-67	62	-132	67	-272	105	0	152	0.58	0.22
262	-1.801	-0.552	-8.9	4.5	-80	10	-22	7	-23	6	53	10	-207	7	0.23	0.03
263	-0.897	-1.000	211.8	6.4	-265	91	-439	78	-90	68	331	105	23	61	0.74	0.14
264	-0.504	-2.17														

Table E.3 – suite

ID	μ_l	μ_b	V_{rad}	ΔV_{rad}	U	ΔU	V	ΔV	W	ΔW	V_R	ΔV_R	V_ϕ	ΔV_ϕ	ε	Δ_ε
	($''/cen$)	($''/cen$)	(km/s)	(km/s)	(km/s)	(km/s)	(km/s)	(km/s)	(km/s)	(km/s)	(km/s)	(km/s)	(km/s)	(km/s)		
266	-1.223	-0.238	68.6	5.5	-341	91	-139	46	3	40	245	74	-240	60	0.83	0.11
267	-1.696	-1.331	83.6	4.6	-176	26	-195	19	-46	17	156	26	-64	17	0.87	0.05
268	-0.237	-0.688	-0.1	5.2	-40	49	-125	43	-112	40	-11	47	-104	42	0.45	0.16
269	-0.222	-0.021	377.0	5.1	-86	113	-279	81	266	76	89	99	-21	99	0.52	0.19
270	-0.377	-0.456	52.7	5.0	-14	11	-57	8	20	8	-12	11	-167	8	0.22	0.04
271	-0.946	0.330	35.3	5.8	-82	28	-13	14	45	14	37	21	-221	15	0.22	0.08
272	-2.328	-1.114	5.9	5.7	-141	16	-74	11	-44	10	112	15	-165	10	0.49	0.05
273	-0.549	-0.973	45.5	4.4	-41	21	-107	20	-33	18	9	21	-121	18	0.45	0.09
274	-1.754	-0.075	-43.2	3.8	-59	7	20	5	-33	5	35	6	-248	5	0.19	0.02
275	0.548	0.202	30.1	4.2	21	7	-12	6	26	5	-45	7	-209	5	0.11	0.02
276	-2.121	-1.696	-3.6	4.2	-29	3	-20	4	-20	3	14	3	-205	3	0.09	0.02
277	-1.249	0.848	5.6	4.8	-65	10	18	8	33	7	33	10	-247	8	0.20	0.03
278	-1.117	-0.821	8.4	4.4	-91	29	-71	21	-44	18	56	26	-166	17	0.37	0.11
279	0.798	-1.665	6.5	3.8	33	7	-43	6	-35	6	-55	7	-178	6	0.20	0.02
280	-0.046	-0.557	0.6	5.4	0	12	-26	10	-23	9	-33	12	-196	10	0.09	0.04
281	0.997	0.506	8.0	3.4	30	6	10	5	16	5	-54	6	-232	5	0.15	0.02
282	-0.699	-0.730	32.8	4.8	-88	33	-112	27	-49	24	46	32	-130	23	0.50	0.12
283	-0.189	0.304	34.0	5.3	-6	8	-15	7	33	7	-20	8	-209	7	0.05	0.02
284	0.067	-0.208	-24.7	4.4	4	14	6	11	-28	10	-44	15	-227	11	0.09	0.04
285	-0.883	-0.352	-0.8	4.1	-22	10	-9	6	-6	5	1	7	-216	6	0.05	0.03
286	-1.416	0.746	62.6	5.3	-43	7	-30	6	62	6	21	7	-195	6	0.13	0.02
287	-0.916	-1.046	11.9	4.0	-23	6	-34	5	-13	5	2	6	-191	5	0.13	0.02
288	-0.039	-0.739	-24.2	4.2	1	24	-48	23	-78	21	-48	25	-170	24	0.15	0.07
289	-0.872	-1.003	-29.9	4.1	-48	12	-29	10	-62	9	17	12	-198	10	0.16	0.04
290	0.811	0.299	66.0	5.3	64	15	-21	12	63	11	-101	16	-191	11	0.26	0.05
291	-0.307	-0.519	-27.1	3.7	-51	40	-59	32	-87	30	-15	38	-170	32	0.27	0.14
292	-3.498	-1.711	15.9	3.3	-61	5	-43	4	-11	3	45	5	-183	4	0.23	0.02
293	-0.815	-0.409	139.0	4.5	-382	138	-298	89	-43	79	306	116	-226	113	0.85	0.09
294	-1.184	-0.496	51.7	4.0	-164	50	-112	29	-14	25	118	45	-152	23	0.62	0.14
295	0.002	-0.627	117.0	7.0	30	71	-224	75	-54	71	-24	70	16	80	0.66	0.21
296	-0.740	-0.263	8.1	4.2	-139	54	-61	33	-30	30	64	45	-200	31	0.46	0.16
297	0.156	-0.543	66.0	4.2	48	45	-123	37	-31	35	-90	44	-72	44	0.51	0.13
298	-0.171	-0.598	-24.6	4.7	-16	25	-39	20	-69	19	-35	25	-182	20	0.14	0.07
299	-0.525	-0.874	8.4	5.0	-15	7	-31	6	-15	6	-7	7	-193	6	0.11	0.03
300	-1.360	-0.276	-21.0	4.1	-77	12	-6	8	-26	8	44	11	-224	8	0.21	0.04
301	-1.169	0.057	35.7	4.5	-226	46	-46	29	33	27	139	41	-244	31	0.61	0.10
302	-0.013	-0.312	126.7	4.8	35	257	-370	192	-179	182	125	204	83	248	0.70	0.22
303	-1.094	-0.083	49.8	5.3	-128	36	-58	19	29	18	78	31	-190	19	0.40	0.11
304	-1.605	-0.911	41.7	4.6	-249	48	-172	31	-74	27	212	47	-123	24	0.85	0.07
305	-1.010	-0.064	67.3	4.3	-74	18	-59	12	45	11	39	17	-173	12	0.28	0.06
306	-0.777	-0.036	-8.3	4.7	-76	25	-6	14	-8	14	25	21	-227	14	0.22	0.07
307	-1.146	-1.110	12.4	4.0	-71	21	-74	18	-44	16	41	19	-157	15	0.35	0.09
308	-1.841	0.628	13.2	4.1	-67	8	0	6	25	5	42	7	-227	6	0.18	0.02
309	-1.360	-1.078	0.6	4.7	-47	8	-35	6	-27	6	24	7	-191	6	0.17	0.03
310	0.098	-0.900	-2.9	3.8	6	7	-22	6	-26	6	-30	7	-200	6	0.09	0.02
311	-0.602	-0.908	87.3	4.0	-6	5	-79	5	46	4	-10	5	-145	4	0.31	0.02
312	-0.621	-0.324	18.3	4.1	-17	6	-22	5	6	5	-4	6	-202	5	0.08	0.02
313	-1.417	-0.213	-11.3	3.9	-57	9	-5	6	-14	6	31	8	-222	6	0.15	0.03
314	-0.031	-0.546	11.4	4.4	5	39	-84	32	-64	30	-61	39	-127	33	0.31	0.11
315	0.149	-0.132	117.3	6.9	92	106	-120	76	37	73	-143	92	0	98	0.58	0.18
316	-0.251	0.369	-0.3	4.8	-11	8	10	6	10	6	-15	8	-234	6	0.08	0.03
317	-0.923	-0.318	42.3	5.3	-199	47	-102	33	-18	31	126	45	-187	34	0.65	0.12
318	0.450	-0.896	136.9	5.9	193	104	-308	100	-121	100	-100	77	182	141	0.67	0.20
319	0.102	-0.314	6.5	4.4	5	8	-13	6	-4	6	-31	8	-210	6	0.06	0.02
320	-0.983	-0.318	11.1	4.5	-61	14	-29	10	-6	9	28	13	-200	10	0.19	0.05
321	-0.570	-0.597	51.7	4.8	-306	131	-328	102	-207	94	267	119	-167	111	0.88	0.09
322	-1.813	-0.662	27.6	4.3	-62	33	-43	14	3	10	40	28	-185	11	0.23	0.10
323	0.000	-1.010	165.4	6.8	73	161	-674	206	-413	195	342	220	292	161	0.83	0.22
324	0.454	0.467	39.0	3.8	531	282	466	215	438	197	-822	229	297	286	0.97	0.04
325	-1.150	-0.246	36.0	4.3	-150	33	-65	20	3	19	97	30	-189	20	0.48	0.10
326	-0.039	-0.187	-27.4	4.6	-10	64	-26	49	-61	46	-99	63	-170	56	0.23	0.14
327	-0.235	-0.145	92.2	4.9	-47	52	-95	37	42	35	-20	49	-134	39	0.39	0.18
328	-0.237	-0.507	39.8	4.3	-8	11	-49	9	9	8	-19	11	-175	9	0.18	0.04
329	-1.871	-0.897	49.2	5.7	-80	10	-73	8	6	7	56	10	-157	8	0.36	0.04
330	0.468	-0.141	57.1	4.3	542	258	-95	171	-66	162	-313	183	467	261	0.87	0.17
331	-0.521	-1.057	16.5	4.8	-37	18	-85	15	-53	14	4	18	-142	14	0.34	0.07
332	0.409	-0.031	-10.4	4.6	9	4	7	4	-8	4	-29	4	-231	4	0.08	0.02
333	0.136	0.441	60.7	6.3	38	75	76	70	151	65	-208	101	-214	61	0.55	0.24
334	-0.042	0.562	43.7	4.5	-10	33	35	27	94	26	-76	36	-249	26	0.29	0.13
335	-0.589	0.129	5.4	4.3	-33	11	-2	8	9	8	0	11	-224	8	0.09	0.03
336	-0.394	0.239	17.2	4.6	-98	53	19	36	52	34	-22	48	-259	39	0.33	0.14
337	2.203	-3.721	170.2	4.2	124	12	-225	10	9	10	-133	11	10	11	0.93	0.03
338	0.499	-0.495	-27.5	9.9	206	116	-98	76	-152	77	-227	89	33	146	0.48	0.24
339	-1.794	-0.263	22.7	4.1	-45	6	-25	4	11	4	25	5	-200	4	0.14	0.02
340	0.329	0.078	33.9	4.9	100	61	5	44	41	42	-211	60	-143	48	0.42	0.15
341	0.734	-0.951	23.4	4.2	34	8	-40	6	-9	6	-58	8	-180	7	0.20	0.03
342	-2.317	-1.067	19.4	4.0	-62	7	-42	5	-7	5	42	7	-185	5	0.22	0.03
343	-0.567	-0.378	31.8	4.2	-81	34	-75	24	-18	22	26	32	-164	23	0.36	0.12
344	-1.919	-1.214	27.0	4.8	-195	42	-137	27	-71	22	165	41	-124	18	0.72	0.10
345	0.716	-1.039	161.2	4.6	100	27	-184	21	37	20	-115	25	-18	25	0.79	0.08
346	0.477	-0.049	65.5	4.9	345	153	-33	103	22	97	-353	121	190	148	0.79	0.19
347	-0.481	-0.548	119.8	6.4	-39	24	-132	19	44	18	10	23	-97	18	0.55	0.10
348	-1.665	-0.711	77.8	4.7	-96	16	-97	11	24	10	71	15	-136	10	0.47	0.06
349	-0.035	0.724	57.3	4.3	1	5	-25	5	55	4	-21	5	-199	5	0.08	0.02
350	-1.937	-0.047	20.6	4.4	-67	8	-23	6	13	6	44	8	-205	6	0.19	0.03
351	-0.636	-0.428	21.7	4.6	-110	50	-85	35	-39	31	48	43	-167	30	0.46	

Table E.3 – suite

ID	μ_t	μ_b	V_{rad}	ΔV_{rad}	U	ΔU	V	ΔV	W	ΔW	V_R	ΔV_R	V_ϕ	ΔV_ϕ	ε	Δ_ε
	($^{\circ}/\text{cen}$)	($^{\circ}/\text{cen}$)	(km/s)	(km/s)	(km/s)	(km/s)	(km/s)	(km/s)	(km/s)	(km/s)	(km/s)	(km/s)	(km/s)	(km/s)		
355	1.077	-0.470	0.8	5.1	53	10	-11	8	-15	7	-82	10	-207	8	0.20	0.03
356	0.022	-0.761	41.2	4.1	30	67	-210	61	-144	58	-39	66	7	65	0.49	0.18
357	-1.796	-0.021	35.0	3.7	-35	5	-28	4	24	3	17	4	-197	3	0.12	0.02
358	-1.322	0.186	37.0	3.7	-54	9	-25	6	32	6	28	9	-202	6	0.15	0.03
359	-0.717	-0.096	137.5	5.4	-366	128	-174	81	61	75	203	100	-298	111	0.76	0.16
360	-0.987	-0.888	46.6	3.4	-54	13	-79	10	-5	9	27	13	-149	9	0.35	0.05
361	-0.389	0.060	133.9	4.6	-127	82	-92	53	110	50	20	68	-178	63	0.40	0.19
362	0.122	-0.499	29.7	4.7	9	9	-35	7	6	7	-34	9	-187	7	0.14	0.03
363	1.087	-0.989	1.3	4.5	18	3	-10	4	-10	4	-35	3	-213	3	0.09	0.01
364	0.360	-0.975	112.7	4.3	37	13	-122	10	35	10	-59	13	-95	11	0.54	0.05
365	-1.135	-1.060	85.4	4.2	-17	5	-78	4	45	4	1	4	-146	4	0.31	0.02
366	-0.899	-0.504	98.5	4.9	-73	19	-110	14	38	13	43	19	-123	14	0.48	0.07
367	-0.475	-0.324	6.7	4.9	-88	45	-61	32	-40	30	16	41	-182	30	0.35	0.15
368	0.342	-0.123	-49.4	7.2	13	9	31	8	-40	8	-46	10	-253	8	0.18	0.03
369	-0.995	-0.355	73.0	7.9	-174	53	-117	31	7	28	119	47	-158	30	0.63	0.14
370	-0.432	-0.654	40.1	4.6	-17	10	-54	8	5	8	-9	10	-170	8	0.21	0.04
371	0.133	-0.454	25.1	4.1	10	10	-33	8	2	7	-37	10	-189	8	0.13	0.03
372	-0.451	-0.735	61.7	4.5	-61	36	-140	32	-41	30	24	36	-97	30	0.59	0.14
373	-0.168	-0.445	47.6	5.1	-18	33	-87	29	-15	27	-30	32	-134	29	0.35	0.13
374	0.114	-0.222	39.4	4.5	7	6	-32	5	23	5	-29	6	-191	5	0.12	0.02
375	0.293	-0.861	75.4	8.3	69	37	-159	28	-52	27	-96	36	-36	30	0.67	0.09
376	-0.558	-0.274	62.1	3.7	-26	11	-57	9	34	8	0	11	-168	9	0.21	0.04
377	-0.758	-0.595	57.2	4.5	-58	18	-84	13	5	12	25	17	-147	13	0.37	0.07
378	-0.454	-0.341	127.7	4.4	-146	79	-195	57	6	53	94	74	-106	59	0.72	0.18
379	-1.112	-0.793	14.1	3.5	-37	7	-34	6	-8	5	15	7	-191	6	0.15	0.03
380	0.372	-0.737	-0.1	4.5	46	22	-56	18	-54	17	-87	23	-154	20	0.25	0.07
381	-0.874	-0.091	66.6	6.0	-96	28	-61	18	42	16	51	25	-178	18	0.33	0.09
382	0.065	-0.389	-0.1	4.5	11	23	-33	18	-30	16	-60	23	-183	18	0.14	0.06
383	-0.191	-0.535	65.4	4.4	-35	52	-152	42	-44	38	-7	51	-77	43	0.64	0.16
384	-0.159	-1.022	192.3	5.3	0	26	-226	27	55	24	-9	27	3	26	0.85	0.08
385	-2.929	0.865	16.8	3.8	-189	18	11	9	49	9	151	16	-255	10	0.52	0.05
386	0.394	0.147	14.9	4.3	33	17	2	13	19	11	-76	17	-218	13	0.16	0.05
387	-0.371	-1.030	27.7	7.1	-38	35	-128	57	-73	50	10	36	-103	51	0.50	0.21
388	0.396	-1.282	-4.2	4.0	15	6	-27	5	-31	5	-37	6	-195	5	0.12	0.02
389	0.529	-0.032	-31.4	5.0	10	5	21	4	-23	4	-31	5	-245	4	0.13	0.02
390	-0.503	-0.558	68.8	4.4	-140	70	-192	55	-67	48	97	68	-96	51	0.78	0.14
391	0.082	-0.546	96.9	4.1	19	23	-110	18	30	16	-51	23	-106	19	0.45	0.09
392	-0.821	-0.401	34.1	4.5	-57	24	-51	15	5	12	24	19	-179	13	0.24	0.08
393	0.010	-1.550	7.4	5.0	3	5	-34	5	-20	5	-22	5	-190	5	0.13	0.02
394	-0.579	-0.268	9.1	4.6	-104	44	-54	29	-27	26	34	39	-193	29	0.36	0.14
395	-0.062	-0.524	-33.4	4.3	-7	56	-85	43	-120	39	-64	54	-123	46	0.27	0.14
396	-0.496	-0.228	-11.6	3.6	-14	5	1	4	-13	4	-6	5	-226	4	0.04	0.02
397	-1.032	-0.481	155.7	4.6	-110	27	-159	19	76	17	84	27	-85	18	0.66	0.11
398	-0.888	0.377	43.1	4.5	-45	11	-18	8	45	7	15	10	-209	8	0.11	0.03
399	-3.970	-0.045	-0.6	3.8	-94	7	-9	4	-1	4	75	7	-218	4	0.26	0.02
400	-2.032	-2.154	36.4	4.4	-39	5	-64	5	-5	5	23	5	-161	5	0.27	0.03
401	0.472	0.506	-44.8	4.5	12	6	44	6	-21	5	-38	7	-267	5	0.21	0.02
402	-0.701	-0.711	17.3	4.3	-37	12	-47	10	-15	9	8	12	-179	9	0.20	0.05
403	-2.015	-0.561	43.3	4.0	-130	20	-70	11	6	10	101	18	-168	10	0.45	0.06
404	-0.576	0.221	0.7	3.5	-31	10	5	8	8	7	0	10	-231	8	0.09	0.03
405	-2.698	-1.457	49.5	4.3	-69	7	-70	5	9	5	51	7	-157	5	0.33	0.03
406	-0.412	-0.291	82.9	4.7	-24	16	-75	12	46	11	-5	15	-150	12	0.28	0.06
407	-0.086	-0.847	26.2	5.1	-1	21	-85	20	-41	18	-34	21	-135	20	0.34	0.09
408	-0.168	-0.894	38.7	4.1	0	5	-43	5	13	4	-18	5	-181	4	0.16	0.02
409	-3.259	-0.952	-25.2	3.5	-46	4	2	3	-27	3	30	3	-228	3	0.12	0.01
410	-0.452	-0.821	164.1	4.1	-79	49	-265	41	-8	36	80	50	7	38	0.78	0.12
411	-2.619	-0.208	152.1	6.2	-356	136	-160	32	93	22	318	123	-159	48	0.84	0.13
412	-2.274	-0.077	7.4	3.9	-50	5	-11	4	4	4	32	5	-215	4	0.13	0.02
413	0.391	0.013	17.6	4.7	29	14	-8	11	13	10	-66	15	-210	11	0.14	0.04
414	-1.347	-0.453	38.0	4.8	-124	23	-70	15	-1	13	86	21	-171	15	0.43	0.07
415	-0.416	-1.265	82.2	5.0	-19	15	-130	13	-4	11	-3	15	-94	12	0.56	0.06
416	-0.428	-0.843	116.6	4.7	-7	8	-106	7	62	6	-11	8	-118	7	0.43	0.04
417	-0.884	-0.444	58.4	4.3	-21	6	-51	5	34	5	1	6	-174	5	0.19	0.02
418	-2.112	-0.779	123.7	4.5	-272	38	-190	23	20	19	246	37	-97	21	0.90	0.05
419	1.805	-2.766	39.3	4.1	34	3	-55	4	0	4	-49	3	-168	4	0.26	0.02
420	-0.935	-0.883	-15.1	4.9	-266	71	-219	56	-193	49	220	71	-133	50	0.90	0.07
421	-0.755	-0.013	64.3	4.1	-86	25	-52	18	47	16	38	24	-184	18	0.28	0.08
422	-0.229	-1.078	-7.9	5.4	-26	36	-140	35	-134	31	-9	36	-86	34	0.46	0.11
423	-1.538	0.390	19.0	3.8	-57	8	-7	6	23	5	33	8	-220	6	0.15	0.03
424	0.556	-0.511	11.8	3.8	30	10	-23	7	-8	7	-57	10	-196	7	0.15	0.03
425	-2.294	-1.115	11.6	3.8	-145	16	-77	11	-40	9	117	15	-162	10	0.50	0.05
426	-1.039	0.150	-21.0	4.3	-61	12	14	9	-9	8	26	11	-243	9	0.19	0.04
427	0.266	-0.211	279.1	4.4	160	111	-251	78	136	71	-99	94	136	103	0.77	0.18
428	-0.017	-0.076	47.0	5.1	-8	203	-85	154	-13	138	-124	166	-60	194	0.57	0.24
429	0.685	-0.109	-7.8	3.8	20	6	4	5	-7	4	-42	6	-228	5	0.11	0.02
430	-0.205	-1.411	28.8	4.9	-11	27	-148	59	-93	53	-9	29	-76	58	0.52	0.17
431	-0.995	-1.257	-44.6	4.6	-35	15	-6	16	-63	13	11	11	-219	15	0.11	0.04
432	-0.665	-0.496	28.7	5.3	-98	50	-87	35	-31	29	48	42	-159	27	0.44	0.18
433	0.047	-0.314	35.6	4.1	14	34	-62	26	-8	24	-70	34	-148	28	0.26	0.10
434	-2.560	-0.504	95.5	4.5	-58	6	-79	5	62	4	41	6	-147	4	0.33	0.02
435	1.081	-1.005	7.1	3.8	52	10	-33	7	-25	7	-77	11	-185	8	0.22	0.03
436	-0.924	-0.914	5.9	5.0	-55	15	-53	12	-35	11	25	14	-175	11	0.25	0.06
437	0.200	-0.795	13.2	4.2	26	21	-65	19	-43	17	-63	22	-150	21	0.26	0.08
438	-0.196	-0.858	39.5	4.7	-45	71	-253	68	-170	60	48	73	2	64	0.62	0.20
439	-0.935	0.717	4.7	3.8	-28	6	9	5	17	4	6	5	-235	5	0.09	0.02
440	-0.225	-1.344	-21.1	4.1	-4	5	-12	5	-39	4	-15	5	-211	5	0.04	0.02
441	-1.069	-0.974	23.2	3.4	-28	6	-40	5	-2	4	8	6	-185	5	0.16	0.02

Table E.3 – suite

ID	μ_l	μ_b	V_{rad}	ΔV_{rad}	U	ΔU	V	ΔV	W	ΔW	V_R	ΔV_R	V_ϕ	ΔV_ϕ	ε	Δ_ε
	($''/cen$)	($''/cen$)	(km/s)	(km/s)	(km/s)	(km/s)	(km/s)	(km/s)	(km/s)	(km/s)	(km/s)	(km/s)	(km/s)	(km/s)		
444	0.143	-0.512	76.8	5.0	20	18	-82	18	27	16	-50	21	-135	20	0.34	0.09
445	-1.088	-0.656	325.0	5.2	-308	141	-429	94	91	72	356	157	-10	86	0.67	0.23
446	0.036	-0.087	220.2	4.3	17	13	-150	10	160	9	-36	13	-71	10	0.44	0.07
447	-0.820	-0.380	211.5	4.1	-1143	414	-803	278	-247	231	766	270	-1010	430	0.96	0.04
448	-1.091	-2.208	199.5	5.2	-281	157	-839	309	-444	259	611	349	253	110	0.89	0.18
449	-0.402	-1.850	273.3	4.3	-58	99	-803	266	-337	231	433	275	368	133	0.82	0.25
450	0.481	0.177	328.7	4.4	862	390	119	276	460	253	-495	280	794	391	0.97	0.04
451	0.376	-1.220	264.4	4.4	350	169	-746	193	-376	190	232	204	579	190	0.91	0.14
452	-999.990	-999.990	167.0	6.6	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999.99	-999.99
453	-0.486	-0.727	14.2	3.7	-13	7	-33	6	-8	6	-9	7	-191	6	0.12	0.03
454	-999.990	-999.990	54.4	4.5	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999.99	-999.99
455	-999.990	-999.990	70.8	4.3	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999.99	-999.99
456	-999.990	-999.990	-1.6	3.6	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999.99	-999.99
457	-999.990	-999.990	31.0	3.5	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999.99	-999.99
458	-999.990	-999.990	-22.5	3.7	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999.99	-999.99
459	-999.990	-999.990	-10.8	3.5	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999.99	-999.99
460	-999.990	-999.990	-29.2	4.9	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999.99	-999.99
461	-999.990	-999.990	-6.1	3.5	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999.99	-999.99
462	-999.990	-999.990	105.6	3.8	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999.99	-999.99
463	-999.990	-999.990	36.2	4.5	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999.99	-999.99
464	-999.990	-999.990	-22.2	4.9	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999.99	-999.99
465	-999.990	-999.990	42.4	4.0	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999.99	-999.99
466	-999.990	-999.990	-22.4	4.9	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999.99	-999.99
467	-999.990	-999.990	-10.3	4.0	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999.99	-999.99
468	-999.990	-999.990	92.9	4.8	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999.99	-999.99
469	-999.990	-999.990	-26.1	4.1	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999.99	-999.99
470	-999.990	-999.990	167.0	6.6	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999.99	-999.99
471	-999.990	-999.990	105.4	4.2	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999.99	-999.99
472	-999.990	-999.990	309.2	4.4	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999.99	-999.99
473	-999.990	-999.990	-10.1	3.9	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999.99	-999.99
474	-999.990	-999.990	50.7	4.0	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999.99	-999.99
475	-999.990	-999.990	17.0	4.2	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999.99	-999.99
476	-999.990	-999.990	226.2	5.1	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999.99	-999.99
477	-999.990	-999.990	248.8	5.1	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999.99	-999.99
478	-999.990	-999.990	6.0	4.8	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999.99	-999.99
479	-999.990	-999.990	-14.4	3.7	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999	-999.99	-999.99

Notes. μ_l et μ_b sont les mouvements propres des cibles selon les longitudes et latitudes galactiques, tels que mesurés par Ojha et al. (1994). V_{rad} est la vitesse radiale des cibles. Les colonnes 6 à 11 représentent les vitesses par rapport au LSR dans un repère cartésien ainsi que leurs incertitudes. Les colonnes 12 à 15 les vitesses galactocentriques cylindriques. Les colonnes 16 et 17 représentent l'excentricité des cibles et leurs erreurs. Lorsqu'une valeur dans le tableau est égale à -999.99 cela signifie que la mesure n'a pas pu être effectuée.

Bibliographie

- Abadi, M. G., Navarro, J. F., Steinmetz, M., & Eke, V. R. 2003, *ApJ*, 591, 499 (Cité en pages 14, 33, 147, 149, 153, 156, 161 et 175.)
- Alcobé, S. & Cubarsi, R. 2005, *A&A*, 442, 929 (Cité en pages 11 et 13.)
- Allende Prieto, C. 2008, in *American Institute of Physics Conference Series*, ed. C. A. L. Bailer-Jones, Vol. 1082, 47–53 (Cité en pages 55 et 99.)
- Allende Prieto, C., Barklem, P. S., Lambert, D. L., & Cunha, K. 2004, *A&A*, 420, 183 (Cité en pages 73, 74, 97, 98 et 174.)
- Allende Prieto, C., Beers, T. C., Wilhelm, R., et al. 2006, *ApJ*, 636, 804 (Cité en pages 12, 13, 55, 99 et 155.)
- Alonso, A., Arribas, S., & Martinez-Roger, C. 1996, *A&A*, 313, 873 (Cité en pages 52 et 98.)
- Alonso, A., Arribas, S., & Martinez-Roger, C. 1998, *A&AS*, 131, 209 (Cité en pages 52 et 98.)
- Alvarez, R. & Plez, B. 1998, *A&A*, 330, 1109 (Cité en pages 65 et 68.)
- An, D., Pinsonneault, M. H., Masseron, T., et al. 2009, *ApJ*, 700, 523 (Cité en page 106.)
- Antoja, T., Valenzuela, O., Pichardo, B., et al. 2009, *ApJ*, 700, L78 (Cité en page 7.)
- Arnadottir, A. S., Feltzing, S., & Lundstrom, I. 2009, in *IAU Symposium*, ed. J. Andersen, J. Bland-Hawthorn, & B. Nordström, Vol. 254, 5P–+ (Cité en pages 12 et 146.)
- Aumer, M. & Binney, J. J. 2009, *MNRAS*, 397, 1286 (Cité en page 10.)
- Baade, W. 1944, *ApJ*, 100, 137 (Cité en page 7.)
- Babusiaux, C. 2005, in *ESA Special Publication*, Vol. 576, *The Three-Dimensional Universe with Gaia*, ed. C. Turon, K. S. O’Flaherty, & M. A. C. Perryman, 637–+ (Cité en page 29.)
- Babusiaux, C. 2011, in *EAS Publications Series*, Vol. 45, 313–318 (Cité en page 25.)
- Babusiaux, C. & Gilmore, G. 2005, *MNRAS*, 358, 1309 (Cité en page 9.)
- Babusiaux, C., Gómez, A., Hill, V., et al. 2010, *A&A*, 519, A77+ (Cité en page 9.)
- Baglin, A., Auvergne, M., Barge, P., et al. 2009, in *IAU Symposium*, Vol. 253, 71–81 (Cité en page 159.)
- Bagnulo, S., Jehin, E., Ledoux, C., et al. 2003, *The Messenger*, 114, 10 (Cité en page 97.)
- Bailer-Jones, C. A. L. 2009, in *IAU Symposium*, ed. J. Andersen, J. Bland-Hawthorn, & B. Nordström, Vol. 254, 475–482 (Cité en page 28.)
- Bailer-Jones, C. A. L. 2010, *MNRAS*, 403, 96 (Cité en page 31.)
- Ball, N. M., Brunner, R. J., Myers, A. D., & Tcheng, D. 2006, *ApJ*, 650, 497 (Cité en page 47.)
- Barklem, P. S., Piskunov, N., & O’Mara, B. J. 2000, *A&A*, 363, 1091 (Cité en pages 52 et 98.)
- Bastian, N., Covey, K. R., & Meyer, M. R. 2010, *ARA&A*, 48, 339 (Cité en page 108.)
- Battaglia, G. 2007, PhD thesis, Kapteyn Astronomical Institute, University of Groningen (Cité en page 164.)

- Battaglia, G., Helmi, A., Tolstoy, E., et al. 2008a, *ApJ*, 681, L13 (Cité en pages 163 et 171.)
- Battaglia, G., Irwin, M., Tolstoy, E., et al. 2008b, *MNRAS*, 383, 183 (Cité en pages 28, 39, 163, 164, 165 et 166.)
- Battaglia, G. & Starkenburg, E. 2011, *A&A*, submitted (Cité en pages 28 et 67.)
- Battaglia, G., Tolstoy, E., Helmi, A., et al. 2011, *MNRAS*, 411, 1013 (Cité en pages 28, 163 et 164.)
- Battaglia, G., Tolstoy, E., Helmi, A., et al. 2006, *A&A*, 459, 423 (Cité en pages 28, 35 et 163.)
- Beers, T. C., Carollo, D., Ivezic, Z., et al. 2011, *ArXiv e-prints* (Cité en page 9.)
- Beers, T. C. & Christlieb, N. 2005, *ARA&A*, 43, 531 (Cité en pages 9 et 65.)
- Bell, E. F., Zucker, D. B., Belokurov, V., et al. 2008, *ApJ*, 680, 295 (Cité en page 9.)
- Belokurov, V., Zucker, D. B., Evans, N. W., et al. 2006, *ApJ*, 642, L137 (Cité en page 9.)
- Bennett, C. L., Halpern, M., Hinshaw, G., et al. 2003, *ApJS*, 148, 1 (Cité en page 91.)
- Bensby, T., Alves-Brito, A., Oey, M. S., Yong, D., & Meléndez, J. 2011, *ApJ*, 735, L46+ (Cité en pages 12 et 153.)
- Bensby, T. & Feltzing, S. 2006, *MNRAS*, 367, 1181 (Cité en pages 141, 142 et 150.)
- Bensby, T., Feltzing, S., & Lundström, I. 2003, *A&A*, 410, 527 (Cité en page 161.)
- Bensby, T., Feltzing, S., Lundström, I., & Ilyin, I. 2005, *A&A*, 433, 185 (Cité en page 11.)
- Bensby, T., Oey, M. S., Feltzing, S., & Gustafsson, B. 2007a, *ApJ*, 655, L89 (Cité en page 7.)
- Bensby, T., Zenn, A. R., Oey, M. S., & Feltzing, S. 2007b, *ApJ*, 663, L13 (Cité en pages 11, 15, 147 et 161.)
- Bergbusch, P. A. & Vandenberg, D. A. 1992, *ApJS*, 81, 163 (Cité en pages 109 et 110.)
- Bertelli, G., Bressan, A., Chiosi, C., Fagotto, F., & Nasi, E. 1994, *A&AS*, 106, 275 (Cité en page 99.)
- Bertelli, G., Girardi, L., Marigo, P., & Nasi, E. 2008, *A&A*, 484, 815 (Cité en page 108.)
- Bertotti, B., Iess, L., & Tortora, P. 2003, *Nature*, 425, 374 (Cité en page 30.)
- Bijaoui, A., Kordopatis, G., Recio-Blanco, A., de Laverny, P., & Ordenovic, C. 2011, in *Conférence du GRETSI* (Cité en pages 62 et 103.)
- Bijaoui, A., Recio-Blanco, A., & de Laverny, P. 2009, *Parameter Estimation from an Optimal Projection in a Local Environment : The MATISSE method*, Tech. rep. (Cité en page 58.)
- Bijaoui, A., Recio-Blanco, A., de Laverny, P., & Ordenovic, C. 2010, in *ADA 6 - Sixth Conference on Astronomical Data Analysis* (Cité en pages 18, 51, 56, 61 et 174.)
- Binney, J. 2010, *MNRAS*, 401, 2318 (Cité en page 141.)
- Binney, J. & Tremaine, S. 1987, *Galactic dynamics*, ed. Binney, J. & Tremaine, S. (Cité en pages 115 et 153.)
- Bissantz, N. & Gerhard, O. 2002, *MNRAS*, 330, 591 (Cité en page 9.)
- Blackwell, D. E. & Shallis, M. J. 1977, *MNRAS*, 180, 177 (Cité en page 52.)
- Bournaud, F. & Combes, F. 2002, *A&A*, 392, 83 (Cité en page 154.)

- Bournaud, F., Elmegreen, B. G., & Martig, M. 2009, *ApJ*, 707, L1 (Cité en pages 15, 153, 156 et 176.)
- Brault, J. & Neckel, H. 1987, Spectral Atlas of Solar Absolute Disk-Averaged and Disk-Center Intensity from 3290 to 12510 Å, available from <ftp.hs.uni-hamburg.de/pub/outgoing/FTS-Atlas/> (Cité en page 69.)
- Breddels, M. A., Smith, M. C., Helmi, A., et al. 2010, *A&A*, 511, A90+ (Cité en pages 106, 107, 108 et 113.)
- Brook, C., Richard, S., Kawata, D., Martel, H., & Gibson, B. K. 2007, *ApJ*, 658, 60 (Cité en page 14.)
- Brook, C. B., Gibson, B. K., Martel, H., & Kawata, D. 2005, *ApJ*, 630, 298 (Cité en pages 14, 149, 154, 156, 161, 175 et 176.)
- Brook, C. B., Kawata, D., Gibson, B. K., & Freeman, K. C. 2004, *ApJ*, 612, 894 (Cité en page 14.)
- Brustein, R. & Hadad, M. 1999, *Physical Review Letters*, 82, 3016 (Cité en page 2.)
- Bullock, J. S., Stewart, K. R., Kaplinghat, M., Tollerud, E. J., & Wolf, J. 2010, *ApJ*, 717, 1043 (Cité en page 2.)
- Burbidge, E. M., Burbidge, G. R., Fowler, W. A., & Hoyle, F. 1957, *Reviews of Modern Physics*, 29, 547 (Cité en page 3.)
- Burnett, B. & Binney, J. 2010, *MNRAS*, 407, 339 (Cité en pages 106 et 113.)
- Burstein, D. 1979, *ApJ*, 234, 829 (Cité en page 10.)
- Buser, R., Rong, J., & Karaali, S. 1998, *A&A*, 331, 934 (Cité en page 12.)
- Buser, R., Rong, J., & Karaali, S. 1999, *A&A*, 348, 98 (Cité en page 13.)
- Cannon, A. J. & Pickering, E. C. 1918, *Annals of Harvard College Observatory*, 91, 1 (Cité en page 52.)
- Cardelli, J. A., Clayton, G. C., & Mathis, J. S. 1989, *ApJ*, 345, 245 (Cité en page 126.)
- Carney, B. W., Latham, D. W., & Laird, J. B. 1989, *AJ*, 97, 423 (Cité en page 12.)
- Carney, B. W., Latham, D. W., & Laird, J. B. 1990, *AJ*, 99, 572 (Cité en page 9.)
- Carollo, D., Beers, T. C., Chiba, M., et al. 2010, *ApJ*, 712, 692 (Cité en pages 9, 12, 13, 106, 131, 138, 143, 147, 149, 150, 152 et 153.)
- Carollo, D., Beers, T. C., Lee, Y. S., et al. 2007, *Nature*, 450, 1020 (Cité en page 9.)
- Casagrande, L., Schönrich, R., Asplund, M., et al. 2011, *A&A*, 530, A138+ (Cité en pages 10 et 15.)
- Casetti-Dinescu, D. I., Girard, T. M., Korchagin, V. I., & van Altena, W. F. 2011, *ApJ*, 728, 7 (Cité en pages 138, 149 et 155.)
- Cayrel, R., van't Veer-Menneret, C., Allard, N. F., & Stehlé, C. 2011, *A&A*, 531, A83+ (Cité en page 52.)
- Cenarro, A. J., Cardiel, N., Gorgas, J., et al. 2001, *MNRAS*, 326, 959 (Cité en page 97.)
- Charvet, P. 2011, in *EAS Publications Series*, Vol. 45, 15–22 (Cité en page 22.)
- Chen, L., Hou, J. L., & Wang, J. J. 2003, *AJ*, 125, 1397 (Cité en page 175.)
- Chiappini, C., Matteucci, F., & Romano, D. 2001, *ApJ*, 554, 1044 (Cité en page 153.)
- Chiba, M. & Beers, T. C. 2000, *AJ*, 119, 2843 (Cité en pages 11, 12, 13, 153 et 155.)

- Chou, M.-Y., Majewski, S. R., Cunha, K., et al. 2007, *ApJ*, 670, 346 (Cité en page 9.)
- Christlieb, N., Bessell, M. S., Beers, T. C., et al. 2002, *Nature*, 419, 904 (Cité en page 9.)
- Clementini, G., Ripepi, V., Bragaglia, A., et al. 2005, *MNRAS*, 363, 734 (Cité en page 165.)
- Cohen, S. H., Windhorst, R. A., Odewahn, S. C., Chiarenza, C. A., & Driver, S. P. 2003, *AJ*, 125, 1762 (Cité en page 47.)
- Collins, M. L. M., Chapman, S. C., Ibata, R. A., et al. 2011, *MNRAS*, 413, 1548 (Cité en page 10.)
- Cropper, M. & Katz, D. 2011, in *EAS Publications Series*, Vol. 45, 181–188 (Cité en pages 23 et 28.)
- Dalcanton, J. J. & Bernstein, R. A. 2002, *AJ*, 124, 1328 (Cité en page 10.)
- Dasarathy, B. V. 1991, *Nearest Neighbor (NN) Norms : NN Pattern Classification Techniques* (Los Alamitos, CA : IEEE Computer Society Press) (Cité en page 49.)
- de Boer, T. J. L., Tolstoy, E., Saha, A., et al. 2011, *A&A*, 528, A119+ (Cité en page 165.)
- de Grijs, R. & van der Kruit, P. C. 1996, *A&AS*, 117, 19 (Cité en page 10.)
- de Jong, J. T. A., Yanny, B., Rix, H.-W., et al. 2010, *ApJ*, 714, 663 (Cité en pages 13, 130 et 143.)
- de Vaucouleurs, G. 1959, *Handbuch der Physik*, 53, 311 (Cité en page 151.)
- Dehnen, W. 2000, *AJ*, 119, 800 (Cité en page 7.)
- Dehnen, W. & Binney, J. J. 1998, *MNRAS*, 298, 387 (Cité en page 114.)
- Demarque, P., Woo, J.-H., Kim, Y.-C., & Yi, S. K. 2004, *ApJS*, 155, 667 (Cité en pages 91 et 108.)
- Di Matteo, P., Lehnert, M. D., Qu, Y., & van Driel, W. 2011, *A&A*, 525, L3+ (Cité en pages 6, 14, 119, 147, 149, 155, 156 et 176.)
- Dickey, J. M. & Lockman, F. J. 1990, *ARA&A*, 28, 215 (Cité en page 126.)
- Dierickx, M., Klement, R., Rix, H.-W., & Liu, C. 2010, *ApJ*, 725, L186 (Cité en pages 143, 149 et 155.)
- Dotter, A., Chaboyer, B., Jevremović, D., et al. 2008, *ApJS*, 178, 89 (Cité en page 108.)
- Edvardsson, B., Andersen, J., Gustafsson, B., et al. 1993, *A&A*, 275, 101 (Cité en pages 11, 65 et 73.)
- Eggen, O. J. 1996, *AJ*, 112, 1595 (Cité en page 6.)
- Eggen, O. J. 1998, *AJ*, 115, 2397 (Cité en page 7.)
- Eggen, O. J., Lynden-Bell, D., & Sandage, A. R. 1962, *ApJ*, 136, 748 (Cité en pages 9, 12 et 14.)
- Einasto, J. 1979, in *IAU Symposium*, Vol. 84, *The Large-Scale Characteristics of the Galaxy*, ed. W. B. Burton, 451–458 (Cité en page 128.)
- Elmegreen, B. G. & Elmegreen, D. M. 2006, *ApJ*, 650, 644 (Cité en page 15.)
- Epanechnikov, V. A. 1969, *Theory Probab. Appl.*, 14, 153 (Cité en page 63.)
- ESA. 1997, *VizieR Online Data Catalog*, 1239, 0 (Cité en page 105.)
- Famaey, B., Jorissen, A., Luri, X., et al. 2005, *A&A*, 430, 165 (Cité en page 7.)
- Frebel, A., Aoki, W., Christlieb, N., et al. 2005, *Nature*, 434, 871 (Cité en page 9.)
- Freeman, K. & Bland-Hawthorn, J. 2002, *ARA&A*, 40, 487 (Cité en pages 3 et 11.)

- Freeman, K. C. 1987, *ARA&A*, 25, 603 (Cité en page 11.)
- Fuhrmann, K. 2008, *MNRAS*, 384, 173 (Cité en pages 11, 13 et 65.)
- Fulbright, J. P. 2000, *AJ*, 120, 1841 (Cité en page 170.)
- Fulbright, J. P., McWilliam, A., & Rich, R. M. 2007, *ApJ*, 661, 1152 (Cité en pages 71 et 72.)
- Galluccio, L., Michel, O., Bendjoya, P., & Slezak, E. 2008, in *American Institute of Physics Conference Series*, ed. C. A. L. Bailer-Jones, Vol. 1082, 165–171 (Cité en page 47.)
- Gazzano, J.-C., de Laverny, P., Deleuil, M., et al. 2010, *A&A*, 523, A91+ (Cité en pages 103, 159, 160 et 170.)
- Gazzano, J.-C., Kordopatis, G., Deleuil, M., et al. 2011, *A&A*, submitted (Cité en pages 119, 159, 160, 161, 162 et 173.)
- Gerhard, O. 2006, in *EAS Publications Series*, ed. G. A. Mamon, F. Combes, C. Deffayet, & B. Fort, Vol. 20, 89–96 (Cité en page 9.)
- Gilmore, G. & Reid, N. 1983, *MNRAS*, 202, 1025 (Cité en pages 10, 13, 14 et 151.)
- Gilmore, G. & Wyse, R. F. G. 1985, *AJ*, 90, 2015 (Cité en page 12.)
- Gilmore, G., Wyse, R. F. G., & Jones, J. B. 1995, *AJ*, 109, 1095 (Cité en page 12.)
- Gilmore, G., Wyse, R. F. G., & Kuijken, K. 1989, *ARA&A*, 27, 555 (Cité en pages 151 et 152.)
- Gilmore, G., Wyse, R. F. G., & Norris, J. E. 2002, *ApJ*, 574, L39 (Cité en pages 14, 34, 35, 44, 121, 122, 123, 131, 136, 150, 154, 156, 174 et 175.)
- Girard, T. M., Korchagin, V. I., Casetti-Dinescu, D. I., et al. 2006, *AJ*, 132, 1768 (Cité en pages 11, 12, 13, 138 et 155.)
- Girardi, L., Groenewegen, M. A. T., Hatziminaoglou, E., & da Costa, L. 2005, *A&A*, 436, 895 (Cité en page 127.)
- Gonzalez, O. A., Rejkuba, M., Zoccali, M., et al. 2011, *A&A*, 530, A54+ (Cité en page 9.)
- González Hernández, J. I. & Bonifacio, P. 2009, *A&A*, 497, 497 (Cité en page 160.)
- Gray, D. F. 2008, *The Observation and Analysis of Stellar Photospheres*, ed. Gray, D. F. (Cité en pages 52, 53, 54 et 82.)
- Gray, D. F. & Brown, K. I. T. 2006, *PASP*, 118, 1112 (Cité en page 71.)
- Grevesse, N., Asplund, M., & Sauval, A. J. 2007, *Space Sci. Rev.*, 130, 105 (Cité en page 70.)
- Griffin, R. 1968, *A photometric atlas of the spectrum of Arcturus, [3600-8825] Å*, ed. Griffin, R. (Cité en page 71.)
- Guillot, T., Santos, N. C., Pont, F., et al. 2006, *A&A*, 453, L21 (Cité en page 30.)
- Gustafsson, B., Edvardsson, B., Eriksson, K., et al. 2008, *A&A*, 486, 951 (Cité en pages 65, 66, 68, 70, 71 et 73.)
- Haywood, M. 2002, *MNRAS*, 337, 151 (Cité en pages 10 et 15.)
- Haywood, M. 2008, *MNRAS*, 388, 1175 (Cité en pages 15, 160 et 161.)
- Heiter, U. & Eriksson, K. 2006, *A&A*, 452, 1039 (Cité en page 66.)

- Helmi, A. 2008, *A&A Rev.*, 15, 145 (Cité en page 9.)
- Helmi, A., Irwin, M. J., Tolstoy, E., et al. 2006a, *ApJ*, 651, L121 (Cité en page 163.)
- Helmi, A., Navarro, J. F., Nordström, B., et al. 2006b, *MNRAS*, 365, 1309 (Cité en pages 7, 34 et 115.)
- Helmi, A. & White, S. D. M. 1999, *MNRAS*, 307, 495 (Cité en page 6.)
- Helmi, A., White, S. D. M., de Zeeuw, P. T., & Zhao, H. 1999, *Nature*, 402, 53 (Cité en page 6.)
- Hernquist, L. 1990, *ApJ*, 356, 359 (Cité en page 115.)
- Hill, V., Lecureur, A., Gomez, A., et al. 2011, *ArXiv e-prints* (Cité en page 9.)
- Hinkle, K., Wallace, L., Livingston, W., et al. 2003, in *The Future of Cool-Star Astrophysics : 12th Cambridge Workshop on Cool Stars, Stellar Systems, and the Sun (2001 July 30 - August 3)*, ed. A. Brown, G. M. Harper, & T. R. Ayres, Vol. 12, 851–856 (Cité en pages 69, 70, 71 et 73.)
- Holland, J. H. 1975, *Adaptation in natural and artificial systems. an introductory analysis with applications to biology, control and artificial intelligence*, ed. Holland, J. H. (Cité en page 99.)
- Horne, K. 1986, *PASP*, 98, 609 (Cité en page 38.)
- Howard, C. D., Rich, R. M., Clarkson, W., et al. 2009, *ApJ*, 702, L153 (Cité en page 9.)
- Howard, C. D., Rich, R. M., Reitzel, D. B., et al. 2008, *ApJ*, 688, 1060 (Cité en page 9.)
- Ibata, R. A., Gilmore, G., & Irwin, M. J. 1994, *Nature*, 370, 194 (Cité en pages 6, 9 et 163.)
- Ibata, R. A. & Gilmore, G. F. 1995, *MNRAS*, 275, 605 (Cité en page 9.)
- Irwin, M. J. & Trimble, V. 1984, *AJ*, 89, 83 (Cité en page 47.)
- Ivezić, Ž., Sesar, B., Jurić, M., et al. 2008, *ApJ*, 684, 287 (Cité en pages 10, 12, 106, 139 et 175.)
- Iwamoto, K., Brachwitz, F., Nomoto, K., et al. 1999, *ApJS*, 125, 439 (Cité en page 4.)
- Jofré, P., Panter, B., Hansen, C. J., & Weiss, A. 2010, *A&A*, 517, A57+ (Cité en page 50.)
- Johnston, K. V., Spergel, D. N., & Hernquist, L. 1995, *ApJ*, 451, 598 (Cité en page 115.)
- Jones, B. F. & Walker, M. F. 1988, *AJ*, 95, 1755 (Cité en page 151.)
- Jordi, C. 2011, *ArXiv e-prints* (Cité en page 30.)
- Jørgensen, B. R. & Lindegren, L. 2005, *A&A*, 436, 127 (Cité en page 112.)
- Jurić, M., Ivezić, Ž., Brooks, A., et al. 2008, *ApJ*, 673, 864 (Cité en pages 10, 11, 13, 143, 151, 152, 153 et 160.)
- Katz, D., Munari, U., Cropper, M., et al. 2004, *MNRAS*, 354, 1223 (Cité en pages 26 et 27.)
- Katz, D., Soubiran, C., Cayrel, R., Adda, M., & Cautain, R. 1998, *A&A*, 338, 151 (Cité en pages 54 et 55.)
- Katz, D., Soubiran, C., Cayrel, R., et al. 2011, *A&A*, 525, A90+ (Cité en pages 12 et 138.)
- Kaufer, A., Stahl, O., Tubbesing, S., et al. 2000, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, ed. M. Iye & A. F. Moorwood, Vol. 4008, 459–466 (Cité en page 98.)
- Kazantzidis, S., Bullock, J. S., Zentner, A. R., Kravtsov, A. V., & Moustakas, L. A. 2008, *ApJ*, 688, 254 (Cité en page 14.)

- Keenan, P. C. & McNeil, R. C. 1976, *An atlas of spectra of the cooler stars : Types G,K,M,S, and C. Part 1 : Introduction and tables*, ed. Keenan, P. C. & McNeil, R. C. (Cité en page 52.)
- Kepley, A. A., Morrison, H. L., Helmi, A., et al. 2007, *AJ*, 134, 1579 (Cité en page 6.)
- Kerr, F. J. & Lynden-Bell, D. 1986, *MNRAS*, 221, 1023 (Cité en pages 10 et 114.)
- Kirby, E. N., Guhathakurta, P., Bolte, M., Sneden, C., & Geha, M. C. 2009, *ApJ*, 705, 328 (Cité en pages 66, 170 et 171.)
- Klement, R. J. 2010, *A&A Rev.*, 18, 567 (Cité en pages 6 et 9.)
- Klypin, A., Kravtsov, A. V., Valenzuela, O., & Prada, F. 1999, *ApJ*, 522, 82 (Cité en page 2.)
- Kobayashi, C., Umeda, H., Nomoto, K., Tominaga, N., & Ohkubo, T. 2006, *ApJ*, 653, 1145 (Cité en page 5.)
- Koch, A., Grebel, E. K., Gilmore, G. F., et al. 2008, *AJ*, 135, 1580 (Cité en page 28.)
- Koch, A., Grebel, E. K., Kleyana, J. T., et al. 2007a, *AJ*, 133, 270 (Cité en page 28.)
- Koch, A., Wilkinson, M. I., Kleyana, J. T., et al. 2007b, *ApJ*, 657, 241 (Cité en page 28.)
- Kordopatis, G., Recio-Blanco, A., de Laverny, P., et al. 2011a, *A&A*, 535, A106+ (Cité en pages 35, 54, 61, 103 et 173.)
- Kordopatis, G., Recio-Blanco, A., de Laverny, P., et al. 2011b, *A&A*, 535, A107+ (Cité en pages 13, 54, 121, 161 et 173.)
- Kroupa, P., Tout, C. A., & Gilmore, G. 1993, *MNRAS*, 262, 545 (Cité en page 5.)
- Kuijken, K. & Gilmore, G. 1991, *ApJ*, 367, L9 (Cité en page 153.)
- Kupka, F. G., Ryabchikova, T. A., Piskunov, N. E., Stempels, H. C., & Weiss, W. W. 2000, *Baltic Astronomy*, 9, 590 (Cité en page 68.)
- Kuzmin, G. 1956, *Astron. Zh.*, 33, 27 (Cité en page 115.)
- Landweber, L. 1951, *American Journal of Mathematics*, 73, 615 (Cité en pages 59, 79 et 80.)
- Larsen, J. A. & Humphreys, R. M. 2003, *AJ*, 125, 1958 (Cité en pages 151 et 153.)
- Law, D. R., Johnston, K. V., & Majewski, S. R. 2005, *ApJ*, 619, 807 (Cité en page 119.)
- Le Borgne, J.-F., Bruzual, G., Pelló, R., et al. 2003, *A&A*, 402, 433 (Cité en page 97.)
- Lebzelter, T., Heiter, U., Abia, C., et al. 2011, *A&A*, to be submitted (Cité en pages 101, 102, 103 et 173.)
- Lecureur, A., Hill, V., Zoccali, M., et al. 2007, *A&A*, 465, 799 (Cité en page 9.)
- Lee, Y. S., Beers, T. C., An, D., et al. 2011, *ApJ*, 738, 187 (Cité en pages 12, 13, 138, 139, 149 et 155.)
- Lee, Y. S., Beers, T. C., Sivarani, T., et al. 2008, *AJ*, 136, 2022 (Cité en page 55.)
- Lejeune, T., Cuisinier, F., & Buser, R. 1998, *A&AS*, 130, 65 (Cité en pages 106 et 108.)
- Letarte, B., Hill, V., Tolstoy, E., et al. 2010, *A&A*, 523, A17+ (Cité en page 163.)
- Lindegren, L. & Perryman, M. A. C. 1996, *A&AS*, 116, 579 (Cité en page 21.)
- Lintott, C. J., Schawinski, K., Slosar, A., et al. 2008, *MNRAS*, 389, 1179 (Cité en page 47.)

- Loebman, S. R., Roškar, R., Debattista, V. P., et al. 2011, *ApJ*, 737, 8 (Cité en pages 15, 139, 154, 155, 170 et 175.)
- Loeillet, B., Bouchy, F., Deleuil, M., et al. 2008, *A&A*, 479, 865 (Cité en pages 159 et 160.)
- Maciel, W. J. & Costa, R. D. D. 2010, in *IAU Symposium*, ed. K. Cunha, M. Spite, & B. Barbuy, Vol. 265, 317–324 (Cité en page 161.)
- Mateu, C., Vivas, K., Downes, J. J., Briceno, C., & Cruz, G. 2011, in *Assembling the puzzle of th Milky Way*, ed. C. Reylé, A. Robin, & M. Schultheis, *Eureoepan Physical Journal* (Cité en page 15.)
- Matteucci, F. & Francois, P. 1989, *MNRAS*, 239, 885 (Cité en page 5.)
- Matteucci, F. & Recchi, S. 2001, *ApJ*, 558, 351 (Cité en page 5.)
- McDonald, P., Seljak, U., Cen, R., et al. 2005, *ApJ*, 635, 761 (Cité en page 2.)
- McGurk, R. C., Kimball, A. E., & Ivezić, Ž. 2010, *AJ*, 139, 1261 (Cité en page 50.)
- McMillan, P. J. & Binney, J. J. 2010, *MNRAS*, 402, 934 (Cité en page 10.)
- Melo, C. 2001, PhD thesis, Geneva Observatory (Cité en page 41.)
- Merrifield, M. R. 1992, *AJ*, 103, 1552 (Cité en page 122.)
- Mignard, F. 2005, in *ESA Special Publication*, Vol. 576, *The Three-Dimensional Universe with Gaia*, ed. C. Turon, K. S. O’Flaherty, & M. A. C. Perryman, 5–+ (Cité en page 28.)
- Mignard, F. 2011, in *SF2A-2011*, ed. G. Alecian, K. Belkacem, S. Collin, R. Samadi & D. Valls-Gabaud (Cité en page 25.)
- Mignard, F., Bailer-Jones, C., Bastian, U., et al. 2008, in *IAU Symposium*, ed. W. J. Jin, I. Platais, & M. A. C. Perryman, Vol. 248, 224–230 (Cité en page 30.)
- Minchev, I. & Famaey, B. 2010, *ApJ*, 722, 112 (Cité en pages 15, 154, 155 et 175.)
- Minniti, D. & Zoccali, M. 2008, in *IAU Symposium*, ed. M. Bureau, E. Athanassoula, & B. Barbuy, Vol. 245, 323–332 (Cité en page 9.)
- Mishenina, T. V., Soubiran, C., Kovtyukh, V. V., & Korotin, S. A. 2004, *A&A*, 418, 551 (Cité en page 161.)
- Miyamoto, M. & Nagai, R. 1975, *PASJ*, 27, 533 (Cité en page 115.)
- Mizutani, A., Chiba, M., & Sakamoto, T. 2003, *ApJ*, 589, L89 (Cité en page 150.)
- Moore, B., Ghigna, S., Governato, F., et al. 1999, *ApJ*, 524, L19 (Cité en pages 2 et 163.)
- Moore, C. E., Minnaert, M. G. J., & Houtgast, J. 1966, *The solar spectrum 2935 Å to 8770 Å*, ed. C. E. Moore, M. G. J. Minnaert, & J. Houtgast (Cité en page 70.)
- More, J. J. 1977, *The Levenberg-Marquardt algorithm : Implementation and theory* (Cité en page 49.)
- Morgan, W. W., Abt, H. A., & Tapscott, J. W. 1978, *Revised MK Spectral Atlas for stars earlier than the sun*, ed. Morgan, W. W., Abt, H. A., & Tapscott, J. W. (Cité en page 52.)
- Mould, J. 2005, *AJ*, 129, 698 (Cité en page 10.)
- Munari, U. 1999, *Baltic Astronomy*, 8, 73 (Cité en pages 26 et 65.)
- Munari, U., Tomasella, L., Fiorucci, M., et al. 2008, *A&A*, 488, 969 (Cité en page 29.)

- Munari, U., Zwitter, T., & Milone, E. F. 2004, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 318, *Spectroscopically and Spatially Resolving the Components of the Close Binary Stars*, ed. R. W. Hilditch, H. Hensberge, & K. Pavlovski, 422–429 (Cité en page 30.)
- Navarro, J. F., Abadi, M. G., Venn, K. A., Freeman, K. C., & Anguiano, B. 2011, *MNRAS*, 412, 1203 (Cité en pages 11, 65, 139 et 141.)
- Navarro, J. F., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 1997, *ApJ*, 490, 493 (Cité en page 119.)
- Neeser, M. J., Sackett, P. D., De Marchi, G., & Paresce, F. 2002, *A&A*, 383, 472 (Cité en page 153.)
- Nelder, J. A. & Mead, R. 1965, *Computer Journal*, 7, 308 (Cité en page 49.)
- Nishiyama, S., Nagata, T., Baba, D., et al. 2005, *ApJ*, 621, L105 (Cité en page 9.)
- Nordström, B., Mayor, M., Andersen, J., et al. 2004, *A&A*, 418, 989 (Cité en pages 10, 11 et 15.)
- Odenkirchen, M., Grebel, E. K., Rockosi, C. M., et al. 2001, *ApJ*, 548, L165 (Cité en page 9.)
- Odehahn, S. C., Stockwell, E. B., Pennington, R. L., Humphreys, R. M., & Zumach, W. A. 1992, *AJ*, 103, 318 (Cité en page 47.)
- Ojha, D. K. 1994, PhD thesis, , Strasbourg University, France, (1994) (Cité en pages 128 et 129.)
- Ojha, D. K. 2001, *MNRAS*, 322, 426 (Cité en pages 10, 13 et 153.)
- Ojha, D. K., Bienayme, O., Robin, A. C., & Mohan, V. 1994, *A&A*, 284, 810 (Cité en pages 12, 34, 35, 147, 151, 155, 270, 276 et 282.)
- Ordóñez, D., Dafonte, C., Manteiga, M., & Varela, B. A. 2010, *Expert Syst. Appl.*, 37, 1719 (Cité en page 56.)
- Pasquini, L., Avila, G., Blecha, A., et al. 2002, *The Messenger*, 110, 1 (Cité en pages 16, 28 et 35.)
- Peñarrubia, J., Kroupa, P., & Boily, C. M. 2002, *MNRAS*, 333, 779 (Cité en page 6.)
- Pedicelli, S., Bono, G., Lemasle, B., et al. 2009, *A&A*, 504, 81 (Cité en pages 160 et 170.)
- Peebles, P. J. E. 1978, *A&A*, 68, 345 (Cité en page 2.)
- Percival, W. J., Reid, B. A., Eisenstein, D. J., et al. 2010, *MNRAS*, 401, 2148 (Cité en page 2.)
- Perlmutter, S., Aldering, G., Goldhaber, G., et al. 1999, *ApJ*, 517, 565 (Cité en page 2.)
- Perryman, M. A. C., de Boer, K. S., Gilmore, G., et al. 2001, *A&A*, 369, 339 (Cité en pages 7, 17, 21, 28, 47 et 173.)
- Perryman, M. A. C., Lindegren, L., Kovalevsky, J., et al. 1997, *A&A*, 323, L49 (Cité en page 22.)
- Peterson, R. C., Dalle Ore, C. M., & Kurucz, R. L. 1993, *ApJ*, 404, 333 (Cité en pages 71 et 72.)
- Pickering, E. C. 1890, *Annals of Harvard College Observatory*, 27, 1 (Cité en page 52.)
- Plummer, H. C. 1911, *MNRAS*, 71, 460 (Cité en page 115.)
- Prusti, T. 2011, in *EAS Publications Series*, Vol. 45, 9–14 (Cité en page 22.)
- Purcell, C. W., Kazantzidis, S., & Bullock, J. S. 2009, *ApJ*, 694, L98 (Cité en page 14.)
- Qu, Y., Di Matteo, P., Lehnert, M. D., & van Driel, W. 2011, *A&A*, 530, A10+ (Cité en pages 14, 153, 156 et 176.)

- Quinlan, J. R. 1993, *C 4.5 : Programs for machine learning*, ed. Quinlan, J. R. (Cité en page 61.)
- Quinn, P. J., Hernquist, L., & Fullagar, D. P. 1993, *ApJ*, 403, 74 (Cité en page 14.)
- Ramírez, I. & Meléndez, J. 2005, *ApJ*, 626, 465 (Cité en pages 52 et 166.)
- Rattenbury, N. J., Mao, S., Sumi, T., & Smith, M. C. 2007, *MNRAS*, 378, 1064 (Cité en page 9.)
- Re Fiorentin, P., Bailer-Jones, C. A. L., Lee, Y. S., et al. 2007, *A&A*, 467, 1373 (Cité en pages 54 et 55.)
- Recio-Blanco, A., Bijaoui, A., & de Laverny, P. 2006, *MNRAS*, 370, 141 (Cité en pages 18, 35, 50, 56, 58, 59, 68 et 174.)
- Recio-Blanco, A., Bijaoui, A., & de Laverny, P. 2007, *Model fitting using the MATISSE algorithm*, Tech. rep. (Cité en page 58.)
- Reddy, B. E. & Lambert, D. L. 2008, *MNRAS*, 391, 95 (Cité en page 11.)
- Reddy, B. E., Lambert, D. L., & Allende Prieto, C. 2006, *MNRAS*, 367, 1329 (Cité en pages 11 et 161.)
- Reid, M. J. 1993, *ARA&A*, 31, 345 (Cité en pages 10 et 113.)
- Reid, N. & Majewski, S. R. 1993, *ApJ*, 409, 635 (Cité en pages 12 et 13.)
- Reylé, C., Marshall, D. J., Schultheis, M., & Robin, A. C. 2008, in *SF2A-2008*, ed. C. Charbonnel, F. Combes, & R. Samadi, 29–+ (Cité en page 25.)
- Robin, A. C. 2005, in *ESA Special Publication, Vol. 576, The Three-Dimensional Universe with Gaia*, ed. C. Turon, K. S. O’Flaherty, & M. A. C. Perryman, 83–+ (Cité en pages 26 et 28.)
- Robin, A. C., Haywood, M., Creze, M., Ojha, D. K., & Bienayme, O. 1996, *A&A*, 305, 125 (Cité en pages 12 et 13.)
- Robin, A. C., Reylé, C., Derrière, S., & Picaud, S. 2003, *A&A*, 409, 523 (Cité en pages 10, 76, 109, 122, 127, 128, 136 et 175.)
- Robin, A. C., Rich, R. M., Aussel, H., et al. 2007, *ApJS*, 172, 545 (Cité en page 13.)
- Rockosi, C., Beers, T. C., Majewski, S., Schiavon, R., & Eisenstein, D. 2009, in *Astronomy, Vol. 2010, astro2010 : The Astronomy and Astrophysics Decadal Survey*, 14–+ (Cité en page 16.)
- Roeser, S., Demleitner, M., & Schilbach, E. 2010, *AJ*, 139, 2440 (Cité en page 160.)
- Roškar, R., Debattista, V. P., Quinn, T. R., Stinson, G. S., & Wadsley, J. 2008, *ApJ*, 684, L79 (Cité en pages 15, 149, 155, 156, 175 et 176.)
- Royer, F. 2003, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series, Vol. 298, GAIA Spectroscopy : Science and Technology*, ed. U. Munari, 469–+ (Cité en page 42.)
- Royer, F., Blecha, A., North, P., et al. 2002, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, ed. J.-L. Starck & F. D. Murtagh, Vol. 4847, 184–194 (Cité en page 42.)
- Ruchti, G. R., Fulbright, J. P., Wyse, R. F. G., et al. 2010, *ApJ*, 721, L92 (Cité en page 141.)
- Ruchti, G. R., Fulbright, J. P., Wyse, R. F. G., et al. 2011, *ApJ*, 739, 9 (Cité en pages 11, 12 et 136.)
- Ruck, M. J. & Smith, G. 1993, *A&A*, 277, 165 (Cité en pages 28 et 67.)
- Rudolph, A. L., Fich, M., Bell, G. R., et al. 2006, *ApJS*, 162, 346 (Cité en page 160.)
- Sales, L. V., Helmi, A., Abadi, M. G., et al. 2009, *MNRAS*, 400, L61 (Cité en pages 6, 14, 119, 147, 149, 150, 155, 156, 175 et 176.)

- Salpeter, E. E. 1955, *ApJ*, 121, 161 (Cité en page 5.)
- Scalo, J. M. 1986, *Fund. Cosmic Phys.*, 11, 1 (Cité en page 5.)
- Schaller, G., Schaerer, D., Meynet, G., & Maeder, A. 1992, *A&AS*, 96, 269 (Cité en pages 109 et 110.)
- Schiavon, R. P. & Majewski, S. R. 2010, in *IAU Symposium*, ed. G. Bruzual & S. Charlot, Vol. 262, 428–429 (Cité en page 17.)
- Schlegel, D. J., Finkbeiner, D. P., & Davis, M. 1998, *ApJ*, 500, 525 (Cité en pages 126 et 160.)
- Schmidt, M. 1959, *ApJ*, 129, 243 (Cité en page 5.)
- Schönrich, R., Asplund, M., & Casagrande, L. 2011, *MNRAS*, 1011 (Cité en page 9.)
- Schönrich, R. & Binney, J. 2009a, *MNRAS*, 396, 203 (Cité en page 15.)
- Schönrich, R. & Binney, J. 2009b, *MNRAS*, 399, 1145 (Cité en pages 15, 16, 33, 139, 154, 155, 170, 175 et 176.)
- Searle, L. & Zinn, R. 1978, *ApJ*, 225, 357 (Cité en page 14.)
- Secchi, A. 1868, *MNRAS*, 28, 196 (Cité en page 52.)
- Sellwood, J. A. 2010, in *Planets, Stars & Stellar systems*, ed. G. Gilmore, Vol. 5 (Cité en page 154.)
- Sellwood, J. A. & Binney, J. J. 2002, *MNRAS*, 336, 785 (Cité en pages 10, 15, 153, 155, 175 et 176.)
- Seth, A. C., Dalcanton, J. J., & de Jong, R. S. 2005, *AJ*, 130, 1574 (Cité en page 10.)
- Sharma, S., Bland-Hawthorn, J., Johnston, K. V., & Binney, J. 2011, *ApJ*, 730, 3 (Cité en page 127.)
- Siebert, A., Bienaymé, O., Binney, J., et al. 2008, *MNRAS*, 391, 793 (Cité en page 152.)
- Siebert, A., Williams, M. E. K., Siviero, A., et al. 2011, *AJ*, 141, 187 (Cité en pages 16 et 55.)
- Siegel, M. H., Majewski, S. R., Reid, I. N., & Thompson, I. B. 2002, *ApJ*, 578, 151 (Cité en page 143.)
- Sirko, E., Goodman, J., Knapp, G. R., et al. 2004, *AJ*, 127, 914 (Cité en page 9.)
- Smith, V. V., Suntzeff, N. B., Cunha, K., et al. 2000, *AJ*, 119, 1239 (Cité en pages 71 et 72.)
- Soderblom, D. R. 2010, *ARA&A*, 48, 581 (Cité en page 113.)
- Sofue, Y., Honma, M., & Omodaka, T. 2009, *PASJ*, 61, 227 (Cité en page 9.)
- Soubiran, C. 1994, in *IAU Symposium*, Vol. 161, *Astronomy from Wide-Field Imaging*, ed. H. T. MacGillivray, 435–+ (Cité en page 13.)
- Soubiran, C., Allende Prieto, C., Altmann, M., et al. 2008a, in *SF2A-2008*, ed. C. Charbonnel, F. Combes, & R. Samadi, 35–+ (Cité en page 55.)
- Soubiran, C., Bienaymé, O., Mishenina, T. V., & Kovtyukh, V. V. 2008b, *A&A*, 480, 91 (Cité en pages 136 et 175.)
- Soubiran, C., Bienaymé, O., & Siebert, A. 2003, *A&A*, 398, 141 (Cité en pages 12, 13 et 143.)
- Soubiran, C. & Girard, P. 2005, *A&A*, 438, 139 (Cité en page 141.)
- Soubiran, C., Le Campion, J.-F., Cayrel de Strobel, G., & Caillo, A. 2010, *A&A*, 515, A111+ (Cité en page 100.)
- Soubiran, C., Odenkirchen, M., & Le Campion, J.-F. 2000, *A&A*, 357, 484 (Cité en page 55.)

- Spagna, A., Lattanzi, M. G., Lasker, B. M., et al. 1996, *A&A*, 311, 758 (Cité en page 13.)
- Spagna, A., Lattanzi, M. G., Re Fiorentin, P., & Smart, R. L. 2010, *A&A*, 510, L4+ (Cité en pages 138, 139 et 155.)
- Spergel, D. N., Bean, R., Doré, O., et al. 2007, *ApJS*, 170, 377 (Cité en page 2.)
- Springel, V., Frenk, C. S., & White, S. D. M. 2006, *Nature*, 440, 1137 (Cité en page 2.)
- Starkenbourg, E., Hill, V., Tolstoy, E., et al. 2010, *A&A*, 513, A34+ (Cité en page 163.)
- Steinmetz, M., Zwitter, T., Siebert, A., et al. 2006, *AJ*, 132, 1645 (Cité en pages 16, 28 et 35.)
- Strigari, L. E., Bullock, J. S., Kaplinghat, M., et al. 2007, *ApJ*, 669, 676 (Cité en page 2.)
- Stumpff, P. 1979, *A&A*, 78, 229 (Cité en page 122.)
- Tafelmeyer, M., Jablonka, P., Hill, V., et al. 2010, *A&A*, 524, A58+ (Cité en page 163.)
- Tegmark, M., Taylor, A. N., & Heavens, A. F. 1997, *ApJ*, 480, 22 (Cité en page 50.)
- Timmes, F. X., Woosley, S. E., & Weaver, T. A. 1995, *ApJS*, 98, 617 (Cité en page 4.)
- Tolstoy, E., Hill, V., Irwin, M., et al. 2006, *The Messenger*, 123, 33 (Cité en pages 28, 35, 159 et 163.)
- Tolstoy, E., Hill, V., & Tosi, M. 2009, *ARA&A*, 47, 371 (Cité en pages 5, 6, 34, 164 et 166.)
- Tolstoy, E., Irwin, M. J., Helmi, A., et al. 2004, *ApJ*, 617, L119 (Cité en pages 28 et 159.)
- Tolstoy, E., Venn, K. A., Shetrone, M., et al. 2003, *AJ*, 125, 707 (Cité en pages 163, 165 et 169.)
- Tonry, J. & Davis, M. 1979, *AJ*, 84, 1511 (Cité en page 41.)
- Tsalmantza, P., Kontizas, M., Bailer-Jones, C. A. L., et al. 2007, *A&A*, 470, 761 (Cité en pages 29 et 48.)
- Tsikoudi, V. 1979, *ApJ*, 234, 842 (Cité en pages 10 et 11.)
- Tull, R. G., MacQueen, P. J., Sneden, C., & Lambert, D. L. 1995, *PASP*, 107, 251 (Cité en page 98.)
- Tyson, J. A. 2002, in *Society of Photo-Optical Instrumentation Engineers (SPIE) Conference Series*, ed. J. A. Tyson & S. Wolff, Vol. 4836, 10–20 (Cité en page 29.)
- Valdes, F., Gupta, R., Rose, J. A., Singh, H. P., & Bell, D. J. 2004, *ApJS*, 152, 251 (Cité en pages 97, 100 et 174.)
- Vallenari, A., Pasetto, S., Bertelli, G., et al. 2006, *A&A*, 451, 125 (Cité en pages 11, 12, 13 et 143.)
- van der Kruit, P. C. & Searle, L. 1981, *A&A*, 95, 105 (Cité en pages 10 et 151.)
- van Leeuwen, F. 2007, *A&A*, 474, 653 (Cité en page 105.)
- Veltz, L., Bienaymé, O., Freeman, K. C., et al. 2008, *A&A*, 480, 753 (Cité en pages 11 et 13.)
- Villalobos, Á. & Helmi, A. 2008, *MNRAS*, 391, 1806 (Cité en pages 14, 15, 147, 149, 153, 154, 156, 175 et 176.)
- Villanova, S., Piotto, G., King, I. R., et al. 2007, *ApJ*, 663, 296 (Cité en page 150.)
- Wallerstein, G., Iben, Jr., I., Parker, P., et al. 1997, *Reviews of Modern Physics*, 69, 995 (Cité en page 3.)
- White, R. L. 2008, in *American Institute of Physics Conference Series*, ed. C. A. L. Bailer-Jones, Vol. 1082, 37–43 (Cité en page 61.)

- White, S. D. M. & Rees, M. J. 1978, *MNRAS*, 183, 341 (Cité en page 2.)
- Wielen, R. 1977, *A&A*, 60, 263 (Cité en page 10.)
- Wilkinson, M. I., Vallenari, A., Turon, C., et al. 2005, *MNRAS*, 359, 1306 (Cité en pages 25, 26, 28 et 29.)
- Wilson, M. L., Helmi, A., Morrison, H. L., et al. 2011, *MNRAS*, 413, 2235 (Cité en pages 149 et 155.)
- Windhorst, R., Odewahn, S., Burg, C., Cohen, S., & Waddington, I. 1999, *Ap&SS*, 269, 243 (Cité en page 47.)
- Worley, C., Recio-Blanco, A., de Laverny, P., Bijaoui, A., & Ordenovic, C. 2011, *A&A*, to be submitted (Cité en page 102.)
- Wyse, R. F. G. 2008, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 399, *Panoramic Views of Galaxy Formation and Evolution*, ed. T. Kodama, T. Yamada, & K. Aoki, 445–+ (Cité en page 14.)
- Wyse, R. F. G. & Gilmore, G. 1992, *MNRAS*, 257, 1 (Cité en pages 38 et 39.)
- Wyse, R. F. G. & Gilmore, G. 1993, in *Astronomical Society of the Pacific Conference Series*, Vol. 48, *The Globular Cluster-Galaxy Connection*, ed. G. H. Smith & J. P. Brodie, 727–+ (Cité en page 5.)
- Wyse, R. F. G., Gilmore, G., Norris, J. E., et al. 2006, *ApJ*, 639, L13 (Cité en pages 14, 28 et 34.)
- Wyse, R. F. G. & Silk, J. 1989, *ApJ*, 339, 700 (Cité en page 5.)
- Yanny, B., Rockosi, C., Newberg, H. J., et al. 2009, *AJ*, 137, 4377 (Cité en pages 16 et 55.)
- Yoachim, P. & Dalcanton, J. J. 2006, *AJ*, 131, 226 (Cité en pages 10 et 153.)
- Yoachim, P. & Dalcanton, J. J. 2008, *ApJ*, 682, 1004 (Cité en pages 10, 14 et 151.)
- York, D. G., Adelman, J., Anderson, Jr., J. E., et al. 2000, *AJ*, 120, 1579 (Cité en pages 9 et 11.)
- Zoccali, M., Hill, V., Lecureur, A., et al. 2008, *A&A*, 486, 177 (Cité en page 9.)
- Zoccali, M., Renzini, A., Ortolani, S., et al. 2003, *A&A*, 399, 931 (Cité en page 9.)
- Zwitter, T., Castelli, F., & Munari, U. 2004, *A&A*, 417, 1055 (Cité en page 26.)
- Zwitter, T., Matijevič, G., Breddels, M. A., et al. 2010, *A&A*, 522, A54+ (Cité en pages 106, 107 et 108.)
- Zwitter, T., Siebert, A., Munari, U., et al. 2008, *AJ*, 136, 421 (Cité en pages 16, 35, 50, 55 et 95.)